



Ministério da
**Ciência, Tecnologia
e Inovação**



sid.inpe.br/mtc-m19/2013/04.16.17.32-TDI

**MULTI-NESTED PENDULA: UM NOVO CONCEITO
EM ISOLAMENTO VIBRACIONAL PARA A TERCEIRA
E QUARTA GERAÇÃO DO LIGO**

Márcio Constâncio Júnior

Dissertação de Mestrado do Curso
de Pós-Graduação em Astrofísica,
orientada pelo Dr. Odylio Denys de
Aguiar, aprovada em 26 de feve-
reiro de 2013.

URL do documento original:

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

INPE
São José dos Campos
2013

PUBLICADO POR:

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GB)

Serviço de Informação e Documentação (SID)

Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3208-6923/6921

Fax: (012) 3208-6919

E-mail: pubtc@sid.inpe.br

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

Presidente:

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

Membros:

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

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

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

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

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

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

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

BIBLIOTECA DIGITAL:

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

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

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

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

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

Maria Tereza Smith de Brito - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Luciana Manacero - Serviço de Informação e Documentação (SID)



Ministério da
**Ciência, Tecnologia
e Inovação**



sid.inpe.br/mtc-m19/2013/04.16.17.32-TDI

**MULTI-NESTED PENDULA: UM NOVO CONCEITO
EM ISOLAMENTO VIBRACIONAL PARA A TERCEIRA
E QUARTA GERAÇÃO DO LIGO**

Márcio Constâncio Júnior

Dissertação de Mestrado do Curso
de Pós-Graduação em Astrofísica,
orientada pelo Dr. Odylio Denys de
Aguiar, aprovada em 26 de feve-
reiro de 2013.

URL do documento original:

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

INPE
São José dos Campos
2013

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Constâncio Júnior, Márcio.

C765m Multi-nested pendula: um novo conceito em isolamento vibracional para a terceira e quarta geração do LIGO / Márcio Constâncio Júnior. – São José dos Campos : INPE, 2013.

xxiv + 85 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m19/2013/04.16.17.32-TDI)

Dissertação (Mestrado em Astrofísica) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2013.

Orientador : Dr. Odylio Denys de Aguiar.

1. multi-nestd pendula 2. isolamento vibracional 3. ondas gravitacionais 4. LIGO 5. detector interferométrico. 6. pêndulos alinhados. I.Título.

CDU 520

Copyright © 2013 do MCT/INPE. Nenhuma parte desta publicação pode ser reproduzida, armazenada em um sistema de recuperação, ou transmitida sob qualquer forma ou por qualquer meio, eletrônico, mecânico, fotográfico, reprográfico, de microfilmagem ou outros, sem a permissão escrita do INPE, com exceção de qualquer material fornecido especificamente com o propósito de ser entrado e executado num sistema computacional, para o uso exclusivo do leitor da obra.

Copyright © 2013 by MCT/INPE. No part of this publication may be reproduced, stored in a retrieval system, or transmitted in any form or by any means, electronic, mechanical, photocopying, recording, microfilming, or otherwise, without written permission from INPE, with the exception of any material supplied specifically for the purpose of being entered and executed on a computer system, for exclusive use of the reader of the work.

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

Dr. Cesar Augusto Costa



Presidente / INPE / São José dos Campos - SP

Dr. Odylio Denys de Aguiar



Orientador(a) / INPE / SJC Campos - SP

Dr. Francisco José Jablonski



Membro da Banca / INPE / SJC Campos - SP

Dr. Nei Fernandes de Oliveira Júnior



Convidado(a) / USP / São Paulo - SP

Este trabalho foi aprovado por:

maioria simples

unanimidade

Aluno (a): **Márcio Constâncio Júnior**

São José dos Campos, 26 de Fevereiro de 2013

“Matter tells space how to curve, and space tells matter how to move”.

JOHN WHEELER

*A meus pais Márcio e Lucelina, a meu irmão Douglas e a
meu avós João C., Natália, João N. e Carmen (in
memoriam)*

AGRADECIMENTOS

Ao Professor Dr. Odylio Denys Aguiar pela oportunidade de trabalhar no grupo de ondas gravitacionais e por dividir comigo uma parte importante de seu conhecimento.

Ao técnico Marcos André Okada por todo apoio prestado a esta pesquisa.

Aos funcionários da SEMA (oficina mecânica do INPE), Laércio, Antônio Carlos, Geraldão entre outros que ajudaram no processo de fabricação do sistema.

Aos colaboradores George Mac Keiser e Luis Juracy pelo apoio no desenvolvimento teórico apresentado neste trabalho.

Ao professor Manuel Malheiro por trazer o pesquisador Mac ao Brasil com o apoio de uma bolsa do projeto “Brasil sem Fronteiras”.

Aos professores que tive na pós-graduação, por todo o conhecimento compartilhado comigo e com meus colegas.

Aos amigos que fiz em São José dos Campos, em especial àqueles que convivem comigo no INPE: André, Elvis, Filipe, Gérman, Karleyne, Lânia, Leonardo, Luiz Augusto, Luiz Henrique, Manuel, Marcela, Márcia, Pedro, Teodora, Tereza e Valéria.

Finalmente, agradeço à CAPES e FAPESP que viabilizaram meus estudos e pelo apoio financeiro ao projeto.

RESUMO

Ondas gravitacionais (OG) são perturbações no espaço-tempo que viajam pelo próprio espaço-tempo à velocidade da luz. A predição teórica de sua existência existe desde a publicação da teoria da Relatividade Geral de Einstein (RG), no início do século XX, contudo, evidências indiretas de sua existência foram anunciadas somente em 1975 em um trabalho publicado por Russell Hulse e Joseph Taylor. Uma das formas de caracterizá-las é por meio da sua amplitude adimensional dada por $h \approx \frac{\Delta L}{L}$, o que torna possível fazer um detector utilizando-se duas massas de teste e monitorando suas distâncias relativas. Esse é, basicamente, o princípio de funcionamento de um interferômetro tal como o aLIGO (*Advanced Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory*). Com sedes em Hanford e Livingston (EUA), o detector de 4 km de braços é um interferômetro de Michelson que possui cavidade de Fabry-Perot, de reciclagem de potência e de sinal. Embora os detectores interferométricos atuais estejam no “estado da arte” referente à tecnologia disponível para realizar a detecção de ondas gravitacionais, ainda existem fontes de ruídos inerentes à instrumentação empregada que precisam ser tratadas, tais como o ruído térmico da suspensão, ruído quântico, ruído browniano do revestimento e do substrato dos espelhos e o ruído sísmico. Este último é o responsável por uma barreira sísmica existente em ~ 10 Hz na curva de sensibilidade do aLIGO, mesmo com o uso de um sistema de isolamento vibracional baseado em estágios de isolamento hidráulico, ativo e multipendular. Com o intuito de implementar o sistema já existente do aLIGO e reduzir a barreira sísmica existente, apresentamos um novo conceito em isolamento vibracional: o Multi-Nested Pendula (MNP). Trata-se de um filtro mecânico passa-baixa composto por cascas cilíndricas aninhadas de forma concêntrica formando um pêndulo de vários estágios, no qual a oscilação pendular é responsável pelo isolamento horizontal, enquanto que flanges com braços que atuam como molas realizam o amortecimento vertical. Dessa forma, o objetivo principal deste projeto inovador é atingir um bom isolamento vibracional ao mesmo tempo que se ganha espaço vertical. Neste trabalho, serão apresentados resultados experimentais, teóricos e simulações referentes aos modos violino dos fios que suspendem o conjunto, e aos modos normais do cilindro mais externo, assim como resultados teóricos e experimentais de frequências de ressonância associados aos modos rotacionais e pendulares do sistema.

MULTI-NESTED PENDULA: A NEW VIBRATION ISOLATION CONCEPT FOR THE THIRD AND FOURTH GENERATIONS OF LIGO

ABSTRACT

Gravitational Waves (GW) are perturbations in space-time, which travel in space-time itself at the speed of light. The theoretical prediction of their existence exists since the publication of Einstein's General Relativity in early twentieth century, however, indirect evidences of their existence were first announced only in 1975 in a paper published by Russell Hulse and Joseph Taylor. A way to characterize them is by means of their dimensionless amplitude given by $h \approx \frac{\Delta L}{L}$, which makes possible to build a GW detector using two test masses and monitoring their relative distances. This is basically the working principle of an interferometer such as aLIGO (Advanced Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory). Located at Hanford and Livingston (USA), the detector is a Michelson interferometer with Fabry-Perot arm cavities and signal and power recycling cavities. Despite current interferometric detectors being at the "state-of-art" related to the available technology in order to perform the detection of gravitational waves, there are still noise sources inherent to the instrumentation used which need to be faced such as: thermal suspension noise, quantum noise, coating and substrate Brownian noise, and seismic noise. This last noise source is the responsible for a seismic cutoff at ~ 10 Hz in the sensitivity curve of Advanced LIGO even by using a vibration isolation system composed by hydraulic, active and multipendular stages. For this purpose, in order to implement the already existing systems in Advanced LIGO we present a new concept in vibration isolation: the Multi-Nested Pendula (MNP). It is a low pass mechanical filter composed by cylindrical shells nested concentrically forming a multi-stage pendula, in which the pendular oscillation is responsible for horizontal isolation while flanges with arms, which acts as springs, perform the vertical isolation. Thus, the objective of this innovative design is to achieve adequate vibration isolation while saving vertical space. In this work, it will be presented simulations, theoretical, and experimental results related to violin modes of the wires, which support the assembly, and related to the normal modes of the outermost cylinder, as well as theoretical and experimental results of frequency resonances related to rotational and pendular modes of the system.

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>	
1.1	Decaimento da órbita de PSR B1913+16. Os pontos representam a mudança observada na época do periastro enquanto que a curva representa a previsão teórica feita pela RG. Os dados foram coletados ao longo de três décadas	1
2.1	Os dois estados de polarização (+ e ×) de uma onda gravitacional que se propaga ao longo do eixo z	10
2.2	Efeito das polarizações “+” e “×” ao passar por um anel de partículas de teste	11
3.1	Esquema de um interferômetro de Michelson	18
3.2	Visão do interferômetro LIGO. O detector é um interferômetro de Michelson com cavidade de Fabry-Perot, cavidades de reciclagem de potência e reciclagem de sinal	21
3.3	Curvas de sensibilidade de diversos detectores	23
3.4	Principais ruídos envolvidos no aLIGO	24
3.5	Sistema de isolamento vibracional utilizado atualmente no aLIGO	28
3.6	Diagrama esquemático de um atuador hidráulico	29
3.7	Resultados de amortecimento de testes com os atuadores. As linhas preta e cinza mostram os movimentos horizontais da carga útil com e sem o sistema de redução de ruído, respectivamente. A linha tracejada apresenta o movimento do solo na região próxima ao sistema	29
3.8	Plataforma ativa de 2 estágios dentro do tanque de vácuo. Um dos 3 sismômetros STS-2 (1° estágio) e um dos geofones GS-13 (2° estágio) estão indicados. A largura total é de 1,5 metros	31
3.9	Diagrama esquemático do sistema de suspensão de pêndulo quádruplo desenvolvido para o aLIGO. À esquerda temos uma visão frontal da cadeia final de estágios enquanto que, no meio, temos a visão lateral do mesmo arranjo. À direita, o projeto conceitual da estrutura que suporta todo o sistema cuja altura total é de, aproximadamente, 2 metros	32
3.10	Limites superiores e limites de Spin-Down para pulsares conhecidos	33
3.11	Protótipo inicial dos flanges inferior e superior e dos cilindros desenvolvidos para gerações posteriores ao aLIGO	34

3.12	Corte transversal do sistema. Acima, tem-se uma representação pictórica deste corte na qual é possível visualizar os flanges (em azul) ligados às cascas cilíndricas (em preto) e como estes se conectam através dos fios (em vermelho). O último estágio mostra o pêndulo quádruplo que será adaptado no sistema. Abaixo é mostrado um corte 3D do arranjo, feito em <i>SolidWorks</i> [®] . Nele está identificado o ponto em que os fios tocam os flanges. Os fios são mostrados apenas em um lado pois a distância angular entre eles, vistos por cima, é de 120°	35
4.1	<i>Multi-Nested Pendula</i> montado. À esquerda tem-se a visão superior e à direita é possível obter uma noção da altura do sistema	37
4.2	Cristal piezoelétrico colado ao fio	38
4.3	Cristais piezoelétricos colados no cilindro externo	39
4.4	Analisador de espectros modelo SR770 utilizado para obter as medidas de ressonância do sistema	40
4.5	Pêndulos lineares acoplados. Sistema na posição de equilíbrio (à esquerda) e deslocado (à direita)	41
4.6	Pêndulos de torção acoplados. As massas estão interligadas por meio de hastes	43
4.7	Pêndulo de cinco estágios utilizado para calcular modos de rotação. As massas estão interligadas por meio de fios	44
4.8	Comparação entre o corpo sustentado pelas hastes elásticas (esquerda) e pelos fios (direita)	45
5.1	Modo deformado em 29,24 Hz	47
5.2	Modo deformado em 43,22 Hz	48
5.3	Modo deformado em 72,53 Hz	48
5.4	Modo deformado em 88,01 Hz	48
5.5	Modo deformado em 110,29 Hz	49
5.6	Modo deformado em 127,02 Hz	49
5.7	Modo deformado em 142,77 Hz	49
5.8	Modo deformado em 148,85 Hz	50
5.9	Modo deformado em 182,31 Hz	50
5.10	Modo deformado em 221,92 Hz	50
5.11	Modo deformado em 224,16 Hz	51
5.12	Modo deformado em 235,06 Hz	51
5.13	Modo deformado em 282,04 Hz	51
5.14	Modo deformado em 284,24 Hz	52

5.15	Modo deformado em 292,54 Hz	52
5.16	Modo deformado em 301,20 Hz	52
5.17	Modo deformado em 303,03 Hz	53
5.18	Modo deformado em 307,70 Hz	53
5.19	Modo deformado em 329,15 Hz	53
5.20	Modo deformado em 331,11 Hz	54
5.21	Modo deformado em 334,22 Hz	54
5.22	Modo deformado em 341,54 Hz	54
5.23	Modo deformado em 350,24 Hz	55
5.24	Modos violino do fio externo obtidos por meio de simulações via <i>SolidWorks</i> [®]	56
5.25	Frequências de ressonância de rotação do MNP	58
5.26	Frequências de ressonância de translação do MNP	59

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
3.1 Detectores de massa ressonante ao redor do mundo	18
3.2 Detectores interferométricos ao redor do mundo	20
3.3 Parâmetro básicos de operação do aLIGO	24
5.1 Ressonâncias do fio externo	57
5.2 Modos Normais do Cilindro Externo. A previsão foi feita através do software <i>SolidWorks</i> [®] e as medidas efetuadas com cristais piezoelétricos colados aos cilindros	60
5.3 Resultados Teóricos e experimentais para os modos pendulares e de rotação do sistema. A terceira e sexta colunas apresentam resultados extrapolados para o caso em que uma carga útil de 800 kg é inserida no conjunto	61

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

OG	– Ondas Gravitacionais
GW	– Gravitational Waves
RG	– Relatividade Geral
GR	– General Relativity
aLIGO	– LIGO Avançado (do inglês <i>Advanced LIGO</i>)
MNP	– Multi-Nested Pendula
FI	– Isolador de Faraday (do inglês, <i>Faraday Isolator</i>)
PRM	– Espelho de Reciclagem de Potencia (do inglês, <i>Power Recycling Mirror</i>)
ITM	– Massa de Teste Inicial (do inglês, <i>Initial Test Mass</i>)
ETM	– Massa de Teste Final (do inglês, <i>End Test Mass</i>)
SRM	– Espelho de Reciclagem de Sinal (do inglês, <i>Signal Recycling Mirror</i>)
OMC	– Sistema de Limpeza do modo de Saída (do inglês, <i>Output Mode Cleaner</i>)
AS	– Porta Antissimétrica (do inglês, <i>Anti-symmetric port</i>)

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
1 INTRODUÇÃO	1
2 ONDAS GRAVITACIONAIS	5
2.1 Introdução à Relatividade Geral (RG)	5
2.2 Linearização das equações de Einstein e Ondas Gravitacionais	6
2.3 Polarização de ondas gravitacionais	8
2.4 Fontes de Ondas gravitacionais	11
2.4.1 Sistemas binários compactos	11
2.4.2 Pulsares	12
2.4.3 Supernovas	12
2.4.4 Fundo Estocástico	13
3 DETECTORES	15
3.1 Detectores de massa ressonante	15
3.2 Detectores interferométricos	18
3.3 Advanced LIGO (aLIGO)	20
3.4 Ruídos	24
3.4.1 Ruído Quântico	25
3.4.2 Ruído Térmico da Suspensão	26
3.4.3 Ruído Browniano do revestimento dos espelhos e do substrato	26
3.4.4 Ruído sísmico e sistemas de isolamento	27
3.5 Multi-Nested Pendula - Um novo sistema de isolamento vibracional	32
4 METODOLOGIA	37
4.1 Montagem do <i>Multi-Nested Pendula</i>	37
4.2 Medidas de ressonância do sistema	38
4.3 Cálculo dos modos violino dos Fios	39
4.4 Simulação de elementos finitos	40
4.5 Descrição Teórica	41
4.5.1 Modos pendulares	41
4.5.2 Modos de rotação	43

5	RESULTADOS E DISCUSSÕES	47
5.1	Resultados Experimentais	47
5.1.1	Métodos de Elementos Finitos	47
5.1.2	Modos violino dos fios	57
5.1.3	Modos de rotação	58
5.1.4	Modos pendulares	59
5.1.5	Modos Normais do cilindro externo	59
5.2	Resultados Teóricos	60
5.2.1	Modos Pendulares e de rotação	60
6	CONCLUSÕES	63
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	65
	APÊNDICE A - CÓDIGO PARA O CÁLCULO DOS MODOS VIOLINO DOS FIOS	71
	APÊNDICE B - ROTINA PARA CÁLCULO DOS MODOS PENDULARES E DE ROTAÇÃO DO SISTEMA	73
	ANEXO A - MEMORANDUM OF UNDERSTANDING (MoU)	77
	ANEXO B - MEMORANDUM OF UNDERSTANDING (MoU) II	81
	ANEXO C - DESCRIÇÃO DOS MODOS DE UM CILINDRO	85

1 INTRODUÇÃO

Segundo a teoria da Relatividade Geral de Einstein (RG), ondas gravitacionais (OG) são perturbações na métrica do espaço-tempo que se propagam no Universo com velocidade constante e igual à da luz (EINSTEIN, 1916). Sua existência não passou de uma predição estritamente teórica por mais de 50 anos até que Russell Hulse e Joseph Taylor publicaram um trabalho apresentando evidências indiretas de sua existência (HULSE; TAYLOR, 1975). Trata-se de um sistema composto por duas estrelas de nêutrons (sistema binário - PSR 1913+16) orbitando uma à outra com período de 7,75 horas. Medidas precisas de pulsos de rádio emitidos por uma dessas estrelas, monitorada ao longo de várias décadas, indicam que o período orbital do sistema decai à taxa prevista pela Relatividade Geral e coalescerá em um objeto compacto em aproximadamente 300 milhões de anos (WEISBERG; TAYLOR, 2005). Este decaimento pode ser visto na figura 1.1.

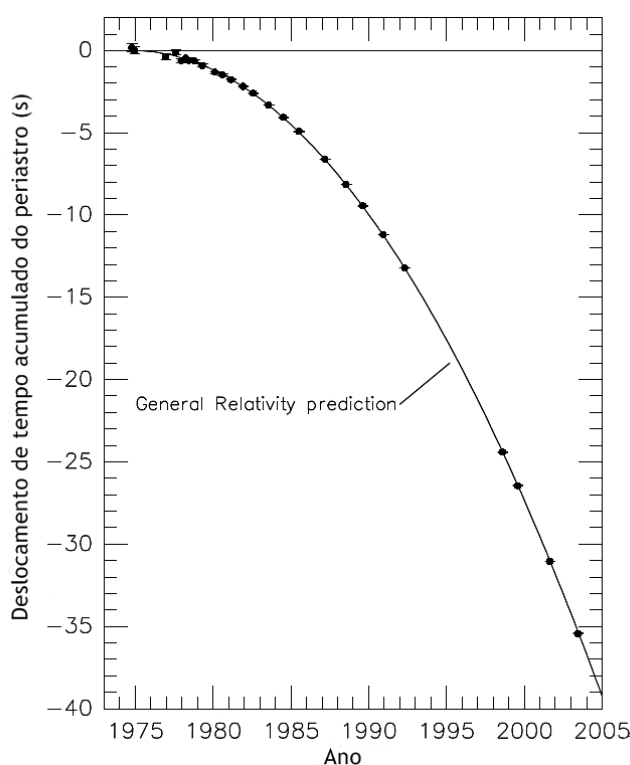


Figura 1.1 - Decaimento da órbita de PSR B1913+16. Os pontos representam a mudança observada na época do periastro enquanto que a curva representa a previsão teórica feita pela RG. Os dados foram coletados ao longo de três décadas
Fonte: Adaptado de Weisberg e Taylor (2005)

Essa descoberta, tão importante para a astrofísica, concedeu aos dois o prêmio Nobel de Física de 1993. Posteriormente, outros três sistemas binários que confirmam o mesmo efeito foram encontrados, são eles: PSR B1534+12 (WOLSZCZAN, 1990), PSR J0737-3039 (BURGAY et al., 2003) e PSR J1756-2251 (FAULKNER et al., 2005), dos quais, PSR J0737-3039 merece um destaque especial pois trata-se de um sistema binário duplo, ou seja, um sistema binário composto por dois pulsares. Desta forma, foi possível realizar medidas extremamente precisas quanto ao seu tempo de coalescência devido à perda de energia por emissão de ondas gravitacionais cujo valor é de ≈ 87 milhões de anos.

Outros trabalhos encontrados na literatura atribuem alguns fenômenos físicos à radiação gravitacional. Um exemplo é o trabalho de Paczynski e Sienkiewicz (1981) que relaciona a evolução de variáveis cataclísmicas à emissão de radiação gravitacional. Segundo eles, a emissão de OG seria a responsável pelos valores mínimos de períodos orbitais observados.

Ondas gravitacionais são esperadas de várias fontes astrofísicas tais como sistemas binários com estrelas de nêutrons, sistemas binários com um buraco negro e uma estrela de nêutrons, explosões de supernovas tipo II, estrelas de nêutrons em alta rotação assimétrica e processos cosmológicos relacionados ao Universo primordial, os quais produzem um fundo estocástico de ondas (CUTLER; THORNE, 2002; SATHYA-PRAKASH; SCHUTZ, 2009).

Um experimento pioneiro na tentativa de detecção direta de ondas gravitacionais foi elaborado e executado por Joseph Weber no início dos anos 60. Tratava-se de uma antena em forma de barra ressonante feita de alumínio cuja massa, de aproximadamente 2×10^3 Kg era isolada de vibrações e suspensa no interior de uma câmara de vácuo (WEBER, 1966). A sensibilidade do sistema atingia a ordem de $10^{-14} \frac{1}{\sqrt{Hz}}$. Sabia-se que uma onda gravitacional passando através da barra induziria uma tensão em sua elongação. Como a barra tem rigidez finita, o trabalho é realizado pela onda e sua energia depositada na barra (BLAIR, 1991).

Atualmente vários detectores encontram-se espalhados pelo mundo na tentativa de detectar ondas gravitacionais. Entre eles estão a primeira geração de interferômetros tais como VIRGO (ACERNESE et al., 2005), LIGO (ABBOTT et al., 2009) e GEO 600 (WILLKE et al., 2002), a segunda geração, prevista para operar em meados de 2014/2015 tais como, *Advanced* LIGO (WALDMAN, 2011), *Advanced* VIRGO (AC-

CADIA et al., 2012) e ainda existem projetos para outros interferômetros terrestres tais como AIGO (BLAIR et al., 2008) na Austrália, o projeto criogênico KAGRA (SOMIYA, 2012) no Japão e o *Einstein Telescope*, projeto pioneiro (terceira geração) a ser construído na Europa (ABERNATHY et al., 2011).

O *Advanced LIGO*, segunda geração do LIGO (*do inglês, Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory*), está localizado nos Estados Unidos em duas sedes, Washington e Louisiana. Acredita-se que esta versão avançada, também denominada *aLIGO*, realize a tão esperada detecção de ondas gravitacionais, abrindo assim, uma nova janela na maneira de se olhar para o Universo. Contudo, para que tal evento aconteça muito trabalho ainda deve ser feito no sentido de aumentar a sensibilidade dos detectores atuais, dentre as quais encontra-se a pesquisa e desenvolvimento em isolamento vibracional da qual esta dissertação faz parte. O isolamento vibracional vem sendo estudado há muito tempo por grupos de pesquisas espalhados por todo o mundo. Atualmente o equipamento utilizado no aLIGO baseia-se no uso de estágios de isolamento hidráulico, ativo e multipendular (ROBERTSON et al., 2004).

Esta dissertação aborda este tema de isolamento vibracional para as gerações posteriores ao aLIGO e encontra-se dividida em 06 capítulos. O capítulo 2 é destinado totalmente às ondas gravitacionais. O formalismo matemático que mostra a emissão de ondas gravitacionais a partir da linearização das equações de Einstein, assim como a polarização e as fontes de ondas são os temas principais deste capítulo.

O capítulo 3 discute os diferentes tipos de detectores existentes, dando ênfase aos detectores de massa ressonante, uma vez que foram os primeiros a serem desenvolvidos e aos interferômetros, que são diretamente ligados aos conteúdo desta dissertação. Este capítulo também apresenta as configurações do aLIGO, suas principais fontes de ruídos e seus avanços obtidos até agora.

