Universidade de São Paulo Instituto de Física

Sistemas Vibracionais do Detector de Ondas Gravitacionais Mário Schenberg

Fabio da Silva Bortoli

Orientador: Prof. Dr. Carlos Frajuca (IFSP-SP)

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

Banca examinadora:

Prof. Dr. Carlos Frajuca (IFSP)

Prof. Dr. Emerson José Veloso de Passos (IFUSP)

Prof. Dr. Iberê Luiz Caldas (IFUSP)

Prof. Dr. Eduardo Acedo Barbosa (FATEC)

Prof. Dr. Almir Fernandes (IFSP)

São Paulo 2011

FICHA CATALOGRÁFICA Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Bortoli, Fabio da Silva

"Sistemas Vibracionais do Detector de Ondas Gravitacionais Mário Schenberg". – São Paulo – 2011.

Tese (Doutorado) – Universidade de São Paulo. Instituto de Física – Depto. de Física dos Mateirias e Mecânica.

Orientador: Prof. Dr. Carlos Frajuca (Instituto Federal de Educação, Ciencia e Tecnologia de São Paulo, IFSP-SP)

Área de Concentração: Física - Vibrações

Unitermos: 1. Instrumentação (Astronomia); 2. Detetores; 3. Ondas Gravitacionais; 4. Vibrações; 5. Método dos Elementos Finitos.

USP/IF/SBI-094/2011

Dedicatória

Aos meus pais (in memoriam) que me ensinaram a prosseguir.

À Carla pelo amor.

Ao Victor por ser o fruto deste amor.

Agradecimentos

Ao meu orientador Prof. Dr. Carlos Frajuca, pela oportunidade em pesquisar em uma área tão importante e pela atenção e incentivo.

Aos professores do IFUSP, em especial aos professores Profs. Drs. Emerson José Veloso de Passos, Josif Frenkel, Élcio Abdala e Iberê Luiz Caldas, com os quais tive a chance de aprender e a honra de conviver.

Aos Profs. Dr. Odylio D. Aguiar e Dr. Nei F. Oliveira Jr. pela luta contagiante em favor da ciência.

A Profa. Dra. Nadja Magalhães pelo apoio e estímulo. Aos Dr Xavier Pierre Marie Gratens e Me. Sérgio Turano de Souza por sempre compartilhar as informações que dispunham. Aos colegas do projeto Gráviton pela colaboração sempre que esta foi necessária.

Aos familiares pelo apoio e compreensão nas minhas ausências, em especial à minha esposa e meu filho. Aos Sr. Luíz Gonzaga de Almeida e Sra. Sônia Maria de Almeida.

Aos funcionários da CPG, em especial a Cláudia, Eber, Cristiano e Isabel pelo atendimento sempre eficiente e cortês.

Ao (Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia de São Paulo) IFSP pelo apoio dado, através da licença por dois anos concedida para capacitação, que em muito colaborou na execução deste trabalho.

Aos professores e amigos do IFSP que dedicaram palavras de incentivo e apoio a este projeto, em especial a Hebert, Francisco, Aumir Antunes, Givanildo, Eduardo Bok, Nanci Romero, Cynthia Ficher e Silvio Reininger.

A FAPESP (Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo) pelo apoio financeiro (processo número 2010/006744).

A todos que de alguma forma contribuíram com este projeto.

Resumo

O detector de ondas gravitacionais Mário Schenberg consiste de uma massa ressonante esférica de Cu(94%)Al(6%) com 65cm de diâmetro, pesando aproximadamente 1,15T, com um Q mecânico da ordem de 106 e todos os sistemas que possibilitam o seu funcionamento como detector de ondas gravitacionais. O projeto do detector prevê para este uma sensibilidade da ordem de 10⁻²⁰ (em deformação). Para isso dependerá da eficiência dos sistemas vibracionais que utiliza. Neste trabalho os casadores mecânicos de impedância, foram simulados com um programa de elementos finitos e otimizados quanto à sua banda e acoplamento vibracional. Foi feita a análise do sistema de isolamento vibracional da nova suspensão, por meio da resposta em frequência do ruído sísmico na superfície da esfera, nos mesmos locais onde estão conectados os transdutores. Foi proposto um projeto novo para atenuar os ruídos provenientes do cabeamento que conduz os sinais de micro-ondas. Foi avaliado o efeito do ruído sísmico introduzido na suspensão e na esfera, também nos locais dos transdutores, utilizando este novo projeto. É apresentado um projeto para a conexão térmica do refrigerador por diluição, que a análise por simulação numérica demonstrou ser eficaz. A modelagem para análise vibracional é a melhor já feita para detectores esféricos, isto se comparada às que foram encontrados na literatura. Os resultados alcançados demonstraram que as atenuação em todos os sistemas analisados são adequadas às metas do projeto do detector Mário Schenberg, ou seja, os ruídos remanescentes estão abaixo do ruído térmico esperado na temperatura de 50mK.

Abstract

The Gravitational Wave detector Mario Schenberg consist of a spherical resonant-mass made of CuAl(6%) with 65 cm diameter e weighting 1.15 Ton, with a Mechanical quality factor of about 10⁶ and all the systems that allows it to word as a gravitational wave detector. The detector design was made for it to reach a sensitivity of 10⁻²⁰ (strain sensitivity). To reach this goal it depends on the efficiency of the it vibrational systems. In this work the transducers mechanical impedance matchers were simulated with a finite element program and optimized in its band and vibrational coupling. A analysis of the vibrational isolation of the new suspension was made by the frequency response of the seismic noise on the sphere surface, on the same places where they will be connected to the transducers. A new design for attenuation of the noise due to microwave cabling was proposed. The seismic noise introduced on the suspension and on the sphere was simulated using this new design. A design for the dilution refrigerator thermal connection is presented, and its performance is measured in a analysis in a finite element moddeling, and showed itself efficienty. This vibration model for the detector is the best one ever made for spherical detectors, if compared to the literature. Results obtained showed that the atennuation in all the analysed systems are compatible to the Mário Schenberg detector design goals, it means that, the remaining noises are below the expected thermal noise at the temperature of 50 mK.

Sumário

<u>Dedicatória</u>	III
Agradecimentos	IV
Resumo	V
Abstract	VI
Sumário	
Índice de ilustrações	X
Índice de tabelas.	XV
Capítulo 1	
<u>Introdução</u>	<u> 1</u>
Capítulo 2	
Ondas Gravitacionais	<u> 7</u>
2.1 - Equação de onda	
2.1.1 - Solução das Equações de Campo	
2.1.2 - Equação de movimento.	<u>9</u>
2.1.3 - Polarização da Onda Gravitacional.	
2.2 - Fontes Astrofísicas de Ondas Gravitacionais.	<u>10</u>
2.2.1 - Fontes Impulsivas.	<u>11</u>
2.2.1.1 - Supernovas	
2.2.1.2 - Buracos Negros	
2.2.1.3 - Coalescência de Binárias Compactas	
2.2.1.4 - Queda de Estrelas e Pequenos Buracos Negros no Interior de Buracos	_
Supermassivos	
2.2.1.5 - Instabilidade de EN em rotação	
2.2.2 - Fontes Periódicas	
2.2.2.1 - Estrelas de Nêutrons em Rotação	
2.2.2.2 - Estrelas Binárias.	
2.2.3 - Fontes Estocásticas.	
2.2.3.1 - Estrelas Binárias.	
2.2.3.2 - Cosmológica (Ondas Gravitacionais Primordiais)	
2.3 - Fontes Candidatas a Observação pelo Detector Schenberg.	<u>17</u>
Capítulo 3	
Tecnologia Existente para a Detecção de Ondas Gravitacionais	
3.1 - Interação das Ondas Gravitacionais com a Matéria.	19
3.2 - Previsão, Evidência e Tentativas de Detecção de Ondas Gravitacionais	
3.3 - Técnica Interferométrica.	
3.4 - Técnica por Ressonância.	
3.5 - Princípios Relativos à Detecção com Detectores de Massa Ressonante	
3.6 - Utilizando Detectores Esféricos.	
3.7 - Obtenção da Informação Astrofísica.	
3.8 - Ruídos e Atenuação de seus Efeitos na Sensibilidade do Detector	
3.8.1 - Ruídos Internos.	32
3.8.2 - Ruídos Externos.	
3.9 - Influência do Fator de Qualidade Mecânico Q na Sensibilidade do Detector	
3.10 - Transdutores Eletromecânicos.	
3.10.1 - Transdutores Passivos.	36

3.10.2 - Transdutores Paramétricos.	<u>37</u>
3.10.3 - Vantagens dos Transdutores Paramétricos sobre Transdutores Passivos	38
3.10.4 - Desvantagens dos Transdutores Paramétricos sobre Transdutores Passivos	39
3.11 - Transdutor Paramétrico do Tipo Cavidade Reentrante	39
3.11.1 - Fator de Qualidade Elétrico de uma cavidade.	
3.11.2 - Equações de Manley-Rowe.	<u>44</u>
3.11.3 - Transdutor Paramétrico do Tipo Cavidade Reentrante do detector Niobe	<u>46</u>
3.12 - Ruídos no Transdutor do Tipo Cavidade Reentrante	
3.12.1 - Serial Eletrônico.	<u>47</u>
3.12.2 - Back Action	<u>47</u>
3.12.2.1 - Back Action Evasion	47
3.12.3 - Ruído de Amplitude e Fase.	
3.13 - Implicações do Ruído de Fase em Detecção de Ondas Gravitacionais	<u>51</u>
Capítulo 4	
Modos Vibracionais em Sistemas Contínuos e o Método de Elementos Finitos	
4.1 - Modos de Vibrações e Frequências Naturais em Sistemas Contínuos	
4.1.1 - Sistemas Contínuos Regulares.	<u>54</u>
4.1.2 - Sistemas Contínuos Quaisquer.	<u>56</u>
4.2 - Método de Elementos Finitos (MEF)	56
4.2.1 - Análise Modal Utilizando MEF	
4.2.2 - Singularidades no MEF	<u>61</u>
Capítulo 5	
O Detector de Ondas Gravitacionais Mário Schenberg	
5.1 - Transdutores	64
5.2 - Transdutor que vinha sendo desenvolvido e analisado no detector Mário Schenberg.	66
Capítulo 6_	
Otimização dos Casadores de Impedância Mecânica de dois modos	
6.1 - A massa ressonante esferoidal	<u>71</u>
6.2 - Características e limitações consideradas no projeto dos Casadores Mecânicos de	
Impedância (CMI)	
6.3 - Estratégia utilizada para o projeto dos CMI	<u>76</u>
6.3.1 - Estudo para determinar a configuração de segundo modo que atenda as massa e	<u>)</u>
amplificação requeridas.	<u>76</u>
6.3.2 - Simulação de uma membrana de espessura constante por meio do MEF e valida	ação
das configurações utilizadas.	81
6.3.3 - Escolha de um formato inicial para o CMI.	<u>87</u>
6.3.4 - Análise de dois tipos de membranas para verificar a compatibilidade com a	
amplificação requerida.	
6.3.4.1 - Membrana com espessura constante	
6.3.4.2 - Membrana de espessura variável parabólica	
6.3.4.3 - Iniciando as simulações dos CMI conectados à esfera	
6.3.5 - Simulações de um CMI de um modo sobre massa rígida esférica - Arranjo 1	<u>102</u>
6.3.6 - Simulações de seis CMI de um modo sobre esfera sem furo central - Arranjo 2.	
6.3.7 - Simulações de um CMI de dois modos sobre massa rígida esférica – Arranjo 3.	<u>.104</u>
6.3.8 - Simulações de um CMI de dois modos sobre esfera sem furo central – Arranjo	<u>4</u>
	<u>104</u>
6.3.9 - Simulações de seis CMI de dois modos sobre esfera sem furo central - Arranjo	_
	<u>5</u>
	104
6.3.10 - Simulações de seis CMI de dois modos sobre esfera com furo central - Arranjo	104
6.3.10 - Simulações de seis CMI de dois modos sobre esfera com furo central - Arranjo	104

	112
6.5 - Outras configurações de CMI estudadas posteriormente.	113
Capítulo 7	
Análise da Suspensão do detector Mário Schenberg	117
7.1 - Estimativa da atenuação vibracional necessária.	
7.2 - Validação do modelo e das configurações utilizadas na análise da suspensão	
7.3 - Atenuação do ruído sísmico na superfície da esfera.	122
Capítulo 8	
Isolamento Vibracional do Cabeamento do detector Mário Schenberg.	125
8.1 - Análise de várias configurações do cabeamento.	126
8.1.1 - Cabo e massa rígida	126
8.1.2 - Cabo com uma massa e a massa rígida.	
8.1.3 - Cabo com três massas e massa rígida.	129
8.1.4 - Cabo com cinco massas e massa rígida.	131
8.1.5 - Cabo com onze massas e massa rígida.	132
8.1.6 - Cabo, massa rígida e cinco discos com o dobro da espessura	133
8.1.7 - Cabo, massa rígida e cinco discos com afastamentos crescentes	134
8.1.8 - Cabo, massa rígida e cinco discos com afastamentos decrescentes	135
8.1.9 - Cabo, massa rígida e 5 discos com espessuras crescentes	137
8.1.10 - Cabo, massa rígida e 5 discos com espessuras decrescentes	138
8.1.11 - Cabo com raio maior de curvatura, massa remota e cinco discos com	
afastamentos decrescentes.	139
8.2 - Conclusões decorrentes das simulações.	
8.2.1 - Cabo com extremidades em desnível, massa remota e cinco discos	142
8.3 - Resposta em frequência do ruído sísmico oriúndo do cabeamento sobre a esfera no	<u>)S</u>
locais dos transdutores.	<u></u> 144
8.4 - Análise dos suportes das antenas microstrips conectados à suspensão da esfera	
ressonante.	<u>146</u>
8.4.1 - Análise do suporte contendo apenas uma antena em sua extremidade	148
8.4.2 - Análise do suporte contendo duas antenas	<u>150</u>
Capítulo 9	
Conexão térmica entre o refrigerador por diluição e a suspensão	
9.1.1 - Estimativa do ruído mecânico produzido pelo refrigerador por diluição	
9.2 - Conector térmico conectado na massa 4.	
9.3 - Conector térmico conectado na massa 5.	
9.4 - Resultado da comparação e da análise.	
Conclusões	
Bibliografia	167

Índice de ilustrações

Figura 1.1: Taxa de decaimento do período orbital do Pulsar Binário PSR 1913+16 [51]	3
Figura 3.1: As distorções mostradas são o resultado da interação de anéis de partículas com OG com	
polarizações (+) e (x), durante um ciclo completo, propagando-se na direção do eixo z	19
Figura 3.2: Joseph Weber e o Detector de Massa Ressonante de Primeira Geração [35, 34]	
Figura 3.3: Diagrama esquemático de um detector de OG do tipo interferométrico, utilizando um	
interferômetro de Michelson. [2]	27
Figura 3.4: Modos Quadrupolares da esfera excitados pela OG [4, 6].	35
Figura 3.5: Modelo simplificado de uma antena do tipo massa ressonante com um transdutor paramétr	
[2]	38
Figura 3.6: Principais tipos de cavidades: (a) de paredes retangular; (b) cilíndrica [2]	40
Figura 3.7: Cavidade reentrante cilíndrica de comprimento e seção transversal	
Figura 3.8: Diagrama esquemático do detector Niobe da UWA, é mostrado o transdutor paramétrico de	0
tipo cavidades reentrante, acoplado a antena ressonante [2].	46
Figura 3.9: Caixa de erro, para uma medição de Back Action Evading de, vista no espaço de fase	
posição-momento [2]	49
Figura 3.10: Banda lateral de ruído de fase do sinal [2]	50
Figura 3.11: Derivação do ruído de fase, a partir da tela de um analisador de espectro [2]	
Figura 3.12: Ruído de fase em função da frequência de offset [2]	
Figura 3.13: Modulação do sinal eletromagnético, por um sinal mecânico numa banda de frequência o	
centrada na frequência de offset de [2]	
Figura 4.1: (a) Estrutura de forma arbitrária. (b) Possível modelo de elementos finitos da estrutura [13]	
Figura 4.2: Efeito do grau de distorção do elemento finito sobre a ocorrência de singularidade do	-
operador Jacobiano [13]	61
Figura 5.1: Visão geral do detector Mário Schenberg com algumas de suas partes. (Xavier P. M. Grate	ns)
	63
Figura 5.2: A figura mostra, esquematicamente, a utilização dos CMI conectados à superfície da esfera	
Nos detalhes podem ser vistos a cavidade reentrante e o poste, localizado no centro da cavidade, próxi	
da membrana. (Xavier P. M. Gratens)	65
Figura 5.3: Desenho ilustrativo da membrana que compõe o segundo modo do casador de impedância	
mecânico do detector Mário Schenberg [31]	
Figura 5.4: Desenho ilustrativo em corte do transdutor com a membrana, que fecha a cavidade reentra	
de microondas, do detector Mário Schenberg [31]	67
Figura 6.1: Posição dos seis Casadores Mecânicos de Impedância utilizados no detector Mário Schenb	berg
relativamente à superfície de um icosaedro truncado	69
Figura 6.2: Vista em corte da conexão, feita através da haste mostrada, entre a suspensão e a massa	
ressonante esferoidal. A parte superior da haste se conecta à massa mais inferior da suspensão e, a sua	
parte inferior, conecta-se à região central da esfera.	
Figura 6.3: Corte em perspetiva da esfera maciça com diâmetro de 65cm, que foi simulada	
Figura 6.4: Corte em perspetiva da esfera com diâmetro de 65cm, incluindo os seis orificios para aloja	
transdutores, que foi simulada	
Figura 6.5: Corte em perspetiva da esfera com diâmetro de 65,00cm, incluindo os seis orifícios para al	-
os transdutores e o furo central passante para alojar a haste da suspensão, que foi simulada	/3
Figura 6.6: Corte em perspectiva do CMI de um modo, denominado cogumelo (mushroom). Entre as	
membranas estudadas anteriormente a que apresentou melhor resultado tinha espessura de 2,245mm e	
diâmetro de 50,000mm. O caule tem diâmetro de 10,000mm	
membrana mais fina, com formato de corôa circular	
Figura 6.8: Este formato foi obtido adicionando um anel externo, conectado à membrana dos cogumel	
já estudados por uma membrana mais fina	
Figura 6.9: Este formato, semelhante ao anterior, foi obtido adicionando um anel externo menor, que	