No capítulo 4, encontra-se a descrição metodológica do trabalho em si. Apresentamos o *Multi-Nested Pendula*, sistema de isolamento vibracional proposto nesta dissertação e descrevemos a metodologia desenvolvida durante o mestrado. Por fim, no capítulo 5, apresentamos o resultados destes processos com suas respectivas discussões e, no capítulo 6, são feitas as considerações finais.

2 ONDAS GRAVITACIONAIS

Neste capítulo será apresentada uma breve descrição matemática das equações de Relatividade Geral e, conseqüentemente, como estas equações levam à existência de ondas gravitacionais. Também apresentaremos os estados de polarização das ondas gravitacionais e suas possíveis fontes.

2.1 Introdução à Relatividade Geral (RG)

A teoria da Relatividade Geral proposta por Einstein considera um espaço-tempo 4-dimensional unificado, dinâmico e deformável, onde o tempo é medido em distância viajada pela luz e todas as dimensões espaciais são medidas em comprimento. Esta teoria vem refutar a física newtoniana, na qual tempo e espaço eram tratados como entidades distintas na qual o espaço é absoluto (BLAIR, 1991).

A deformação (ou curvatura) do espaço-tempo é matematicamente descrita pelo Tensor de Curvatura de Einstein \mathbf{G} , cujas componentes expressam a magnitude da curvatura do espaço-tempo. A fonte que causa esta curvatura é expressa pelo tensor de energia-momento \mathbf{T} , cujas componentes descrevem a distribuição de massa, energia e momento em um dado sistema. As equações de campo de Einstein podem ser escritas como:

$$\mathbf{T} = \frac{c^4}{8\pi G} \mathbf{G} \quad (2.1)$$

onde c é a velocidade da luz no vácuo, G é a constante gravitacional e, $\frac{c^4}{8\pi G} = 4,82 \times 10^{42}$ N é a constante de acoplamento entre a curvatura do espaço-tempo e o tensor de energia-momento.

Com a finalidade de fazer uma comparação, a equação 2.1 foi escrita análoga à lei de Hooke, $\mathbf{F} = \mathbf{k}\mathbf{x}$ onde \mathbf{F} é a força aplicada, \mathbf{k} é a constante de deformação e \mathbf{x} é o deslocamento provocado pela força \mathbf{F} . Assim como na lei de Hooke, onde uma força \mathbf{F} gera uma “deformação” \mathbf{x} , o tensor energia-momento (\mathbf{T}) gera, nas equações de campo de Einstein, uma deformação na geometria do espaço-tempo que pode ser descrita pelo tensor de Einstein (\mathbf{G}). Em ambos os casos existe uma constante de acoplamento entre estas grandezas que descreve a rigidez do meio em questão (mola para a lei de Hooke e espaço-tempo para a equação de Einstein).

Como a lei de Hooke possui uma solução que é uma equação de onda, a analogia nos permite inferir que o mesmo pode acontecer às equações de campo de Einstein. Desta forma, pode-se concluir que o espaço-tempo, dinâmico e deformável, de Einstein é:

- Um meio elástico capaz de suportar ondas e,
- Extremamente rígido, onde amplitudes de ondas extremamente pequenas terão densidades de energia muito altas.

As equações de campo de Einstein não são lineares, por isso não admitem superposições de campos gravitacionais, contudo, no limite de campos gravitacionais fracos é possível linearizá-las e, a partir daí, obter a equação fundamental a partir da qual pode-se encontrar uma expressão para a existência de ondas gravitacionais. Na próxima seção será apresentada a linearização dessas equações e o surgimento das ondas gravitacionais (CATTANI, 2010a).

2.2 Linearização das equações de Einstein e Ondas Gravitacionais

Para linearizar as equações de Einstein vamos partir da ideia de que o campo gravitacional gerado pelas massas seja fraco o bastante, tal que o espaço-tempo possa ser descrito pela métrica:

$$g_{ab} = \eta_{ab} + h_{ab} \quad (2.2)$$

Onde $\eta_{ab} = \text{diagonal}(1, -1, -1, -1)$ é a métrica plana de Minkowski de assinatura -2 descrita pelas coordenadas $x^{a1} = (x^0, x^1, x^2, x^3) = (t, x, y, z)$ e h_{ab} é uma pequena perturbação desta métrica, $|h_{ab}| \ll 1$.

Utilizando a equação 2.1 na forma tensorial e isolando o tensor de Einstein do lado esquerdo da expressão, temos (BLAIR, 1991; CHAKRABARTY, 1999):

$$G_{ab} = R_{ab} - \frac{1}{2}g_{ab}R = 8\pi\frac{G}{c^4}T_{ab} \quad (2.3)$$

Onde R_{ab} e R são o tensor e o escalar de Ricci, respectivamente, os quais podem ser

¹Os índices (0, 1, 2, 3) seguem a notação de Einstein

obtidos por meio de contrações do tensor de Riemman (ou tensor de curvatura), R_{bcd}^a (D'INVERNO, 1992):

$$R_{bcd}^a = \Gamma_{bd,c}^a - \Gamma_{bc,d}^a + \Gamma_{bd}^e \Gamma_{ec}^a - \Gamma_{bc}^e \Gamma_{ed}^a \quad (2.4)$$

$$R_{ab} = R_{acb}^c = g^{cd} R_{dacb} \quad (2.5)$$

$$R = g^{ab} R_{ab} \quad (2.6)$$

Γ_{bc}^a é chamada de conexão métrica cuja expressão matemática é função da métrica por meio da relação:

$$\Gamma_{bc}^a = \frac{1}{2} g^{ad} (g_{dc,b} + g_{db,c} - g_{bc,d}) \quad (2.7)$$

Finalmente, a linearização é obtida substituindo a expressão 2.2 em 2.7 e seus resultados em 2.5, 2.6 e 2.3 respectivamente, do qual obtém-se a expressão:

$$h_{,ab} - h_b^c{}_{,ac} - h_a^c{}_{,bc} + h_{ab,c}{}^c - \eta_{ab} h_{,c}{}^c + \eta_{ab} h^{cd}{}_{,cd} = 16\pi \frac{G}{c^4} T_{ab} \quad (2.8)$$

onde $h = h_a^a = \eta^{ab} h_{ab}$. Agora, definindo $\bar{h}_{ab} = h_{ab} - \frac{1}{2} \eta_{ab} h$ e restringindo a escolha de um sistema de coordenadas específico por meio de um *gauge* conveniente (*gauge* ou calibre de Lorentz) $\bar{h}_{,b}{}^{ab} = 0$, a equação 2.8 fica:

$$\square \bar{h}_{ab} \equiv -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \bar{h}_{ab}}{\partial t^2} + \nabla^2 \bar{h}_{ab} = -16\pi \frac{G}{c^4} T_{ab} \quad (2.9)$$

que é uma equação de onda.

No vácuo, $T_{ab} = 0$ logo, uma das possíveis soluções da equação 2.9 tem a forma:

$$\bar{h}_{ab} = A_{ab} e^{[ik(z-ct)]} \quad (2.10)$$

Esta equação representa uma onda monocromática plana na geometria do espaço tempo (PRICE, 1982) que se propaga ao longo da direção $+z$ com frequência kc à velocidade da luz c (AGUIAR, 2011).

Em analogia às ondas eletromagnéticas, as quais podem ser geradas por cargas aceleradas, ondas gravitacionais podem ser geradas por matéria acelerada. Contudo, o princípio da conservação de massa exclui radiação gravitacional monopolar, uma vez que esta só seria possível mediante perda de massa. Por outro lado, o princípio de conservação de momento linear somado ao fato de que não são observadas massas negativas excluem a radiação dipolar, porque as componentes dipolares produzidas por regiões parciais da fonte são canceladas entre si. Dessa forma, o modo de emissão mais baixo permitido e, geralmente o mais dominante, é o modo quadrupolar (ABBOTT et al., 2009).

Uma diferença relevante é que as ondas gravitacionais são extremamente fracas comparadas às ondas eletromagnéticas, fato decorrente da baixa intensidade da força gravitacional em relação à eletromagnética (36 ordens de magnitudes mais fraca). Este fato, acrescido da inexistência de emissão dipolar torna a emissão de ondas gravitacionais significante apenas para grandes montantes de massa. Portanto, os detectores somente serão capazes de detectar OGs de origem astrofísica e cosmológica.

2.3 Polarização de ondas gravitacionais

De acordo com o formalismo apresentado na seção anterior, a solução de onda plana 2.10 nos permite inferir que ondas gravitacionais são transversas e possuem duas polarizações.

Para entender melhor como estas ondas interagem com a matéria vamos adotar uma *gauge* no qual somente os componentes espaciais de h_{ab} são não-nulos e transversos à direção de propagação. Neste caso, estes componentes são livres de divergência ($h_{ab,b} = 0$) e possuem traço nulo ($h = h^a_a = h_{aa} = 0$), logo, temos:

$$\bar{h}_{ab} = h_{ab} = h_{ab}^{TT} \quad (2.11)$$

Essa *gauge* é chamada de transversa e de traço-nulo.

Dessa forma, o tensor de Riemann assume a forma:

$$R_{a0b0} = -\frac{1}{2}h_{ab,00}^{TT}, \quad (2.12)$$

Para os casos particulares, temos (PRESS; THORNE, 1972)

$$R_{x0x0} = -R_{y0y0} = -\frac{1}{2}\ddot{h}_+(t - \frac{z}{c}) \quad (2.13)$$

$$R_{x0y0} = -R_{y0x0} = -\frac{1}{2}\ddot{h}_\times(t - \frac{z}{c}) \quad (2.14)$$

onde (THORNE, 1987)

$$h_+ \equiv h_{xx}^{TT} = -h_{yy}^{TT} = \Re\{A_+ e^{-i[\omega(t - \frac{z}{c}) + \phi_+]}\} \quad (2.15)$$

$$h_\times \equiv h_{xy}^{TT} = -h_{yx}^{TT} = \Re\{A_\times e^{-i[\omega(t - \frac{z}{c}) + \phi_\times]}\} \quad (2.16)$$

Sendo que A_+ e A_\times são as amplitudes de cada modo de polarização das ondas gravitacionais.

A perturbação pode ser representada por:

$$h_{cd} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & h_{xx} & h_{xy} & 0 \\ 0 & h_{yx} & h_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix},$$

e, devido ao traço nulo de h_{cd} , cuja implicação impõe que $h_{xx} = -h_{yy}$ e $h_{xy} = h_{yx}$, também podemos representar na forma:

$$h_{cd} = \begin{bmatrix} h_+ & h_\times \\ h_\times & -h_+ \end{bmatrix},$$

Os dois estados de polarização de ondas gravitacionais são mostrados na figura 2.1.

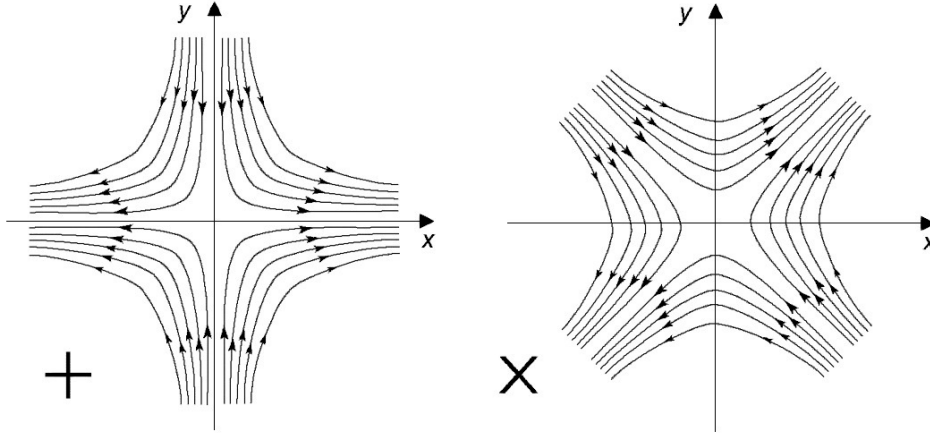


Figura 2.1 - Os dois estados de polarização (+ e x) de uma onda gravitacional que se propaga ao longo do eixo z

Como as ondas gravitacionais não têm efeito sobre um único ponto, elas geram somente oscilações relativas, produzindo uma força de maré flutuante perpendicular à direção de propagação, assim, para detectá-las podemos considerar um anel circular de partículas sob influência de uma OG. Este estará sujeito a dois tipos de deformações relacionadas às polarizações incidentes, conforme mostrado na figura 2.2. Na polarização “+”, durante o primeiro meio ciclo, o anel se contrairá no eixo x e se expandirá no eixo y , no meio ciclo seguinte, a contração será no eixo y e a expansão no eixo x . Na polarização “x”, o anel se contrairá na direção $x = -y$ e se contrairá na direção $x = y$ no primeiro meio ciclo enquanto que o inverso ocorrerá no segundo meio ciclo. Dessa forma, é possível notar um comportamento distinto daquele visto em ondas eletromagnéticas, onde a polarização tem direções a 90° e não a 45° como no caso das ondas gravitacionais (BLAIR, 1991).

Outra forma interessante de caracterizar as ondas gravitacionais é por meio de uma amplitude adimensional h que pode ser dada como uma composição das duas amplitudes de polarização h_+ e h_x por meio da expressão:

$$h = \sqrt{h_+^2 + h_x^2} \equiv \frac{\Delta L}{L} \quad (2.17)$$

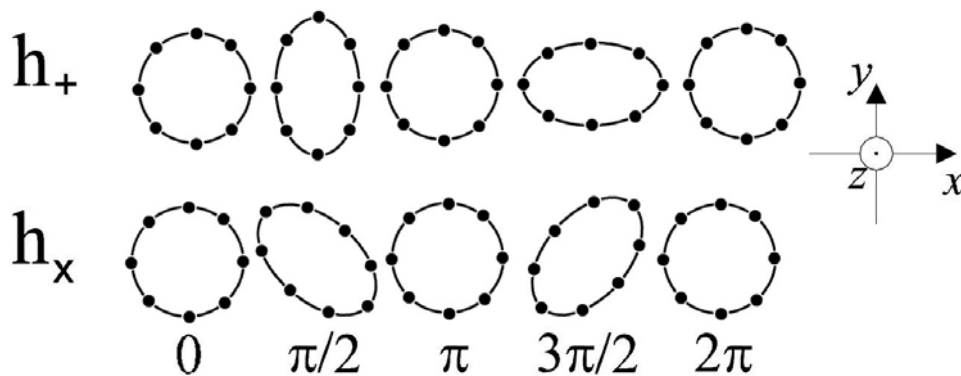


Figura 2.2 - Efeito das polarizações “+” e “ \times ” ao passar por um anel de partículas de teste

onde a última expressão é vista como a amplitude adimensional relativa que será medida pelos detectores.

2.4 Fontes de Ondas gravitacionais

Nesta seção são apresentadas as principais fontes das quais são esperadas ondas gravitacionais.

2.4.1 Sistemas binários compactos

Um sistema binário compacto (SBC) pode ser formado por duas Estrelas de Nêutrons (EN-EN), uma Estrela de Nêutrons e um Buraco Negro (EN-BN) ou dois Buracos Negros (BN-BN). A detecção da coalescência de tal sistema possibilitará um estudo sem precedentes da gravitação de campos fortes (RILES, 2013). A emissão de radiação gravitacional neste tipo de sistema ocorre por meio da perda de energia e momento angular, causando a espiralação das componentes até uma eventual fusão. A dinâmica deste processo pode ser dividida em três partes:

- A inspiralação, fase na qual o sistema passa algumas centenas de milhões de anos. Nesta fase a luminosidade em OG é baixa, o sinal emitido possui frequência igual a duas vezes a frequência angular e cresce lentamente, assim como a amplitude (sinal tipo “chirp” ou gorjeio).
- A fusão, fase na qual ambas as componentes estão com velocidade próxima a um terço da velocidade da luz, experimentando campos gravitacionais extremamente intensos. A maneira de prever a dinâmica dos corpos envol-

vidos nesta fase exige uma estrutura não-linear das equações de campo de Einstein, uma vez que envolve forte gravitação relativística, deformação e rompimento devido à forças de maré. O sinal de OGs emitido nesta fase é de curta duração.

- O *ringdown*, fase na qual os dois objetos coalesceram para formar um único objeto compacto, geralmente um buraco negro. A radiação emitida pode ser calculada por meio de teorias de perturbação e consiste na superposição de modos quasi-normais do objeto compacto formado. Assim como na fase da fusão, o sinal é de curta duração porém de grande intensidade.

2.4.2 Pulsares

A emissão de radiação gravitacional por estrelas de nêutron em rotação (isoladas ou em sistemas binários) deve ser um sinal de amplitude praticamente constante cuja frequência varia lentamente ao longo do tempo de observação.

Essa emissão pode ocorrer quando há assimetrias em sua superfície, geralmente associadas à tensões geradas em sua crosta, intensos campos magnéticos ou devido à acréscimo de matéria (ANDERSSON et al., 2011). Contudo, uma das principais questões a serem resolvidas no que concerne à essa deformação é entender o quão alta ela pode ser antes que ocorra seu rompimento. Algumas estimativas sugerem que a crosta é rígida (HOROWITZ; KADAU, 2009) e, conseqüentemente, suportaria assimetrias da ordem de 1 parte em 10^5 (HASKELL et al., 2006).

Estrelas de nêutrons são encontradas, principalmente, em forma de pulsares, logo a busca por esses objetos pode ser promissora para localizar possíveis fontes de ondas gravitacionais. Atualmente existem quase 2000 pulsares cujas posições e evolução de frequência encontram-se bem estudados por meio de observações feitas tanto em rádio quanto em raios-X (ABERNATHY et al., 2011).

2.4.3 Supernovas

O evento final na vida de uma estrela de grande massa (≈ 10 até $100 M_{\odot}$) é um colapso gravitacional catastrófico.

Neste caso, após a queima da camada de Silício, forma-se um núcleo de ferro, o qual não possui fusão exotérmica para continuar a gerar energia na estrela. Sem a geração

de energia, a gravidade passa a prevalecer sobre a pressão de radiação fazendo com que a estrela entre em colapso.

O colapso inicia-se pela combinação da captura de elétrons e a fotodesintegração de núcleos pesados, processos que levam ao esgotamento do suporte da pressão central. A atração gravitacional leva à contração do núcleo interno de modo que este atinja densidades de $\approx 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$ a ponto de tornar-se degenerado. As camadas mais externas que caem sobre este núcleo extremamente denso sofrem um inevitável ricochete gerando uma onda de choque que se propaga em direção ao exterior da estrela.

Segundo [Dimmelmeier et al. \(2008\)](#), a onda de choque perde energia cinética ao longo de sua propagação devido ao choque com camadas de elementos pesados em queda livre e pela emissão de neutrinos, até o momento em que cessa e precisa ser reavivada para produzir a explosão observável associada com o colapso de supernova. Quando o mecanismo de reavivamento não ocorre, a formação de um Buraco Negro é inevitável ([OTT, 2009](#)). Tais mecanismos ainda não são bem compreendidos, mas podem envolver aquecimentos das regiões pós-choque por neutrinos, instabilidades hidrodinâmicas nas regiões pós-choque e/ou na proto-estrela de nêutrons, rotação, campos magnéticos e queima nuclear. Uma discussão detalhada sobre todas as hipóteses acerca deste processo pode ser encontrada em [Janka et al. \(2007\)](#).

Neutrinos e ondas gravitacionais são produzidos nos estágios mais internos do processo de explosão, e podem chegar à Terra sem sofrer nenhum tipo de espalhamento. Contudo, ao contrário dos neutrinos, as ondas gravitacionais ainda não foram detectadas. O cálculo da sua intensidade é complexo, uma vez que os mecanismos de emissão durante a explosão de supernovas podem ser diversos: enquanto sinais de bursts de OGs são esperados do colapso, do ricochete e da fase pós-ricochete (em caso de núcleo em rotação), emissão de OGs de amplitudes consideráveis podem ocorrer a partir de movimentos convectivos pós-ricochete, emissão anisotrópica de neutrinos, excitação de várias oscilações na protoestrela de nêutrons ou instabilidades rotacionais sem simetrias axiais ([DIMMELMEIER et al., 2008](#)).

2.4.4 Fundo Estocástico

Fundo estocástico de ondas gravitacionais é aquele gerado por fontes aleatórias, normalmente decorrente de um número extremamente grande de eventos “não-

resolvidos”, independentes e não-correlacionados (ALLEN, 1997) tais como fusão de estrelas de nêutrons muito distantes, de buracos negros supermassivos (RILES, 2013) e ondas primordiais provenientes de processos cosmológicos tais como inflação, cordas cósmicas e transições de fase.

As ondas gravitacionais primordiais são aquelas geradas em momentos subsequentes ao Big Bang. Sua detecção é uma janela única na tentativa de entender o Universo Primordial uma vez que ondas geradas por eventos cosmológicos em tempos da ordem de 10^{-30} s podem estar viajando, continuamente, até nós sem terem sofrido nenhum espalhamento (devido ao fraco acoplamento entre onda e matéria). A detecção de qualquer fonte desse tipo teria uma implicação enorme na física fundamental que conhecemos hoje pois, possivelmente, daria indicações da inflação, transições de fases ou formação de defeitos topológicos, ou seja, eventos ocorridos em condições extremas de temperatura e energia.

No cenário inflacionário padrão (KOLB; TURNER, 1994), conforme aconteceu o esfriamento do Universo, ele passou por uma fase na qual o fator de escala aumentou exponencialmente. Esse súbito aumento teria gerado perturbações tensoriais capazes de dar ao espectro de ondas gravitacionais primordiais um perfil completamente distinto (ALLEN, 1997).

O cenário das cordas cósmicas (VILENKIN, 1985; VILENKIN; SHELLARD, 1994) são estruturas nas quais longos defeitos topológicos em forma de cordas foram formados enquanto o Universo esfriava. Neste cenário as cordas formam uma rede que se auto-intercepta e que corta pequenos laços de cordas. Esse pequenos laços oscilam relativisticamente gerando um espectro característico de ondas (ALLEN, 1997).

3 DETECTORES

Desde a década de 1960, quando Joseph Weber iniciou o desenvolvimento experimental em busca de ondas gravitacionais, cientistas em todo o mundo vêm trabalhando no desenvolvimento tecnológico com a finalidade de construir detectores de ondas gravitacionais cada vez mais sensíveis e precisos. Este esforço, justificado principalmente pelo fraco acoplamento entre ondas gravitacionais e matéria e pela baixa amplitude das ondas, tem exigido detectores no “estado da arte” da tecnologia no que diz respeito à redução de ruídos.

Dentre as principais técnicas de detecção existentes atualmente, destacam-se os detectores interferométricos e os detectores de massa ressonante. Nas próximas seções faremos uma breve revisão sobre os dois tipos de detectores e encerraremos o capítulo apresentando o aLIGO, suas instalações e alguns pontos envolvendo dificuldades técnicas e desenvolvimentos realizados no sentido de melhoria na sensibilidade do detector.

3.1 Detectores de massa ressonante

O primeiro experimento montado na tentativa de detectar diretamente ondas gravitacionais foi elaborado e executado por Joseph Weber no início dos anos 60. Tratava-se de uma antena em forma de barra ressonante feita de alumínio cuja massa de aproximadamente 2×10^3 kg, suspensa no interior de uma câmara de vácuo, encontrava-se isolada de quaisquer vibrações (WEBER, 1966).

Sabia-se que uma onda gravitacional passando através da barra induziria uma tensão em sua elongação e realizaria trabalho depositando parte de sua energia na barra (BLAIR, 1991), contudo, a primeira dificuldade encontrada foi justamente relacionada à pequena fração de energia depositada nos detectores. Segundo Maggiore (2008) a seção de choque integrada para um detector de massa ressonante é dada pela expressão:

$$\Sigma_0 \equiv \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \sigma_{abs}(\omega) \propto \frac{8}{\pi} \frac{GM}{c} \left(\frac{v_s}{c}\right)^2 \quad (3.1)$$

Onde ω é frequência de oscilação da barra, σ_{abs} é a seção de choque de absorção em função da frequência, G é a constante gravitacional, M é a massa da barra, c é

a velocidade da luz e v_s é a velocidade do som no material. Para o caso da barra desenvolvida por Weber, $\Sigma_0 \approx 10^{-21} \text{ cm}^2\text{Hz}$.

Outra dificuldade encontrada está relacionado às grandes amplitudes provenientes do ruído térmico (principal limitador da sensibilidade nesse tipo de detector). Em geral, essas amplitudes excedem as esperadas por fontes astrofísicas fazendo com que a detecção fique comprometida.

A grande contribuição de Weber veio da ideia de utilizar um material de alto fator de qualidade mecânico (Q_{mec}), ou seja, de baixa perda acústica. Este tipo de material possui um tempo de relaxamento muito maior que o período de interação onda gravitacional com o detector, ou seja, $\tau_r \gg \tau_{og}$, e uma suave variação de amplitude (ΔA) devido a efeitos térmicos, dessa forma, a condição necessária para que uma onda gravitacional seja detectada é que a variação de amplitude gerada durante sua passagem seja significativamente maior que a variação de amplitude proveniente de condições térmicas esperadas durante o tempo correspondente ao período da onda τ_{og} , isto é, $\Delta h \gg \Delta A$ para tempos da ordem de τ_{og} (MISNER et al., 1973).

Atualmente, além das barras, alguns grupos vêm trabalhando no desenvolvimento de esferas ressonantes (WAARD et al., 2006; AGUIAR et al., 2005). Elas levam significantes vantagens sobre as barras pois possuem maior massa efetiva (massa envolvida na oscilação quadrupolar excitada pela onda gravitacional), logo, sua seção de choque é maior se comparada às barras. Outra vantagem é a sensibilidade isotrópica e a isenção de pontos cegos, em razão de sua característica omnidirecional. Assim, é possível monitorar o céu todo utilizando apenas um detector. Os modos quadrupolares da esfera permitem que o detector seja capaz de medir polarização, direção e fase da onda sem ambiguidades.