também foi conectado a membrana dos cogumeios ja estudados por uma membrana mais fina
Figura 6.10: Este formato foi obtido conectando as extremidades de uma tira, que possui uma pequena
massa em seu centro, à membrana existente nos cogumelos já estudados. O vínculo criado pela tira entre
as extremidades da membrana parece ter contribuído para que não houvesse o acoplamento dos modos em
oposição de fase
Figura 6.11: Este formato foi obtido conectando as extremidades de uma lâmina à membrana existente
nos cogumelos já estudados, em uma posição ortogonal ao da figura anterior. O vínculo criado pela tira
entre as extremidades da membrana parece ter contribuído para que não houvesse o acoplamento dos
modos em oposição de fase
Figura 6.12: Este é um instantâneo da simulação do formato exibido na figura 6.7 que mostra o modo em
que as duas membranas conectadas (a interna e a externa) estão em fase80
Figura 6.13: Este é um instantâneo da simulação do formato exibido na figura 6.7 que mostra em corte o
modo em que as duas membranas conectadas (a interna e a externa) estão em oposição de fase81
Figura 6.14: Corte do modelo utilizado nas simulações da membrana
Figura 6.15: Vista inferior da perspectiva em corte do modelo da membrana exibindo a malha após a
simulação. Este foi o resultado para o Modo 7, com frequência de 3161,5Hz. Pode ser observado o efeito
do controle da malha na conexão da membrana com a grande massa anelar
Figura 6.16: Curvas obtidas com as espessuras e frequências das membranas relacionados na tabela 9. As
curvas tracejadas exibem a influencia da malha gerada sobre os resultados das simulações. O modelo que
utilizou uma malha adequada (linha tracejada vermelha) apresentou resultados bastante coerentes com os
valores obtidos com a fórmula de Blevins (linha contínua verde)
Figura 6.17: Corte do modelo simulado onde é vista a amplitude do movimento da membrana em um dos
instantes em que a sua deformação é máxima
Figura 6.18: O gráfico mostra a amplitude do movimento da membrana em um dos instantes em que a sua
deformação é máxima. A curva foi obtida por meio de sondas de movimento (sensores disponíveis no
programa utilizado nas simulações), inseridas a partir do centro da membrana e orientadas no sentido
radial. As maiores amplitudes são obtidas na região central da membrana
Figura 6.19: Uma configuração de CMI testada inicialmente
Figura 6.20: Uma configuração de CMI que foi calibrada, mas as dimensões obtidas impossibilitariam a
sua confecção. A massa do segundo modo não era compatível com a massa efetiva necessária. Além disto
a banda não era adequada ao projeto do detector
Figura 6.21: Nas simulações feitas não foi obtida a calibração dos modos e com as dimensões obtidas já
seria impossível a sua confecção a partir de um bloco sólido
Figura 6.22: Corte de um dos formatos que seriam utilizados, simultaneamente, como poste da cavidade
Klyston e segundo modo do CMI. Nas simulações não se obteve calibração, já que não ocorreu o "efeito
mola" necessário a calibração dos CMI
Figura 6.23: Corte de um outro formato que seria utilizado, simultaneamente, como poste da cavidade
Klyston e segundo modo do CMI. Nas simulações não se obteve calibração, já que não ocorreu o "efeito
mola" necessário a calibração dos CMI
Figura 6.24: Corte do primeiro CMI que foi calibrado. Podem ser vistas a membrana de espessura
constante, que compõe o segundo modo, conectada à massa do primeiro modo, que por sua vez está
conectada à base pelas três molas mostradas
Figura 6.25: Neste instantâneo a mola da primeira massa (primeiro modo) está contraída e em fase com a
membrana (segundo modo)
Figura 6.26: Neste instantâneo a mola da primeira massa (primeiro modo) está contraída e em oposição
de fase com a membrana (segundo modo)93
Figura 6.27: O gráfico mostra a amplitude do movimento da membrana em um dos modos de interesse
(frequência de 3167,1Hz) em um dos instantes em que a sua deformação é máxima. A curva foi obtida por
meio de sondas de movimento (sensores disponíveis no programa utilizado nas simulações), inseridas a
partir do centro da membrana e orientadas no sentido radial. As maiores amplitudes são obtidas na região
central da membrana94
Figura 6.28: O mesmo gráfico da figura anterior mostrando a amplitude do movimento da membrana em
um dos modos de interesse, mas para a frequência de 3249,8Hz. As maiores amplitudes são obtidas na
região central da membrana

Figura 6.29: Corte em perspectiva do CMI mostrando, em detalhe, o formato da membrana. Este CMI	
utiliza uma membrana com espessura variável em que a face voltada para a cavidade é plana e a outra	
face, confeccionada segundo um perfil parabólico, tem espessura central menor do que a das bordas9	95
Figura 6.30: O gráfico mostra a amplitude do movimento da membrana em um dos modos de interesse	
(frequência de 3196,0Hz) em um dos instantes em que a sua deformação é máxima. A curva foi obtida p	or
meio de sondas de movimento (sensores disponíveis no programa utilizado nas simulações), inseridas a	
partir do centro da membrana e orientadas no sentido radial. As maiores amplitudes são obtidas na região	
	96
Figura 6.31: O mesmo gráfico da figura anterior mostrando a amplitude do movimento da membrana en um dos modos de interesse, mas para a frequência de 3250,3Hz. As maiores amplitudes são obtidas na	
	97
Figura 6.32: Espectros das frequências obtidas com seis CMI conectados à esfera sem furo central	
(Arranjo 5), para as três configurações de CMI resumidas na tabela 15. Os traços mais altos identificam	
	11
Figura 6.33: Espectros das frequências obtidas com seis CMI conectados à esfera com furo central	
(Arranjo 6), para a primeira e a última das três configurações de CMI resumidas na tabela 15. Os traços	
mais altos identificam as frequências correspondentes aos singletos	11
Figura 6.34: Esboço de soluções para alterar o gap no final da montagem ou mesmo com a antena	
operacional, através de parafuso micrométrico e campo eletrostático	12
Figura 6.35: Superficies externas em que seria recomendável o revestimento do CMI com prata, para	
ajudar o seu resfriamento em baixas temperaturas, reduzindo o ruído térmico	13
Figura 6.36: Modelo com formato tubular que chegou a ser calibrado	13
Figura 6.37: Instantâneo obtido na simulação do CMI tubular da figura 6.37 para o seu modo principal,	
que foi calibrado na frequência de 3154,8Hz, que corresponde ao modo quadrupolar da esfera. Além do	
deslocamento longitudinal axial, esta configuração apresenta movimento rotacional associado1	14
Figura 6.38: Outro formato de fácil confecção.	
Figura 7.1: Visão geral da suspensão conectada à esfera	
Figura 7.2: Visão mais geral da suspensão no interior do Dewar e o pneumático, também utilizado para	
atenuar ruídos, conectadoa na haste superior	18
Figura 7.3: Modelo utilizado nas simulações. Ele é equivalente ao utilizado experimentalmente, por	
Turano [45]. Foram inseridos sensores (disponíveis no programa), nas mesmas posições em que foram	
	21
Figura 7.4: Curva de resposta em frequência, obtida por meio da simulação, para o modelo mostrado na	
figura 7.3. Estão marcados, na frequência de 3200Hz, as atenuações obtidas entre as massas da suspensã	
Pode ser observado que estes valores são compatíveis com os valores experimentais mostrados na tabela	
7.1, indicando que as configurações utilizadas estão adequadas e que, portanto, a calibração foi bem	
sucedida	22
Figura 7.5: Modelo utilizado nesta simulação. Os pontos em destaque indicam as posições dos sensores	
de movimento já mencionados. Alguns foram posicionados nos mesmos locais dos transdutores12	
Figura 7.6: Gráfico de resposta que mostra nas duas curvas inferiores o resultado obtido para o	
deslocamento espectral dos sensores localizados na superfície da esfera. Observando os valores	
resultantes destas duas sondas, na frequência de 3200 Hz, é possível identificar uma atenuação de	
aproximadamente 1016 (16 décadas)	24
Figura 8.1: Sistema composto pelo cabo de cobre com diâmetro de 0,5mm e raio de 80mm conectado a	
uma massa cilíndrica, denominada massa rígida. A massa rígida a direita é utilizada no modelo para leva	ır
em conta o efeito da suspensão da esfera sobre o cabeamento. A excitação considerada atua na	
extremidade esquerda do cabo	27
Figura 8.2: Curva de resposta em frequência para o sistema ilustrado na figura 8.1, que mostra o resultac	ob
obtido para o deslocamento espectral obtida para dois pontos (sensores de movimento), sendo um ponto	
situado na extremidade excitada (esquerda) e o outro na extremidade onde o cabo está conectado à mass	a
rígida12	
Figura 8.3: Cabo com uma massa e a massa rígida	
Figura 8.4: Curva de resposta em frequência para o sistema ilustrado na figura 8.3, obtida para dois	
pontos (sensores de movimento), sendo um ponto situado na extremidade excitada (esquerda) e o outro i	ทล

extremidade onde está conectado a massa rígida
Figura 8.5: Modelo em que se incluiu: o cabeamento, 3 massas com formato de pequenos discos afixadas
ao longo do cabo, uma massa que representa o restante da estrutura da antena
Figura 8.6: Curva de resposta em frequência para o sistema ilustrado na figura 8.4, obtida para dois
pontos (sensores de movimento), sendo um ponto situado na extremidade excitada (esquerda) e o outro na
extremidade onde está conectado a massa rígida
Figura 8.7: Sistema composto pelo cabo de cobre, conectado a cinco discos com diâmetro de 20mm e
espessura de 5mm e a massa rígida
Figura 8.8: Curva de resposta em frequência para o sistema ilustrado na figura 8.7, obtida para seis
pontos, sendo um ponto situado na extremidade excitada correspondendo a curva superior, quatro pontos situados respectivamente no primeiro, segundo, terceiro e quinto discos, e último ponto outro na
extremidade onde está conectado a massa rígida, correspondendo a curva inferior
Figura 8.9: Sistema composto pelo cabo de cobre com diâmetro de 0,5mm e raio de 80mm, conectado a
onze discos com diâmetro de 20mm e espessura de 5mm e a massa rígida
Figura 8.10: Curva de resposta em frequência para o sistema ilustrado na figura 8.9, obtida para dois
pontos, sendo um ponto situado na extremidade excitada (esquerda) e o outro na extremidade onde está
conectado a massa rígida
Figura 8.11: Sistema composto pelo cabo de cobre com diâmetro de 0,5mm e raio de 80mm, conectado a
cinco discos com diâmetro de 20mm e espessura de 10mm e a massa rígida
Figura 8.12: Curva de resposta em frequência para o sistema ilustrado na figura 8.11, obtida para dois
pontos, sendo um ponto situado na extremidade excitada (esquerda) e o outro na extremidade onde está
conectado a massa rígida
Figura 8.13: Este sistema é similar ao da figura 8.7. A diferença é que o afastamento entre os discos é
crescente com ângulos de 15, 21, 27, 33, 39 e 45
Figura 8.14: Curva de resposta em frequência para o sistema ilustrado na figura 8.13, obtida para dois
pontos, sendo um ponto situado na extremidade excitada (esquerda) e o outro na extremidade onde está
conectado a massa rígida
Figura 8.15: Este sistema é similar ao anterior. A diferença é que o afastamento entre os discos é
decrescente com ângulos de 45, 39, 33, 27 e 15
Figura 8.16: Curva de resposta em frequência para o sistema ilustrado na figura 8.15, obtida para dois
pontos, sendo um ponto situado na extremidade excitada (esquerda) e o outro na extremidade onde está
conectado a massa rígida
Figura 8.17: Este sistema é similar ao da figura 8.7. A diferença é que a espessura dos discos é crescente
sendo estas de $5.0 - 6.0 - 7.5 - 9.0 - 10.0 \text{ mm}$
Figura 8.18: Curva de resposta em frequência para o sistema ilustrado na figura 8.17 obtida para dois
pontos, sendo um ponto situado na extremidade excitada (esquerda) e o outro na extremidade onde está
conectada a massa rígida
Figura 8.19: Este sistema é similar ao da figura .8.7 A diferença é que a espessura discos é crescente
sendo estas de $10.0 - 9.0 - 7.5 - 6.0 - 5.0$ mm. A excitação considerada atua na extremidade esquerda do
cabo
Figura 8.20: Curva de resposta em frequência para o sistema ilustrado na figura 8.19 obtida para dois
pontos, sendo um ponto situado na extremidade excitada (esquerda) e o outro na extremidade onde está
conectada a massa rígida
Figura 8.21: Este sistema utiliza os mesmos componentes utilizados no sistema da figura 8.7. As
diferenças estão no raio de curvatura do cabo, que neste caso é de 160,0mm e no afastamento decrescente
entre os discos, que possuem de ângulos de 45, 39, 33, 27 e 15
Figura 8.22: Curva de resposta em frequência para o sistema ilustrado na figura 8.21 obtida para dois
pontos, sendo um ponto situado na extremidade excitada (esquerda) e o outro na extremidade onde está
conectada a massa rígida
Figura 8.23: Sistema composto pela massa remota, pelo cabo de cobre com diâmetro de 0,5mm, com
comprimento total de 490mm, um afastamento de 190mm e um desnível de 190mm entre as extremidades
do cabo. Os cinco discos com diâmetro de 20mm e espessuras de $10.0 - 9.0 - 7.5 - 6.0 - 5.0$ mm foram
conectados ao cabo com um afastamento crescente entre os discos. A excitação considerada atua na
extremidade esquerda do cabo

Figura 8.24: Curva de resposta em frequência para o sistema ilustrado na figura 8.23 obtida para dois pontos, sendo um ponto situado na extremidade excitada (esquerda) e o outro na extremidade onde está
conectada a massa rígida
Figura 8.25: Modelo com o cabeamento configurado com a melhor configuração conectado à massa 5
(massa localizada na parte inferior da suspensão) da suspensão e uma visão geral da suspensão com o
cabeamento
Figura 8.26: Curva de resposta em frequência para modelo do cabeamento conectado à massa 5 (massa
localizada na parte inferior da suspensão). Foi avaliado nesta análise, o efeito do ruído sísmico
proveniente da extremidade do cabeamento sobre os locais onde são conectados os transdutores, aqui
identificados como cavidades superior e inferior. A excitação foi feita através da extremidade do
cabeamento existente no modelo
Figura 8.27: Suportes para as antenas microstrips atualmente montados no detector Mário Schenberg.
(Fabio S. Bortoli)
Figura 8.28: Vista geral do modelo utilizado para analisar o suporte montado com apenas uma antena
microstrip
cobre foi utilizada no modelo analisado para substituir a placa de fixação de acrílico e os respectivos
parafusos de fixação. Para tanto esta placa possui massa igual a massa total destes elementos de fixação,
além de estar posicionada em posição similar.
Figura 8.30: Uma outra vista do detalhe da placa de cobre e do conector unidos à extremidade do suporte.
Figura 8.31: Vista geral do modelo utilizado para analisar o suporte montado com duas antenas
microstrips
Figura 8.32: A figura mostra em detalhe a placa de cobre e o conector unidos à extremidade. Esta placa de
cobre foi utilizada no modelo analisado para substituir as placas de fixação de acrílico e os respectivos
parafusos de fixação. Para tanto esta placa possui massa igual a massa total destes elementos de fixação,
além de estar posicionada em posição similar
Figura 8.33: A figura mostra em detalhe a placa de cobre e o conector unidos à região central do suporte.
Figura 9.1: Foto recente que mostra grande parte do refrigerador de diluição já montado nas placas
localizadas entre a esfera e a parte superior do dewar
Figura 9.2: Partes do refrigerador de diluição. O "1K Pot", importante fonte de ruído, é mostrado na
figura. (Xavier P. M. Gratens)
Figura 9.3: A "câmara de mistura" (mixing chamber), a parte mais fria do refrigerador, é conectada ao
sistema que se deseja resfriar. Neste caso ela será conectada a uma das massas da suspensão, por meio do
conector térmico que está sendo projetado. (Xavier P. M. Gratens)
Figura 9.4: Espectro de frequências no suporte detectores com a válvula aberta e direta o que está no
próximo termalização e na situação inversa.[48]
Figura 9.5: Espectro de vibração da câmara de mistura durante o funcionamento do refrigerador por
diluição entre comutações da cryovalve [47]
Figura 9.6: Conexão Térmica conectada na massa 4 da suspensão
Figura 9.7: Grafico de resposta espectral da direção vertical do conector conectado na massa 4 da
suspensão
Figura 9.8: Conexão Térmica conectada na massa 5 da suspensão
Figura 9.9: Grafico de resposta espectral da direção vertical do conector conectado na massa 5 da
suspensão