Uma questão importante envolvendo detectores de massas ressonantes é a necessidade de se transformar quantidades mínimas de energia em valores possíveis de mensuração. A ideia utilizada para este processo é transformar a energia mecânica de oscilação da massa em sinais elétricos. Essa conversão pode ser feita por meio de transdutores.

O conjunto antena-transdutor atua como um sistema de osciladores acoplados, ou seja, o primeiro, de grande massa, oscilará com pequena amplitude enquanto o segundo, de massa menor, oscilará com amplitude proporcionalmente maior. Dessa

forma, o transdutor amplia o movimento mecânico da antena e, por meio da modulação de um campo eletromagnético armazenado, converte a energia mecânica em sinal elétrico.

Existem dois sistemas de transdutores que podem ser utilizados: os transdutores passivos e os ativos (paramétricos). Enquanto os transdutores passivos modulam um campo DC, os paramétricos modulam um campo AC gerado por uma fonte externa (MAGGIORE, 2008).

Os transdutores passivos podem ser do tipo capacitivo ou indutivo. No tipo capacitivo, um capacitor é modulado pelo movimento da antena enquanto que no indutivo, um indutor é modulado. O sinal resultante do processo é muito pequeno e, por isso, precisa ser amplificado eletronicamente (MAGGIORE, 2008).

Os transdutores paramétricos possuem uma fonte externa que injeta um sinal de frequência ω_p ($\omega_p > \omega_0$). Este sinal é modulado pelo movimento da antena, produzindo uma banda lateral de $\omega_p \pm \omega_0$. Logo, o sinal é demodulado usando-se o sinal original da bomba como referência. Ao contrário dos transdutores passivos, este processo possui um ganho intrínseco de potência (MAGGIORE, 2008; BLAIR, 1991).

O parâmetro que pode ser utilizado para medir o acoplamento entre o transdutor e a antena é dado pela letra grega β . Esse parâmetro indica a proporção de energia elástica do detector que pode ser convertida em energia elétrica em um único ciclo, isto é, em um sistema antena-transdutor de baixo valor de β , por exemplo, o tempo para que o sinal seja transferido ao transdutor é maior do que aquele no qual β assume valores maiores (MAGGIORE, 2008; BLAIR, 1991). Os valores de β para os transdutores passivos são, geralmente, pequenos comparados aos paramétricos ($\approx 10^{-3}$), contudo, valores de $\beta \approx 1,8 \times 10^{-2}$ já foram medidos em transdutores passivos (SOLOMONSON, 1990). Para transdutores paramétricos, alguns dos maiores valores medidos são $5,4 \times 10^{-2}$ de Aguiar (1990) e $6,4 \times 10^{-2}$ de Tobar (1995).

Detectores de massa ressonante no mundo

Atualmente existem algumas barras em funcionamento, assim como algumas esferas que encontram-se em fase de desenvolvimento e deverão, em breve, contribuir com o grupo de detectores de massa ressonante. A tabela 3.1 apresenta algumas informações sobre estes detectores.

Tabela 3.1 - Detectores de massa ressonante ao redor do mundo

Detector	Tipo	Localização	Status Atual
ALLEGRO	barra	Baton Rouge (EUA)	Desligado
AURIGA	barra	Legnaro (Itália)	Operacional
EXPLORER	barra	Genebra (Suíça)	Desligado
MINIGRAIL	esfera	Leiden (Holanda)	Em desenvolvimento
NAUTILUS	barra	Frascati (Itália)	Operacional
NIOBE	barra	Perth (Austrália)	Desligado
SCHENBERG	esfera	São Paulo (Brasil)	Em desenvolvimento

3.2 Detectores interferométricos

A ideia de detecção de ondas gravitacionais utilizando interferômetros foi independentemente proposta por Felix Pirani (1956) , M. Gertsenshtein e V.I. Pustovoit (1962), Joseph Weber (1964) e Rainer Weiss no final da década de 1960 (THORNE, 1987; AGUIAR, 2011). O princípio de funcionamento deste tipo de detector é baseado no interferômetro de Michelson, o qual pode ser visto na figura 3.1.

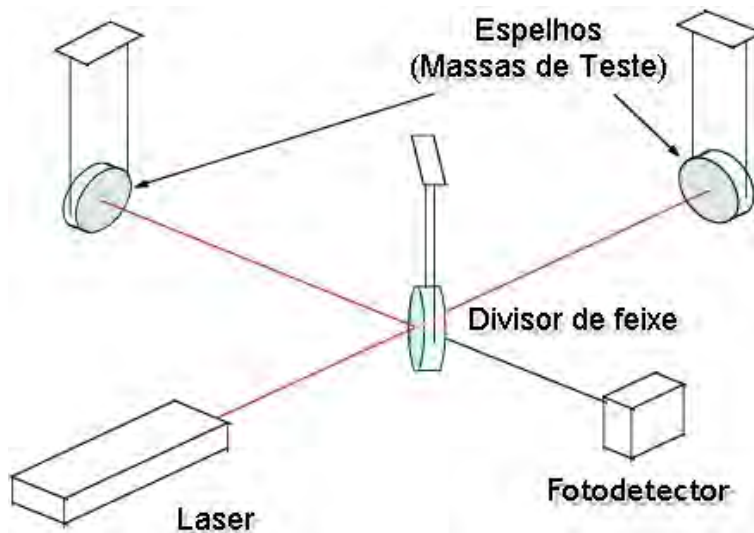


Figura 3.1 - Esquema de um interferômetro de Michelson

No interferômetro de Michelson, um feixe de luz monocromático incide sobre um divisor de feixes separando-o em dois feixes que seguem caminhos ortogonais. No final de cada caminho, cujos comprimentos são similares, espelhos refletem os feixes de volta na direção do divisor. Neste ponto, os feixes se recombinam e seguem

até um fotodetector onde é possível visualizar uma franja de interferência. Segundo o princípio de detecção, a incidência de uma onda gravitacional propagando-se na direção normal ao plano do detector interagiria com os espelhos gerando uma elongação positiva em um braço, negativa no outro e vice-versa, variável no tempo. Desta forma, ocorreria uma alteração nas franjas de interferência, caracterizando a detecção (SCHUTZ; RICCI, 2010; CATTANI, 2010b).

Supondo uma onda de amplitude h propagando-se ortogonalmente ao plano do detector, isto é, propagação da onda no eixo z e detector no plano xy , duas partículas separadas pela distância l_0 em um dos eixos (x ou y) sofrerão uma variação de amplitude dada por:

$$\Delta l = \frac{\lambda h}{2\pi} \text{sen}\left(\frac{\pi l_0}{\lambda}\right) \quad (3.2)$$

Onde λ é o comprimento da onda gravitacional incidente. Assim, o máximo deslocamento possível ocorrerá quando

$$l_0 = \frac{\lambda}{2} \quad (3.3)$$

Ou seja,

$$\Delta l_{max} = \frac{hl_0}{\pi} \quad (3.4)$$

Para se ter uma noção de tamanho do braço necessário para obter Δl_{max} , vamos supor uma onda incidente de frequência $f = 1 \text{ kHz}$ ($\lambda = 300 \text{ km}$). Como sabemos que vale a relação 3.3 tem-se que $l_0 = 150 \text{ km}$ (CATTANI, 2010b).

Detectores interferométricos terrestres com braços da ordem de centenas de quilômetros são impraticáveis (considere, entre outras coisas, sistemas de vácuos de tais dimensões e controles de estabilidade do laser devido à própria curvatura da Terra). Para tal, os detectores interferométricos resolveram aumentar o caminho óptico fazendo com que o feixe faça várias vezes o mesmo caminho em cada braço do detector.

A primeira ideia que surgiu foi a de utilizar linhas de atraso. Nelas, o feixe era

refletido entre dois espelhos sem que houvesse superposição dos feixes e de modo que as reflexões tocassem o espelho em pontos diferentes. Como era necessária várias reflexões até obter o caminho óptico desejado, isso exigia a utilização de espelhos grandes, o que torna o método impraticável (MAGGIORE, 2008).

Outra solução encontrada foi utilizar as cavidades de Fabry-Perot nos braços do interferômetro que, basicamente, são espelhos colocados paralelamente nos braços do detector de forma que o feixe se sobreponha por diversas vezes até atingir o caminho óptico desejado (MAGGIORE, 2008; BLAIR, 1991).

Detectores interferométricos no mundo

A situação dos detectores interferométricos ao redor do mundo, assim como o tamanho dos braços e suas respectivas localizações encontram-se na tabela 3.2.

Tabela 3.2 - Detectores interferométricos ao redor do mundo

Detector	Comprimento dos Braços	Localização	Status Atual
AIGO	-	Austrália	Em construção
CLIO	100 m	Kamioka Mine (Japão)	Operacional
EINSTEIN	10 km	Continente Europeu	Projeto
GEO600	600 m	Hannover (Alemanha)	Operacional
KAGRA (antigo LCGT)	3 km	Kamioka Mine (Japão)	Em construção
LIGO	4 km/4km	Livingston/Hanford (EUA)	Desligado (retorno previsto para 2014)
TAMA300	300 m	Tóquio (Japão)	Operacional
VIRGO	3 km	Cascina (Itália)	Desligado (retorno previsto para 2014)
LIGO-India (Indigo)	4 km	Próximo a Bangalore(Índia)	Em construção (previsto para iniciar em 2020)

3.3 Advanced LIGO (aLIGO)

O aLIGO é a versão avançada do LIGO inicial e faz parte da segunda geração de interferômetros de longa linha de base usados como detectores de ondas gravitacionais. Trata-se de dois detectores situados em locais distintos nos Estados Unidos separa-

dos por, aproximadamente, 3000 km. Um localiza-se em Livingstone, na Louisiana enquanto o outro encontra-se em Hanford, Washington. Ambos possuem braços com extensão de 4 Km.

A estrutura óptica do aLIGO consiste em um interferômetro de Michelson com cavidades de Fabry-Perot, cavidades de reciclagem de potência e de sinal (WALDMAN, 2011). Sua estrutura óptica simplificada pode ser vista na figura 3.2.

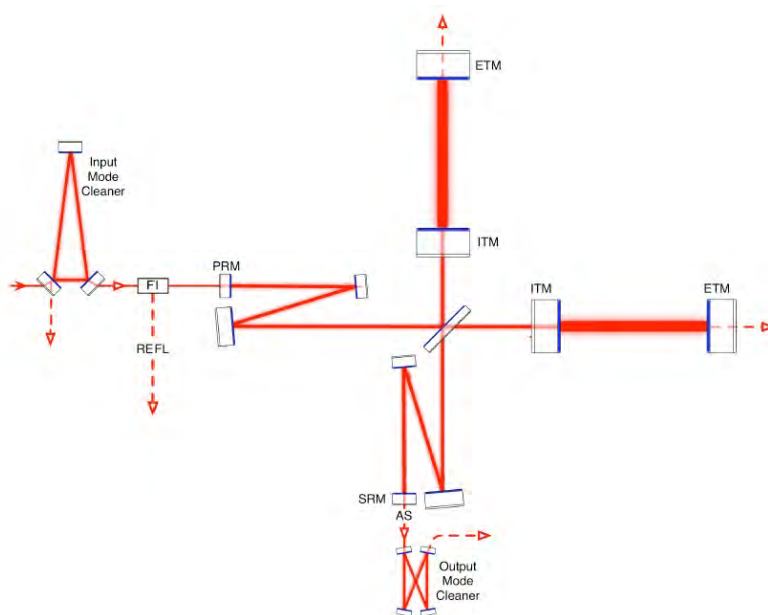


Figura 3.2 - Visão do interferômetro LIGO. O detector é um interferômetro de Michelson com cavidade de Fabry-Perot, cavidades de reciclagem de potência e reciclagem de sinal
Fonte: Adaptada de Waldman (2011)

As cavidades de Fabry-Perot são definidas pela Massa de Teste Inicial parcialmente reflexiva (ITM, do inglês *Initial Test Mass*) e pela Massa de Teste Final altamente reflexiva (ETM, do inglês *End Test Mass*), as quais fazem com que a luz incidente ressoe várias vezes entre eles, aumentando significativamente a potência do laser nos braços do interferômetro e aumentando o caminho óptico do detector. Analogamente, o Espelho de Reciclagem de Potência (PRM, do inglês *Power Recycling Mirror*) é um espelho parcialmente reflexivo, colocado entre o divisor de feixes e o laser, de modo a refletir a luz que retorna do divisor, fazendo com que a luz seja reciclada e reutilizada no interferômetro. Juntos, a cavidade de Fabry-Perot e a reciclagem de

potência são responsáveis por aumentar a potência nos braços do interferômetro por um fator ≈ 6000 (WALDMAN, 2011).

O Espelho de Reciclagem de Sinal (SRM, do inglês *Signal Recycling Mirror*), adicionado à porta Antissimétrica (AS, do inglês *Anti-Symmetric port*), forma uma cavidade de reciclagem de sinal. Esta cavidade pode aumentar significativamente a sensibilidade do detector em uma certa banda de frequências (MEERS, 1988) às custas de outras. Dessa forma, é possível sintonizar esta banda, de modo que fique otimizada para certas fontes astrofísicas (LOSURDO, 2012). A sintonia da banda é determinada pelo comprimento da cavidade de reciclagem de sinal (HILD et al., 2007), enquanto sua largura é determinada pela refletividade do espelho de reciclagem de sinal. Alta refletividade implica em uma operação em banda estreita, enquanto uma refletividade moderada implica em uma banda larga. A importância desta cavidade está diretamente relacionada ao ruído quântico do detector.

O arranjo triangular suspenso, no início do sistema, filtra ruídos em frequência e amplitude, fornecendo um feixe estável ao interferômetro. O isolador de Faraday (FI, do inglês *Faraday Isolator*) evita que o laser refletido atinja o sistema de injeção inicial, desviando-o ao controle de frequência do feixe (REFL).

A passagem de uma OG através do interferômetro será detectada através de leitura DC, um caso especial de leitura homódina. Neste esquema, um campo elétrico estático é gerado na porta AS e os movimentos diferenciais dos braços - possivelmente relacionado ao sinal de onda gravitacional - são detectados diretamente como uma flutuação deste campo. Entretanto, devido à existência de outros modos na porta AS, os quais não estão relacionados a sinais de ondas gravitacionais, um Sistema de Limpeza do Modo de Saída (OMC, do inglês *Output Mode Cleaner*) foi incorporado ao sistema, selecionando um feixe perfeitamente gaussiano, o qual será direcionado ao fotodetector. O OMC é uma cavidade óptica de ≈ 1 m de comprimento responsável por filtrar o sinal de saída do interferômetro antes da detecção, transmitindo somente luz proveniente da cavidade dos braços.

A figura 3.3 compara os limites de sensibilidade entre vários interferômetros ao redor do mundo, dentre eles, as versões iniciais e avançadas do LIGO e VIRGO e também do Einstein Telescope (PUNTURO et al., 2010) cujo projeto ainda encontra-se em fase de estudos.

Vê-se nesta figura o quão grande foi a melhoria na sensibilidade da segunda geração de detectores comparada à primeira tanto para o detector LIGO quanto para o VIRGO. É notável o aumento da sensibilidade ao longo da curva que chega a um fator 10.

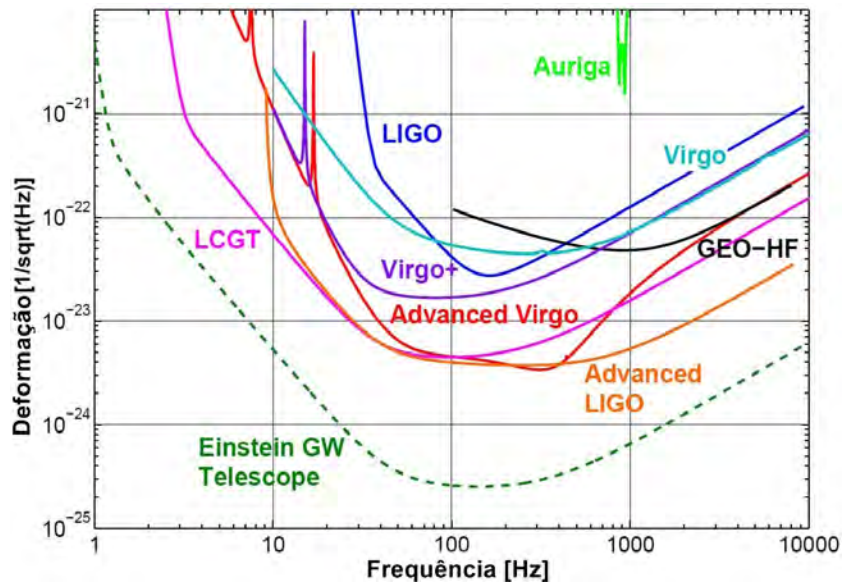


Figura 3.3 - Curvas de sensibilidade de diversos detectores
 Fonte: Adaptada de Abernathy et al. (2011)

Outro fato importante de ser notado é a perspectiva de sensibilidade apresentada para o Telescópio Einstein. Este projeto audacioso na busca por ondas gravitacionais está em fase de estudo de viabilidade de construção. Mas caso seja construído, será o primeiro interferômetro subterrâneo cujos detectores de baixa e alta frequência serão distintos, isto é, um detector para banda superior a ≈ 40 Hz e outro para frequências menores (ABERNATHY et al., 2011).

A tabela 3.3 apresenta de forma sucinta os principais parâmetros envolvendo a configuração do aLIGO. Estes dados podem ser encontrados no *Science Instrument White Paper*¹ no formato de uma tabela comparativa entre as configurações atuais do detector e as propostas para a terceira e quarta gerações (LIGO 3G e 4G).

¹Disponível em: <https://dcc.ligo.org/public/0091/T1200199/002/wp2012.pdf>

Tabela 3.3 - Parâmetro básicos de operação do aLIGO

Parâmetro	Configuração	Parâmetro	Configuração
Massa do Espelho [kg]	40	Fibra ou Fita	Fibra
Material do Espelho	Sílica	Potência Inicial [W]	125
Temperatura do espelho [K]	295	Potência nos braços [kW]	800
Temperatura da Suspensão [K]	295	Comprimento de onda [nm]	1064
Fibra da suspensão	0,6m SiO_2	Tipo de revestimento	SiO:TaO
Largura do feixe [cm]	5,3(MTI) / 6,2(MTF)	-	-

3.4 Ruídos

Os limites de sensibilidade de detecção da segunda geração de detectores interferométricos, dentre eles o aLIGO, são estimados a partir de fontes de ruídos fundamentais, ou seja, ruídos inerente à instrumentação empregada. Na figura 3.4 é possível ver a contribuição de cada ruído para a curva de sensibilidade do aLIGO.

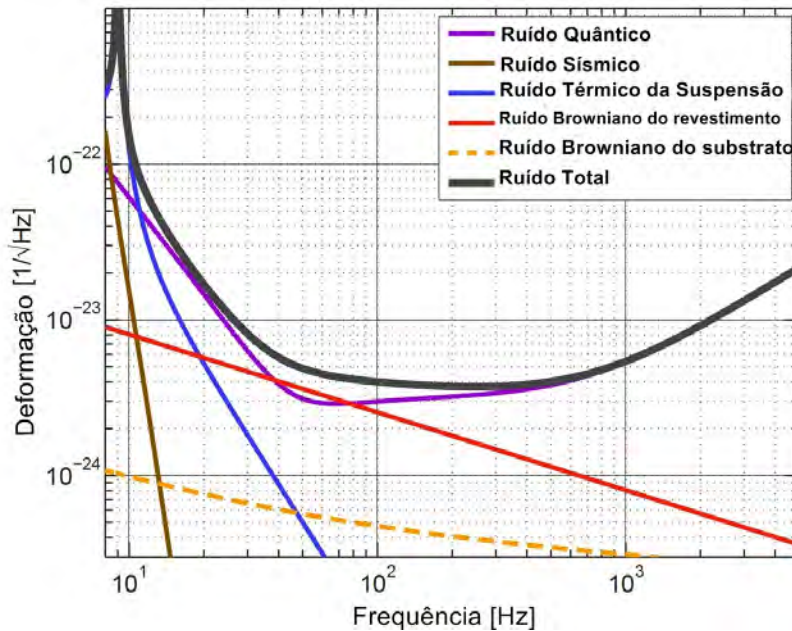


Figura 3.4 - Principais ruídos envolvidos no aLIGO
 Fonte: Adaptado de Fritschel (2003)

Pouco abaixo de 10 Hz existe uma ‘barreira’ devido ao ruído sísmico (linha Marrom), entre 10 Hz e 12 Hz existe uma predominância do ruído térmico da suspensão dos espelhos (linha azul) e, em frequências intermediárias (40 Hz a ≈ 80 Hz), prevalece o ruído browniano do revestimento dos espelhos (linha vermelha). Contudo, um dos maiores limitadores da sensibilidade do detector é o ruído de natureza quântica (linha roxa). Em baixas frequências (≈ 12 a 40 Hz), a contribuição predominante é devido à pressão de radiação do laser agindo sobre os espelhos enquanto que, em altas frequências (> 80 Hz), o ruído de Poisson (proveniente da natureza discreta da luz) é o principal limitador da sensibilidade. A curva de sensibilidade total é composta pela contribuição de todos os ruídos e está representada pela linha preta. Nas próximas seções, são discutidos os principais desafios envolvendo cada tipo de ruído e algumas das soluções encontradas.

3.4.1 Ruído Quântico

Acredita-se que o ruído quântico será o principal limitador de sensibilidade em quase todas as frequências dos detectores avançados (CORBITT; MAVALVALA, 2004). Por ruído quântico, entenda-se fontes de ruídos que surgem da natureza quântica da fonte de luz e dos processos de fotodetecção empregados nos detectores.

Dentre estes processos, dois são mais importantes no que concerne à sensibilidade dos detectores: *i*) o ruído de Poisson, predominante principalmente em altas frequências, proveniente de flutuações quânticas quanto ao número de fótons na saída do interferômetro e *ii*) o ruído devido à pressão de radiação, predominante em baixas frequências e proveniente da incerteza na posição do espelho inerente às flutuações quânticas de campos internos, as quais impulsionam os espelhos (CORBITT; MAVALVALA, 2004).

O ruído de Poisson limita a sensibilidade do detector por um fator $h \propto \sqrt{\frac{f}{P}}$ (onde P é a potência do laser e f , a frequência) enquanto que a pressão de radiação limita por um fator $h \propto \frac{\sqrt{P}}{f^2}$, fazendo com que, em linhas gerais, o interferômetro seja a realização do microscópio de Heisenberg uma vez que a alta potência necessária para determinar a posição da massa de teste exerce uma pressão de radiação que perturba a posição da própria massa de teste (WALDMAN, 2011).

Algumas alterações serão aplicadas no aLIGO com o intuito de minimizar os efeitos do ruído quântico. A primeira delas é o aumento da potência inicial do laser que

passará de 10 W no LIGO inicial para 125 W no aLIGO para combater o ruído de Poisson. Contudo, o aumento da potência aumenta a pressão de radiação, logo, para minimizar este efeito, a massa de teste passará de 11 kg para ≈ 40 kg (LOSURDO, 2012). Reciclagem de sinal é outra inovação no sistema, uma vez que permite que a contribuição do ruído quântico seja sintonizada de modo a otimizar a resposta do detector em uma determinada faixa de frequência. Isso pode ser feito ajustando a reflectividade e a posição microscópica do espelho de reciclagem de sinal (HILD et al., 2007; HILD, 2012).

3.4.2 Ruído Térmico da Suspensão

O ruído térmico é um efeito proveniente de perdas mecânicas presentes em sistemas governados pelo teorema da flutuação-dissipação (CALLEN; GREENE, 1952). No caso da suspensão, estas perdas geram flutuações de forças nos pontos de apoio das massas, gerando ruído indesejado. Dessa forma, a utilização de materiais com baixa perda mecânica para o sistema de suspensão é essencial. A busca por este material levou à utilização de fibras de sílica fundida no estágio quádruplo de suspensão do aLIGO. A sílica apresenta alto fator de qualidade mecânica ($Q_{mec} \approx 10^9$).

3.4.3 Ruído Browniano do revestimento dos espelhos e do substrato

O ruído Browniano do revestimento dos espelhos é o resultado de perdas mecânicas geradas por atritos internos no revestimento utilizado nos espelhos (HARRY et al., 2006). Algumas técnicas vem sendo estudadas para combater esta fonte de ruído. Uma das principais vertentes no intuito de minimizar tais efeitos é a aplicação de materiais com boas propriedades mecânicas (baixo fator de perda mecânica, alto Q_{mec}) (HARRY et al., 2007). Atualmente, camadas de sílica (SiO_2) se alternam com camadas de Tântalo (TaO_2) dopada com Titânio (WALDMAN, 2011).

Outra vertente no combate ao ruído Browniano é reduzir o nível do ruído efetivo do laser, isto é, a proposta é aumentar a largura do feixe do laser para melhorar as médias sobre as flutuações térmicas (HILD, 2012). Contudo, a largura máxima do feixe é limitada pelo tubo de vácuo e pela estabilidade das cavidades. Esta possibilidade está sendo testada para futuras gerações do detector.

O substrato da massa de teste também possui perdas mecânicas, as quais acarretam ruído Browniano. Um material de alto fator de qualidade também se faz necessário para resolver este problema. Apesar da safira ter sido altamente recomendada nos

planos iniciais do aLIGO, estudo mostraram que a sílica fundida apresenta fatores de perdas mecânicas significativamente baixos em temperatura ambiente. Assim, as massas de teste do aLIGO serão cilindros de 34 cm de diâmetro e 20 cm de largura feito de sílica fundida de alta pureza (WALDMAN, 2011). Contudo, existe a hipótese de se trabalhar em temperaturas criogênicas. Nestas circunstâncias, pesquisas vem sendo desenvolvidas no intuito de encontrar um material capaz de substituir a sílica fundida. Atualmente, silício e safira têm apresentado bons resultados em baixas temperaturas (vide *Science Instrument White Paper 2012*).

3.4.4 Ruído sísmico e sistemas de isolamento

O movimento residual nos braços do detector aLIGO deve ser equivalente a $\delta_x \leq 10^{-15} \frac{m}{\sqrt{Hz}}$ para que consiga manter o acúmulo de potência do laser e $\delta_x \leq 10^{-19} \frac{m}{\sqrt{Hz}}$ e $\delta_x \leq 10^{-20} \frac{m}{\sqrt{Hz}}$ nas bandas de detecção de OG em 10 Hz e 100 Hz, respectivamente (WALDMAN, 2011). Para tal, o interferômetro deve estar livre de todo tipo de ruído sísmico e de gás residual (a existência de gás residual acopla vibrações das paredes do tubo à luz do laser).

o ruído de gás residual é resolvido por meio de sistemas de ultra-vácuo que chegam a até 10^{-9} torr enquanto que, para minimizar os ruídos sísmicos, o aLIGO utiliza um sistema de isolamento e suspensão que é composto de três estágios: Um sistema pré-isolador hidráulico externo (HEPI, do inglês *Hydraulic External Pre-Isolator*) para alinhamento e controle de baixas frequências, uma plataforma ativa de isolamento composta por dois estágios projetados para atingir um fator 1000 de atenuação em 10 Hz e um sistema de suspensão pendular quádrupla, ou seja, um sistema composto por 4 estágios pendulares que fornece um isolamento passivo em baixas frequências. O estágio final da suspensão consiste de um espelho de sílica de 40 Kg suspenso por fibras de sílica fundida para reduzir o ruído térmico da suspensão. A figura 3.5 ilustra o arranjo do sistema de isolamento.

Nas próximas subseções, cada parte do sistema será apresentada individualmente. Mais detalhes podem ser encontrados em (ROBERTSON et al., 2004).

Sistema pré-isolador hidráulico externo

O HEPI foi desenvolvido exclusivamente para dar o alinhamento e isolamento necessários ao aLIGO em baixas frequências. Ele é considerado externo pois é o único dos três sistemas localizado fora da câmara de vácuo. Seu sistema hidráulico é capaz

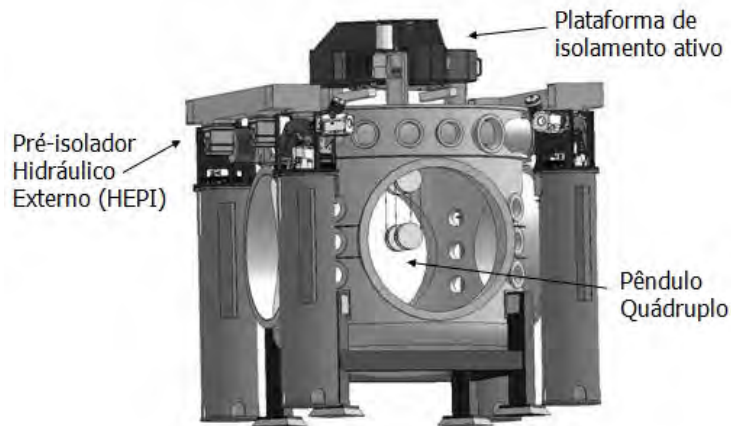


Figura 3.5 - Sistema de isolamento vibracional utilizado atualmente no aLIGO
 Fonte: Adaptado de Robertson et al. (2004)

de gerar uma força máxima superior a $2000N$ e um deslocamento de ± 1 mm. Sua banda de atuação varia de 0 à ≈ 5 Hz e seu nível de ruído não excede $10^{-9} \frac{m}{\sqrt{Hz}}$ em 1 Hz. Um diagrama esquemático dos elementos básicos do sistema é apresentado na figura 3.6.

A bomba (1) mantém um fluxo constante de fluido através do atuador, o qual flui através do equivalente hidráulico à ponte de Wheatstone (2), ou seja, por meio de resistências variáveis é gerado um diferencial de pressão na ponte de modo a modificar o fluxo (3) que chega até os foles (4) conectados às placas dos atuadores por meio de pistões livres de atrito.

Cada atuador é equipado com um sismômetro passivo de 1 Hz e um sensor de movimento que mede a diferença entre a posição do atuador e do solo. Os sinais do sensor e do sismômetro são misturados em um “supersensor” no qual é possível controlar a posição em baixas frequências enquanto preserva-se o isolamento em altas frequências.

O sistema de atuação pode ser utilizado para controlar forças devido às marés oceânicas assim como para corrigir movimentos de grandes amplitudes dos tanques de vácuo em baixas frequências ($\approx 0,1$ Hz até vários Hertz) incluindo movimentos de microssísmica cujos picos encontram-se, tipicamente, em frequências próximas a $0,15$ Hz. Um exemplo da performance obtida por este sistema é mostrado na figura

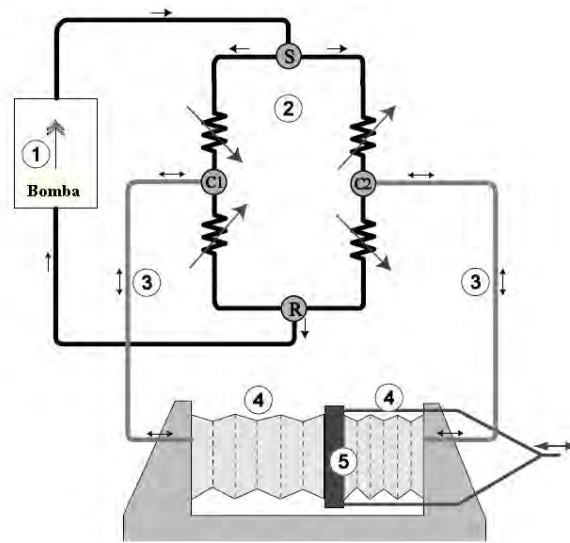


Figura 3.6 - Diagrama esquemático de um atuador hidráulico
 Fonte: Adaptado de Robertson et al. (2004)

3.7. Nela, pode ser visto que o sistema apresenta bom desempenho, atingindo uma redução de ruído de cerca de uma ordem de grandeza entre 0,5 e 2 Hz.

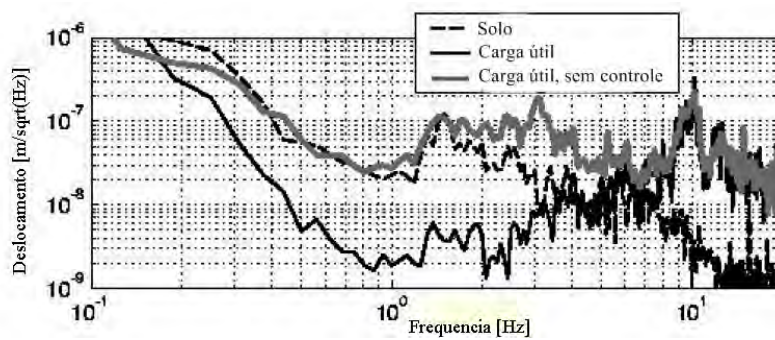


Figura 3.7 - Resultados de amortecimento de testes com os atuadores. As linhas preta e cinza mostram os movimentos horizontais da carga útil com e sem o sistema de redução de ruído, respectivamente. A linha tracejada apresenta o movimento do solo na região próxima ao sistema
 Fonte: Adaptado de Robertson et al. (2004)

Plataforma ativa

A plataforma ativa de isolamento consiste de dois estágios em cascata, suspensos por meio de lâminas (molas) rígidas e curtas ligações pendulares, cujas frequências naturais encontram-se entre 2 e 10 Hz. A vibração de cada estágio é reduzida sentindo-se seu movimento nos 6 graus de liberdade e aplicando forças como resposta para reduzir o movimento sentido.

No primeiro estágio, a resposta resulta da combinação de sinais provenientes de 3 sensores para cada grau de liberdade: um sismômetro de banda larga e período longo (Streckeisen STS-2), um geofone de período curto e um sensor de posição relativa enquanto que, no segundo estágio são usados sinais provenientes de um geofone de baixo ruído e de um sensor de posição relativa para cada grau de liberdade. Os atuadores do sistema são pistões eletromagnéticos que aplicam forças entre a base do suporte e o primeiro estágio e entre o primeiro estágio e o segundo. A figura 3.8 mostra a plataforma ativa de 2 estágios dentro do tanque de vácuo.

Suspensão pendular quádrupla

O sistema pendular quádruplo desenvolvido para o aLIGO é, basicamente, uma extensão do projeto pendular triplo (PLISSI et al., 2000) desenvolvido para o detector alemão GEO 600. Seu principal objetivo é atingir uma sensibilidade correspondente a um ruído residual de $10^{-19} \frac{m}{\sqrt{Hz}}$ em 10 Hz.

Neste sistema, apresentado na figura 3.9, espelhos de sílica formam o estágio mais inferior do pêndulo quádruplo, os quais são suspensos por 4 fibras de sílica fundida para reduzir o ruído térmico da suspensão. Estas fibras são soldadas às massas dos espelhos por meio de pequenas saliências chamadas de “orelhas”. Acima dos espelhos existem três estágios de lâminas, as quais funcionam como molas, feitas de uma liga de aço similar à usada no detector Franco-italiano VIRGO (BRACCINI et al., 2000) que aumentam o isolamento vibracional. Além disso, 6 sensores e atuadores, responsáveis pelo amortecimento dos modos de baixas frequências, encontram-se sobre a massa mais elevada do sistema.

De uma forma geral, o isolamento total do sistema é o produto do isolamento dos três subsistemas. O nível de ruído residual na plataforma de isolamento é de $2 \times 10^{-13} \frac{m}{\sqrt{Hz}}$ em 10 Hz tanto na horizontal quanto na vertical. A transmissibilidade esperada do pendulo quádruplo na direção horizontal é, aproximadamente, $3 \times 10^{-7} \frac{m}{\sqrt{Hz}}$ e até 3

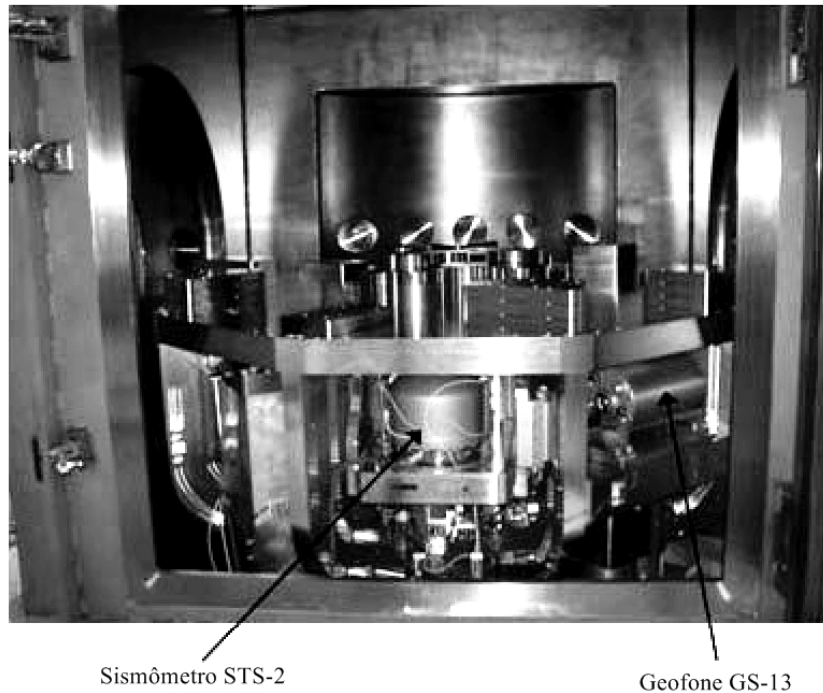


Figura 3.8 - Plataforma ativa de 2 estágios dentro do tanque de vácuo. Um dos 3 sismômetros STS-2 (1° estágio) e um dos geofones GS-13 (2° estágio) estão indicados. A largura total é de 1,5 metros
 Fonte: Adaptado de Robertson et al. (2004)

ordens de magnitude maior na direção vertical. Considerando um fator de acoplamento horizontal/vertical da ordem de 10^{-3} e, combinando ambas as contribuições em quadratura, obtém-se o residual de ruído sísmico de $10^{-19} \frac{m}{\sqrt{Hz}}$ em 10 Hz.

O objetivo principal deste trabalho é o desenvolvimento de um novo sistema de isolamento vibracional capaz de melhorar a atenuação proveniente dos subsistemas atuais do aLIGO, para serem implementadas em gerações posteriores a ele. Este projeto, denominado *Multi-Nested Pendula*, não visa substituir os subsistemas existentes, pelo contrário, pretende-se fazer com que o atual sistema de isolamento vibracional do interferômetro passe de três para quatro subsistemas. Essa ideia é interessante, pois adicionaria uma atenuação extra na banda já existente de atenuação do ruído sísmico. Dessa forma, será possível aumentar a sensibilidade em baixas frequências e diminuir a barreira sísmica para valores abaixo de 10 Hz.

Esta redução é de extrema importância, pois neste intervalo de frequências encontra-

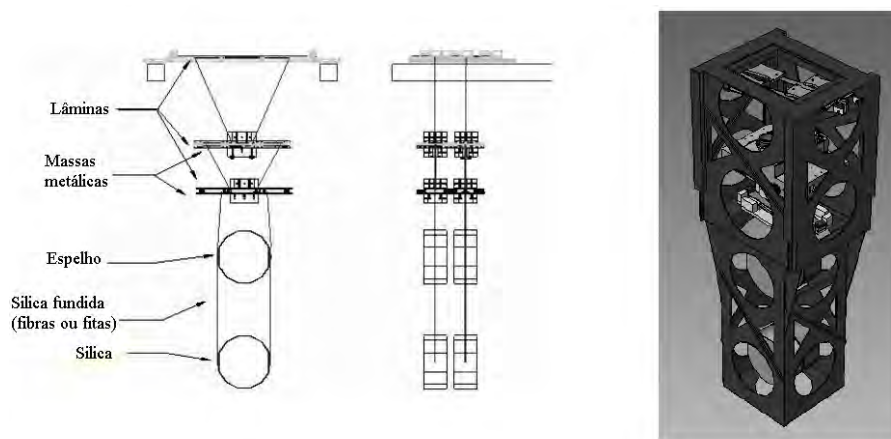


Figura 3.9 - Diagrama esquemático do sistema de suspensão de pêndulo quádruplo desenvolvido para o aLIGO. À esquerda temos uma visão frontal da cadeia final de estágios enquanto que, no meio, temos a visão lateral do mesmo arranjo. À direita, o projeto conceitual da estrutura que suporta todo o sistema cuja altura total é de, aproximadamente, 2 metros
 Fonte: Adaptado de Robertson et al. (2004)

se um vasto número de pulsares conhecidos em raios-X e rádio que seriam prováveis fontes de radiação gravitacional. A figura 3.10 apresenta as frequências de OG provenientes de alguns destes pulsares conhecidos. As curvas azul e vermelha são as curvas esperadas para o detector ainda em projeto, o Einstein Telescope. Por tratar-se de uma configuração na qual baixas e altas frequências são detectadas em detectores separados, ganha-se grande sensibilidade em baixas frequências.

A descrição detalhada do MNP pode ser encontrada na próxima seção.

3.5 Multi-Nested Pendula - Um novo sistema de isolamento vibracional

Vários projetos para isolamento vibracional passivo foram propostos seguindo a necessidade de se fazer detectores de ondas gravitacionais cada vez mais sensíveis. Dentre tantos, destacam-se os isoladores de vibração com “seis graus de liberdade” (ALDCROFT et al., 1992), as ‘stacks’ (CANTLEY et al., 1992), os isoladores de vibração Taber (CHAN et al., 1999) e o pêndulo invertido (LOSURDO et al., 1999).

A utilização de sistemas pendulares é a ideia mais simples e eficiente para isolamento em baixas frequências. A transmissibilidade (T) para um pêndulo simples é dada pela expressão (ALDCROFT et al., 1992):

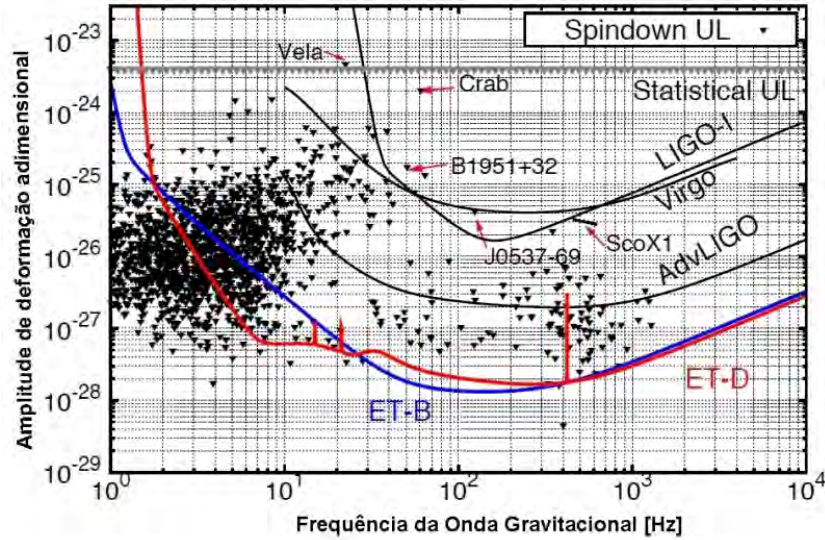


Figura 3.10 - Limites superiores e limites de Spin-Down para pulsares conhecidos
 Fonte: Adaptado de Abernathy et al. (2011)

$$T(\omega) \equiv \frac{x_1(\omega)}{x_0(\omega)} = \frac{\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (3.5)$$

onde $\omega = \sqrt{\frac{g}{L}}$, x_0 é o deslocamento gerado no pêndulo e x_1 é o deslocamento da massa final. Para frequências bem acima da ressonância, tem-se uma transmissibilidade em amplitude igual a $\frac{\omega_0^2}{\omega^2}$. Por outro lado, se ao invés de uma única estrutura, for utilizada uma estrutura de N pêndulos em cascata, a transmissão de deslocamento da N -ésima massa é dada pela expressão $(\frac{\omega_0}{\omega})^{2N}$.

Tal filtro fornece um isolamento adequado em baixas frequências, contudo, tem-se o problema do tamanho que este deve ter para conseguir tal efeito. Por isso, o escopo deste trabalho foi propor um novo sistema de isolamento baseado no sistema pendular em multiestágios que seja capaz de ganhar espaço vertical e que seja factível nas instalações atuais do aLIGO. O sistema foi nomeado *Multi-Nested Pendula*.

O *Multi-Nested Pendula* consiste em várias cascas cilíndricas concêntricas aninhadas de forma que estejam ligadas umas às outras por meio de fios. Cada casca cilíndrica compõe um estágio e possui dois flanges: um na parte inferior cujos braços estão externos à casca e outro na parte superior cujos braços estão internos. A conexão entre os estágios se dá por meio de fios, onde um fio conecta os braços superiores

internos de um cilindro aos braços inferiores externos do cilindro de diâmetro imediatamente menor. A figura 3.11 mostra o desenho da casca cilíndrica e dos flanges que as acompanham.

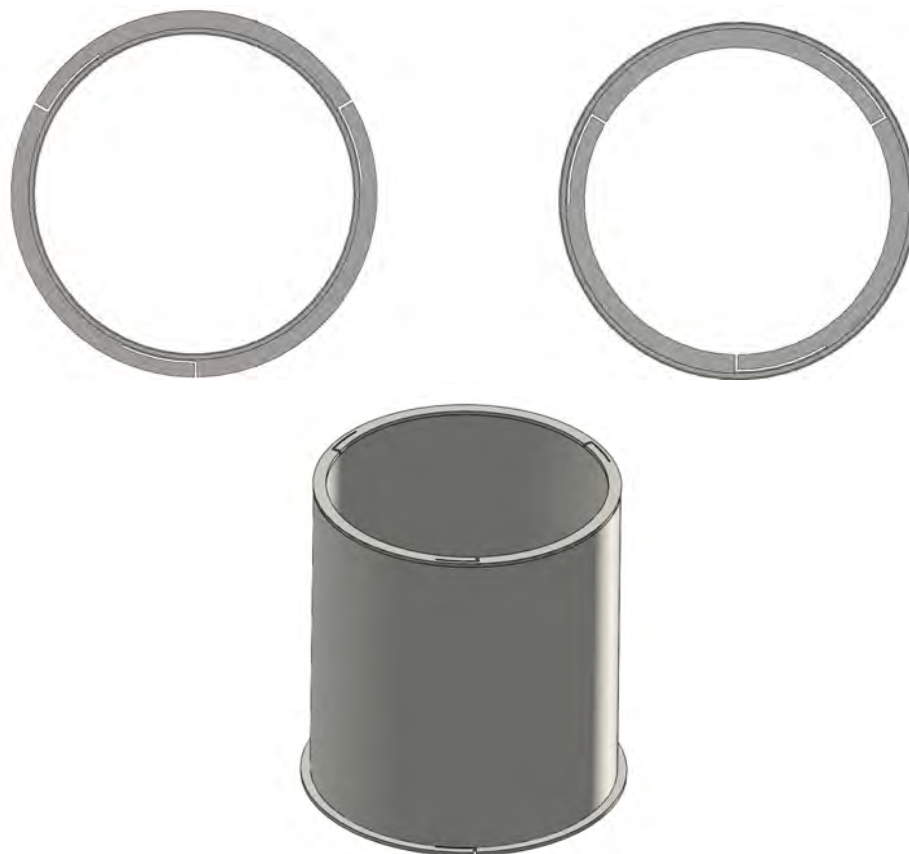


Figura 3.11 - Protótipo inicial dos flanges inferior e superior e dos cilindros desenvolvidos para gerações posteriores ao aLIGO

A ideia do *Multi-Nested Pendula* é que o movimento pendular seja responsável pela atenuação de vibrações horizontais e os braços atuam como molas que visam atenuar as vibrações verticais. Dessa forma é possível montar vários estágios de isolamentos até que o último esteja conectado à carga útil do detector conforme pode ser visto na figura 3.12.

O projeto do *Multi-Nested Pendula* é o primeiro a colocar uma instituição brasileira na **LSC** (*LIGO Scientific Colaboration*). Os memorandos que definem os membros

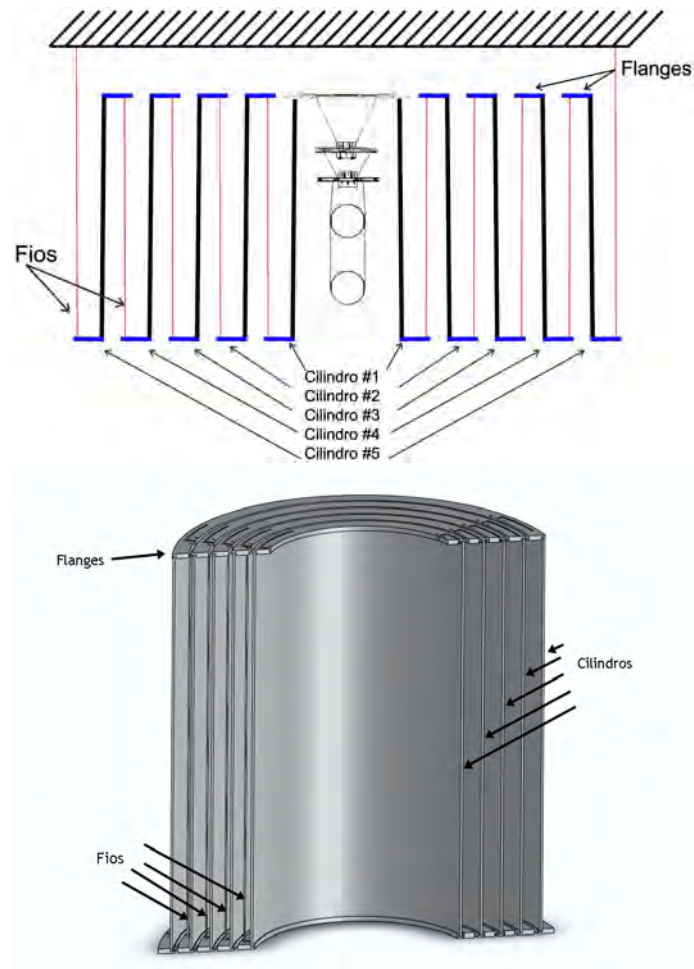


Figura 3.12 - Corte transversal do sistema. Acima, tem-se uma representação pictórica deste corte na qual é possível visualizar os flanges (em azul) ligados às cascas cilíndricas (em preto) e como estes se conectam através dos fios (em vermelho). O último estágio mostra o pêndulo quádruplo que será adaptado no sistema. Abaixo é mostrado um corte 3D do arranjo, feito em *SolidWorks*[®]. Nele está identificado o ponto em que os fios tocam os flanges. Os fios são mostrados apenas em um lado pois a distância angular entre eles, vistos por cima, é de 120°

e o papel do Grupo de Ondas Gravitacionais do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, doravante chamado GWINPE, podem ser vistos no Anexo A e Anexo B, respectivamente.

4 METODOLOGIA

Nesta seção encontra-se toda a metodologia utilizada para caracterizar e descrever o MNP.

4.1 Montagem do *Multi-Nested Pendula*

Um protótipo do *Multi-Nested Pendula* foi projetado, usinado e vem sendo testado no laboratório de Ondas Gravitacionais Dr. Sérgio Ricardo Furtado, na Divisão de Astrofísica, INPE. A figura 4.1 mostra este protótipo. À esquerda tem-se uma visão superior e a figura da direita dá uma noção da altura do sistema.