Índice de tabelas

Tabela 1: Classificação das antenas de massa ressonante.	22
Tabela 2: Características dos Detectores de Massa Ressonante de Segunda e Terceira Geração em	
Operação [2, 3, 6, 11]. Informações atualizadas sobre a sensibilidade e operação destes detectores pode	.em
ser obtidas em [1, 4]	
Tabela 3: Detectores de Ondas Gravitacionais Interferométricos.	
Tabela 4: Parâmetros fazem parte da análise dinâmica de quatro sistemas contínuos regulares	
Tabela 5: Posições dos seis CMI, em coordenadas esféricas, relativamente à massa ressonante esférica	
ângulos estão em graus.	
Tabela 6: Propriedades do material da esfera [53]	
Tabela 7: Valores obtidos para as frequências dos modos por simulação para três configurações da esfe	
Para uma destas configurações também são mostrados os valores medidos [35]. Além disto são calcula	
as bandas, o desvio padrão e as médias em cada caso. Todos os valores estão em Hz.	
Tabela 8: Propriedades do material utilizado (Nióbio) nos modelos simulados.	
Tabela 9: A tabela exibe as espessuras utilizadas nas membranas simuladas por meio de MEF, as	01
frequências calculadas pela fórmula de Blevins [26] para estas espessuras e as frequências obtidas nas	
simulações com duas configurações diferentes: uma com malha inadequada ("Freq (Hz)") e outra com	
malha adequada ("Freq*(Hz)")	84
Tabela 10: Resultados das simulações obtidas para o CMI configurado com membrana de espessura	01
constante. O melhor resultado está destacado em negrito.	92
Tabela 11: Resultados das simulações obtidas para o CMI configurado com membrana de espessura)2
variável. Os melhores resultados estão destacados em negrito.	96
Tabela 12: A tabela exibe as configurações e resultados das simulações com um CMI, separado da esfe	
em que se tentou aproximar os modos de interesse. O ponto de partida foi a configuração mostrada a	J1 a,
esquerda da tabela, que em simulação anterior apresentou um de seus modos acoplado ao modo	
quadrupolar da esfera. Os modos de interesse do melhor resultado e suas configurações são mostrados	
negrito. As dimensões da mola referem-se à espessura na direção radial e a largura na direção tangenci	
	99
da seção da mola do CMI	99
CMI, conectados à esfera (com furo central). O ponto de partida foi a melhor configuração mostrada n	
tabela anterior. Entre os resultados realçados na tabela estão a banda e a média de cada quintupleto, as	
diferenças entre os singletos e estas médias, a média total e a banda total	.100
, ,	
mostrada na tabela 13, conectados à esfera (sem furo central). Entre os resultados realçados na tabela	-4-1
estão a banda e a média de cada quintupleto, as diferenças entre os singletos e estas médias, a média to	.102
	.102
Tabela 15: Bandas (em Hz) obtidas para três configurações de CMI em simulações em que foram	
utilizados os arranjos descritos nas seções anteriores (seções 6.3.5 a 6.3.10). Os elementos e suas	4.5
configurações, que participaram de cada arranjo, em cada etapa, são exibidos do lado esquerdo da part	le
central deste tabela. Na parte inferior são mostrados os parâmetros (e) que foram utilizados nos	_
redimensionamentos da massa M2, do segundo modo. A maneira como foram obtidos estes parâmetro	
será discutida nas páginas seguintes.	.100
Tabela 16: São mostrados os resultados obtidos para a configuração de CMI obtida no processo de	
otimização já discutido e resumido na tabela 15. Nesta simulação, 6 destes casadores foram conectado	sa
esfera sem furo central. Entre os resultados realçados na tabela estão a banda e a média de cada	100
quintupleto, as diferenças entre os singletos e estas médias, a média total e a banda total	.109
Tabela 17: São mostrados os resultados obtidos para a configuração de CMI obtida no processo de	,
otimização já discutido e resumido na tabela 15. Nesta simulação, 6 destes casadores foram conectado	s a
esfera com furo central. Entre os resultados realçados na tabela estão a banda e a média de cada	110
quintupleto, as diferenças entre os singletos e estas médias, a média total e a banda total	
Tabela 18: Valores experimentais da atenuação medidos entre as massas indicadas, obtidos por [45]	
Tabela 19: Dimensões e massas dos discos do modelo da figura 8.23. A tabela mostra os diâmetros dos	
discos, seus afastamentos (medidos a partir da extremidade do cabo que foi excitada), suas espessuras	e

suas massas	143
Tabela 20: Frequências dos modos normais vibracionais nas frequências próximas de 3200Hz, d	
com 1 microstrip. Estes valores foram obtidos através de simulações utilizando MEF	150
Tabela 21: Frequências dos modos normais vibracionais nas frequências próximas de 3200Hz, d	lo suporte
com 2 microstrips. Estes valores foram obtidos através de simulações utilizando MEF	152

Capítulo 1 Introdução

O *Gravitational Wave International Committee* (GWIC) composto pela comunidade experimental e teórica de ondas gravitacionais, levando em conta os conselhos de cientistas renomados de outras áreas de pesquisa, estimava em 2010 em seu *Roadmap* [1]:

A ciência está à beira da observação direta das ondas previstas pela Teoria Geral da Relatividade de Einstein, abrindo um campo novo e excitante da astronomia de ondas gravitacionais. Nas próximas décadas arranjos de instrumentos terrestres ultra-sensíveis, complementados por instrumentos espaciais, vão observar o céu de ondas gravitacionais, descobrindo inevitavelmente fenômenos inteiramente inesperados, proporcionando uma nova visão sobre muitos dos mais profundos fenômenos astrofísicos conhecidos. Esta nova janela para o cosmos poderá revolucionar a compreensão da humanidade do Universo em que vivemos. ...Os Detectores de ondas gravitacionais vão descobrir novos aspectos do Universo, ajudando-nos a estudar fontes em condições físicas extremas: gravidade forte não-linear, movimento relativístico, densidade, temperatura e campos magnéticos extremamente altos ... [1].

O comportamento de ondas eletromagnéticas é bem conhecido pela ciência. Um dos aspectos que contribuiu para isto foi a fato de se poder produzir, detectar e medir ondas eletromagnéticas em laboratório. O mesmo não ocorre com ondas gravitacionais (OG). Produzir OG em laboratório, com a tecnologia disponível, resulta em ondas com intensidade baixa demais para serem detectadas.

Devido à natureza muito fraca da gravidade é sobre o sinal produzido pelos sistemas astrofísicos que recai maior interesse, já que nestes sistemas há, potencialmente, massas enormes com aceleração muito elevada. Apesar da atenuação ao longo das enormes distâncias até estas fontes astrofísicas, são maiores as chances de detecção das OG produzidas no universo nestas condições.

A comparação entre as radiações eletromagnética e gravitacional conduz a outras duas diferenças importantes:

- As OG interagem fracamente com a matéria tornando-se extremamente dificil de serem
 detectadas. Contudo é exatamente esta característica que torna possível sondar astros ou
 eventos astrofísicos escondidos por nuvens de poeiras ou gases, desde que tais eventos
 produzam OG com intensidade alta o suficiente para serem detectadas.
- Para que as OG sejam geradas é necessário que haja aceleração relativa entre massas, ou
 mais precisamente, que haja uma mudança na distribuição quadrupolar de massas,
 enquanto as ondas eletromagnéticas são emitidas quando há aceleração de cargas com
 alteração do termo de dipolo.

Até o presente momento não existe evidencia direta da existência de OG, embora seja possível a sua verificação experimental indireta através da observação da taxa de decaimento do período orbital do Pulsar Binário PSR 1913+16 [2, 3, 4], que é mostrada na Figura 1.1. A verificação experimental direta confirmará a existência de OG e permitirá a medição de sua velocidade de propagação, validando possivelmente assim a TGR (Teoria Geral da Relatividade) de Einstein, além de permitir uma investigação direta da interação gravitacional sob condições extremas [3]. Vencido o desafio de detectar OG oriundas de fontes astrofísicas teremos um novo instrumento para a pesquisa, que possibilitará uma nova maneira de estudar a astronomia.

A detecção de OG vem envolvendo vários grupos de pesquisa em todo o mundo, que vêm desenvolvendo detectores cada vez mais sensíveis para tentar estudar e compreender a interação destas ondas com a matéria. Será, provavelmente, um dos eventos mais importantes da pesquisa física nas próximas décadas.

Ao observar a rica variedade de sinais de OG a partir de fontes como: ruídos de fundo cosmológico, nascimento de estrelas de nêutrons em explosões de supernovas, interações de buracos negros e sistemas de binários compactos coalescentes, e estrelas de nêutrons com rotação assimétrica; tem-se como objectivo responder a questões científicas em várias áreas de conhecimento, tais como:

Física fundamental e relatividade geral [1]:

- Quais as propriedades das ondas gravitacionais?
- A teoria da relatividade geral é a teoria da gravidade correta?
- A teoria da relatividade geral é válida sob condições de gravidade forte?

- Os buracos negros da natureza são os buracos negros da relatividade geral?
- Como é que a matéria se comporta sob condições extremas de densidade e pressão?

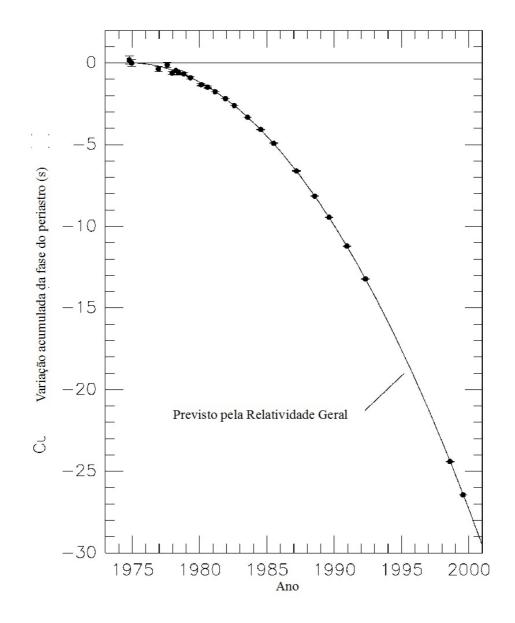


Figura 1.1: Taxa de decaimento do período orbital do Pulsar Binário PSR 1913+16 [51].

Cosmologia

• Qual é a história da expansão acelerada do Universo?

As transições de fase estavam lá no início do Universo?

Astronomia e Astrofísica

- Qual a abundância de buracos negros de massa estelar?
- Qual é o motor central por trás das explosões de raios gama?
- Buracos negros de massa intermediária existem?
- Quais são as condições nos núcleos galácticos densos dominados por enormes buracos negros?
- Onde e quando os buracos negros massivos se formam e como eles estão ligados à formação de galáxias?
- O que acontece quando uma estrela massiva colapsa?
- As estrelas de nêutrons girantes emitem ondas gravitacionais?
- Qual é a distribuição de anãs branca e sistemas binários de estrelas de nêutrons na galáxia?
- Quão massiva pode ser uma estrela de nêutrons?
- O que provoca flashes intensos de Raios X e radiação de raios gama em magnetares?
- Como se formam e evoluem as estrelas binárias compactas e o que elas podem nos dizer sobre a história da taxa de formação de estrelas no Universo?

O detector de ondas gravitacionais Mário Schenberg é o único detector e o único instrumento na América Latina sendo construído com o objetivo de detectar OG. No início de seu projeto e construção a comunidade científica mundial estava dividida entre as duas maneiras mais conhecidas e aceitas para a detecção de OG: a que utiliza um sistema de massas ressonantes e a que utiliza interferometria a laser. A opção feita pelo grupo brasileiro, foi pelo detector de massa ressonante.

Os detectores de massa ressonante utilizam vários sistemas vibracionais, alguns com o objetivo de amplificar o movimento vibracional da antena que é resultante da detecção de sinais de OG e outros com o objetivo de atenuar ruídos oriundos de várias fontes, que poderiam interferir nos movimentos oriundos da detecção de sinais de OG.

O detector de ondas gravitacionais Mário Schenberg consiste de uma massa ressonante esférica

de Cu(94%)Al(6%) com 65cm de diâmetro, pesando aproximadamente 1,15T, com um Q mecânico da ordem de 10⁶ e todos os sistemas que possibilitam o seu funcionamento como detector de ondas gravitacionais.

O projeto do detector prevê para este uma sensibilidade da ordem de 10⁻²⁰ (em deformação). Para isso dependerá da eficiência dos sistemas vibracionais que utiliza, quais sejam:

- suspensão com filtros passa baixa para a massa maciça esférica utilizada como antena,
 que deve fornecer atenuação dos ruídos externos,
- cabeamento utilizado para fornecer micro-ondas às cavidades reentrantes dos transdutores paramétricos de micro-ondas, que seja capaz de atenuar os ruído sísmico provenientes meio externo, introduzido pelo próprio cabeamento,
- casadores mecânicos de impedância, que funcionem como filtros passa banda e que sejam capazes de amplificar adequadamente o deslocamento da região da esfera em que estão conectados,
- conexão térmica entre o refrigerador por diluição e a suspensão, que seja capaz de atenuar os ruídos produzidos pelo funcionamento do próprio refrigerador,
- suporte das antenas micro linhas em uso no detector, que não havia sido analisado.

Todos os sistemas vibracionais do detector são tratados neste trabalho. Alguns destes sistemas são usados para amplificação de movimento mecânico, outros são usados para atenuação de ruídos.

No capítulo 2 deste trabalho são abordados aspectos conceituais relacionados às OG, bem como são enumeradas as principais fontes astrofísicas de OG.

No capítulo 3 é feita uma explanação sobre a tecnologia existente para a detecção de ondas gravitacionais.

No capítulo 4 são apresentadas as bases teóricas envolvidas neste trabalho. São discutidos aspectos referentes as análises computacionais utilizando o método de elementos finitos (MEF), bem como as análises vibracionais com resposta em frequência.

No capítulo 5 é feita uma sucinta descrição do detector de ondas gravitacionais Mário Schenberg dando uma visão geral de sua construção e destacando os aspectos vibracionais abordados neste trabalho. Os principais parâmetros utilizados em seu projeto são mencionados.

No capítulo 6 é apresentado um projeto original para a otimização dos casadores de impedância

mecânicos. São detalhados os critérios adotados na escolha do seu formato e na calibração de suas características.

No capítulo 7 é feita a análise vibracional da suspensão da esfera do detector. É avaliado, através da análise da resposta em frequência, o efeito do ruído sísmico residual na superfície da esfera, nos locais onde são conectados os casadores de impedância mecânicos.

No capítulo 8 é avaliado o efeito do ruído sísmico introduzido na suspensão e na esfera pelo cabeamento que conduz as micro-ondas até as antenas microstrips (microtiras). Obtido, através da análise da resposta em frequência, o efeito do ruído sísmico residual na superfície da esfera, nos locais onde são conectados os casadores de impedância mecânicos.

No capítulo 9 é apresentado um projeto para a conexão térmica do refrigerador de diluição com a suspensão da esfera. É feita a análise do ruído introduzido pelo refrigerador de diluição através da conexão térmica proposta. São comparadas as atenuações, obtidas na esfera, para dois locais diferentes onde é possível fazer a conexão.

Capítulo 2

Ondas Gravitacionais

São bem conhecidas as alterações que o movimento acelerado de uma carga elétrica provoca em um sistema. Em muitas situações é possível descrever as mudanças nos campos elétricos e magnéticos devidas ao movimento de tais cargas além de reproduzir e avaliar estes comportamentos em laboratório.

De forma semelhante, quando um corpo, na superfície da terra, inicia um deslocamento a distribuição de massas do sistema Terra-corpo se altera, provocando uma súbita mudança no campo gravitacional da Terra que tem que se adaptar a esta mudança. Esta variação no campo gravitacional propaga-se, supõe-se, com velocidade igual à da luz; e longe da fonte é chamada de onda gravitacional (OG). A sua existência foi prevista na Teoria da Relatividade Geral (TRG) de Einstein em 1916 [3], mas ainda não se obteve observação direta de sua existência.

2.1 - Equação de onda

Em 1916 Einstein previu a existência de OG a partir da solução das equações de campo da Teoria da Relatividade Geral (TRG) [3], que é reproduzida abaixo:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = 8\pi \frac{G}{c^4} T_{\mu\nu} + \lambda g_{\mu\nu}$$
 (2.1)

onde,

 $R_{\mu\nu}$ representa a curvatura do espaço-tempo (tensor de Ricci)

 $T_{\mu\nu}$ é o tensor momento-energia

 g_{uv} é a métrica do espaço-tempo

R é o escalar de curvatura

G é a constante universal da gravitação

c é a velocidade de propagação da luz no vácuo

 $\lambda g_{\mu\nu}$ é o termo da constante cosmológica.

Desprezando a constante cosmológica λ , e sabendo-se, que no vácuo o tensor momento-energia $T_{\mu\nu}=0$ (ausência de matéria), podemos reescrever as equações de campo (2.1) de forma mais simples:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = G_{\mu\nu} = 0 \tag{2.2}$$

no qual, $G_{\mu\nu}$ é definido como o tensor de Einstein.

As equações (2.2) são diferenciais de 2ª ordem; isto torna difícil obter uma solução analítica para

elas. Entretanto, soluções aproximadas podem ser obtidas a partir de métodos numéricos computacionais (relatividade numérica). Existem alguns métodos, empregados na resolução destas equações, tais como: formalismo Slow-motion, Pós-Minkoswkiano e Pós-Newtoniano, que nos permitem obter soluções aproximadas para as equações da TRG [3].

2.1.1 - Solução das Equações de Campo

A aproximação de campo gravitacional fraco é empregada em regiões suficientemente longe das fontes [3]. Nestes casos, o espaço é aproximadamente plano e o tensor métrico pode ser escrito como:

$$g_{uv} = \eta_{uv} + h_{uv} \tag{2.3}$$

na qual, $\eta_{\mu\nu}$ é a métrica de Minkowisky e $h_{\mu\nu}$ << 1 é uma perturbação da métrica do espaçotempo que corresponde à amplitude da onda gravitacional.

Definindo,

$$\overline{h}_{\mu\nu} = h_{\mu\nu} - \frac{1}{2} \eta_{\mu\nu} h$$
 (condição de Lorentz) (2.4)

e substituindo na equação (2.2) obtemos:

$$\Box^2 \bar{h}_{\mu\nu} = 0 \tag{2.5}$$

na qual, $\Box^2 = \left(-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \nabla^2\right)$ é o operador d'Alambertiano.

O tensor $h_{\mu\nu}$ possui divergência nula (gauge de Lorentz), não têm traço e é transverso à direção de propagação da onda.

A equação (2.5) admite uma solução da forma: $\bar{h} = A_{\mu\nu} e^{[ik(z-ct)]}$, a qual representa uma onda monocromática propagando-se ao longo da direção ${\bf z}$, à velocidade da luz c (outras teorias de gravitação podem prever resultados diferentes para a velocidade de propagação), com frequência $\omega = kc$, transportando momento e energia.

A energia irradiada por uma onda gravitacional é obtida através de uma expansão multipolar da solução tipo potencial retardado das equações de campo (2.2). A expansão é feita a distâncias suficientemente grandes, comparadas à dimensão da fonte. O termo de dipolo obtido é nulo, devido à conservação do momento linear e à inexistência de massas negativas. O primeiro termo não nulo da expansão multipolar é o de quadrupolo, dado por:

$$W = \frac{1}{5} \frac{G}{c^5} (\ddot{I}_{jk})^2 \tag{2.6}$$

no qual, W é a energia irradiada pelas OG e \ddot{I}_{jk} é a terceira derivada temporal do momento de quadrupolo.

Desta forma, as OG são emitidas quando a terceira derivada do momento quadrupolar da distribuição de massas é diferente de zero. Fazendo-se uma analogia entre as radiações gravitacional e eletromagnética, nota-se que o fator c^5 do denominador da expressão de emissão quadrupolar, comparado ao fator c^3 do termo de emissão dipolar eletromagnética [5], explica a pequena amplitude das OG. Portanto, espera-se que apenas eventos catastróficos no universo, envolvendo objetos de grande massa, com raios da ordem $2GM/c^2$, com grande velocidades, produzam ondas com amplitudes detectáveis. Isto é, eventos astrofisicos.

2.1.2 - Equação de movimento

Na Teoria da Relatividade Geral uma OG é descrita por um campo adimensional h_{ij} (ij = 1,2,3) [2]. Se as OG forem a única fonte de curvatura no espaço-tempo num sistema de coordenadas de um observador em queda livre, um deslocamento δx_i pode ser relacionado com h_{ij} pela equação de movimento:

$$\frac{d^2 \delta x_i}{dt^2} = \frac{\partial^2 h_{ij}}{2 \partial t^2} x^j. \tag{2.7}$$

Na aproximação de OG muito fraca tal que $\delta x^i \ll x^i$, x^i pode ser considerado constante no lado direito da equação (2.7) que, integrada, fornece a seguinte relação:

$$\frac{1}{2}h_{ij} = \frac{\delta x_i}{x^j}. (2.8)$$

Se orientarmos o eixo z do nosso sistema de coordenadas na direção de propagação da onda, as únicas componentes não nulas do tensor serão:

$$h_{xx} = -h_{yy}$$
 e $h_{xy} = h_{yx}$.

O campo tem, portanto, somente dois estados de polarização, que são chamados de polarização "mais" (plus) e "xis" (cross), os quais em termos das componentes do campo são:

$$h_{+} = h_{xx} = -h_{yy}$$
 e $h_{x} = h_{xy} = h_{yx}$. (2.9)

Estas equações possuem divergência nula (Gauge de Lorentz), não têm traço e são transversas à direção de propagação da onda.

2.1.3 - Polarização da Onda Gravitacional

O desvio geodésico na direção transversa à direção de propagação da onda nos fornece um meio de estudar e caracterizar a polarização das ondas gravitacionais planas [3]. O tensor $h_{\mu\nu}$ representa os dois estados de polarização da onda. Na forma canônica, $h_{\mu\nu}$ é descrito por:

o qual é definido em termos das duas amplitudes de polarização: h_+ e h_x , já mostrados acima em (2.9).

2.2 - Fontes Astrofísicas de Ondas Gravitacionais

As OG são classificadas segundo critérios relacionados ao seu comportamento temporal ou à sua frequência de emissão [2, 3, 6, 7]. Segundo o critério referente ao comportamento temporal do sinal tem-se que:

$$\Delta f = \frac{f_c}{q},\tag{2.11}$$

onde q é o número de ciclos coerentes apresentados pelo sinal, Δ f é a largura de banda e f_c é a frequência característica de emissão da fonte.

Ainda de acordo com o critério temporal as fontes astrofísicas são classificadas em:

- fontes impulsivas: emitem sinais que apresentam poucos ciclos coerentes (representados por *q*), e consequentemente uma largura de banda Δ*f* grande. Neste caso, os sinais emitidos mantêm a coerência durante um tempo correspondente a poucos ciclos da onda;
- fontes periódicas: emitem sinais continuamente e mantêm a coerência durante um tempo longo (q grande);
- fontes estocásticas: emitem sinais que correspondem à somatória de uma distribuição aleatória de sinais, sendo, portanto, não coerentes $(q \rightarrow 0)$.

De acordo com Kip Thorne [8], as OG mais intensas são esperadas em frequências abaixo de 10 kHz com a amplitude característica de:

$$h_c = 2.7 \times 10^{-20} \left[\frac{\Delta E_{OG}}{M_S c^2} \right]^{1/2} \left[\frac{1 \text{ kHz}}{f_c} \right]^{1/2} \left[\frac{10 \text{ Mpc}}{r_0} \right],$$
 (2.12)

onde ΔE_{OG} é a energia total emitida na forma de OG (em massas solares), M_S é a massa do sol, $r_{\rm O}$ é a distância da fonte e 10 Mpc é a distância estimada do centro do aglomerado de Virgo. Como exemplo, o colapso de uma estrela, transformando-se em uma estrela de nêutrons, a uma distância de 10 kpc, produziria uma amplitude de sinal h_c da ordem de 10^{-20} a 10^{-18} (grandeza adimensional).

Essa amplitude é suficientemente alta para ser detectada pelos detectores atuais, mas o problema é que a taxa de transformação de supernovas em nossa galáxia é estimada em cerca de uma a cada 30 anos. Para atingirmos um alcance comparável ao centro do aglomerado de Virgo é necessário um aumento na sensibilidade em 3 ordens de magnitude na amplitude ou em 6 ordens de magnitude na energia. De acordo com um catálogo de Fouqué, baseado em estudos óticos, o aglomerado de Virgo contém 2096 galáxias e, entre estas, 105 são galáxias que possuem uma alta taxa de supernovas.

2.2.1 - Fontes Impulsivas

Potenciais candidatas a fontes impulsivas são: colapso de estrelas no processo de formação de estrelas de nêutrons ou buracos negros, coalescência de sistemas binários compactos constituídos de estrelas de nêutrons e/ou buracos negros, e choques de estrelas ou pequenos buracos negros com buracos negros massivos ou supermassivos.

Como já foi mencionado: os pulsos mais intensos são esperados para OG com frequências abaixo de 10 kHz.

A seguir é feita uma breve descrição das candidatas a fontes impulsivas de OG.

2.2.1.1 - Supernovas

A produção de OG durante o colapso de uma estrela no processo de formação de uma estrela de nêutrons, ou supernova, depende do grau de não esfericidade do colapso e também da velocidade do mesmo. Colapsos perfeitamente esféricos não produzem ondas gravitacionais [6, 9], já que a taxa de variação do momento de quadrupolo é nula.

Dependendo de como se originou e das características do colapso (sua instabilidade quanto a deformação e a perturbações, sua simetria esférica, suas velocidade e velocidade de rotação), são previstas [3] emissões de OG de três tipos:

• Se a estrela permanecer axi-simétrica durante o colapso, são previstas as emissões mais fortes nas regiões espectrais. Neste caso, na equação (2.12) teríamos:

 $f_c \approx 10^3~Hz$, e $\Delta E_{OG} \cong 10^{-7} M_S c^2$ resultando em $h_c \approx 10^{-23} (10 \, Mpc/r_0)$, devido ao colapso inicial, e

 $f_c \approx 10^4~Hz~e~\Delta E_{OG} \cong 10^{-6} M_S c^2~$ resultando em $h_c \approx 10^{-23} (10~Mpc/r_0)$, devido às pulsações de uma EN (Estrela de Neutrons).

- Se a estrela torna-se instável à deformação e se tornar um elipsoide, foi prevista uma emissão monocromática com $f_c \approx 10^3 \ Hz$, terminando em 30 ciclos, e produzindo $\Delta E_{OG} \cong 10^{-4} M_S c^2$ e $h_c \approx 5x 10^{-22} (10 \ Mpc/r_0)$.
- Se a estrela colapsante tornar-se muito instável com perturbações não axi-simétricas, de maneira que rompa em duas ou mais massas deformadas, neste caso, a amplitude é dada por: $\Delta E_{OG} \cong 10^{-2} M_S c^2$, $f_c \approx 10^3 Hz$ e $h_c \approx 4x10^{-21} (10 Mpc/r_0)$.

2.2.1.2 - Buracos Negros

No colapso que gera um buraco negro (BN), a intensidade das OG produzidas é altamente dependente do grau de não esfericidade deste colapso, mas este grau é desconhecido. A frequência de ocorrência destes colapsos também é desconhecida.

A taxa de formação de BN de baixa massa é de aproximadamente 1/3 da taxa de formação de estrelas de nêutrons na nossa galáxia, e, considerando o aglomerado de Virgo, não deve passar de um por ano. BN com massa da ordem de $10^6 M_S$ são formados apenas em núcleos galácticos e a uma pequena taxa (poucos buracos negros por ano) dentro do universo observado.

Como um BN é o objeto final mais simples, as OG irradiadas por sua vibração são melhores entendidas se elas forem produzidas pelas acelerações envolvidas no colapso.

Assim, enquanto detalhes iniciais de sinais impulsivos dependem de fatores desconhecidos do colapso, a característica posterior deve ter uma forma estabilizada na qual é possível se determinar a massa com alta precisão.

Supondo que o buraco negro irradie OG com uma eficiência $\varepsilon = \Delta E/mc^2$, que está a uma distância r_0 , e que tem uma massa M_1 , tem-se que [6]:

$$h_c = 1.0x10^{-20} \left[\frac{\varepsilon}{0.01} \right]^{\frac{1}{2}} \left[\frac{1 \, kHz}{f_c} \right]^{\frac{1}{2}} \left[\frac{10 \, Mpc}{r_0} \right], \tag{2.13}$$

onde f_c é a frequência característica da fonte.

O valor máximo para eficiência na formação de BN é de $7x 10^{-4}$. [3, 9].

2.2.1.3 - Coalescência de Binárias Compactas

Outra fonte de OG é a coalescência de sistemas binários de objetos compactos (estrelas de nêutrons, buracos negros, etc). A coalescência ocorre, quando estes sistemas, ao emitir ondas gravitacionais, vão diminuindo sua distância relativa até que a se fundem em um único objeto. Como uma grande fração das estrelas observadas se encontra em sistemas binários próximos, pode-se supor que a evolução estelar produza sistemas cujas componentes sejam Estrelas de Nêutrons (EN) e BN, próximas o suficiente para coalescerem por emissão de radiação gravitacional em um tempo menor que a idade do Universo. Se estes dois corpos compactos fizerem parte de um sistema binário que esteja espiralando, a frequência varia, tendendo a atingir no seu estágio final um valor máximo para EN de [3, 6]:

$$f_{\text{max}} \approx 1 \, kHz$$

e para BN [3, 6]:

$$f_{\text{max}} \approx \frac{10 \, kHz}{M_1 / M_S}$$

onde M_1 é a massa do objeto mais massivo. A amplitude da onda pode ser calculada por [10]:

$$h_c = 4.1x10^{-22} \left(\frac{M}{M_S}\right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{\mu}{M_S}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{100 \, Mpc}{r}\right) \left(\frac{100 \, Hz}{f_c}\right)^{\frac{1}{6}},\tag{2.15}$$

onde M é a massa total, M_s é a massa do sol, μ é a massa reduzida do sistema, r é a distância da fonte e f_c é a frequência característica da fonte.

2.2.1.4 - Queda de Estrelas e Pequenos Buracos Negros no Interior de Buracos Negros Supermassivos

Acredita-se que BN supermassivos com massa $M_{\rm H} \ge 10^5 M_{\rm S}$ ocupem o centro das galáxias e que possam aumentar de tamanho, por acresção, em escala de tempo da ordem de 10^8 anos. Para $r_0 \approx 10\,Mpc$ tem-se uma taxa de eventos razoável. Neste caso, a emissão de OG's pode ocorrer por acelerações de massas na superfície dos BN. A frequência máxima de emissão da onda é

dada por [10]:

$$f_{\rm c} \simeq \frac{1}{20} \frac{c^3}{G} \frac{1}{M_{\rm H}} = 10^{-4} \text{Hz} \left(\frac{10^8 M_{\rm S}}{M_{\rm H}} \right)$$
 (2.16)

e a amplitude da onda, dependendo apenas da massa estelar, $\,M_{\rm st}\,$, pode ser calculada por:

$$h_{\rm c} \simeq \frac{G}{c^2} \frac{M_{\rm st}}{2r_0} = 2 \times 10^{-21} \left(\frac{M_{\rm st}}{M_{\rm S}} \right) \left(\frac{10 \,\text{Mpc}}{r_0} \right)$$
 (2.17)

onde $\,M_{\,{
m H}}\,$ é a massa do buraco negro supermassivo e $\,M_{\,{
m st}}\,$ é a massa do corpo em queda.

Quando a matéria cai em um BN, a mesma pode excitar o espaço externo deste objeto, fazendo-o vibrar. Estas vibrações são convertidas, gradualmente, em OG's, algumas das quais sendo irradiadas e outras absorvidas pelo BN. [6]

2.2.1.5 - Instabilidade de EN em rotação

Estrelas de nêutrons, com campos magnéticos fracos, em um sistema binário adquirem rotação (momento angular) ao acretar matéria na região equatorial. Este acréscimo no momento angular aumenta a velocidade angular até que a EN não consiga mais se auto-sustentar $(F_g < F_{cent.})$. Neste momento, material é ejetado com a emissão de OG.

Para um objeto no aglomerado de Virgo, com massa $M \sim 1,4 M_s$ e raio R = 10 km, a onda emitida teria frequência entre 3100 e 4900 Hz e amplitude de $h \sim 2 \times 10^{-22}$. Próximo ao centro galáctico, o mesmo objeto emitiria OG com amplitude da ordem de $h \sim 4 \times 10^{-19}$ [6].

2.2.2 - Fontes Periódicas

São fontes que emitem sinais gravitacionais que se repetem periodicamente, mantendo coerência durante muitos ciclos. Como exemplos de fontes periódicas têm-se: rotação de estrelas de nêutrons axialmente assimétricas, rotação de sistemas binários e rotação de pulsares axialmente assimétricos.

As fontes periódicas apresentam um valor de estabilidade em frequência extremamente alto, permitindo a integração do sinal durante longos períodos. Desse modo valores de amplitude muito pequenos tornam-se detectáveis. Este tipo de fonte apresenta um sinal com largura de banda pequena, emitindo as OG numa frequência bem característica.

2.2.2.1 - Estrelas de Nêutrons em Rotação

Um pulsar (EN em rotação) emite ondas gravitacionais com amplitude proporcional à assimetria ao redor do seu eixo de rotação, assimetria esta que pode ser produzida por vários fatores [3, 6], e com frequência igual ao dobro da frequência de rotação. Quanto mais rápido girar e maior a assimetria, mais forte deverá ser a emissão.

A amplitude adimensional da OG na Terra pode ser calculada pela expressão [3]:

$$h = 8.1 \times 10^{-28} \left(\frac{I(gcm^2)}{3 \times 10^{44}} \right) \left(\frac{\varepsilon_{rad}}{10^{-6}} \right) \left(\frac{100}{R(pc)} \right) \left(\frac{f(Hz)}{10} \right)^2, \tag{2.18}$$

onde I é o momento de quadrupolo, ε é a assimetria da estrela, R é a distância em parsec e f é a frequência em Hz. O fator de assimetria ε é difícil de ser estimado e não há como determinálo à partir da observação. Estimativas atuais, conforme exposto na "9th Edorado Amaldi conference on gravitationnal waves", prevêem valores menores do que 10^{-6} , dependendo da velocidade de rotação e da existência de fenômenos sísmicos na estrela [3]. Entretanto, pode-se obter a amplitude da emissão gravitacional de pulsares a partir da medida da variação do período de rotação (dP/dt), assumindo que essa variação corresponda à perda de momento angular devido à emissão gravitacional.

2.2.2.2 - Estrelas Binárias

Sistemas de estrelas binárias ordinárias são as mais bem compreendidas fontes de ondas gravitacionais, pois, a partir de medidas da massa e de parâmetros orbitais da binária, é possível estimar a distância entre as estrelas e calcular, com precisão, detalhes da emissão gravitacional [6].