Figura 4.1 - *Multi-Nested Pendula* montado. À esquerda tem-se a visão superior e à direita é possível obter uma noção da altura do sistema

Tanto os flanges quanto os cilindros deste protótipo são feitos de uma liga de alumínio denominada 5052, cuja composição consiste em $\approx 96\%$ de alumínio, $\approx 2,8\%$ de Magnésio e o restante distribuído entre Silício, Ferro, Cobre, Manganês, Cromo e Zinco. Os cilindros possuem 1,3 m de altura e diâmetros de 72 cm, 84 cm, 96 cm, 108 cm e 121 cm, respectivamente. Estas dimensões foram escolhidas pois estão no limite máximo capaz de serem adaptadas em gerações posteriores ao aLIGO. O sistema completo tem aproximadamente 2,3 m de altura, em razão da estrutura montada para suspender o conjunto.

Os fios utilizados para ligar os cilindros são de aço 304 com diâmetro de 4,76 mm. Os comprimentos utilizados foram 1,4 m para os três fios externos e 1,3 m para os fios internos. A escolha deste material foi devido a suas propriedades como um bom isolante térmico, já visando fases posteriores do projeto que envolvem criogenia.

4.2 Medidas de ressonância do sistema

Para fazer medidas de ressonância do sistema foram utilizados cristais piezoelétricos. Os cristais piezoelétricos são aqueles que, quando pressionados, geram uma diferença de potencial em suas extremidades que pode ser coletada como tensão elétrica. Se estiver ligado a um osciloscópio ou a um analisador de sinal é possível conhecer qual a frequência em que essa tensão foi produzida, isto é, a frequência de oscilação do objeto de estudo.

Os cristais foram colados nos fios (vide figura 4.2), no cilindro externo (vide figura 4.3) e conectados a um analisador de espectro modelo SR760 FFT¹ cuja taxa de amostragem é de 265 kHz, conforme mostrado na figura 4.4. Dessa forma, foi possível obter os modos normais de vibração do cilindro externo, os modos violino dos fios externos e os modos pendulares e de rotação do sistema.



Figura 4.2 - Cristal piezoelétrico colado ao fio

¹Mais informações em: <http://www.thinksrs.com/products/SR760770.htm>



Figura 4.3 - Cristais piezoelétricos colados no cilindro externo

Para excitar os modos violino, uma pequena excitação impulsiva foi dada em vários pontos dos fios para que estes começassem a vibrar (como a corda de um violino). No caso dos cilindros, a excitação foi gerada com uma marreta emborrachada.

4.3 Cálculo dos modos violino dos Fios

Os modos violino de um fio são aqueles nos quais o fio oscila similarmente ao fio de um violino. A frequência de tais modos está diretamente ligada ao comprimento do fio e à tensão aplicada. por meio da expressão 4.1.

$$f_n = \frac{n}{2L} \sqrt{\frac{T_0}{\mu}} \quad (4.1)$$

Nesta equação, n indica o n -ésimo harmônico, L é o comprimento do fio, T_0 é a tensão aplicada no fio e μ é a densidade linear do fio. Para fazer estes cálculos com mais praticidade, foi feita uma pequena rotina em C^{++} capaz de executá-los. Estes cálculos foram feitos para o fio mais externo para que pudéssemos comparar com seus valores experimentais. Por fim, uma extrapolação de qual seria o comportamento com a carga útil² de 800 kg do *Advanced* LIGO também foi efetuada. Os resultados são encontrados no próximo capítulo.

²Massa aproximada total dos estágios já existentes do sistema pendular quádruplo do aLIGO.

4.4 Simulação de elementos finitos

A análise de elementos finitos é uma ferramenta que permite simular o comportamento dinâmico de uma estrutura. Neste tipo de análise, a estrutura é discretizada e subdividida em uma série de elementos conectados por nós. As propriedades físicas do modelo são representadas através da especificação das propriedades dos materiais e elementos da estrutura. Condições de contorno e cargas aplicadas também são definidas para representar o ambiente de operações no qual a estrutura está sujeita.

Para aplicar este tipo de análise ao *Multi-Nested Pendula* foi utilizado o software *SolidWorks*® 2010. Nele, foram feitas simulações para obter os modos de oscilação do cilindro externo e também dos fios externos.

No caso do cilindro, as condições de contorno que melhor se ajustaram aos resultados experimentais foram aquelas nos quais o cilindro estava livre para oscilar (não estava apoiado) com forças aplicadas sobre os pontos de intersecção com os fios simulando o peso do conjunto. No caso do fio, este foi preso a duas chapas de modo que uma extremidade ficasse fixa enquanto a outra era submetida a uma força simulando o peso do sistema.

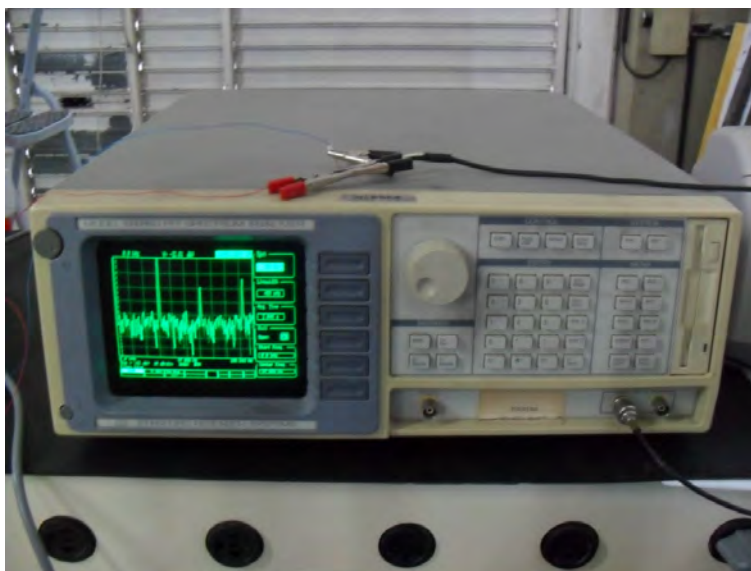


Figura 4.4 - Analisador de espectros modelo SR770 utilizado para obter as medidas de ressonância do sistema

4.5 Descrição Teórica

4.5.1 Modos pendulares

Na tentativa de fazer uma descrição teórica dos modos pendulares do *Multi-Nested Pendula* partimos da suposição de que o sistema comporta-se de modo análogo a um sistema de pêndulos lineares acoplados, conforme representado na figura 4.5. A equação do movimento para este caso pode ser obtida deslocando o sistema da posição de equilíbrio e fazendo a análise das forças que atuam sobre o sistema.

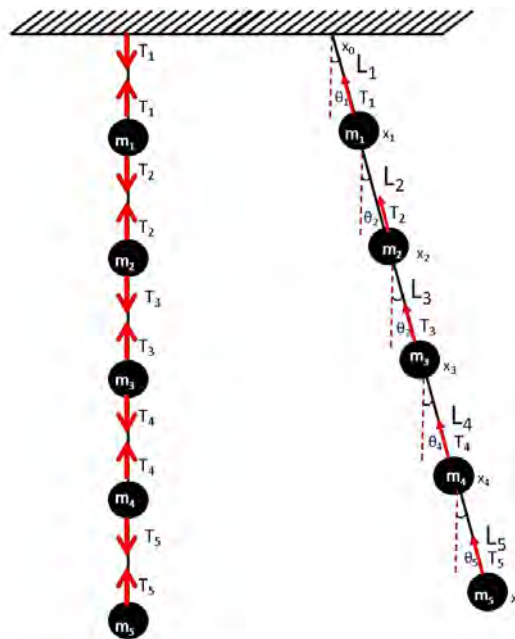


Figura 4.5 - Pêndulos lineares acoplados. Sistema na posição de equilíbrio (à esquerda) e deslocado (à direita)

Por tratar-se de cinco massas, cinco expressões foram obtidas, as quais podem ser generalizadas por meio da expressão 4.2:

$$m_i \ddot{x}_i = -T_i \sin \theta_i + T_{i+1} \sin \theta_{i+1} \quad (4.2)$$

Onde \mathbf{T} é a tensão no fio, obtida quando o sistema encontra-se na posição de equilíbrio (figura 4.5, à esquerda).

As expressões de $\sin \theta_i$ podem ser reescritas em função do deslocamento x_i das massas e do comprimento do fio L_i que, de forma generalizada ficam:

$$\theta_i = \arcsin \frac{(x_i - x_{i-1})}{L_i} \quad (4.3)$$

Substituindo a expressão 4.3 em 4.2 e, para o caso de $L = L_2 = L_3 = L_4 = L_5$, podemos obter um sistema de 5 equações diferenciais, dado por:

$$\ddot{x}_1 + \frac{M_{15}}{m_1} g \frac{(x_1 - x_0)}{L_1} - \frac{M_{25}}{m_1} g \frac{(x_2 - x_1)}{L} = 0 \quad (4.4)$$

$$\ddot{x}_2 + \frac{M_{25}}{m_2} g \frac{(x_2 - x_1)}{L} - \frac{M_{35}}{m_2} g \frac{(x_3 - x_2)}{L} = 0 \quad (4.5)$$

$$\ddot{x}_3 + \frac{M_{35}}{m_3} g \frac{(x_3 - x_2)}{L} - \frac{M_{45}}{m_3} g \frac{(x_4 - x_3)}{L} = 0 \quad (4.6)$$

$$\ddot{x}_4 + \frac{M_{45}}{m_4} g \frac{(x_4 - x_3)}{L} - \frac{m_5}{m_4} g \frac{(x_5 - x_4)}{L} = 0 \quad (4.7)$$

$$\ddot{x}_5 + \frac{m_5}{m_5} g \frac{(x_5 - x_4)}{L} = 0 \quad (4.8)$$

onde M_{ij} é uma notação simplificada que significa:

$$M_{ij} = \sum_{k=i}^j m_k \quad (4.9)$$

Agora, supondo uma solução do tipo $x_i = A_i e^{-i\omega t}$ e substituindo no sistema acima, obtemos a seguinte equação:

$$\omega_i^2 \mathbf{X} - \omega_0^2 [\mathbf{M}] \mathbf{X} = 0 \quad (4.10)$$

Onde \mathbf{M} é a matriz das massas, $\omega_0^2 = \frac{g}{L}$ e \mathbf{X} é o autovetor da função. Por fim, as frequências de ressonâncias do sistema são obtidas encontrando-se os autovalores desta função.

4.5.2 Modos de rotação

Para fazer a descrição teórica dos modos de rotação do *Multi-Nested Pendula* partimos da suposição, assim como na seção anterior, de que este comporta-se como um sistema de pêndulos lineares acoplados. Contudo, agora as massas são predispostas a fazer o movimento de rotação ao invés da transladar como na seção anterior. Isto faz com que seja necessário considerar o momento de inércia \mathbf{I} dos cilindros e dos flanges ao invés de suas massas, puramente. A primeira consideração que fazemos é o arranjo linear de 5 corpos de momento de inércia \mathbf{I} ligados uns aos outros por meio de hastes de constante elástica \mathbf{K} , conforme pode ser visto na figura 4.6.

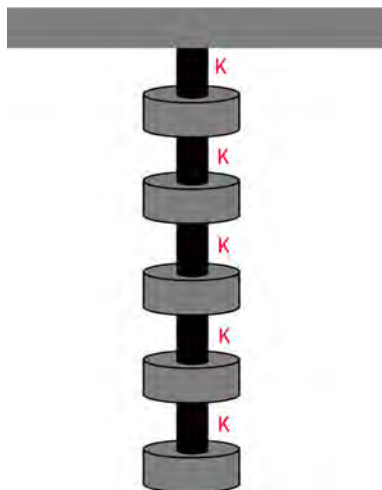


Figura 4.6 - Pêndulos de torção acoplados. As massas estão interligadas por meio de hastes

Nesta consideração, o torque necessário para girar o corpo de um ângulo φ , é proporcional a $K\varphi$, no qual K tem dimensões $[N.m.rad^{-1}]$. Assim, deslocando o sistema da posição de equilíbrio e fazendo uma análise dos torques aplicados nos cinco corpos, é possível obtemos cinco equações diferenciais que podem ser generalizadas pela expressão 4.11.

$$I_i \ddot{\varphi}_i = -K_i(\varphi_i - \varphi_{i-1}) - K_{i+1}(\varphi_i - \varphi_{i+1}) \quad (4.11)$$

Contudo, a constante K não é uma quantidade diretamente mensurável neste modelo, logo, faremos uma nova suposição na qual ao invés de ser suspensa por hastes

flexíveis, as massas serão suspensas por fios, aproximando-se da situação real. Esta nova aproximação pode ser vista na figura 4.7.

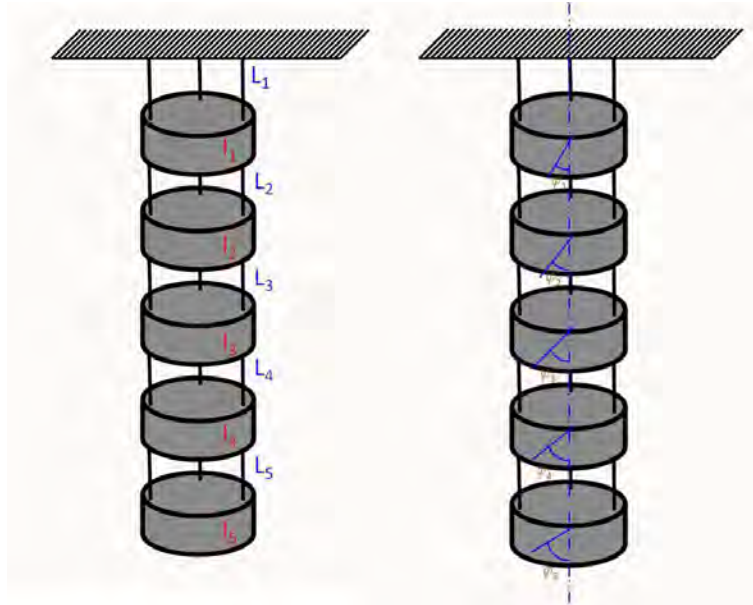


Figura 4.7 - Pêndulo de cinco estágios utilizado para calcular modos de rotação. As massas estão interligadas por meio de fios

Neste novo caso, temos os três fios que compõem o sistema real, assim, basta relacionar os torque no caso da haste e nos fios para obter uma expressão para a constante K que seja mensurável.

Analisando os torque envolvidos ao deslocar uma massa (vide figura 4.8, à direita), é dedutível que o torque devido a um fio é $\tau_{FIO} = F_i r_i$, onde $F_i = T_i \theta_i$. Agora, como o torque total que age em prol da restauração do equilíbrio é a soma da ação dos três fios $\tau = 3\tau_{FIO}$, temos que o torque total devido aos fios é:

$$\tau = 3T_i \theta_i r_i \quad (4.12)$$

Ainda na figura 4.8 é possível verificar geometricamente a relação:

$$\varphi_i = \frac{L_i \theta_i}{r_i} \quad (4.13)$$

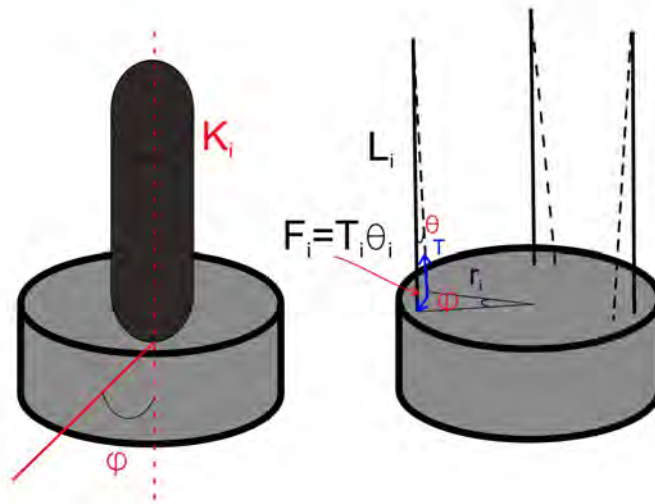


Figura 4.8 - Comparação entre o corpo sustentado pelas hastes elásticas (esquerda) e pelos fios (direita)

E, comparando as expressões de torque devido ao fio e devido à haste, temos:

$$K_i \varphi_i = 3T_i \theta_i r_i \Rightarrow K_i = \frac{3T_i \theta_i r_i}{\varphi_i} \quad (4.14)$$

Ao substituir 4.13 em 4.14 obtemos a expressão:

$$K_i = 3 \frac{T_i r_i^2}{L_i} \quad (4.15)$$

Que relaciona a constante K com a tensão aplicada nos fios \mathbf{T} , o raio de furação \mathbf{r} e o comprimento do fio \mathbf{L} .

Contudo, cada fio suporta um terço da massa, logo, vale a relação

$$T_i = \frac{1}{3} M_{i5} g \quad (4.16)$$

Onde M_{i5} é a notação apresentada em 4.9. Assim, a expressão final para a constante elástica é:

$$K_i = \frac{M_{i5}gr_i^2}{L_i} \quad (4.17)$$

Finalmente, substituindo a expressão 4.17 em 4.11, resolvendo para $i = 1, 2, \dots, 5$ e considerando que $L = L_2 = L_3 = L_4 = L_5$ temos as cinco equações diferenciais a seguir:

$$\ddot{\varphi}_1 = \frac{1}{I_1} \left[- \left(\frac{M_{15}gr_1^2}{L_1} + \frac{M_{25}gr_2^2}{L} \right) \varphi_1 + \frac{M_{25}gr_2^2}{L} \varphi_2 \right] \quad (4.18)$$

$$\ddot{\varphi}_2 = \frac{1}{I_2} \left[- \left(\frac{M_{25}gr_2^2}{L} + \frac{M_{35}gr_3^2}{L} \right) \varphi_2 + \frac{M_{35}gr_3^2}{L} \varphi_3 + \frac{M_{25}gr_2^2}{L} \varphi_1 \right] \quad (4.19)$$

$$\ddot{\varphi}_3 = \frac{1}{I_3} \left[- \left(\frac{M_{35}gr_3^2}{L} + \frac{M_{45}gr_4^2}{L} \right) \varphi_3 + \frac{M_{45}gr_4^2}{L} \varphi_4 + \frac{M_{35}gr_3^2}{L} \varphi_2 \right] \quad (4.20)$$

$$\ddot{\varphi}_4 = \frac{1}{I_4} \left[- \left(\frac{M_{45}gr_4^2}{L} + \frac{m_5gr_5^2}{L} \right) \varphi_4 + \frac{m_5gr_5^2}{L} \varphi_5 + \frac{M_{45}gr_4^2}{L} \varphi_3 \right] \quad (4.21)$$

$$\ddot{\varphi}_5 = \frac{1}{I_5} \left[- \frac{m_5gr_5^2}{L} \varphi_5 + \frac{m_5gr_5^2}{L} \varphi_4 \right] \quad (4.22)$$

Assim como na seção anterior, podemos supor uma solução do tipo $\varphi_i = A_i e^{-i\omega t}$ e substituir nas equações acima. Após um pouco de algebra é possível obter expressão similar à 4.10, cujos autovalores são proporcionais à frequência de rotação do cilindro.

Para fazer os cálculos tanto das frequências dos modos pendulares quanto dos modos de rotação, uma rotina foi feita em *Mathematica*[®]. Ambas encontram-se no apêndice B .

5 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Nesta seção encontram-se todos os resultados obtidos nos processos descritos na seção 4 e toda discussão decorrente. Os resultados foram separados em duas seções: na primeira, encontram-se os resultados experimentais e, na segunda, os resultados teóricos.

5.1 Resultados Experimentais

5.1.1 Métodos de Elementos Finitos

Cilindro Externo

Os modos normais de oscilação do cilindro mais externo do sistema foram simulados no software *SolidWorks*® 2010. Deixar o cilindro livre para oscilar (sem apoio) e aplicar forças nos furos dos flanges simulando a tensão aplicada pelos fios foram as condições de contorno que melhor descreveram os resultados experimentais. Nestas circunstâncias, os modos obtidos são os que aparecem nas figuras 5.1 à 5.23.

Baseado na descrição de modos normais de cilindros apresentado em Blevins (1979) que pode ser vista no anexo C, podemos fazer uma breve análise sobre os modos possíveis de acontecer nos casos a seguir. Seguindo a notação do Blevins (1979), i é número de ciclos ao redor da circunferência do cilindro deformado e j é o número de meio-ciclos que ocorrem na direção axial do cilindro.

As figuras 5.1, 5.3, 5.6, 5.8, 5.9 e 5.12 apresentam modos circunferenciais de $i = 2, 3, 4, 5, 6$ e 7 , respectivamente e modos axiais de $j = 1$.