Infelizmente, as binárias tem períodos orbitais superiores a 1 hora e, desta forma, produzem OG com frequências inferiores a 10^{-3} Hz (o sistema binário conhecido com o menor período é o sistema AB-EN com período orbital de 11 minutos e frequência $f = 3 \times 10^{-3}$ Hz) [6]. Devido ao ruído sísmico, detectores em laboratórios, na Terra, somente podem detectar ondas com frequências superiores a 1 Hz, não sendo, portanto, sensíveis a frequências tão baixas. Entretanto, detectores no espaço poderiam detectar tais ondas, pois sua frequência de operação se estenderia abaixo de 1 Hz.

Devido à excentricidade da órbita do sistema, binárias ordinárias emitem OG igualmente espaçadas (linhas espectrais), e a sua amplitude característica pode ser dada por :

$$h_c = 8.7 \times 10^{-21} \cdot \left(\frac{\mu}{M_{\oplus}}\right) \left(\frac{M}{M_{\oplus}}\right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{100 pc}{r}\right) \left(\frac{f}{10^{-3} Hz}\right)^{\frac{2}{3}}$$
(2.19)

onde μ é a massa reduzida do sistema, M_{\oplus} é a massa do sol, M é massa do corpo mais massivo, r é a distância da fonte e f é a frequência. Para baixa excentricidade da órbita ($\epsilon \leq 0.2$) o harmônico dominante da emissão gravitacional ocorre em $f = 2 \cdot f_{orb}$.

2.2.3 - Fontes Estocásticas

A origem destas emissões, que resultam num ruído de fundo gravitacional, pode ser:

- cosmológica (OG promordiais),
- na sobreposição da radiação de uma grande população de sistemas binários, distribuídos aleatoriamente na Via Láctea, ou em galáxias próximas,
- nas transições de fase,
- nas cordas cósmicas.

A detecção deste ruído de fundo poderia ser feita fazendo-se a correlação entre o ruído detectado em diversas antenas.

2.2.3.1 - Estrelas Binárias

Muitas estrelas binárias, em nossa e em outras galáxias, emitem radiação gravitacional na região de frequência $f \le 10^{-2} \, Hz$, podendo haver uma grande superposição destas emissões e a produção de um *background* (fundo estocástico) muito intenso. A contribuição de todas as outras galáxias deve ser menor que 15% da contribuição da Via Láctea [3, 6].

O *background* produzido por vários tipos de binárias representam um sério obstáculo para a busca de outros tipos de OG na banda de frequências entre 10^{-5} Hz e 0,03 Hz [3, 6], onde os detectores interferométricos espaciais deverão ser sensíveis [1].

2.2.3.2 - Cosmológica (Ondas Gravitacionais Primordiais)

Estima-se que os grávitons se desacoplaram da matéria em um intervalo de tempo de 10^{-43} s (igual ao tempo de Planck) após o *Big-Bang*, quando o espaço-tempo era quantizado e o Universo se comportava de uma maneira bem diferente do que é descrito pelas leis físicas conhecidas hoje [3, 6].

O estudo das OG primordiais (ondas criadas no Big-Bang) pode ignorar subsequentes interações

com a matéria, porém interações com a curvatura do espaço-tempo não podem ser ignoradas. Estas interações podem gerar amplificações e, desta maneira, pequeníssimas variações iniciais podem resultar numa quantidade mais significativa. A quantidade de energia produzida como radiação gravitacional depende crucialmente de aspectos da singularidade inicial da equação de estado, que descreve aquela situação, e da taxa de expansão, dependente do vácuo do Universo muito primitivo [3].

2.3 - Fontes Candidatas a Observação pelo Detector Schenberg

As principais fontes candidatas a observação pelo detector Schenberg são: instabilidades dinâmicas não axi-assimétricas de EN em alta rotação; excitação dos modos f de EN; excitação dos modos quase-normais de BN de $M \cong 3,8 M_S$. Além destas fontes, também podemos, especular sobre cenários mais exóticos, tais como: rotação de estrelas bosônicas ou "estranhas" com períodos $P < 1 \, ms$ e espiralação de mini BN.

Capítulo 3

Tecnologia Existente para a Detecção de Ondas Gravitacionais

A ação de um campo gravitacional sobre diferentes massas situadas em um único lugar é a de fornecer a mesma aceleração a estas massas (princípio da equivalência). Assim o único efeito observável produzido por uma OG são acelerações relativas entre massas situadas em lugares diferentes, ao mesmo tempo [2]. Ou seja, OG podem ser detectadas a partir da variação temporal induzida por elas [6] e ser consideradas como distorções do espaço, que é dependente do tempo, e, como foi visto (seções 2.1.2 e 2.1.3) tendo duas polarizações: h₊ e h_x.

3.1 - Interação das Ondas Gravitacionais com a Matéria

Uma das formas de estudar a interação da OG com a matéria é medir a aceleração relativa entre duas partículas testes num plano¹. A Figura 3.1 mostra a interação, com o decorrer do tempo, de um anel de massas-teste, situado em um plano x-y com uma onda gravitacional com polarização (+) e (x), propagando-se na direção z. O efeito de ambas polarizações lineares é mostrado. A medida em que a onda se propaga no eixo z, passado um quarto do ciclo, distorce o anel circular de partículas para uma elipse. Meio período de onda mais tarde distorce o anel de partículas para uma elipse perpendicular à anterior. Após a passagem da onda o anel de partículas volta ao seu estado inicial. As duas polarizações são equivalentes, exceto por uma rotação de 45º em torno do eixo de propagação [2].

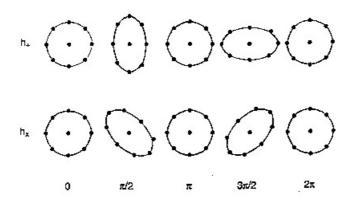


Figura 3.1: As distorções mostradas são o resultado da interação de anéis de partículas com OG com polarizações (+) e (x), durante um ciclo completo, propagando-se na direção do eixo z

O princípio da equivalência não permite que essas acelerações sejam absolutas.

A OG cria forças de maré, variando com o tempo, estritamente transversas, realizando trabalho na direção perpendicular ao seu deslocamento. Estas forças podem deformar um corpo elástico ou movimentar massas pontuais no espaço livre, variando suas distâncias relativas. Considerando massas próximas umas das outras, a amplitude Δl deste deslocamento pode ser dada por (42, 40):

Com a passagem da OG as massas-teste, localizadas neste espaço-tempo, têm suas distâncias relativas alteradas, conforme a equação (2.8), assim:

$$h_{ii}/2 = \delta x_i/x^j \tag{3.1 a}$$

é a medida deste deslocamento (ver seção 2.1.2), e

$$h \approx \Delta l/l$$
 (3.1 b)

é a medida da OG [7].

Conforme mostrado por Weber [7], o termo de *quadrupolo* de massa de um oscilador harmônico pode ser excitado por uma OG. Este fato justifica a investigação de sistemas que apresentem este termo quadrupolar, e que possam ser montados em laboratório.

Os casos mais simples de um *quadrupolo* de massa são aqueles em que: (i) dois corpos de massa M estão ligados por uma mola, ou (ii) um corpo sólido possui frequência de ressonância igual à frequência de oscilação do sistema massa-mola. Estes sistemas são conhecidos como de massas ressonantes. A diferença básica entre eles é que, geralmente, um corpo sólido possui outros modos de oscilação (modos de ordem superior ou inferior) além daqueles apresentados pelo sistema massa-mola.

Outra forma de se obter um termo de quadrupolo de massa para a detecção de OG é a utilização de sistemas de massas com espelhos vinculados e monitorados por interferômetro laser [6].

Na atualidade as duas principais técnicas existentes para a detecção de OG são:

- Interferométrica: Utiliza um interferômetro laser e funciona pela medição da mudança na distância na separação entre duas massas que estão separadas por uma grande distância.
 Deste modo, as acelerações diferenciais nas direções definidas pelos braços do interferômetro são diretamente monitoradas [2].
- Por ressonância: Faz uso de uma grande massa distribuída pelo volume ocupado pela antena. Diferentes regiões da antena são conectadas com as outras pelas forças elásticas de um corpo sólido. A antena absorve parte da energia da onda gravitacional e a transforma em energia mecânica de vibração. Ressonadores mecânicos secundários são

usados para aumentar a amplitude de vibração e transdutores de baixo ruído são usados para monitorar os deslocamentos resultantes. A largura de banda de um detector de massas ressonantes, propriamente projetado, é determinada pelo tempo de transferência de energia da antena para o ressonador secundário, e por esta razão o detector de massa ressonante não é um detector com banda estreita, mas depende do seu projeto [2].

O nível de sensibilidade dos detectores, construídos a partir destas duas técnicas distintas, pode ser dado através de h (medida adimensional), que é definido pela equação (3.1b), em que ∂l é a variação dimensional provocada pela passagem da OG e l é o padrão dimensional, definido a partir das características geométricas do detector.

Na seção 3.3 serão descritas, com mais detalhes, estas duas técnicas de detecção, enfatizando a técnica por ressonância. Serão apresentadas as vantagens e desvantagens entre elas. Antes porém, na seção 3.2, será feito um breve resumo histórico da detecção de OG, referindo-se à sua previsão, às evidências de sua existência e às tentativas feitas.

3.2 - Previsão, Evidência e Tentativas de Detecção de Ondas Gravitacionais

Em 1916, Einstein, a partir de uma solução de radiação das equações de campo da Relatividade Geral no vácuo, previu formalmente a existência de OG. Somente em 1960, 44 anos depois, Joseph Weber [7] propôs um método para a medição do tensor de Riemann e de uma possível detecção de OG. Em 1965 ele construiu o primeiro detector de massa ressonante (mostrado na fígura 3.2), que consistia de um cilindro de alumínio pesando 1,5 tonelada, com frequência fundamental longitudinal de 1,6 kHz, operando à temperatura ambiente e isolado vibracionalmente em uma câmara de vácuo. A detecção de possíveis OG se daria através da medida das deformações longitudinais, ocorridas no cilindro na sua frequência fundamental, e monitorada através de vários cristais piezoelétricos ligados em série, cristais estes colados na forma de um cinturão sobre a superfície lateral na região central do cilindro [11], mas a sensibilidade alcançada estava muito aquém da necessária.



Figura 3.2: Joseph Weber e o Detector de Massa Ressonante de Primeira Geração [35, 34].

No geral, as antenas de massa ressonante são classificadas, de acordo com algumas de suas características, em 4 gerações, conforme a Tabela 3.1.

Tabela 1: Classificação das antenas de massa ressonante.

Geração	Massa Ressonante / Vácuo	Temperatura
1 ^a	Cilíndrica sob vácuo	Ambiente
2 ^a	Cilíndrica sob vácuo	4 K
3 ^a	Cilíndrica sob vácuo	Menor que 0,1 K
4 ^a	Esférica sob vácuo	Menor que 0,1 K

Durante os anos 70 foram construídos diversos detectores de massa ressonante, todos de primeira geração, como o de Weber.

Com o objetivo de aumentar a sensibilidade dos detectores, foram idealizados na década de 70, detectores de massa ressonante criogênicos, nos quais a barra metálica é resfriada na temperatura do hélio líquido (4,2 K). No início da década de 80 entra em operação o primeiro detector deste

tipo, dando início à segunda geração de detectores de massa ressonante, na Universidade de Stanford. Da primeira para a segunda geração de detectores houve um aumento da sensibilidade em energia da ordem de dez mil vezes. Isto foi possível graças às melhorias obtidas nos sistema de isolamento vibracional, ao uso de transdutores mais sofisticados e de amplificadores mecânicos de amplitude, além das temperaturas criogênicas alcançadas.

Os detectores de massa ressonante de OG de terceira geração utilizam barras cilíndricas e são resfriados à temperaturas ultra-criogênicas (o objetivo é, utilizando refrigeradores por diluição, atingir temperaturas termodinâmicas da ordem de 50mK). Como exemplo de detectores de terceira geração tem-se: NAUTILUS (Frascati), AURIGA (Legnaro), ambos localizados na Itália. Estes detectores estão em operação e atingiram uma sensibilidade à tensão na faixa de $(10^{-20} - 10^{-21})/\sqrt{Hz}$, na frequência de ressonância (um pouco inferior a 1 kHz), com uma largura de banda aumentada nos últimos anos, de alguns Hz, para várias dezenas de Hz. Todos esses detectores têm um corpo central semelhante: um cilindro de alumínio de 3 m de comprimento, com uma massa um pouco maior do que 2,2 tonelada, e são resfriados a poucos Kelvins ou a menos de 1 K. Com estas características, as fontes alvo são supernovas de nossa galáxia e pulsares milissegundo, mas com uma taxa esperada de eventos, ou probabilidade de detecção, muito baixas. [1].

Os detectores de segunda e terceira geração (ver Tabela 3.2) são sensíveis o bastante para detectar OG oriundas de um colapso gravitacional em nossa galáxia, se a energia convertida em OG for da ordem de um por cento da massa solar [12].

Um ciclo de trabalho muito bom, que permitiu uma longa coleta de dados e observações conjuntas de longo prazo, foram realizadas dentro do IGEC (*International Gravitational Event Collaboration*), que incluiu todos os grupos de detectores de massa ressonante mencionados acima. Para as observações mais recentes estes detectores foram reorientados paralelamente uns com os outros. A análise da rede é baseada na pesquisa de coincidência de tempo, para rejeitar falsos eventos, e a IGEC demonstrou uma taxa de falso alarme baixo de 1 evento por século. Contudo, até esta data ainda não foram relatados resultados positivos [1].

Um interessante estudo foi realizado com os detectores explorer e nautilus [1], recolhendo e analisando os dados de muitos eventos devidos aos raios cósmicos que incidem sobre as barras. Este estudo pode vir a ser relevante para a técnica de detecção acústica de partículas com detectores criogênicos e para a compreensão do efeito dos raios cósmicos sobre os futuros interferômetros.

Um detector tipo barra muito inovador, ainda em fase de pesquisa e desenvolvimento, é representado pelo conceito DUAL [1]. Ele consiste de uma massa de teste elástica (possivelmente de forma cilíndrica), com dissipação mecânica baixa. A deformação induzida pela onda gravitacional é medida, de modo a selecionar a superposição das principais ondas gravitacionais a que os modos ressonantes são sensíveis e rejeitar os outros. Como consequência, algumas das contribuições do ruído térmico e de leitura, são reduzidas. No entanto, existem problemas com o ruído térmico no sistema de leitura óptica e estes devem ser superados, para conseguir uma sensibilidade interessante em torno de 3 kHz. [1]

No início dos anos 90 foi retomada a idéia de se construir uma antena de massa ressonante esférica. Proposta inicialmente por Forward em 1971 e depois estudada por Wagoner e Paik [2], a antena de massa ressonante esférica voltou a ser estudada por Merkowitz e Johnson [2, 11] que apresentaram a configuração TIGA (*Truncated Icosahedron Gravitational Wave Antena*), uma antena que tem o formato de um icosaedro truncado (volume semelhante a uma bola de futebol, composto por 32 faces, sendo 20 hexagonais e 12 pentagonais,).

Os detectores de quarta geração utilizam massas ressonantes de forma **esférica ou esferoidal**, além de um eficiente sistema de isolamento vibracional e temperaturas ultra-criogenicas. Detectores com estas características são sensíveis o bastante para detectar instabilidades hidrodinâmicas em estrelas de nêutrons em nossa galáxia (2 a 3 eventos por século).

Detectores de quarta geração estão em desenvolvimento no Brasil e Holanda. A tabela 3.2 também mostra os detectores de quarta geração (esferoidais) em fase de implementação.

Tabela 2: Características dos Detectores de Massa Ressonante de Segunda e Terceira Geração em Operação [2, 3, 6, 11]. Informações atualizadas sobre a sensibilidade e operação destes detectores podem ser obtidas em [1, 4].

Detector, Localização e Classificação (Geração)	Material	Massa (ton)	Comprimento ou Diâmetro (m)	Temperatura (K)	Temp. de Ruído (mK)	Transdutor	Frequência (Hz)	Situação Operacional	$h (10^{-20})(Hz)^{-1/2}$
ALLEGRO (LSU, Baton Rouge, Louisiana, EUA) 2ª Ger.	Al 5056	2,3	3	4,2	6	Ressonante Indutivo	900	Inativo	1-0,1
EXPLORER (CERN, Genebra, Suiça) 2ª Ger.	Al 5056	2,3	3	2,0	6	Ressonante Capacitivo	900	Inativo	1-0,1
NIOBE (UWA, Perth, Austrália) 2ª Ger.	Nb	1,5	2,5	5,0	1	Ressonante Paramétrico Microondas	700	Inativo	50
NAUTILUS (INFN, Frascati, Itália) 3ª Ger.	Al 5056	2,5	3	0,9	4	Ressonante Capacitivo	900	Ativo	1-0,1
AURIGA (Legnaro, Itália) 4ª Ger.	Al 5056	2,5	3	0,9	1	Ressonante Capacitivo	900	Ativo	1-0,1
MÁRIO SCHENBERG (USP, São Paulo, Brasil) 4ª Ger.	Cu(94%) - Al (6%)	1,15	0,65	4,2		Ressonante Microondas	3200	Teste suspensão e transdutores	
MINI-GRAIL (Laiden, Holanda) 4 ^a Ger.	Cu(94%) - Al (6%)	1,15	3	0,050		Ressonante Capacitivo	2900	Teste	

Também na década de 80 começaram a ser projetados os grandes detectores interferométricos a laser. Hoje, detectores interferométricos com braços de alguns quilômetros encontram-se em operação ou em fase de modernização. Além dos projetos baseados em solo, existe um projeto que prevê a construção de um detector interferométrico no espaço, inicialmente denominado de LISA. Ver tabela 3 [1, 3, 6, 11].

Tabela 3: Detectores de Ondas Gravitacionais Interferométricos.

Detector e Localização	Tamanho dos braços (m)	Banda (Hz)	Previsão para Inicio de Operação	h/(Hz) ^{-1/2}
LIGO¹ I => Advanced LIGO (Hanford, Washington, USA)	4000	40 – 6000 Em modernização		$\sim 6 \times 10^{-22}$
LIGO¹ II => Advanced LIGO (Hanford, Washington, USA)	2000	40 – 6000	Está sendo desmontado	
LIGO¹ III => Advanced LIGO (Livingston, Lousiania, USA)	4000) 40 – 6000 Em modernização		$\sim 5 \times 10^{-23}$
VIRGO => ADVANCED VIRGO (Piza, Itália)	3000	$10^0 - 10^4$	Em modernização até 2014	~ 6 x 10 ⁻²³
TAMA ² (MITAKA, TOKYO, Japão)	300	$10^1 - 10^4$	Em modernização	$\sim 8 \times 10^{-22}$
GEO 600 ³ => GEO HF (Hannover, Alemanha)	600	$10^{0} - 10^{4}$	Em modernização	~10 ⁻²²
AIGO (Perth, Australia)	80 a 4000		Em planejamento	
INDIGO (Índia)			Em estudo de possibilidade	
LCGT⁴ (Japão)			Telescópio criogênico de grande escala	
ET (Einstein Telescope) (European Commission, no FP7)		< 10	2008 início Projeto 2017 início preparação do local	
LISA ⁵ Pathfinder (Espacial, ESA)			Lançamento em 2012	
LISA ⁵ (Espacial, ESA)	5 x 10 ⁹	$3x10^{-5}$ a 0,1	Entre 2014 e 2020	< 10 ⁻²³

A evolução dos detectores citados acima tem como objetivo aumentar a sensibilidade das antenas, para permitir a detecção de eventos cada vez mais distantes e, portanto, com taxas de ocorrência maior.

A primeira evidência observacional da existência de OG, mesmo que indireta, foi obtida a partir da observação, por mais de uma década, do comportamento orbital do pulsar PSR 1913 + 16, descoberto por Hulse e Taylor em 1976 [4]. Este pulsar apresenta uma variabilidade no seu período que só pode ser explicada pela emissão de OG (concordantes com a TRG). Hulse e Taylor receberam o Prêmio Nobel por este trabalho em 1993 [11].

LIGO (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory). Financiado por US National Science Foundation. Gerenciado por California Institute of Technology e Massachusetts Institute of Technology

² Localizado no subsolo do NAOJ (*National Astronomical Observatory of Japan*)

³ Financiado pelo STFC, MPG e o State of Niedersachsen

⁴ LCGT (*Large-scale Cryogenic Gravitational-wave Telescope*)

⁵ LISA (*Laser Interferometer Space Antenna*) é um projeto ESA. O detector espacial receberá novo nome.

3.3 - Técnica Interferométrica

Esta técnica utiliza interferometria laser para detectar OG, idéia estudada inicialmente por Forward [6] na década de 70. A construção e o funcionamento de um detector deste tipo podem ser estudados a partir do interferômetro de Michelson, representado na Figura 3.3.

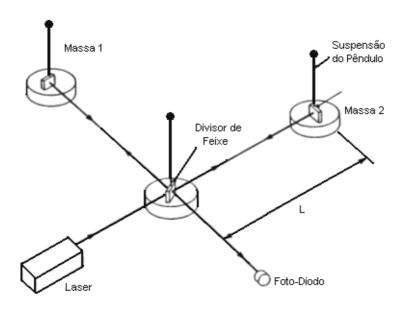


Figura 3.3: Diagrama esquemático de um detector de OG do tipo interferométrico, utilizando um interferômetro de Michelson. [2].

O funcionamento de um interferômetro laser se dá pela medição da mudança na distância entre duas massas separadas por uma grande distância, o que possibilita que as acelerações diferenciais nas direções definidas pelos braços do interferômetro sejam monitoradas diretamente [2].

Os detectores deste tipo possuem dois braços ortogonais não rígidos. Cada braço possui, em uma de suas extremidades, vibracionalmente isolada, uma massa suspensa com um espelho vinculado. As massas são separadas por distâncias da ordem de quilômetros.

Um laser de alta potência incide sobre um divisor de feixe (*beam spliter*) situado na origem dos dois braços, onde é dividido em dois. Cada um destes feixes percorre um dos braços ortogonais do interferômetro, é refletido por um dos espelhos colocado sobre uma das massas, e se reencontra no divisor com o outro feixe (vindo do outro braço), onde são recombinados [6]. Os caminhos ópticos são ajustados de maneira que ocorra uma interferência destrutiva da luz e se produza, como resultado, um mínimo sobre o foto-detector [3].

Quando uma OG atinge a antena com direção e polarizações favoráveis, os comprimentos dos

braços variam, produzindo uma diferença de fase proporcional à amplitude da onda, alterando o padrão de interferência sobre o foto-detector. Essa alteração no padrão de interferência corresponde à detecção da OG [11].

A sensibilidade destes interferômetros é diretamente proporcional ao comprimento de seus braços e à raiz quadrada da potência do laser.

Os detectores interferométricos apresentam a grande vantagem, sobre os de massa ressonante, de apresentarem uma banda larga de detecção, podendo varrer uma grande faixa de frequências.

Porém, estes mesmos detectores apresentam as seguintes desvantagens sobre os de massa ressonante:

- são muito mais caros;
- eles não podem responder sobre a quantização das ondas gravitacionais, enquanto que os de massa ressonante podem;
- os detectores interferométricos (assim como os de massa ressonante tipo barra) são cegos para certas direções e polarizações das OG, se comparados aos esféricos de massa ressonante.

3.4 - Técnica por Ressonância

Esta técnica utiliza uma massa metálica sólida, cilíndrica ou esferoidal, como antena. Quando atingida por uma OG, com a mesma frequência de seu modo quadrupolar, a antena é excitada e oscila. Transdutores eletromecânicos montados na superfície da antena convertem estas oscilações em sinais elétricos. Em seguida, os sinais elétricos são amplificados e armazenados para análise posterior. A detecção consiste em medir as vibrações mecânicas induzidas pela OG [3, 6].

As modificações feitas nas antenas de massa ressonante, tais como a implantação e melhoria: dos sistemas de isolamento vibracional, dos sistemas de resfriamento a temperaturas criogênicas e dos transdutores e transformadores mecânicos de amplitude, resultaram em uma melhora considerável na sensibilidade destas antenas [3].

As antenas evoluíram até chegarem a sua quarta geração. A massa metálica passa a ser esférica, possuem um ótimo isolamento vibracional, são resfriadas até temperaturas próximas do zero absoluto (0 K), são feitas de materiais com um bom fator de qualidade mecânico Q, e utilizam sistemas eletrônicos com uma baixa temperatura de ruído (caso contrário os diversos tipos de

ruído (térmico, ambiental e sísmico) impediriam a detecção [11]).

Basicamente os detectores que utilizam a técnica por ressonância são formados por três partes principais, que são:

- Corpo sólido com uma frequência de ressonância determinada, entre 0,7 a 3,2 kHz,
- Transdutores eletromecânicos,
- Sistema de amplificação e armazenamento de dados.

Na abordagem feita nesta monografia se dará ênfase às antenas do tipo massa ressonante esferoidais, por ser o objeto de trabalho deste grupo de pesquisa.

3.5 - Princípios Relativos à Detecção com Detectores de Massa Ressonante

Como foi visto (seções 2.1.2 e 2.1.3) as OG podem ser consideradas como distorções do espaço. Por isso, em princípio, elas podem ser detectadas a partir da variação temporal que induzem no espaço [6]. O efeito da interação de uma OG propagando-se é deformar o espaço de acordo com a sua polarização (h₊ e h_x). Ela pode excitar o termo de quadrupolo de massa de um oscilador harmônico (seção 3.1). Um corpo sólido que possui frequência de ressonância igual à frequência do sistema massa-mola, e que é conhecido como sistema de massa ressonante, apresenta este termo de quadrupolo de massa e pode ser montado em laboratório.

Quando uma OG atinge uma antena do tipo massa ressonante realiza trabalho sobre a mesma. A energia transferida é depositada somente nos seus modos fundamentais ou normais (frequências características de oscilação do sistema) quadrupolares, fazendo com que ela vibre, produzindo, assim, deformação neste sistema. Mas a antena continuará a vibrar mesmo depois da OG ter passado, o que permite que seja feito uma integração do sinal sobre um longo período de tempo (comparando este sinal com a duração de uma OG proveniente de uma fonte impulsiva) e possam ser observadas variações na amplitude ou na fase da vibração do detector, o que faz com que parte do ruído aleatório se cancele, aumentando a sensibilidade da medida [2].

Os ressonadores, ou transformadores mecânicos de amplitude, associados aos transdutores eletromecânicos, são utilizados para amplificar os deslocamentos produzidos pelas deformações ocorridas, como consequência da interação com a OG.

Supondo-se a conservação de energia entre as massas intermediárias do ressonador, a amplificação mecânica das amplitudes x_2/x_1 , obtida entre sua última massa e sua primeira

massa (antena), é dada por:

$$\frac{|x_2|}{|x_1|} = \sqrt{\frac{M_1}{M_2}} = \frac{1}{\sqrt{\mu}} \tag{3.2}$$

onde M_1/M_2 é o inverso da razão μ , razão esta entre a massa efetiva de um modo de vibração e a do modo anterior.

Estes ressonadores são dimensionados (calibrados) de maneira que um de seus modos normais de vibração seja ressonante com a frequência de trabalho da antena (frequência que excita os modos de vibração normais quadrupolares da massa esférica). Esta calibração deve levar em conta que tanto os ressonadores como a esfera são osciladores, e que, pelo fato de estarem conectados, a energia pode passar de um para o outro em ambos os sentidos. Como consequência ocorre o efeito da realimentação, que produz o acoplamento das oscilações destes osciladores [13].

Os osciladores possibilitam utilizar uma massa final mais leve para a operação de transdutância, aumentam o acoplamento eletromecânico e a banda de frequência de detecção [3], funcionando como casadores de impedância: filtrando as frequências que não são de interesse na detecção.

A banda de frequência de detecção é dada pela equação [14],

$$\Delta f \approx 2f_0 \sqrt{\mu} \tag{3.3}$$

na qual, $\,f_{\,0}\,\,$ é a frequência do modo.

Análises teóricas mostram que a largura da banda aumenta rapidamente com o número de modos, indo de um até três, porém há um pequeno incremento se o número de modos for aumentado acima de três [3].

3.6 - Utilizando Detectores Esféricos

Basicamente, um detector esférico de OG consiste de um esferóide, cujas oscilações produzidas pelas OG serão sempre uma superposição dos seus cinco modos quadrupolares degenerados [3]. No mínimo, cinco transdutores eletromecânicos deverão monitorar os modos normais das vibrações quadrupolares da esfera.

No detector Mário Schenberg serão utilizados seis transdutores eletromecânicos. Em consequência disto, a operação da antena consistirá em monitorar seus modos de vibração normais, em especial os modos quadrupolares, por meio dos seis transdutores eletromecânicos. O processamento destes dados permitirá recompor os deslocamentos e as deformações da esfera,

decorrentes de sua interação com a OG. Os cinco modos de vibração normais quadrupolares da esfera, com os seis (ou doze) modos de vibração normal dos seis ressonadores, correspondentes aos seus primeiros (ou primeiros e segundos) modos de vibração, formarão uma base a partir da qual serão medidos os modos de vibração da esfera. Todas as informações sobre as OG sairão desta base formada por estes onze (ou dezessete) modos vibracionais normais compostos.

3.7 - Obtenção da Informação Astrofísica

A partir dos cinco modos degenerados (modos quadrupolares) da esfera ressonante, pode-se determinar a resposta de amplitude de cinco diferentes pontos na superfície da esfera, que fornecerão toda a informação física necessária sobre a OG pelo exame do movimento da antena [6, 49]. A determinação da direção, polarização e amplitude da OG à partir destes cinco parâmetros é chamado de problema inverso. Este problema pode ser resolvido supondo que a antena, em um determinado sistema de coordenadas, é atingida por uma OG tendo amplitudes com polarizações h_+ e $h_{\rm x}$, direção dada por θ e ϕ (ângulos medidos em relação a dois dos eixos do sistema de referencia utilizado) e a fase. Estuda-se, então, o efeito desta onda sobre a antena, determinando-se o acoplamento onda-antena (amplitude de vibração da antena e acoplamento entre os modos de vibração). Finalmente, a partir da determinação do movimento da antena (que é monitorada por transdutores eletromecânicos), obtém-se a informação sobre a onda incidente [6].

3.8 - Ruídos e Atenuação de seus Efeitos na Sensibilidade do Detector

A existência de várias fontes de ruídos intrínsecas (ruídos internos) e extrínsecas (ruídos externos) aos detectores do tipo massa ressonante podem excitar seus modos ressonantes, colocando em dúvida se o que foi detectado foi proveniente de uma OG ou de um ruído, limitando desta forma a sensibilidade do detector. Por isso, ao analisar sinais impulsivos, é necessário verificar as coincidências com outros detectores, para ter certeza de que o que foi medido foi realmente um sinal [3].

Os ruídos internos são flutuações estatísticas de variáveis físicas do próprio sistema de detecção e devem ser minimizados. Entre os ruídos internos estão o ruído térmico browniano associado à temperatura da antena e amplificadores mecânicos, os ruídos eletrônicos dos amplificadores, o ruído do refrigerador por diluição e os ruídos das micro-ondas (fase e amplitude).

Os ruídos são classificados ainda, quanto ao seu comportamento temporal, como: estacionários

(quando a sua probabilidade de ocorrência é constante no tempo) e não estacionários; e também quanto à sua distribuição espectral: como gaussianos (quando a sua distribuição apresenta média nula e desvio padrão) e não gaussianos [3].

3.8.1 - Ruídos Internos

Entre os ruídos internos temos:

- **ruídos térmicos**: os principais tipos de ruídos térmicos que afetam um detector de OG do tipo massa ressonante são [3]:
 - ruído térmico da suspensão: são forças decorrentes do movimento Browniano que podem fazer oscilar as partes mecânicas da suspensão. Pode ser minimizado abaixando-se a temperatura termodinâmica e construindo-se um sistema de isolamento vibracional,
 - o **ruído térmico da antena:** é causado pela agitação térmica da estrutura cristalina. É definido pela temperatura termodinâmica e pelo tempo de relaxação da massa ressonante. Os efeitos dos ruídos térmicos podem ser minimizados resfriando-se a antena a temperaturas baixíssimas, utilizando-se um material de alto fator de qualidade mecânico Q na confecção da antena (o que torna mais lenta a transferência de energia entre um modo de vibração mecânica qualquer e outro modo que seja de interesse), e finalmente, mantendo pequeno o tempo de integração das observações realizadas. (Ruídos Brownianos são ruídos associados à dissipação de energia térmica. Todo corpo sólido vibra quando está a uma temperatura finita.)
- ruídos da câmara de mistura (*Mixer Chamber* ou refrigerador de diluição): é produzido durante o processo de resfriamento por diluição (mistura de He³ e He⁴ líquidos para obter temperaturas da ordem de mK). O borbulhamento do He introduz um ruído de baixa frequência, que, através de fenômenos não lineares, pode ser convertido em ruídos na faixa de detecção. Este ruído pode ser evitado fazendo-se um contato térmico entre o refrigerador e a antena através de um módulo antivibratório, permitindo ao mesmo tempo o resfriamento e o isolamento do ruído.
- ruídos eletrônicos do transdutor: são provenientes do movimento dos sensores. Estes ruídos (gaussianos e não estacionários) são de dois tipos: ruído serial eletrônico e ruído de *back action* (ruído de amplitude e fase do oscilador). (Ver seção 3.12.2)

Para reduzir os efeitos dos ruídos térmicos e elétricos na detecção, geralmente a saída do sinal elétrico é linearmente filtrada [6].

3.8.2 - Ruídos Externos

Estes ruídos são produzidos por eventos externos ao detector e podem resultar em interferência nos sinais.

Entre os ruídos externos tem-se [3]:

- ruídos sísmicos e vibracionais: o ruído sísmico é causado pelo movimento da crosta terrestre e o vibracional pela construção civil, estado da estrutura devido às mudanças de temperatura, vibrações devido ao tráfego de automóveis, trens etc. São ruídos, gaussianos e não estacionários, que produzem movimentos na estrutura do laboratório. Caso não sejam eliminados podem produzir efeitos de *Up Conversion*, isto é, sinais de baixa frequência excitando os modos de alta frequência da antena. Estes efeitos são devido à fricção de juntas, tensão excessiva em conexões, etc. Eles podem ser minimizados com um sofisticado sistema de isolamento vibracional, que utiliza N filtros mecânicos do tipo passa baixa; ou vetados, utilizando monitores de vibração em baixas frequências no laboratório e na base do detector, os quais geram sinais que vetam a presença de pulsos, caso estes ocorram no mesmo instante de eventos relacionados na saída do detector.
- ruídos sonoros: são ruídos devido a buzinas, trovões, conversas e qualquer outro tipo de
 poluição sonora. São ruídos não estacionários e não necessariamente gaussianos. Para
 minimizar estes ruídos também é necessário um sistema bem projetado de isolamento
 vibracional, que inclui um alto vácuo ao redor da antena.
- ruídos devido a ondas eletromagnéticas: são ruídos (não estacionários e não necessariamente gaussianos) causados por: ondas eletromagnéticas geradas por emissoras de televisão, rádio, telefonia celular, quedas de raios e relâmpagos, indução eletromagnética devido ao ato de ligar e desligar equipamentos eletrônicos do próprio laboratório e qualquer outro tipo de emissão eletromagnética. Podem ser minimizados através dos seguintes recursos: i) utilizando uma gaiola de Faraday ou isolando a antena com as camadas de metal com que são feitas as câmaras criogênicas, ii) vetando as ondas eletromagnéticas que conseguem transpor esta blindagem utilizando um conjunto de antenas que monitoram o ambiente do laboratório, iii) com filtros de RF (rádio frequência) instalados na fiação que conecta os transdutores aos amplificadores externos.