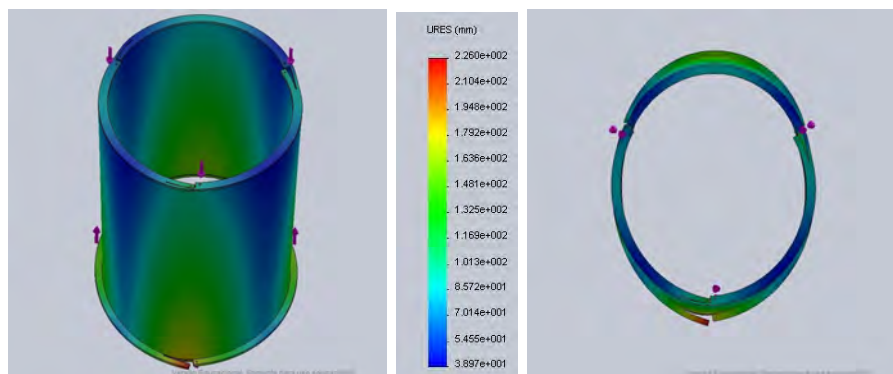


Figura 5.1 - Modo deformado em 29,24 Hz

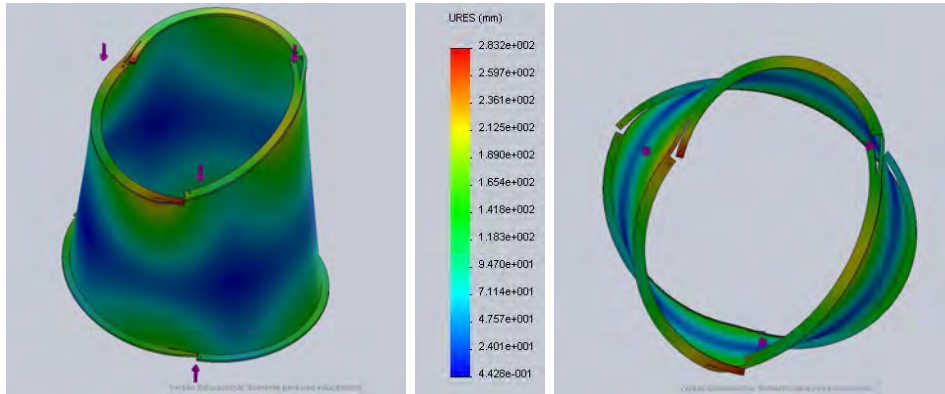


Figura 5.2 - Modo deformado em 43,22 Hz

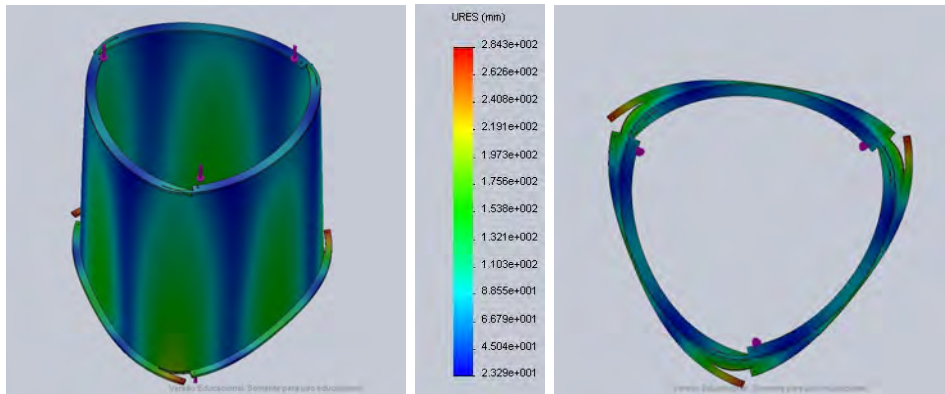


Figura 5.3 - Modo deformado em 72,53 Hz

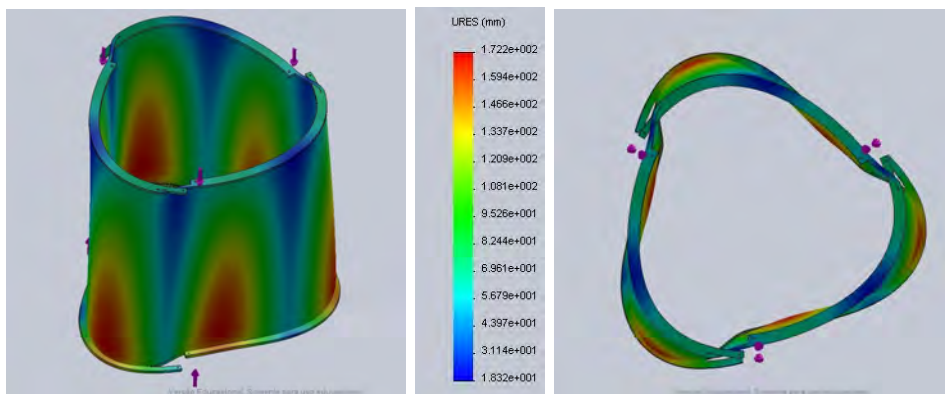


Figura 5.4 - Modo deformado em 88,01 Hz

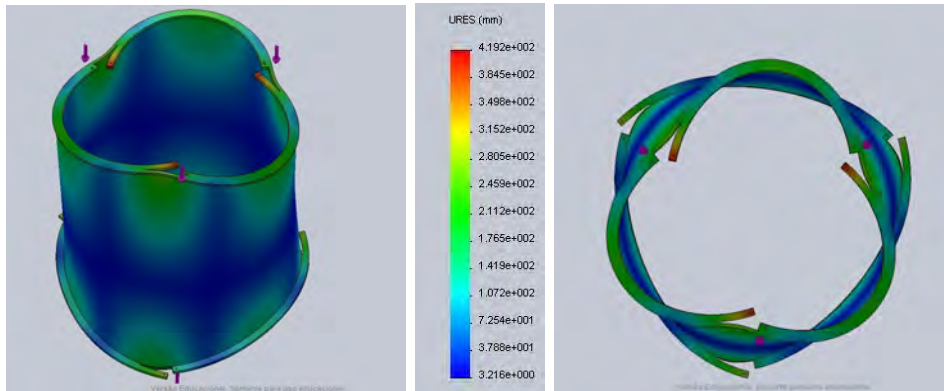


Figura 5.5 - Modo deformado em 110,29 Hz

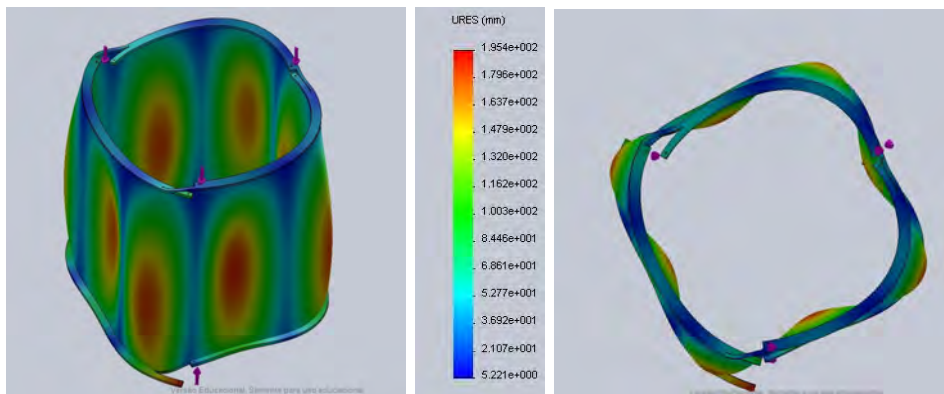


Figura 5.6 - Modo deformado em 127,02 Hz

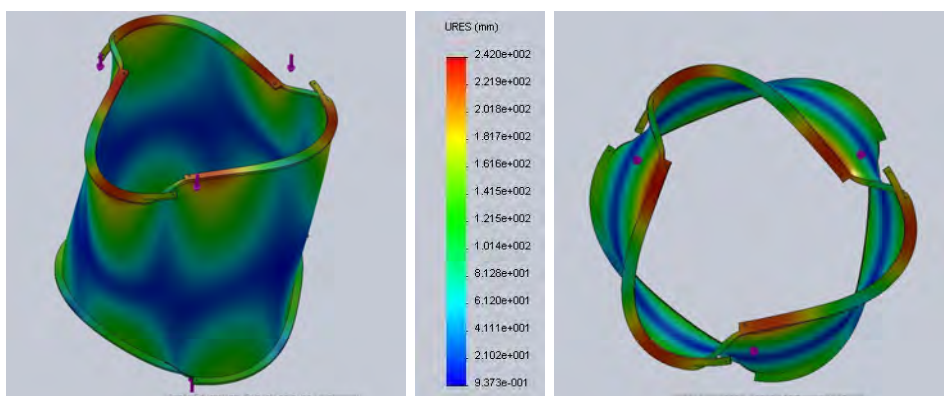


Figura 5.7 - Modo deformado em 142,77 Hz

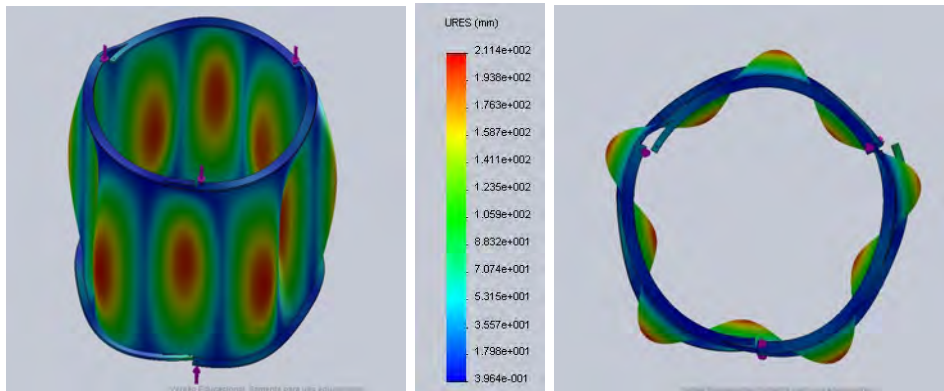


Figura 5.8 - Modo deformado em 148,85 Hz

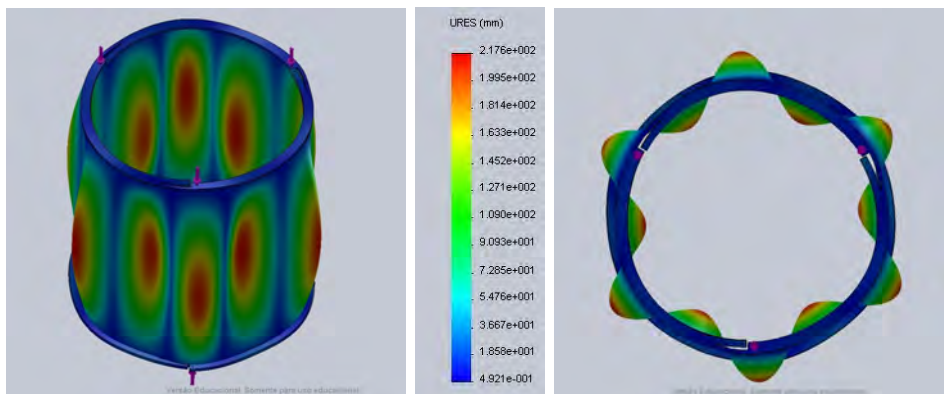


Figura 5.9 - Modo deformado em 182,31 Hz

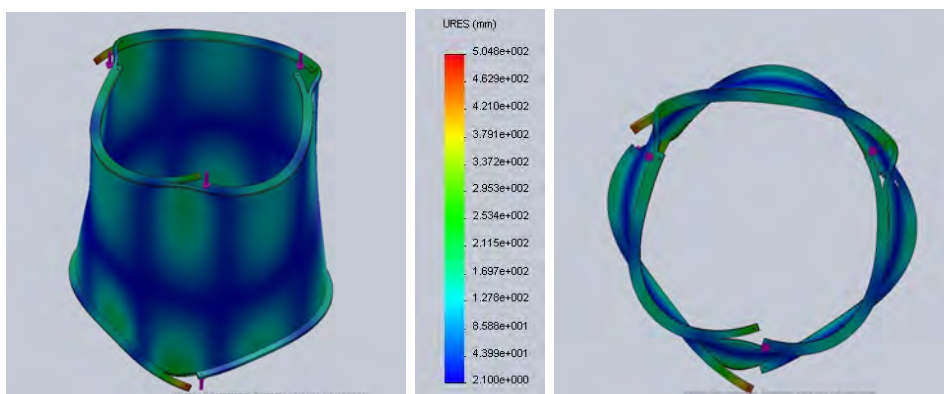


Figura 5.10 - Modo deformado em 221,92 Hz

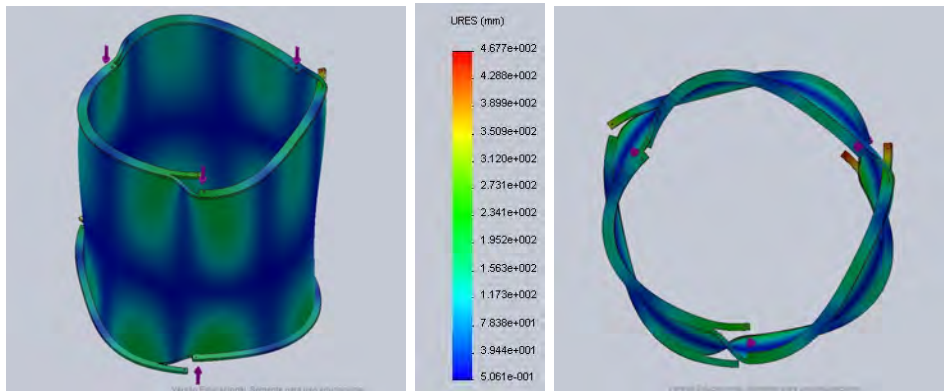


Figura 5.11 - Modo deformado em 224,16 Hz

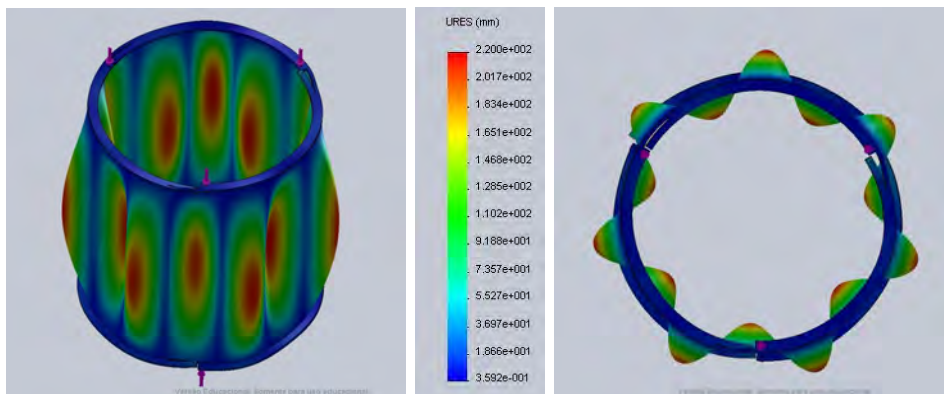


Figura 5.12 - Modo deformado em 235,06 Hz

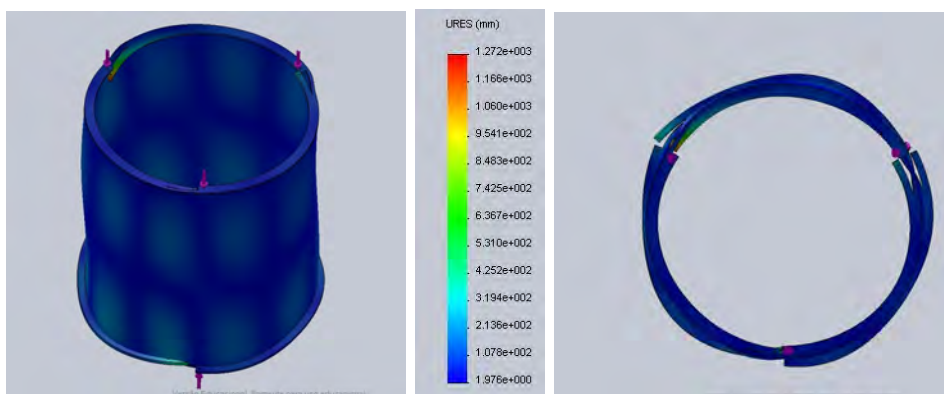


Figura 5.13 - Modo deformado em 282,04 Hz

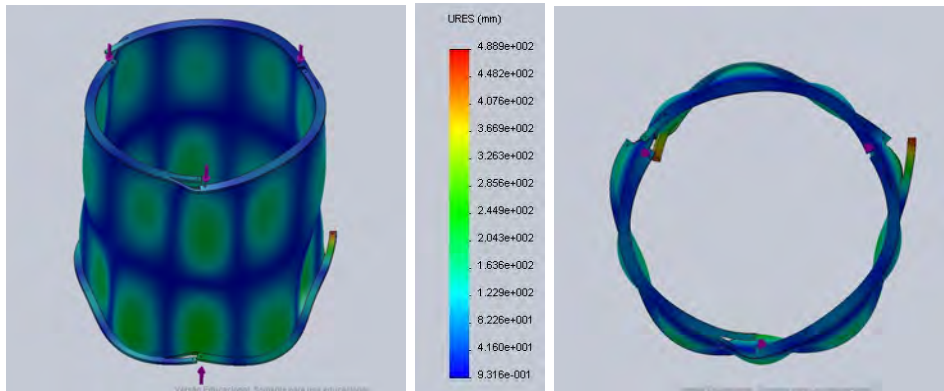


Figura 5.14 - Modo deformado em 284,24 Hz

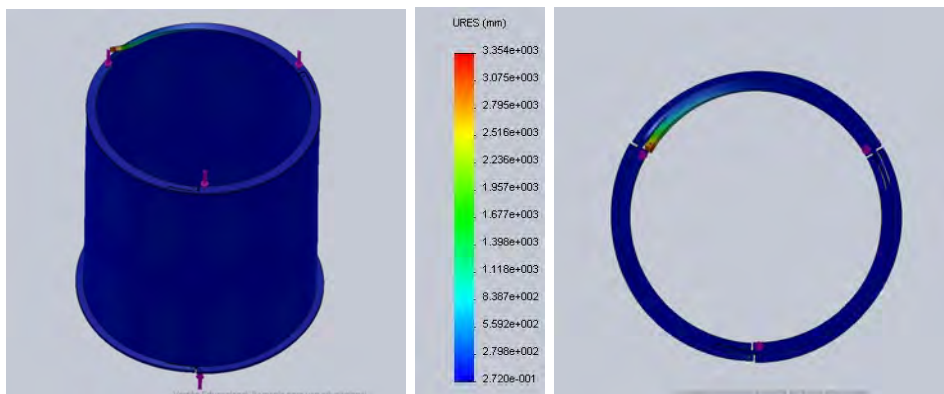


Figura 5.15 - Modo deformado em 292,54 Hz

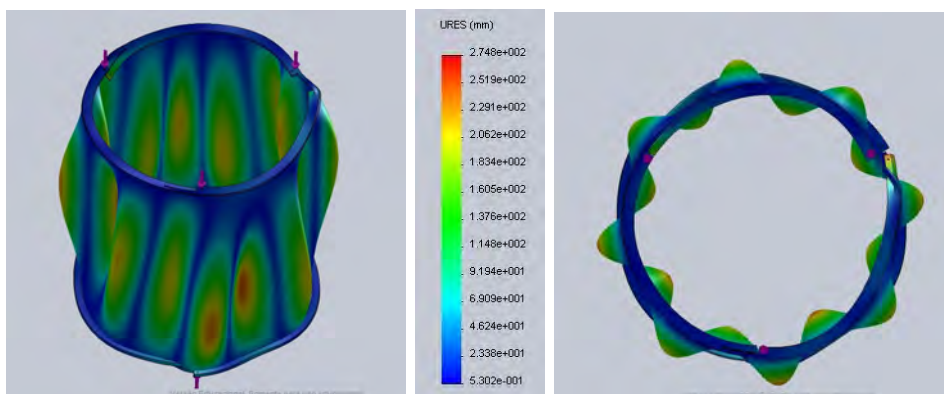


Figura 5.16 - Modo deformado em 301,20 Hz

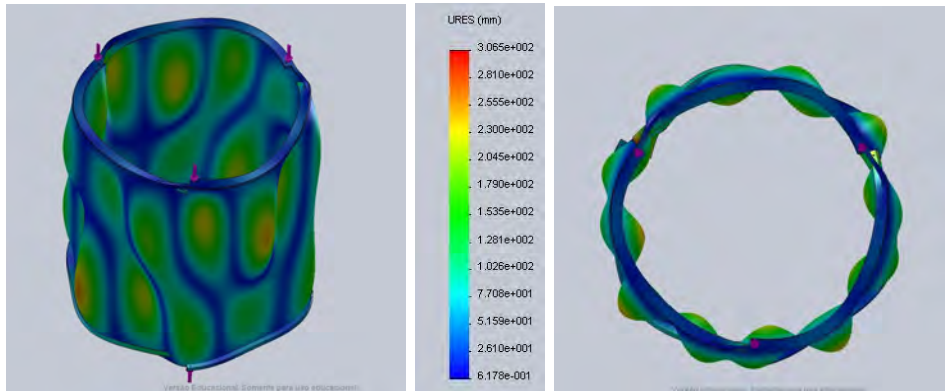


Figura 5.17 - Modo deformado em 303,03 Hz

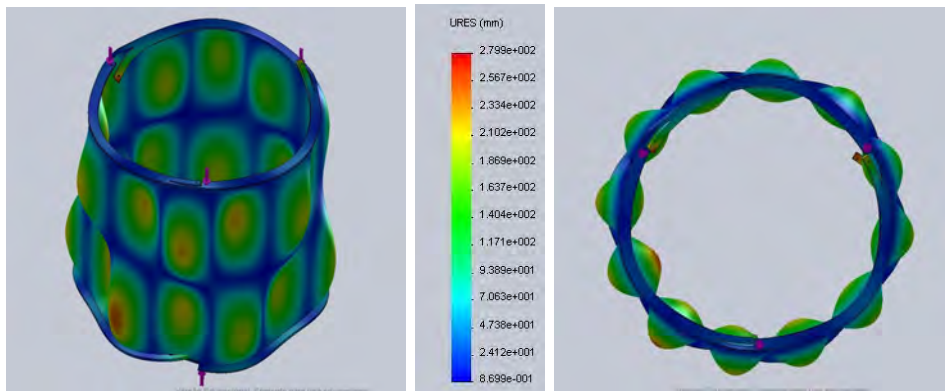


Figura 5.18 - Modo deformado em 307,70 Hz

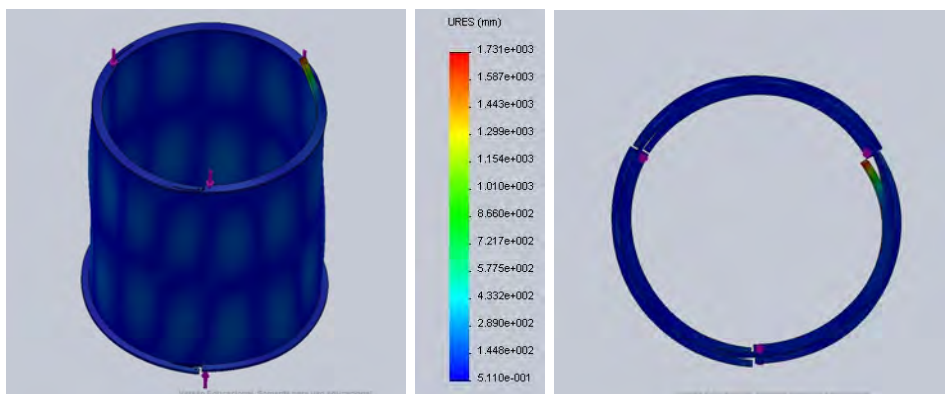


Figura 5.19 - Modo deformado em 329,15 Hz

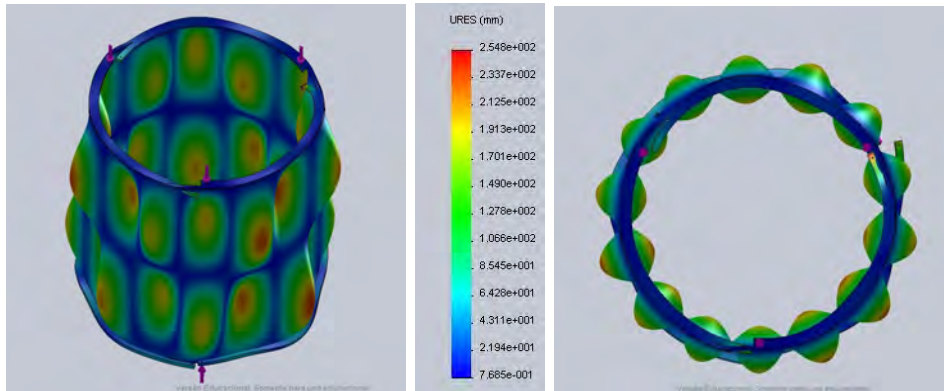


Figura 5.20 - Modo deformado em 331,11 Hz

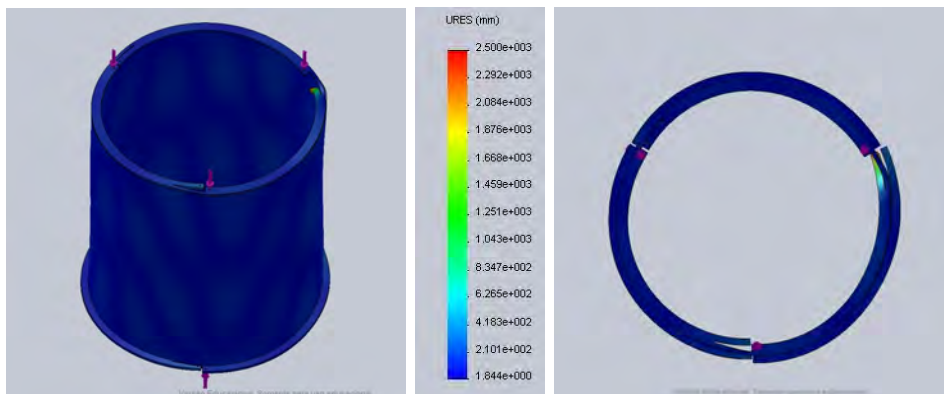


Figura 5.21 - Modo deformado em 334,22 Hz

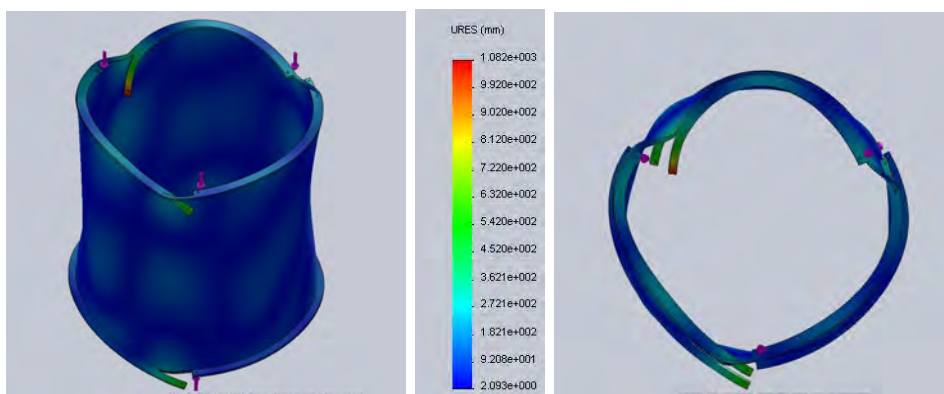


Figura 5.22 - Modo deformado em 341,54 Hz

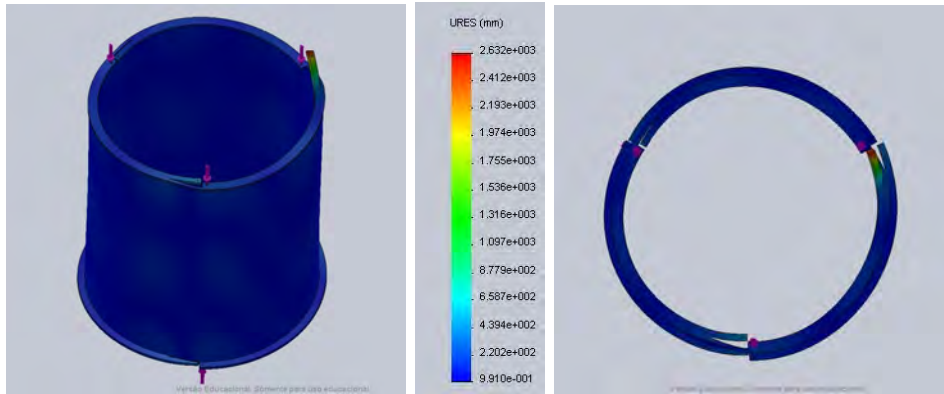


Figura 5.23 - Modo deformado em 350,24 Hz

As figuras 5.14, 5.18 e 5.20 apresentam, respectivamente, modos circunferenciais de $i = 5, 6$ e 7 , combinados com dois meio-ciclos axiais ($j = 2$). Pode-se notar que o movimento nas duas extremidades do cilindro estão fora de fase. Apesar de ainda não ser tão claro, é possível que as figuras 5.2, 5.5, 5.7, 5.10 e 5.11 sejam algum tipo de derivação destes modos, uma vez que eles apresentam um nó ao longo de seu eixo radial 'esboçando' algo parecido com $j = 2$ e oscilam fora de fase.

As figuras 5.13, 5.15, 5.19, 5.21, 5.22 e 5.23 apresentam formas modais referente aos modos de oscilação dos braços do flange e, por fim, as figuras 5.16 e 5.17 apresentam, além de modos circunferenciais e axiais, modos de torção do cilindro.

Fio Externo

O conjunto de figuras 5.24 apresenta as simulações realizadas com o fio externo ($L = 1,413$ m). Numa tentativa de simplificar o caso, o fio foi preso a duas chapas de modo que uma extremidade ficasse fixa enquanto a outra era submetida a uma força simulando o peso do sistema. A força aplicada foi de 1400N, o equivalente a um terço do peso total do conjunto (cada fio suporta um terço do peso).

As simulações apresentam resultados compatíveis com as medidas realizadas. A maioria das frequências encontradas estão relacionadas com os modos violino referente aos seis primeiros harmônicos do fio tensionado, com exceção da frequência de 7,39 Hz que está relacionada a um modo de translação que pode ser notada quando procuramos por modos de translação do conjunto. Já a frequência de 14,67 Hz, apesar de ter sido simulada e medida, ainda não nos permite inferir algo a respeito de sua

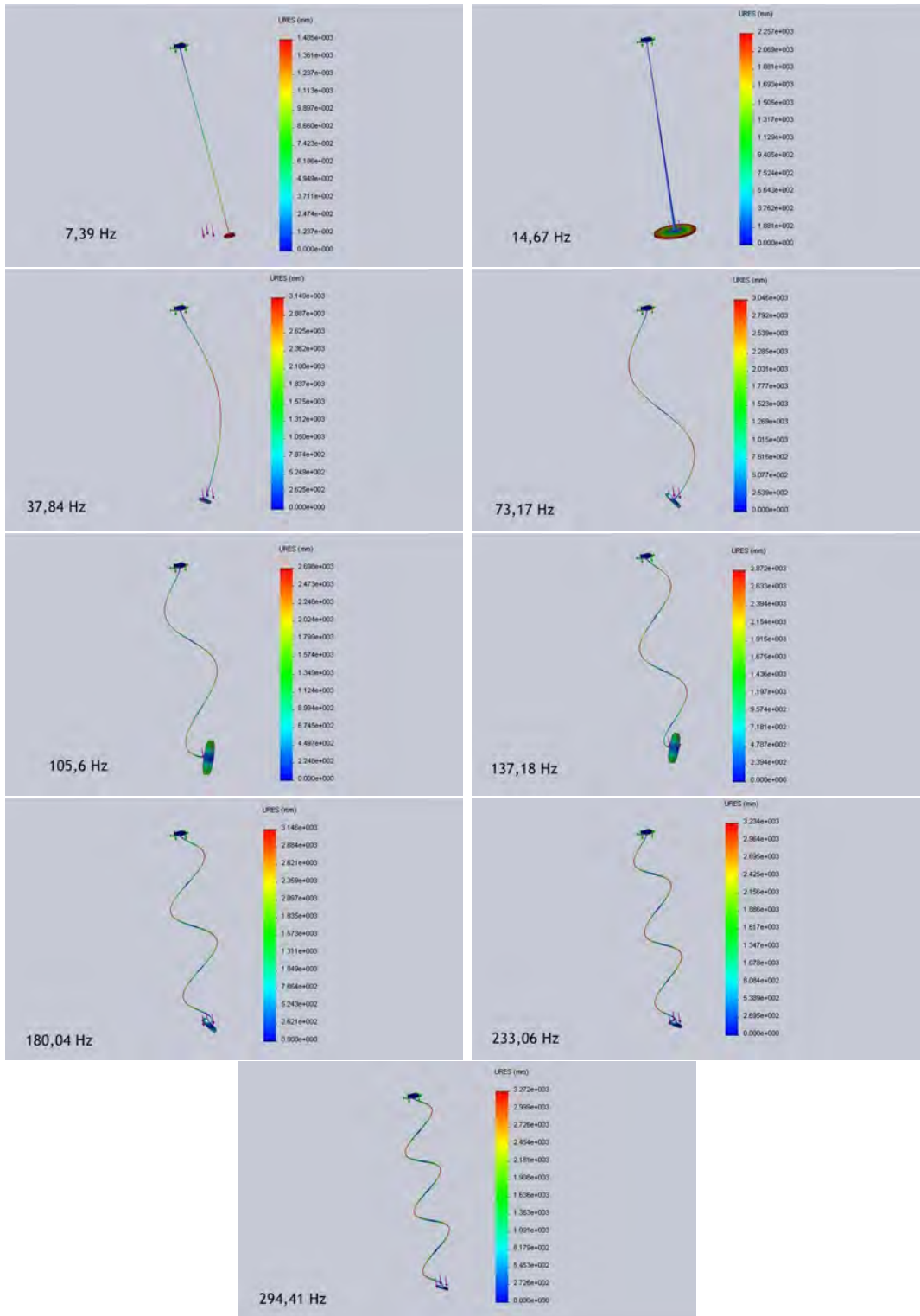


Figura 5.24 - Modos violino do fio externo obtidos por meio de simulações via *SolidWorks*[®]

Tabela 5.1 - Ressonâncias do fio externo

Ressonância dos Fios (Hz)			
Medidas	Calculado	Previsão (Elementos Finitos)	Calculado com Payload
6,59	-	7,39	-
14,65	-	14,67	-
37,11	33,93	37,84	58,74
74,71	67,86	73,17	117,47
82,52(†)	-	-	-
97,17	101,79	105,6	176,21
134,77	135,73	137,18	234,95
142,58(†)	-	-	-
157,23(†)	-	-	-
166,99	169,66	180,04	293,68
220,70	203,60	233,06	352,42

origem.

Apesar de não parecer a melhor maneira de se resolver esta simulação, uma vez que as chapas se movimentam fornecendo uma novo grau de liberdade ao fio, esta foi a única condição inicial aceita pelo software *SolidWorks*[®] para resolver tal tipo de problema. Futuramente pretende-se realizar estas simulações com mais riqueza de condições iniciais para aproximar mais as simulações dos resultados empíricos.

5.1.2 Modos violino dos fios

Os modos violino obtidos experimentalmente para o fio externo são mostrados na tabela 5.1. Estes valores são comparados com os valores calculados e com os dados de simulações apresentados na seção anterior. Na última coluna da tabela é apresentado um cálculo extrapolado para o caso em que uma carga útil de 800 kg é inserida no sistema.

A frequência de 6,59 Hz refere-se a medida de um modo de translação do fio, o qual foi previsto via simulação. A concordância entre ambos é de $\approx 89\%$. Por outro lado, a frequência de 14,65 Hz foi prevista via simulação, medida, mas não nos permite inferir muito a respeito de sua origem. Os resultados apresentados com o sinal de (†) são incertos até o momento, não sendo descartada a hipótese de que sejam algum

tipo de ruído do equipamento.

Os outros resultados são referentes aos modos violino do sistema para os seis primeiros harmônicos. Nestes, a concordância entre experimento e simulações fica entre 92% e 98% enquanto que a concordância entre experimento e teoria fica entre 91% e 99%. A proximidade nos resultados fortalece a teoria utilizada e indica que as simulações feitas, embora bem simplificadas, representam bem o caso real.

Este fortalecimento da teoria através dos dados experimentais nos permite fazer uma extrapolação de caso como o apresentado na última coluna. Nela, são apresentados os seis primeiros modos harmônicos após a inserção de uma carga útil de 800kg ao conjunto. Fica evidente o aumento de aproximadamente 60% em seus valores. Isso indica que as ressonâncias destes modos não ocorrerão na faixa de baixas frequências quando o sistema estiver ativo nas versões posteriores ao aLIGO.

5.1.3 Modos de rotação

As medidas referentes à rotação do sistema encontram-se na figura 5.25. Neste gráfico foi utilizado um intervalo de 1,5 Hz permitindo obter a maior precisão do equipamento. O tempo de integração para este intervalo é de ≈ 260 s.

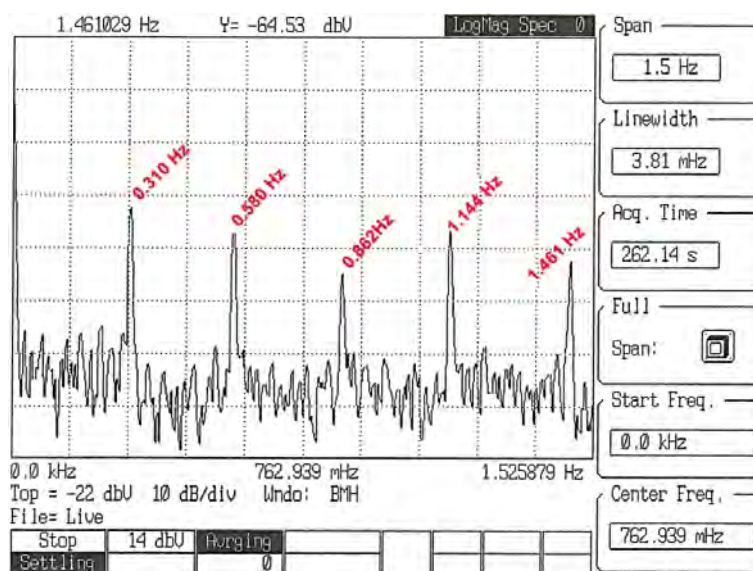


Figura 5.25 - Frequências de ressonância de rotação do MNP

5.1.4 Modos pendulares

As medidas referentes ao movimento pendular do sistema encontram-se em vermelho na figura 5.26. Neste gráfico foi utilizado um intervalo de 3,1 Hz pois o tempo de integração é duas vezes menor quando comparado ao intervalo utilizado nos modos de rotação. Isso foi necessário pois os modos pendulares são menos duradouros que os de rotação, provavelmente, em razão da resistência do ar.

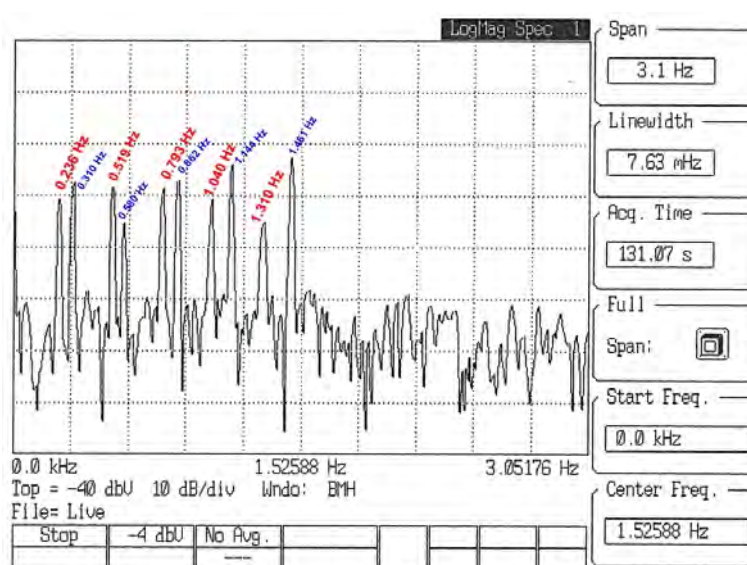


Figura 5.26 - Frequências de ressonância de translação do MNP

5.1.5 Modos Normais do cilindro externo

Os modos normais do cilindro externo obtidos experimentalmente encontram-se na tabela 5.2. Nela, também são colocados os dados simulados para que seja possível fazer uma comparação entre o resultado esperado e o medido.

É possível verificar na tabela que a concordância entre as simulações e as medidas estão entre 84% e 99%. Isso mostra que, apesar da simulação simplificada, as condições iniciais aplicadas satisfazem as necessidades. Por outro lado, vê-se que algumas simulações não foram verificadas experimentalmente. Isto, deve-se em parte ao fato dos cristais piezoelétricos não estarem colados em locais adequados. A mesma simulação foi feita supondo um acréscimo de uma carga útil de 800kg ao conjunto e nenhuma diferença foi constatada, ou seja, os modos do cilindro são independentes

Tabela 5.2 - Modos Normais do Cilindro Externo. A previsão foi feita através do software *SolidWorks*[®] e as medidas efetuadas com cristais piezoelétricos colados aos cilindros

Ressonância do cilindro externo (Hz)			
Previsão	Medidas	Previsão	Medidas
29.24	24.66	282.04	270.07
43.22	39.06	284.24	288.57
72.53	-	292.54	292.97
88.01	84.50	301.20	-
110.29	115.72	303.03	-
127.02	128.90	307.70	-
142.77	-	329.15	321.29
148.85	163.82	331.11	-
182.31	173.34	334.22	-
221.92	220.46	341.54	-
224.18	224.36	350.24	-
235.06	-	-	-

do peso do sistema.

5.2 Resultados Teóricos

5.2.1 Modos Pendulares e de rotação

Os modos pendulares e de rotação obtidos segundo a descrição feita na seção 4 encontram-se na tabela 5.3. Apresentamos também os valores experimentais para que seja feita um confronto entre teoria e experimentação.

Os modos pendulares são os que apresentam melhor acurácia, uma vez que os valores medidos estão próximos dos calculados. As concordâncias estão entre 93% e 99%, dos quais três medidas estão com o valor um pouco acima do calculado e duas medidas com valores abaixo. Os modos de rotação também apresentam uma boa acurácia, contudo, a concordâncias estão entre 87% e 93%. O motivo para esta diferença será averiguado futuramente.

A concordância entre teoria e prática possibilita fazer uma extrapolação de caso para a situação em que uma carga útil de 800 kg será inserida no conjunto. Este é o caso apresentado na terceira e última coluna da tabela 5.3. Para analisar estes casos, foi

Tabela 5.3 - Resultados Teóricos e experimentais para os modos pendulares e de rotação do sistema. A terceira e sexta colunas apresentam resultados extrapolados para o caso em que uma carga útil de 800 kg é inserida no conjunto

Modos Pendulares (Hz)			Modos de Rotação (Hz)		
Teórico	Medido	Extrapolado	Teórico	Medido	Extrapolado
0,226	0,236	0,183	0,280	0,3100	0,199
0,485	0,519	0,807	0,507	0,5800	0,541
0,758	0,793	1,523	0,768	0,8620	0,915
1,046	1,040	2,157	1,047	1,1440	1,090
1,367	1,310	2,650	1,363	1,4610	1,363
-	-	2,973	-	-	2,505

acrescentado um novo conjunto de fios de 1,3m ligando a carga útil ao sistema. Por hipótese, a carga útil deste sistema foi distribuída em um cilindro de massa 800 kg ¹. Como pode ser visto, o conjunto passa a ter seis modos de ressonâncias de rotação e seis para translação. As ressonâncias encontradas chegam a até ≈ 3 Hz para o caso de translação.

Um ponto interessante da comparação entre teoria e experimento é que ambas retratam casos distintos, uma vez que a teoria descreve um sistema pendular em cascata, os resultados experimentais são obtidos em um sistema aninhado. Para fins comparativos, vamos aplicar valores para entender a implicação destes resultados.

Como já foi comentado na descrição do sistema no início da seção 4, o fio mais externo tem 1,4 m de comprimento enquanto os outros quatro fios que compõem os estágios mais internos possuem 1,3 m. Criando um sistema em cascata com estas medidas, obtemos um sistema pendular de 6,6 m de altura (sem contar dimensões das massas). Por outro lado, no sistema aninhado, é possível obter um sistema de apenas 1,4 m de altura ² já levando em conta as dimensões das massas.

Dessa forma, é válido notar como o sistema aninhado representa bons resultados comparado ao sistema em cascata. Isso é muito importante, uma vez que o objetivo deste trabalho é justamente criar um sistema de isolamento vibracional que seja capaz de realizar isolamento ao mesmo tempo em que ganha espaço vertical.

¹Condição que será testada nos próximos meses

²o sistema possui 2,5 m de altura devido à estrutura criada para suportá-lo.

6 CONCLUSÕES

Baseado nos resultados apresentados na seção 5, podemos notar alguns pontos interessantes a respeito do MNP.

Quanto às simulações feitas no cilindro e no fio externo é possível verificar que, apesar da simplicidade com a qual o problema foi tratado, os resultados mostram que é possível simular a situação real de uma forma simples. Outro fato importante é que os dados da simulação podem ajudar a identificar pontos estratégicos onde possam ser colados os cristais piezoelétricos, permitindo a identificação de mais modos de ressonância.

A comparação dos dados teóricos, experimentais e das simulações dos modos violinos apresenta uma concordância entre 92% e 98% comparando experimento e simulações e entre 91% e 99% comparando experimento e teoria. Estes resultados são importantes pois nos permitem inferir que *(i)* a proximidade nos resultados fortalece a teoria utilizada e *(ii)* indica que as simulações, embora simplificadas, podem representar casos reais.

O fortalecimento da teoria é importante pois permite fazermos extrapolações para situações que representam versões posteriores ao aLIGO, tais como, a utilização de uma carga útil de 800 kg, cujas frequências dos fios aumentariam em $\approx 60\%$. Já as simulações simplificadas indicam que pode-se obter resultados confiáveis sem muito uso de capacidade computacional.

Por fim, os modos de rotação e pendulares do sistema mostram que um sistema “aninhado” apresenta resultados similares ao de um sistema linear em cascata. Isto é um sinal positivo, pois mostra a possibilidade de “imitar” um sistema linear ganhando espaço vertical. Uma vez que resultados experimentais de um sistema de $\approx 1,5$ m de altura são os esperados teoricamente para um sistema linear de $\approx 6,5$ m de altura.

Os resultados obtidos até agora mostram-se satisfatórios no que refere-se ao fato de ser possível reproduzir os modos de ressonância de um pêndulo em cascata utilizando um sistema pendular aninhado. Este é o primeiro passo para que seja obtido um sistema de isolamento capaz de realizar um isolamento eficiente e ganhar espaço vertical dentro de uma câmara de vácuo. Contudo, estes resultados são apenas especulativos uma vez que, sem a curva de transferência, não é possível afirmar a real capacidade de atenuação do sistema.

Em vista disso, o próximo passo deste projeto é gerar uma curva de transferência teórica e comparar com dados experimentais de modo a entender se a atenuação do sistema aninhado pode ser comparada com a de um sistema em cascata. Por fim, após obter a curva de transferência do sistema, pretendemos fazer uma nova curva de sensibilidade e compará-la com a atual do aLIGO e verificar qual será o ganho em frequências abaixo de 10 Hz. Para tal, será utilizado um pacote feito em *MatLab*[®] chamado GWINC, no qual é possível inserir todas as fontes de ruídos do detector e gerar a curva de sensibilidade final do interferômetro.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ABBOTT, B. P. et al. LIGO: the Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory. **Reports on Progress in Physics**, v. 72, n. 7, p. 076901, 2009. 2, 8
- ABERNATHY, M. et al. **Einstein gravitational wave Telescope conceptual design study**. 2011. Disponível em: <<https://tds.ego-gw.it/ql/?c=7954>>. 3, 12, 23, 33
- ACCADIA, T. et al. Virgo: A laser interferometer to detect gravitational waves. **Journal of Instrumentation**, v. 7, p. 3012, 2012. 3
- ACERNESE, F. et al. The Virgo detector. In: **17th Italian Meeting on High Energy physics (IFAE)**. Michigan: American Inst. of Physics, 2005. (American Institute of Physics Conference Series, v. 794), p. 307–310. 2
- AGUIAR, O. et al. The Brazilian gravitational wave detector Mario Schenberg: progress and plans. **Classical and Quantum Gravity**, v. 22, n. 10, p. S209–S214, 2005. 16
- AGUIAR, O. D. **Parametric motion transducer for gravitational wave detectors**. Tese (Doutorado) — The Louisiana State University and agricultural and mechanical col., 1990. 17
- 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. 8, 18
- ALDCROFT, T.; MICHELSON, P.; TABER, R.; MCLOUGHLIN, F. Six-degree-of-freedom vibration isolation systems with application to resonant-mass gravitational radiation detectors. **Review of Scientific Instruments**, v. 63, p. 3815–3827, 1992. 32
- ALLEN, B. The stochastic gravity-wave background: sources and detection. **ArXiv:gr-qc/9604033v3**, 1997. 14
- ANDERSSON, N.; FERRARI, V.; D.I.JONES; KOKKOTAS, K.; KRISHNAN, B.; READ, J.; REZZOLLA, L.; ZINK, B. Gravitational waves from neutron stars: promises and challenges. **General Relativity and Gravitation**, v. 43, p. 409–436, 2011. 12

BLAIR, D. G. **The detection of gravitational waves**. Cambridge: Cambridge University Press, 1991. ISBN 9780521021029. 2, 5, 6, 10, 15, 17, 20

BLAIR, D. G. et al. The science benefits and preliminary design of the southern hemisphere gravitational wave detector AIGO. **Journal of Physics Conference Series**, v. 122, n. 1, p. 012001, 2008. 3

BLEVINS, R. D. **Formulas for natural frequency and mode shapes**. New York, NY: Krieger Publishing Company, 1979. ISBN 9781575241845. 47, 85

BRACCINI, S. et al. The maraging-steel blades of the Virgo super attenuator. **Measurement Science and Technology**, v. 11, p. 467–476, 2000. 30

BURGAY, M. et al. An increased estimate of the merger rate of double neutron stars from observations of a highly relativistic system. **Nature**, v. 426, p. 531–533, 2003. 2

CALLEN, H. B.; GREENE, R. F. On a theorem of irreversible thermodynamics. **Physical Review**, v. 86, p. 702–710, 1952. 26

CANTLEY, C.; HOUGH, J.; ROBERTSON, N.; GREENHALGH, R. Vibration isolation stacks for gravitational wave detectors - finite element analysis. **Review of Scientific Instruments**, v. 63, p. 2210–2219, 1992. 32

CATTANI, M. Gravitational waves I: Basic emission equations. **ArXiv:1001.2518v1 [gr-qc]**, 2010. 6

_____. Gravitational waves III: Detecting systems. **ArXiv:1004.2470v1 [gr-qc]**, 2010. 19

CHAKRABARTY, I. Gravitational waves: An introduction. **ArXiv:physics/9908041**, 1999. 6

CHAN, H.; LONG, J.; PRICE, J. Taber vibration isolator for vacuum and cryogenic applications. **Review of Scientific Instruments**, v. 70, p. 2742–2750, 1999. 32

CORBITT, T.; MAVALVALA, N. REVIEW ARTICLE: Review: Quantum noise in gravitational-wave interferometers. **Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics**, v. 6, p. 675, 2004. 25

- CUTLER, C.; THORNE, K. An overview of gravitational-wave sources. **ArXiv:gr-qc/0204090v1**, 2002. 2
- DIMMELMEIER, H.; OTT, C. D.; MAREK, A.; JANKA, H. T. Gravitational wave burst signal from core collapse of rotating stars. **Physical Review D**, v. 78, n. 6, p. 064056, 2008. 13
- D'INVERNO, R. A. **Introducing Einstein's relativity**. New York, NY: Oxford, 1992. ISSN 38397956. 7
- EINSTEIN, A. Näherungsweise integration der Feldgleichungen der gravitation. **Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften (Berlin)**, p. 688–696, 1916. 1
- FAULKNER, A. J. et al. PSR J1756-2251: A new relativistic double neutron star system. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 618, p. L119–L122, 2005. 2
- FRITSCHER, P. Second generation instruments for the laser interferometer gravitational wave observatory (ligo). **ArXiv:gr-qc/0308090**, p. 282–291, 2003. 24
- HARRY, G. M. et al. Thermal noise from optical coatings in gravitational wave detectors. **Applied Optics IP**, v. 45, p. 1569–1574, 2006. 26
- _____. Titania-doped tantala/silica coatings for gravitational-wave detection. **Classical and Quantum Gravity**, v. 24, p. 405–415, 2007. 26
- HASKELL, B.; JONES, D. I.; ANDERSSON, N. Mountains on neutron stars: accreted versus non-accreted crusts. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 373, p. 1423–1439, 2006. 12
- HILD, S. Beyond the second generation of laser-interferometric gravitational wave observatories. **Classical and Quantum Gravity**, v. 29, n. 12, p. 124006, 2012. 26
- HILD, S. et al. Demonstration and comparison of tuned and detuned signal recycling in a large-scale gravitational wave detector. **Classical and Quantum Gravity**, v. 24, p. 1513–1523, 2007. 22, 26
- HOROWITZ, C. J.; KADAU, K. Breaking strain of neutron star crust and gravitational waves. **Physical Review Letter**, v. 102, n. 19, p. 191102, 2009. 12

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

JANKA, H.; LANGANKE, K.; MAREK, A.; MARTÍNEZ-PINEDO, G.; MÜLLER, B. Theory of core-collapse supernovae. **Physical Reports**, v. 442, p. 38–74, 2007. 13

KOLB, E.; TURNER, M. **The early universe**. New York, NY: Addison-Wesley, 1994. 14

LOSURDO, G. Ground-based gravitational wave interferometric detectors of the first and second generation: an overview. **Classical and Quantum Gravity**, v. 29, n. 12, p. 124005, 2012. 22, 26

LOSURDO, G. et al. An inverted pendulum preisolator stage for the virgo suspension system. **Review of Scientific Instruments**, v. 70, p. 2507–2515, 1999. 32

MAGGIORE, M. **Gravitational waves, volume I: Theory and experiments**. New York, NY: Oxford University Press, 2008. ISBN 9780198570745. 15, 17, 20

MEERS, B. J. Recycling in laser-interferometric gravitational-wave detectors. **Physical Review D**, v. 38, p. 2317–2326, 1988. 22

MISNER, C. W.; THORNE, K. S.; WHEELER, J. A. **Gravitation**. San Francisco: W. H. Freeman and Co., 1973. 16

OTT, C. D. TOPICAL REVIEW: The gravitational-wave signature of core-collapse supernovae. **Classical and Quantum Gravity**, v. 26, n. 6, p. 063001, 2009. 13

PACZYNSKI, B.; SIENKIEWICZ, R. Gravitational radiation and the evolution of cataclysmic binaries. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 248, p. L27–L30, 1981. 2

PLISSI, M. V.; TORRIE, C.; HUSMAN, M.; ROBERTSON, N.; STRAIN, K.; WARD, H.; LÜCK, H.; HOUGH, J. GEO 600 triple pendulum suspension system: Seismic isolation and control. **Review of Scientific Instruments**, v. 71, p. 2539–2545, 2000. 30

- PRESS, W.; THORNE, K. Gravitational-wave astronomy. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, p. 335, 1972. 9
- PRICE, H. General relativity primer. **American Journal of Physics**, v. 50, p. 300–329, 1982. 8
- PUNTURO, M. et al. The einstein telescope: a third-generation gravitational wave observatory. **Classical and Quantum Gravity**, v. 27, n. 19, p. 194002, 2010. 22
- RILES, K. Gravitational waves: Sources, detectors and searches. **Progress in Particle and Nuclear Physics**, v. 68, p. 1–54, 2013. 11, 14
- ROBERTSON, N. et al. Seismic isolation and suspension systems for advanced ligo. In: **Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series**. Glasgow, Scotland: J. Hough and G. H. Sanders, 2004. v. 5500, p. 81–91. 3, 27, 28, 29, 31, 32
- SATHYAPRAKASH, B.; SCHUTZ, B. Physics, astrophysics and cosmology with gravitational waves. **Living Reviews in Relativity**, v. 12, p. 2, 2009. 2
- SCHUTZ, B.; RICCI, F. Gravitational waves, sources, and detectors. **ArXiv:1005.4735v1 [gr-qc]**, 2010. 19
- SOLOMONSON, N. D. **Sensitive cryogenic transducer development and analysis for use on gravity wave detectors**. Tese (Doutorado) — Louisiana State University, Baton Rouge., 1990. 17
- SOMIYA, K. Detector configuration of KAGRA-the Japanese cryogenic gravitational-wave detector. **Classical and Quantum Gravity**, v. 29, n. 12, p. 124007, 2012. 3
- THORNE, K. Gravitational radiation. In: _____. **Three hundred years of gravitation**. Cambridge: Cambridge University Press, 1987. p. 330–458. 9, 18
- TOBAR, M. E. Gravitational wave detection and low-noise sapphire oscillators. **Publications of the Astronomical Society of Australia**, v. 28, p. 1729–1736, 1995. 17
- VILENKIN, A. Cosmic strings and domain walls. **Physical Reports**, v. 121, p. 263–315, 1985. 14

VILENKIN, A.; SHELLARD, E. **Cosmic strings and other topological defects**. Cambridge: Cambridge University Press, 1994. ISSN ISBN 0521391539.