• ruídos devidos à interferência de Raios Cósmicos: os raios cósmicos são partículas de alta energia que entram frequentemente na atmosfera terrestre. Eles são considerados ruídos gaussianos e estacionários (quando não acontecem chuveiros). Eles podem, portanto, excitar os modos ressonantes da antena. Contudo, são quase impossíveis de serem blindados. Uma alternativa é circundar o detector de OG com detectores de raios cósmicos e utilizar um sistema de veto, descartando os sinais detectados pelo detector de OG que sejam coincidentes com os detectados pelo detector de raios cósmicos. Além do sistema de vetos é necessária a utilização dos testes de coincidência com outros detectores que operem na mesma faixa de frequência. Uma pequena blindagem, com espessura em torno de 4 m de concreto, pode reduzir significantemente o número de partículas incidentes, o que possibilita uma menor perda de tempo morto relacionada ao processo de vetagem [3].

3.9 - Influência do Fator de Qualidade Mecânico Q na Sensibilidade do Detector

Como a amplitude das vibrações térmicas normalmente excede a amplitude esperada para as fontes astrofísicas, de forma que não há como suprimir este ruído, a detecção de OG por massa ressonante seria improvável. Entretanto, Weber observou que em uma antena com alto fator de qualidade mecânica Q, e consequentemente com baixa perda acústica, o ruído efetivo de energia seria reduzido por um fator de τ_i/τ_a , onde τ_i é tempo de variação do sinal medido e τ_a é o tempo de decaimento da vibração da antena [6]. O que se espera detectar é uma mudança maior na amplitude de vibração da antena, do que a variação causada apenas pelo banho térmico, num certo intervalo de tempo [2].

Assim, o que se procura fazer é construir a antena com um material que tenha o maior fator de qualidade mecânico possível, para assegurar uma menor taxa de transferência de energia entre o detector e o banho térmico [2], e um tempo maior de relaxação da perturbação induzida pela OG.

O fator de qualidade mecânico corresponde à razão entre a energia mecânica armazenada num modo de vibração e a energia que é dissipada em cada ciclo. Um alto fator de qualidade mecânico Q corresponde, portanto, a um modo de vibração de maior amplitude e duração [11].

O fator de qualidade mecânico é definido como:

$$Q = \tau_n \cdot \omega_n \,, \tag{3.4}$$

onde τ_n é o tempo de relaxação e ω_n é a frequência de ressonância.

A antena é dimensionada (no caso da antena de massa esférica é determinado o seu diâmetro) de modo que os seus modos de vibração normais quadrupolares ocorram na frequência em que se espera detectar a OG. Ou seja, a antena é calibrada para que seus modos quadrupolares sejam excitados pela frequência de trabalho da antena. A frequência de ressonância da antena é determinada pelo tamanho do corpo e pela velocidade do som v_s no material utilizado [6]. A Figura 3.4 ilustra os 5 modos quadrupolares de uma esfera excitados pela OG.

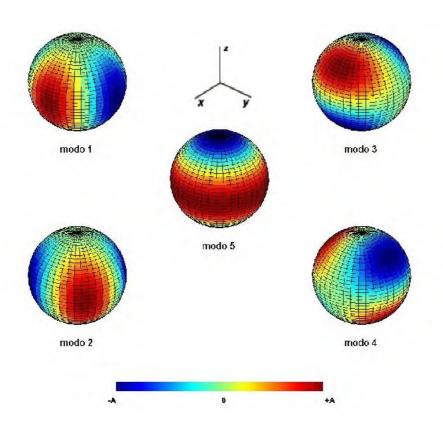


Figura 3.4: Modos Quadrupolares da esfera excitados pela OG [4, 6].

As frequências normais (ou fundamentais) de ressonância ω_n de um corpo rígido, nas quais a energia de um sinal gravitacional será depositada, podem ser calculadas a partir da razão entre a velocidade do som e uma dimensão linear do sólido [11].

$$\omega_n = \frac{Q}{\tau_n} = \frac{n\pi \cdot v_S}{L}, \qquad (3.5)$$

onde L é a dimensão linear do sólido, que depende de sua forma geométrica, e v_s é a velocidade do som no material da antena, obtida de:

$$\mathbf{v}_S = \sqrt{\frac{\mathbf{E}}{\rho}} \,, \tag{3.6}$$

onde E é o módulo de elasticidade do material da antena e ρ é a densidade deste material [11].

Para um tamanho fixo, o material da antena deve ter o maior valor possível para o produto $Q \rho v_S^3$, onde ρ é a densidade do material da antena e v_S é a velocidade do som neste material. Dos três parâmetros relacionados na quantidade citada, somente o fator Q, que depende do material utilizado, pode sofrer alteração durante a preparação da suspensão e da antena [4], já que pode ser degradado.

Quanto maior a antena, maior a sua massa, e também a sua seção de choque para os grávitons e, portanto, maior a sensibilidade do detector. Já o nível de ruído térmico é inversamente proporcional ao fator de qualidade mecânico Q do material e diretamente proporcional à temperatura da antena. Assim, o material de que é feito um detector de massa ressonante deve possuir o conjunto de características mencionadas à seguir [11]:

- alto fator de qualidade mecânico Q,
- alta velocidade do som no seu próprio meio,
- alta densidade.

3.10 - Transdutores Eletromecânicos

Como já discutido nas seções anteriores, a detecção consiste em se medir as vibrações induzidas pela OG ao excitar o modo quadrupolar da massa ressonante que constitui a antena. Transdutores eletromecânicos, montados na superfície da antena, são usados para converter estas vibrações em sinais elétricos [3].

Inicialmente as antenas utilizavam, como transdutores, cristais piezoelétricos montados próximos ao sistema de suspensão da barra cilíndrica (a massa ressonante). Posteriormente, eles foram substituídos por transdutores ressonantes passivos ou ativos (paramétricos), os quais se mostraram muito mais sensíveis.

3.10.1 - Transdutores Passivos

Os transdutores passivos não utilizam fonte externa de potência. O seu ganho é menor do que uma unidade e, geralmente, podem ser utilizados com baixo ruído de amplificação na frequência característica da antena ω_0 . Eles são polarizados com sinal DC, podendo, este sinal, ser uma corrente (indutivo) ou uma tensão (capacitivo), dependendo apenas da forma de construção do 36

transdutor [3].

Uma outra característica dos transdutores passivos é que a frequência do sinal de saída é a mesma do sinal mecânico de entrada, ou seja, não ocorre amplificação do sinal no processo de transdução. Desta forma, os transdutores passivos devem utilizar amplificadores que operam na mesma frequência da antena. Tanto os transdutores indutivos quanto os capacitivos utilizam amplificadores SQuID (*Super-conducting Quantum Interference Device*), para amplificar o sinal antes da conexão com a eletrônica convencional [3].

3.10.2 - Transdutores Paramétricos

Neste tipo de transdutor é utilizada uma fonte externa que injeta um sinal AC nos transdutores paramétricos (ou ativos). Esta fonte externa de AC e ω_p é utilizada para ativar o circuito. Os transdutores paramétricos utilizam a variação de um parâmetro do circuito, que relaciona uma variável mecânica com uma variável elétrica de forma não linear [3].

O ganho de potência é obtido no processo de transdução e, dentro do transdutor, pela conversão do sinal da antena para uma frequência muito maior do que a frequência de ressonância ω_0 . Uma característica deste tipo de transdutor, no processo de transdução, é a amplificação paramétrica da frequência do sinal de saída.

A Figura 3.4 mostra o esquema básico de um transdutor paramétrico. As vibrações da antena modulam a frequência de um circuito ressonante com grande Q_e (fator de qualidade elétrica), o qual, por sua vez, modula o sinal da fonte produzindo bandas laterais. A modulação da fonte é amplificada utilizando, como referência, parte do seu sinal original. Todos os transdutores paramétricos em desenvolvimento operam modulando a capacitância de um circuito com alto Q_e e, geralmente, utilizam cavidades reentrantes (ou capacitivamente carregadas) ressonantes em alta frequência, combinadas com amplificadores de alta frequência e com baixo ruído [3].

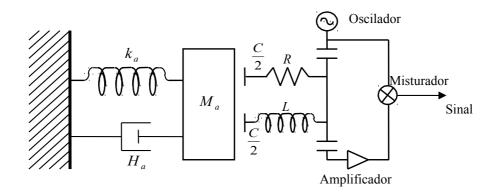


Figura 3.5: Modelo simplificado de uma antena do tipo massa ressonante com um transdutor paramétrico [2].

Na Figura 3.5, M_a representa a massa efetiva da antena. Os parâmetros k_a = $M_a \omega_a^2$ e

 $H_a = \frac{M_a \omega_a}{Q_a}$ são, respectivamente, a constante de mola e o fator de amortecimento da massa efetiva da antena. Os parâmetros C (capacitância), L (indutância) e R (resistência) são determinados pela geometria, frequência de ressonância e Q_e do transdutor, respectivamente.

3.10.3 - Vantagens dos Transdutores Paramétricos sobre Transdutores Passivos

As vantagens dos transdutores paramétricos sobre os transdutores passivos estão descritas a seguir [3]:

- Por utilizarem uma fonte externa de potência, os transdutores paramétricos têm um ganho de potência intrínseco, desde que se garanta que a temperatura de ruído do transdutor seja suficientemente pequena. Este ganho de potência é obtido pela conversão do sinal da antena para frequências mais altas. Os transdutores passivos não utilizam fonte de potência.
- 2. Com o uso de transdutores paramétricos a frequência de operação pode ser escolhida, permitindo a escolha de fontes e amplificadores em frequências que ofereçam um desempenho ótimo. Já os transdutores passivos estão restritos a utilizarem amplificadores na frequência de ressonância da antena.
- 3. Transdutores paramétricos não aumentam o ruído da antena, pois os ruído elétrico do transdutor e pré-amplificador não apresentam *back action* (ver seção 3.12.2) significativo. Os transdutores paramétricos *colddamping* [10], atuam reativamente a

antena e degradam levemente o Q acústico. Já os transdutores passivos amortecem resistivamente a antena, diminuindo o seu Q, e aumentando a contribuição do movimento browniano.

- 4. O transdutor paramétrico possui um grande coeficiente de acoplamento eletromecânico obtido devido à ação paramétrica.
- 5. Os transdutores paramétricos poderão ser utilizados para burlar o limite quântico, através de técnicas, conhecidas como *Back Action Evasion* [3], enquanto que os passivos não podem.

3.10.4 - Desvantagens dos Transdutores Paramétricos sobre Transdutores Passivos

As desvantagens dos transdutores paramétricos em relação aos transdutores passivos [3] são mostradas a seguir:

- 1. Os amplificadores de baixos ruídos disponíveis no mercado na faixa de interesse só apresentam baixíssimo ruído para potências de entrada iguais ou menores a $10^{-11} W$. Deste modo, o sinal da fonte ou portadora deve ser suprimido antes de ser amplificado.
- 2. A principal desvantagem é o uso de uma fonte externa (oscilador). O sinal deste oscilador deverá ter níveis de ruídos de amplitude e fase baixíssimos, pois o ruído de fase do oscilador é processado juntamente com uma grande quantidade desse ruído. A solução deste problema requer o desenvolvimento de novos osciladores em frequências de microondas [3].

No detector de OG Mário Schenberg serão utilizados transdutores paramétricos associados a cavidades reentrantes supercondutoras de microondas.

3.11 - Transdutor Paramétrico do Tipo Cavidade Reentrante

Entre os recursos utilizados para a conversão e amplificação dos movimentos das esferas ou barras ressonantes, estão as cavidades reentrantes de micro-ondas. Os transdutores do detector de OG Mário Schenberg utilizarão este tipo de cavidade. Aqui um estudo de cavidades reentrantes cilíndricas e simétricas, com uma forma semelhante à que será adotada, conduzirá à compreensão de algumas das características destas cavidades. Explica-se o funcionamento do transdutor paramétrico do tipo cavidade reentrante utilizado no detector de massa ressonante de ondas gravitacionais Niobè, localizado na Austrália. Finalmente discute-se a influência de ruídos eletrônicos provenientes dos transdutores na detecção de ondas gravitacionais.

As cavidades ressonantes são dispositivos que armazenam energia na forma de campos eletromagnéticos. Elas são compartimentos metálicos fechados, comumente de forma cúbica ou cilíndrica, onde a energia eletromagnética é armazenada ou retirada através de sondas ou fendas devidamente posicionadas em uma ou mais paredes das mesmas. Uma cavidade ressonante comporta-se como um circuito tanque. Sendo assim, pode ser utilizada como filtro ou como elemento de seleção de frequência em circuitos osciladores [3]. A Figura 3.6 mostra os dois principais tipos de cavidades ressonantes.

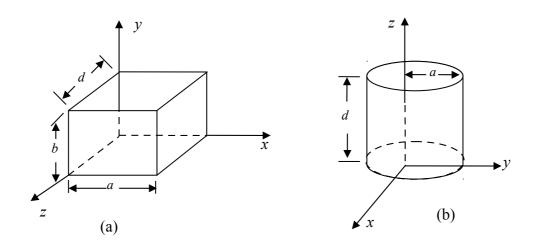


Figura 3.6: Principais tipos de cavidades: (a) de paredes retangular; (b) cilíndrica [2].

A frequência de ressonância de uma cavidade é dada por:

$$f_0 = \frac{k_0}{2\pi} \,, \tag{3.6}$$

onde $k_0 = 2\pi / \lambda_0$ é o número de onda na condição de ressonância, o qual depende da geometria da cavidade e do modo de excitação. A energia máxima armazenada na cavidade é dada por:

$$W = \iiint\limits_{V} U dV \tag{3.7}$$

onde, V é o volume da cavidade e U é a densidade volumétrica máxima de energia. A potência dissipada é dada por [3]:

$$P = \frac{\text{Re}\{Z_c\}}{2} \iint_S |H_t|^2 dS,$$
 (3.8)

onde, $Z_c = R_c$ é a impedância intrínseca da parede condutora, H_t é a componente do campo magnético tangencial à superfície interna das paredes condutoras e S é a área interna total.

O fator de qualidade elétrico Q é uma medida da perda de energia por ciclo em relação a energia armazenada nos campos dentro do ressonador, o qual é expresso por:

$$Q = \frac{\omega_0 W}{P} \tag{3.9}$$

onde W é a energia média total armazenada no sistema, $\omega_0 = 2\pi f_0$ é a frequência angular do sistema, P é a potência dissipada no sistema. Assim, Q pode ser obtido combinando as equações (3.7), (3.8) e (3.9):

$$Q = \frac{2\omega_0 \iiint_V U_{\text{max}} dV}{\text{Re}\{Z_c\} \iint_S |H_t|^2 dS}$$
(3.10)

O fator de qualidade elétrico também está relacionado com a largura da faixa de passagem (ou rejeição), através de;

$$Q = \frac{\omega_0}{\Delta \omega} \tag{3.11}$$

onde $\Delta \omega$ é a largura de banda da frequência [3].

Uma cavidade ressonante cilíndrica é considerada, para efeito de análise, como um guia de onda cilíndrico, encerrado por placas condutoras em ambas extremidades. A Figura 3.7 mostra uma cavidade de comprimento d e seção transversal a. Este tipo de cavidade cilíndrica é utilizada devido ao seu grande Q e larga faixa de frequência de operação.

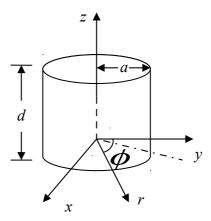


Figura 3.7: Cavidade reentrante cilíndrica de comprimento d e seção transversal a.

Os campos \vec{H} e \vec{E} na cavidade cilíndrica podem ser determinados a partir das soluções dos correspondentes guias de ondas cilíndricos. Os modos ressonantes TE_{nml} correspondem aos modos TE_{nm} do guia de onda circular. As soluções das equações de campo dos modos

ressonantes do guia de onda cilíndrico não serão demonstradas aqui, pois as mesmas são encontradas na literatura [5].