14

WAARD, A. de; GOTTARDI, L.; FROSSATI, G. MiniGRAIL, the first spherical gravitational wave detector. In: **Recent developments in gravitational physics: Proceedings of the 15th SIGRAV Conference on General Relativity and Gravitational Physics**. New York, NY: Taylor & Francis, 2006. p. 415. 16

WALDMAN, S. The Advanced LIGO gravitational wave detector. **ArXiv:1103.2728v1 [gr-qc]**, 2011. 2, 21, 22, 25, 26, 27

WEBER, J. Gravitational shielding and absorption. **Physical Review**, v. 146, p. 935–937, 1966. 2, 15

WEISBERG, J. M.; TAYLOR, J. H. The relativistic binary pulsar B1913+16: Thirty years of observations and analysis. **ArXiv:astro-ph/0407149**, p. 25, 2005. 1

WILLKE, B. et al. The geo 600 gravitational wave detector. **Classical and Quantum Gravity**, v. 19, p. 1377–1387, 2002. 2

WOLSZCZAN, A. PSR 1257+12 and PSR 1534+12. **IAU Circulars**, v. 5073, p. 1, 1990. 2

APÊNDICE A - CÓDIGO PARA O CÁLCULO DOS MODOS VIOLINO DOS FIOS

Código feito em C++ Para calcular os modos violinos dos Fios

```
// Este programa calcula as frequencias de ressonâncias dos fios//

#include <stdio.h>
#include <stdlib.h>
#include <conio.h>
#include <iostream>
#include <math.h>

using namespace std;

int main()
{
    char controlador = '1';
    int n, i;
    float rho, comp, raio;
    float dens_linear, tension, veloc_som;
    float freq, area;

    printf("PROGRAMA PARA CALCULAR AS FREQUENCIAS DE RESSONANCIA DOS FIOS\n");
    while (controlador=='1')
    {
        cout<<"\nInsira a densidade do material(mu) [Kg/m^3].:";
        cin >> rho; // para fio de aço 304 rho = 8e3 Kg/m^3//
        cout<<"\nInsira o comprimento do fio [m].:";
        cin >> comp;
        cout<<"\nInsira o raio do fio [m].:";
        cin >> raio; // O fio de aço 304 utilizado no sistema possui 2.38e-3 m //
        area = M_PI*raio*raio;
        dens_linear = rho*area;
        cout<<"\nA area do fio eh = "<<area<< " m^2.";
        cout<<"\nA densidade linear do fio eh = "<<dens_linear<< " Kg/m.";
        cout<<"\nInsira a tensao aplicada no fio [N].:";
        cin >> tension;
        veloc_som = sqrt(tension/dens_linear);
        cout<<"\nA velocidade do som no fio eh = "<<veloc_som<< " m/s.";
        cout<<"\nInsira ate quantos nos existe interesse em calcular.:";
        cin >> n;
        for (i=1; i<=n; i++)
        {
            freq = (i*veloc_som)/(2*comp);
            cout<<"\nPara o modo fundamental" <<i<<" , a frequencia correspondente
            eh:"<<freq<<" Hz.";
        }
        cout<<"\nPressione 1 refazer os calculos ou outra tecla para sair...";
        controlador = getch();
        cout<<"\n";
    }
    return 0;
}
```


APÊNDICE B - ROTINA PARA CÁLCULO DOS MODOS PENDULARES E DE ROTAÇÃO DO SISTEMA

Rotina para cálculo de modos pendulares do *Multi-Nested Pendula* feita no software *Mathematica*[®].

```
(*Este sistema encontra a frequencia para um sistema de 5 pêndulos acoplados*)

m5 = 59.614 (*massa cilindro menor*)
m4 = 69.879
m3 = 80.121
m2 = 90.385
m1 = 100.700 (*Massa do cilindro maior*)
M15 = m1 + m2 + m3 + m4 + m5
M25 = m2 + m3 + m4 + m5
M35 = m3 + m4 + m5
M45 = m4 + m5
(*INSIRA A ACELERAÇÃO DA GRAVIDADE --->*)g = 9.8
(*INSIRA O COMPRIMENTO DO FIO --->*)L = 1.3
(*INSIRA O COMPRIMENTO DO PRIMEIRO FIO --->*)L1 = 1.4

A = {{{(m1 + 2 M25) / m1} (L / L1), -(M25 / m1), 0, 0, 0},
      {-(M25 / m2), (m2 + 2 M35) / m2, -(M35 / m2), 0, 0},
      {0, -(M35 / m3), (m3 + 2 M45) / m3, -(M45 / m3), 0},
      {0, 0, -(M45 / m4), (m4 + 2 M5) / m4, -(m5 / m4)}, {0, 0, 0, -1, 1}}

Out[278]= {{6.46125, -2.97914, 0, 0, 0},
           {-3.31912, 5.63825, -2.31912, 0, 0}, {0, -2.61622, 4.23244, -1.61622, 0},
           {0, 0, -1.8531, 2.70621, -0.853103}, {0, 0, 0, -1, 1}}

f = (Sqrt[g Eigenvalues[A] / L] / (2 Pi))
{1.36732, 1.04608, 0.758691, 0.48535, 0.226449}
```

Rotina para cálculo de modos de rotação do *Multi-Nested Pendula* feita no software *Mathematica*[®].

```

(*Este sistema encontra a frequencia para
um sistema de 5 pêndulos acoplados em ROTAÇÃO*)
(*Massas individuais de cada conjunto (cilindro + flange ext + flange int)*)
m5 = 59.614 (*massa cilindro menor*)
m4 = 69.879
m3 = 80.121
m2 = 90.385
m1 = 100.700 (*Massa do cilindro maior*)
(*-----*)
(*Massas de cada cilindro sem flange*)
Mc1 = 83.559
Mc2 = 75.004
Mc3 = 66.471
Mc4 = 57.960
Mc5 = 49.426
(*Raios dos cilindros*)
(*Legenda:rje = raio externo do cilindro 'j', rji=raio interno do cilindro 'j' *)
r1e = 0.60635
r1i = 0.60000
r2e = 0.54500
r2i = 0.53865
r3e = 0.48380
r3i = 0.47745
r4e = 0.42260
r4i = 0.41625
r5e = 0.36128
r5i = 0.35493
(*-----*)
(*Raios de sustentação do cilindro*)
r1 = 0.62635
r2 = 0.56500
r3 = 0.50380
r4 = 0.44260
r5 = 0.38128
(*-----*)
(*FLANGES*)
(*Massas Flanges externos*)
(*Legenda: MFEj= Massa do flange externo 'j'*)
Mfe1 = 8.819
Mfe2 = 7.939
Mfe3 = 7.073
Mfe4 = 6.208
Mfe5 = 5.342
(*Raios dos flanges externos*)
(*Legenda:rjfee = Raio Externo do Flange Externo 'j',
rjfei = Raio Interno do Flange Externo 'j'*)
r1fee = 0.64800
r2fee = 0.58665
r3fee = 0.52545
r4fee = 0.46425
r5fee = 0.40293
r1fei = 0.59500
r2fei = 0.53365
r3fei = 0.47245
r4fei = 0.41125
r5fei = 0.34993

```

```

(*-----*)
(*Massas Flanges internos*)
(*Legenda: MFEj= Massa do Flange Interno 'j'*)
Mfi1 = 8.322
Mfi2 = 7.442
Mfi3 = 6.577
Mfi4 = 5.711
Mfi5 = 4.846
(*Raios dos flanges internos*)
(*Legenda:rjfie = Raio Externo do Flange Interno 'j',
rjfi = Raio Interno do Flange Interno 'j'*)
r1fie = 0.61300
r2fie = 0.55165
r3fie = 0.49045
r4fie = 0.42925
r5fie = 0.36793
r1fii = 0.56000
r2fii = 0.49865
r3fii = 0.43745
r4fii = 0.37625
r5fii = 0.31493
(*-----*)
(*Somatória das massas em função das massas individuais*)
M15 = m1 + m2 + m3 + m4 + m5
M25 = m2 + m3 + m4 + m5
M35 = m3 + m4 + m5
M45 = m4 + m5
(*Momento de inércia dos flanges e dos cilindros*)
(*Flanges externos*)
I1a = (Mfe1 (r1fee^2 + r1fei^2)) / 2
I2a = (Mfe2 (r2fee^2 + r2fei^2)) / 2
I3a = (Mfe3 (r3fee^2 + r3fei^2)) / 2
I4a = (Mfe4 (r4fee^2 + r4fei^2)) / 2
I5a = (Mfe5 (r5fee^2 + r5fei^2)) / 2
(*Flanges internas*)
I1b = (Mfi1 (r1fie^2 + r1fii^2)) / 2
I2b = (Mfi2 (r2fie^2 + r2fii^2)) / 2
I3b = (Mfi3 (r3fie^2 + r3fii^2)) / 2
I4b = (Mfi4 (r4fie^2 + r4fii^2)) / 2
I5b = (Mfi5 (r5fie^2 + r5fii^2)) / 2
(*Cilindros*)
I1c = (Mc1 (r1e^2 + r1i^2)) / 2
I2c = (Mc2 (r2e^2 + r2i^2)) / 2
I3c = (Mc3 (r3e^2 + r3i^2)) / 2
I4c = (Mc4 (r4e^2 + r4i^2)) / 2
I5c = (Mc5 (r5e^2 + r5i^2)) / 2
(*Momentos de inércia de cada conjunto*)
I1 = I1a + I1b + I1c
I2 = I2a + I2b + I2c
I3 = I3a + I3b + I3c
I4 = I4a + I4b + I4c
I5 = I5a + I5b + I5c

(*INSIRA A ACELERAÇÃO DA GRAVIDADE --->*)g = 9.8
(*INSIRA O COMPRIMENTO DO FIO --->*)L = 1.3
(*INSIRA O COMPRIMENTO DO PRIMEIRO FIO --->*)L1 = 1.4

```

```

A = {{(M15 L (r1^2) / (L1)) + M25 (r2^2) / I1, -(M25 (r2^2) / I1), 0, 0, 0},
      {-(M25 (r2^2) / I2), (M25 (r2^2) + M35 (r3^2)) / I2, -(M35 (r3^2) / I2), 0, 0},
      {0, -(M35 (r3^2) / I3), (M35 (r3^2) + M45 (r4^2)) / I3, -(M45 (r4^2) / I3), 0},
      {0, 0, -(M45 (r4^2) / I4), (M45 (r4^2) + m5 (r5^2)) / I4, -(m5 (r5^2) / I4)},
      {0, 0, 0, -(m5 (r5^2) / I5), (m5 (r5^2) / I5)}}
Out[258]= {{6.59004, -2.61071, 0, 0, 0},
           {-3.60377, 5.60583, -2.00206, 0, 0}, {0, -2.86939, 4.2375, -1.36811, 0},
           {0, 0, -2.05883, 2.7622, -0.703375}, {0, 0, 0, -1.13021, 1.13021}}
In[259]= f = (Sqrt[g Eigenvalues[A] / L] / (2 Pi))
Out[259]= {1.36315, 1.04758, 0.767906, 0.507391, 0.280217}

```

ANEXO A - MEMORANDUM OF UNDERSTANDING (MoU)

Memorando que lista os membros do GWINPE participando da Colaboração LIGO (LSC).



LIGO-M1100265

**Attachment Z to the
Memorandum of Understanding LIGO-M1100265
between the Gravitational Wave Group of Instituto Nacional de
Pesquisas Espaciais/Sao Jose, Brasil (GWINPE)
and the
Laser Interferometer Gravitational Wave Observatory (LIGO)
For The Period
August 15, 2011 - August 14, 2012**

This Attachment Z to the Memorandum of Understanding LIGO-M1100265 lists the members of Gravitational Wave Group of Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais/Sao Jose, Brasil (GWINPE) participating in LIGO Scientific Collaboration (LSC) development group activities in support of the initial LIGO interferometers. The period of performance for these activities is from August 15, 2011 - August 14, 2012.

Faculty / Senior Scientist / Senior Engineer:

Full time (tenure and non-tenure track) appointments in professorial teaching or research appointments; lecturers, and readers, and institutionally supported "research associate" positions; lab directors, group leaders and/or similar appointments. Includes visiting appointments in all of these categories. LSC members in this category are included in determining the number of delegates a group is entitled to and the group shift responsibilities. Members in this category may also serve as council delegates and be authors on LSC publications.

Name: Aguiar, Odylio
Phone:
Voice: 55 12 32087213
Fax: 55 12 32086811
Email:
@LIGO.Org: odylio.aguiar@LIGO.Org
Forwarding: odylio.aguiar@inpe.br

Postal Address:
Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais
Divisao de Astrofisica
Avenida dos Astronautas 1758
City: Sao Jose dos Campos
State: SP
Postal Code: 12227-010
Country: BR

Scientist / Engineer:

Full time research or research support appointments. Includes LSC members in staff positions doing research, engineering, software/computing, or supporting any of the same. LSC members in this category are included in determining the number of delegates a group is entitled to and group shift responsibilities. Includes related visiting appointments. Members in this category may also serve as council delegates and be authors on LSC publications.

Postdoctoral Scholars:

Post Ph.D. term-limited academic position. LSC members in this category are included in determining the number of delegates a group is entitled to and group shift responsibilities. Members in this category may also serve as council delegates and be authors on LSC publications.

Technical Staff:

Technical professionals other than (senior) Scientist/Engineer, or Postdocs (e.g., laboratory assistants, technicians, interferometer operators not carrying other significant scientific/engineering tasks, systems administrators, programmers, etc.) and related visiting appointments. LSC members in this category are included in determining the number of delegates a group is entitled to and group shift responsibilities. Members in this category may also serve as council delegates and be authors on LSC publications.

Name: Okada, Marcos
Phone:
Voice: 55 12 32087225
Fax: 55 12 32086811
Email:
@LIGO.Org: marcos.okada@LIGO.Org
Forwarding: marcos@das.inpe.br

Postal Address:
Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais
Divisao de Astrofisica
Avenida dos Astronautas, 1758
City: Sao Jose dos Campos
State: SP
Postal Code: 12227-010
Country: BR

Graduate Students:

Enrolled in an academic program leading to a Masters or Ph.D. in science or engineering. LSC members in this category are included in determining the number of delegates a group is entitled to and the group shift responsibilities. Members in this category may also serve as council delegates and be authors on LSC publications.

Name: Constancio, Marcio
Phone:
Voice: 55 12 3208 7198
Fax: none
Email:
@LIGO.Org: marcio.constancio@LIGO.Org
Forwarding: constancio.junior@das.inpe.br

Postal Address:
Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais
(INPE)
Divisão de Astrofísica (DAS)
Av. dos Astronautas, 1758
City: São José dos Campos
State: São Paulo
Postal Code: 12227-010
Country: BR

Undergraduate Students:

Enrolled in an academic program leading to a Bachelor degree or equivalent. LSC members in this category are not included in determining the number of delegates a group is entitled to and the group shift responsibilities. Members in this category may only be authors on LSC publications

via individual petition.

Education and Outreach Staff:

Supporting the overall LSC mission in education and outreach to communicate the LSC goals of communicating with and educating the public. LSC members in this category are included in determining the number of delegates a group is entitled to and the group shift responsibilities. Members in this category may also serve as council delegates and be authors on LSC publications.

Administrative Staff:

Supporting the overall effort, but not carrying out scientific or engineering activities (e.g., secretarial staff, project controls, business workers, building maintenance). Personnel who are involved in LSC scientific or engineering work, including computer systems administration, should be listed under other categories. LSC members in this category may be designated as Point of Contact, Public Information Officer, or PI Proxy, but do not appear as authors on LSC publications, do not count toward group council delegate allocation, may not serve as council delegates, and do not increase a group shift obligation. No effort reporting is required, and no demographic information is requested, for Administrative Staff.

FTE Commitment:

#	Name	Category	Member	Research	LIGO
1	Aguiar, Odylio	Faculty, Sr. Sci/Eng	100%	60%	50%
2	Constancio, Marcio	Graduate Student	100%	95%	80%
3	Okada, Marcos	Technical Staff	100%	0%	0%
				Total FTE:	1.30

Roles:

Principal Investigators: Aguiar, Odylio

Membership Point-Of-Contact: Aguiar, Odylio

Group PIO/Press Coordinator: Aguiar, Odylio

Proxies:

#	Author Eligible	Council Delegates
1	Aguiar, Odylio	Aguiar, Odylio

Approvals:



David Reitze
LIGO Laboratory Director



Odylio Denys Aguiar
**Principal Investigator(s)
GWINPE**



Gabriela Gonzalez
LSC Spokesperson

ANEXO B - MEMORANDUM OF UNDERSTANDING (MoU) II

Memorando que define o papel do GWINPE na Colaboração LIGO (LSC).



LIGO-M1100265

**Attachment INS to the
Memorandum of Understanding LIGO-M1100265
between the Gravitational Wave Group of Instituto Nacional de
Pesquisas Espaciais/Sao Jose, Brasil (GWINPE)
and the
Laser Interferometer Gravitational Wave Observatory (LIGO)
For The Period
August 15, 2011 - August 14, 2012**

This Attachment INS to the Memorandum of Understanding LIGO-M1100265 defines the role of the Gravitational Wave Group of Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais/Sao Jose, Brasil (GWINPE) as a Member of the LIGO Scientific Collaboration (LSC). In particular, it addresses instrument research activities in support of advanced LIGO interferometers. The period of performance for the activities in this Attachment is from August 15, 2011 - August 14, 2012.

1. Collaboration

Together, the LIGO Laboratory and the LIGO Scientific Collaboration (LSC) are responsible for defining and developing technologies for use in advanced subsystems for the current LIGO interferometers, or in entirely new advanced interferometers.

MOU Attachment INS defines the contributions of each participating group to the instrument development groups.

2. Participation

During the period August 15, 2011 - August 14, 2012, the members of GWINPE will participate in the experimental research for advanced LIGO detectors in the following areas:

a. Optics

Not Applicable

b. Seismic Isolation and Suspensions

The members of GWINPE will do R&D with the aim to increase the sensitivity of future detectors beyond Advanced LIGO (3G and 4G) at its low frequency band, working on innovative designs of cryogenic suspension/isolation systems which could go into LIGO.

c. Lasers and Auxiliary Systems

Not Applicable

d. Quantum Noise

Not Applicable

e. Advanced Interferometer Configurations

Not Applicable

3. Resource Sharing

The LIGO Laboratory will contribute resources including allocation of appropriate scientific and engineering personnel, research facilities, and funding in support of the effort in Item No. 2, as indicated below.

- a. Research accommodations for GWINPE group members while on LIGO research assignment at any LIGO Laboratory site.
- b. Access to LIGO data through established LSC channels in support of this work.

4. Coordination and Reporting

GWINPE will perform research within the structures established by the LIGO Laboratory and the LSC where appropriate. In particular, activities described in Item 2 will be carried out within the LSC Instrument Working Groups of the LSC.

GWINPE members will keep the Group leaders informed of activities and plans, report to the group at meetings and telecons, and submit technical documents to the collaboration via the LIGO Document Control Center (<https://dcc.ligo.org>).

In addition, an annual report will be submitted with the update to this Attachment, giving a summary status on research by topic as indicated in Item No. 2, including progress against the milestones if any, significant accomplishments such as new insights, discoveries or publications, issues of concern if any, and an indication of invested time.

This Attachment will be updated at least annually with a plan of activities for the succeeding one year period. These documents will be due one month before the close of the period of performance under this Attachment.

5. Computer Code

All computer code delivered to the LSC under this Attachment must be developed in consultation with the LSC Data Analysis Software Working Group (DASWG) and archived, documented and reviewed as determined by that group.



David Reitze
LIGO Laboratory Director



Odylio Denys Aguiar
**Principal Investigator(s)
GWINPE**



Gabriela Gonzalez
LSC Spokesperson

ANEXO C - DESCRIÇÃO DOS MODOS DE UM CILINDRO

A figura a seguir foi retirada do livro de Blevins (1979) e apresenta os modos normais possíveis para um cilindro apoiado, sem restrições axiais.

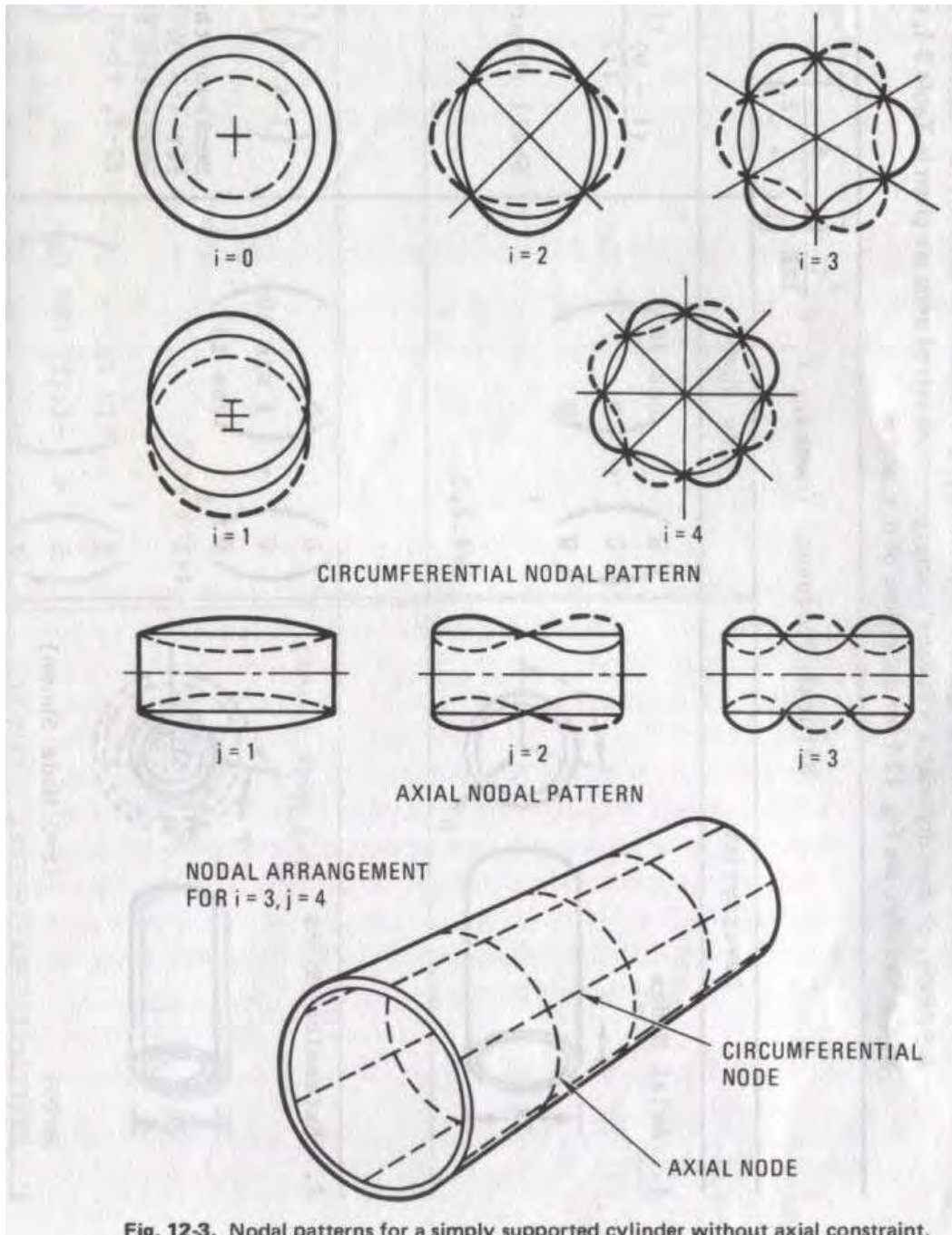


Fig. 12-3. Nodal patterns for a simply supported cylinder without axial constraint.

PUBLICAÇÕES TÉCNICO-CIENTÍFICAS EDITADAS PELO INPE

Teses e Dissertações (TDI)

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

Manuais Técnicos (MAN)

São publicações de caráter técnico que incluem normas, procedimentos, instruções e orientações.

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.

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.

Propostas e Relatórios de Projetos (PRP)

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

Publicações Didáticas (PUD)

Incluem apostilas, notas de aula e manuais didáticos.

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.

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.

Pré-publicações (PRE)

Todos os artigos publicados em periódicos, anais e como capítulos de livros.