Utilizando as soluções obtidas na literatura e combinando o modo TE_{11} , propagando-se nos dois sentidos, obtemos:

$$H_{z} = J_{n} \left(p'_{nm} \frac{r}{a} \right) \cos n\varphi \left[A^{+} e^{-(j\beta_{nm})} + A^{-} e^{(j\beta_{nm})} \right]$$
 (3.12 a)

$$H_{r} = \frac{-(j\beta_{nm}a)}{p'_{nm}} J'_{n} \left(p'_{nm}\frac{r}{a}\right) \cos n\varphi \left[A^{+}e^{-(j\beta_{nm})} - A^{-}e^{(j\beta_{nm})}\right]$$
(3.12 b)

$$H_{\varphi} = \frac{(j\beta_{nm}a^2)}{(p'_{nm})^2} \frac{1}{r} J'_{n} \left(p'_{nm} \frac{r}{a} \right) \operatorname{sen} n\varphi \left[A^+ e^{-(j\beta_{nm})} - A^- e^{(j\beta_{nm})} \right]$$
(3.12 c)

$$E_r = \frac{(jk_0 Z_0 a^2)}{(p'_{nm})^2} \frac{1}{r} J_n \left(p'_{nm} \frac{r}{a} \right) \operatorname{sen} n\varphi \left[A^+ e^{-(j\beta_{nm})} + A^- e^{(j\beta_{nm})} \right]$$
(3.12 d)

$$E_{\varphi} = \frac{(jk_{0}Z_{0}a)}{(p'_{nm})^{2}} \frac{1}{r} J_{n} \left(p'_{nm} \frac{r}{a}\right) \operatorname{sen} n\varphi \left[A^{+} e^{-(j\beta_{nm})} + A^{-} e^{(j\beta_{nm})}\right]$$
(3.12 e)

$$E_z = 0$$
 (3.12 f)

Uma cavidade cilíndrica deve satisfazer as seguintes condições de contorno: $E_r = E_{\phi} = 0$, em z = 0 e d. Para satisfazer estas condições de contorno, devemos escolher $A^- = -A^+$ nas equações (3.12). Desta forma, os termos entre colchetes tornam-se:

$$[A^{+}e^{-(j\beta nm)} + A^{-}e^{(j\beta nm)}] = -2JA^{+}(sen\beta_{nm}z)$$
(3.13)

Pelas condições de contorno o coeficiente β_{nm} deverá ser escolhido igual a π/d para fazer $sen\beta_{nm}d$ desaparecer. A frequência de ressonância é determinada a partir da relação:

$$f_{nml} = \left[\beta_{nm}^2 + \left(\frac{p'_{nm}}{a} \right)^2 \right]^{1/2} = \left[\beta_{nm}^2 + \left(\frac{p'_{nm}}{a} \right)^2 \right]^{1/2} = \frac{k_o c}{2\pi}$$
 (3.14)

O fator de qualidade elétrico, $\, \mathcal{Q} \,$, para os modos $\, \mathit{TE}_{\mathit{nml}} \,$, e, para os modos $\, \mathit{TM} \,$, da cavidade

cilíndrica mostrada na Figura 3.7, são obtidos na referência [3].

3.11.1 - Fator de Qualidade Elétrico de uma cavidade

Já foi definido anteriormente (ver equação 3.9) que o fator de qualidade elétrico, Q é expresso por:

$$Q = \frac{\omega_0 W}{P} \tag{3.15}$$

onde W é a energia média total armazenada no sistema, $\omega_0 = 2\pi f_0$ é a frequência angular do sistema, P é a potência dissipada no sistema.

O fator de qualidade descarregado, Q_0 leva em consideração as perdas internas no próprio ressonador, a qual é dependente do modo e expresso por:

$$Q_0 = \frac{\omega_0 W_0}{P_0},\tag{3.16}$$

onde, P_0 é a potência dissipada internamente, devido a perda de potência nos condutores e dielétricos, e também por radiação. O fator Q_0 também é expresso por:

$$\frac{1}{Q_0} = \frac{1}{Q_d} + \frac{1}{Q_c} + \frac{1}{Q_r} \tag{3.17}$$

nos quais, Q_d , Q_c e Q_r estão relacionados às perdas nos condutores, dielétricos e radiação respectivamente. A maior perda em Q_0 é devido à perda dielétrica, que no detector Schenberg pode ser desprezada, já que a cavidade possui alto vácuo.

O fator de qualidade externo à cavidade, Q_{ext} , leva em consideração as perdas externas, devido ao acoplamento do campos do ressonador com a linha externa.

$$Q_{ext} = \frac{\omega_0 W_0}{P_{ext}},\tag{3.18}$$

onde, P_{ext} é a potência da linha externa. É muito importante notar que, para ressonadores acoplados a linhas externas, a distância entre as sondas e o ressonador é que determina o fator de qualidade externo. Quanto menor for a distância entre eles maior será o acoplamento, desta forma maior será o fator de qualidade externo.

O fator de qualidade elétrico carregado Q_{ec} de uma cavidade é dado por:

$$Q_{ec} = \frac{Q_0}{1+\beta_0} \tag{3.19}$$

sendo Q_0 o fator de qualidade elétrico sem campo da cavidade e β_e o fator de acoplamento elétrico da cavidade. O mesmo fator Q_{ec} , incluindo ambas as perdas, interna e externa, e levando em conta a equação anterior, pode ser obtido de:

$$\frac{1}{Q_{ec}} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{ext}} = \frac{1}{Q_0} + \frac{\beta_e}{Q_0}, \tag{3.20}$$

O fator de acoplamento β_e , definido como a razão entre a potência dissipada externamente e internamente, pode ser calculado na ressonância, dependendo da cavidade estar sub-acoplada ou super-acoplada, respectivamente, através das equações [3]:

$$\left|\Gamma_{0}\right|^{2} = \left(\frac{1-\beta_{e}}{1+\beta_{e}}\right)^{2} \qquad e \qquad \left|\Gamma_{0}\right|^{2} = \left(\frac{1+\beta_{e}}{1+\beta_{e}}\right)^{2},\tag{3.21}$$

sendo Γ_0 o coeficiente de reflexão, que é obtido de:

$$\left|\Gamma_{0}\right|^{2} = \frac{P_{r}}{P_{c}} = \frac{P_{i} - P_{dis}}{P_{c}},$$
(3.22)

onde P_i , P_{dis} e P_r são, respectivamente, as potências injetadas, dissipadas e refletidas na cavidade, na frequência de ressonância.

3.11.2 - Equações de Manley-Rowe

A operação básica de um transdutor paramétrico é descrita pelas equações de Manley-Rowe [3], que relacionam a potência em diferentes frequências em uma reatância não-linear sem perdas.

Se dois sinais com frequências ω_1 e ω_2 , respectivamente, são aplicados a uma reatância não linear, então a conversão em frequência pela reatância produzirá sinais em todos os harmônicos inteiros $\pm |m\omega_1 + n\omega_2|$. Usando $P_{m,n}$ para denotar a potência média fluindo na reatância nestas frequências, as equações de Manley-Rowe podem ser escritas na forma [3]:

$$\sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{m P_{m,n}}{m \omega_1 + n \omega_2} = 0$$
 (3.23 a)

$$\sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{n P_{m,n}}{m \omega_1 + n \omega_2} = 0.$$
 (3.23 b)

Considerando uma banda lateral (*sideband*) dupla e as bandas laterais *up converter* onde a 44

potência é restrita a fluir em $\omega_1 = \omega_a$ (frequência da antena), $\omega_2 = \omega_p$ (frequência da bomba), $\omega_2 + \omega_1 = \omega_+$ e $\omega_2 - \omega_1 = \omega_-$ pelo uso de filtros (circuito ressonante de alto Q, por exemplo). Denotando $P_{1,0} = P_a$, $P_{0,1} = P_P$, $P_{1,1} = P_+$ e $P_{-1,1} = P_-$, as equações (3.23) podem ser escritas na forma:

$$\frac{P_a}{\omega_a} + \frac{P_+}{\omega_+} - \frac{P_-}{\omega_-} = 0 \tag{3.24 a}$$

$$\frac{P_P}{\omega_P} + \frac{P_+}{\omega_+} + \frac{P_-}{\omega_-} = 0$$
 (3.24 b)

A partir da equação (3.24 a) podemos ver que:

Se P_+ / ω_+ < P_- / ω_- , então P_a / ω_a > 0. Isto é, se mais potência é extraída pela banda lateral mais baixa do que pela mais alta, então a potência liquida é injetada na antena. Esta situação pode produzir instabilidade paramétrica, na qual o transdutor faz a antena oscilar se a potência injetada na antena excede as perdas acústicas. Este caso corresponde à frequência da fonte externa de micro-ondas acima da ressonância elétrica.

Se P_+ / ω_+ > P_- / ω_- , então P_a / ω_a < 0. Isto é, a potência é absorvida a partir da antena se a frequência da fonte externa de micro-ondas está abaixo da ressonância. Nesta configuração a antena é *colddamped*.

O ganho de potência do transdutor, G_t é dado por:

$$G_t = -(P_+ + P_-)/P_a$$
, (3.25)

O qual pode ser expresso em termos da potência nas bandas laterais:

$$G_{t} \approx \left(\frac{\omega_{P}}{\omega_{a}}\right) \left(\frac{P_{+}\omega_{-} + P_{-}\omega_{+}}{P_{+}\omega_{-} - P_{-}\omega_{+}}\right) \text{ se } \omega_{P} >> \omega_{a}$$
(3.26)

Existem vários casos de interesse. Se a frequência da bomba está centrada na resposta do circuito ressonante então $P_+ = P_-$ e $G_t \approx -(\omega_P/\omega_a)^2$. Se a frequência da bomba não está suficientemente próxima do centro de ressonância, entretanto, então

$$G_{t} \approx \left(\frac{\omega_{P}}{\omega_{a}}\right) \left(\frac{P_{+} + P_{-}}{P_{+} - P_{-}}\right),\tag{3.27}$$

Neste caso Se P_+ / ω_+ = P_- / ω_- não existe vazão de potência líquida entrando ou saindo da antena, desta forma o ganho tende ao infinito. Isto é uma característica do modelo e pode ser

3.11.3 - Transdutor Paramétrico do Tipo Cavidade Reentrante do detector Niobe

Um transdutor paramétrico do tipo cavidade reentrante (cavidade "cavada" na superfície) em frequência de microondas é utilizado no detector Niobe, hoje inativo, localizado na *University of Western Australia* (UWA) [3]. A Figura 3.8 mostra um diagrama esquemático deste tipo de transdutor acoplado a uma barra ressonante.

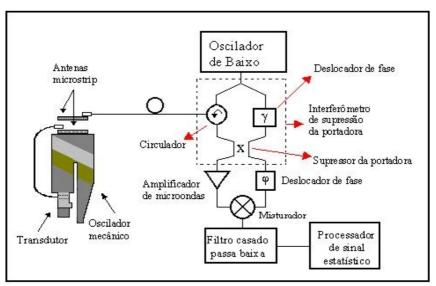


Figura 3.8: Diagrama esquemático do detector Niobe da UWA, é mostrado o transdutor paramétrico do tipo cavidades reentrante, acoplado a antena ressonante [2].

O princípio de transdução entre a antena e o transdutor é o seguinte: um sinal eletromagnético em frequência 10 GHz, produzido por um oscilador de baixo ruído de fase é injetado no circulador, que o envia para a cavidade reentrante do transdutor através de antenas do tipo *microstrip* [3]. As vibrações na barra, provocadas pelas OG, modulam a frequência ressonante do transdutor, o qual, por sua vez, modula a portadora produzindo bandas laterais. As bandas laterais e a portadora retornam para o circulador, e deste para o supressor da portadora. O sinal do oscilador é suprimido para evitar que o mesmo aumente o ruído do amplificador de microondas.

Após a supressão da portadora por interferência destrutiva do sinal modulado com a própria portadora, restam apenas os sinais eletromagnéticos modulados pelo sinal mecânico. Estes sinais são amplificados pelo amplificador de micro-ondas para aumentar as suas intensidades. Os sinais eletromagnéticos modulados puros são então misturados com o sinal do oscilador, após a amplificação. A fase do oscilador é ajustada para a obtenção do máximo sinal na saída do filtro

passa baixa. Este filtra o sinal do oscilador e outros de alta frequência. Apenas o sinal elétrico na frequência do ressonador mecânico sobrevive. Este sinal é analisado, em busca da presença de OG [3].

3.12 - Ruídos no Transdutor do Tipo Cavidade Reentrante

As fontes de ruídos nos transdutores paramétricos são de natureza eletrônica. Estes ruídos eletrônicos de dividem em: serial eletrônico, *back action* e ruído de amplitude e fase do oscilador.

3.12.1 - Serial Eletrônico

O ruído serial eletrônico é constituído pelo ruído elétrico do transdutor somado aos ruídos dos circuitos eletrônicos dos amplificadores [3]. Este ruído é de banda larga e não representa uma excitação na antena. Sua principal fonte é o ruído do amplificador. O ruído de série pode ser minimizado, reduzindo-se o ruído do amplificador. Já existe no mercado amplificador comercial com níveis de ruído suficientemente baixo para minimizá-lo a níveis aceitáveis.

3.12.2 - Back Action

O ruído de *back action* [3] é o efeito mecânico, causado na antena pela ação reversa do ruído eletrônico do transdutor sobre a antena, através da transdutância reversa. Neste caso, existem técnicas, chamadas *back action evasion*, que o minimizam.

3.12.2.1 - Back Action Evasion

Detectores de OG do tipo massa ressonante são modelados como osciladores harmônicos simples [3]. Na mecânica quântica, a incerteza na determinação da posição de osciladores pode ser estimada a partir do princípio da incerteza de *Heisenberg*:

$$\Delta x \Delta p \ge \frac{\hbar}{2},\tag{3.28}$$

onde \hbar é a constante de *Planck* (usualmente denominada h) dividida por 2π , a qual vem da relação de não comutatividade dos operadores, posição X e momento P [3].

$$[X, P] = i \, \hbar \,. \tag{3.29}$$

O limite quântico padrão pode ser encontrado assumindo que as incertezas no momento e posição são iguais a $\Delta x = \Delta p/m\omega$, onde P foi dividido por $m\omega$ para dar dimensões de comprimento. Reescrevendo a equação (3.28) obtém-se [3]:

$$\Delta x = \left(\frac{\hbar}{2m\omega}\right)^{\frac{1}{2}},\tag{3.30}$$

onde m é a massa efetiva, ω é frequência de oscilação e Δx é o deslocamento do oscilador.

Entretanto, o princípio da incerteza proíbe o monitoramento da amplitude complexa de um oscilador mecânico com uma precisão maior do que Δx . Assim, para ser detectável, um sinal gravitacional deve ser capaz de deslocar o oscilador de uma quantidade maior do que Δx . Parametrizando a equação (4.26) para um detector de ondas gravitacionais obtém-se [3]:

$$h_{QL} \ell \approx |\Delta x|_{QL} = \left(\frac{\hbar}{2m\omega}\right)^{\frac{1}{2}} \approx (3 \times 10^{-19} cm) \left(\frac{1 ton}{m}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{10^4 s^{-1}}{\omega}\right)^{\frac{1}{2}}$$
 (3.31)

na qual, h é a amplitude adimensional de deformação da onda gravitacional na antena e ℓ é o tamanho característico do detector.

De acordo com a equação (3.31) é impossível medir com uma barra de comprimento ℓ , ondas gravitacionais com uma amplitude menor que:

$$h_{QL} \approx \frac{|\Delta x|_{QL}}{\ell} \approx (3 \times 10^{-21}) \cdot \left(\frac{1 ton}{m}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{10^4 s^{-1}}{\omega}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{100 cm}{\ell}\right),$$
 (3.32)

onde $\,h_{QL}\,$ é a amplitude de deformação da onda gravitacional no limite quântico.

Entretanto, existe um método denominado $Back\ Action\ Evasion\ (BAE)$ que pode ser utilizado para ultrapassar o limite quântico em h. Técnicas como estas, são chamadas "técnicas de não demolição quântica" porque elas tentam monitorar o oscilador sem demolir (perturbar) seu estado quântico.

A forma da relação de incerteza $\Delta X_1 \Delta X_2 \ge \hbar/2 \mathrm{m}\omega$, sugere uma possível maneira de ultrapassar o limite quântico na medida da amplitude de deformação da onda (h_{QL}) . Em vez de se monitorar X_1 e X_2 com a mesma precisão (medição de fase e amplitude), seriam monitorados X_1 com uma alta precisão $\Delta X_1 <<(\hbar/2 \mathrm{m}\omega)$ e X_2 com uma pequena precisão $\Delta X_2 >>(\hbar/2 \mathrm{m}\omega)$, ou vice versa.

Medições com $\Delta X_1 \ll \Delta X_2$, são chamadas *Back Action Evading* porque são cuidadosamente realizadas para permitir que X_1 elimine o efeito de *Back Action* do sistema medido. A Figura 3.9 ilustra uma medição de *Back Action Evading*.

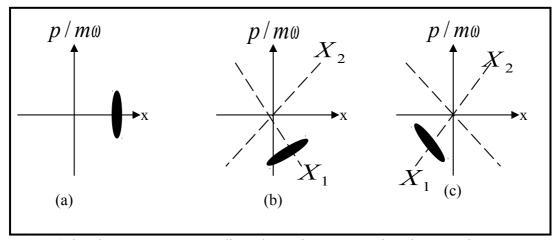


Figura 3.9: Caixa de erro, para uma medição de *Back Action Evading* de X_1 , vista no espaço de fase posição-momento [2].

Supondo-se que em um tempo t=0, tenha sido medida a posição x do oscilador com alta precisão, produzindo desta forma uma grande incerteza no momento p. Então, na ausência de medições posteriores ou forças externas, quando o tempo passa, as caixas de erro giram no espaço de fase, no sentido horário, com velocidade angular ω (evolução de um oscilador harmônico). Se, em um tempo posterior (ver figura 9 (b)) se tentar medir novamente x com alta precisão (técnica de amplitude e fase), obtém-se um resultado imprevisível. Mas se em vez disto, se tentar medir X_1 [valor de x no referencial de rotação] (técnica de back action evading), obtém-se um resultado altamente previsível, um resultado com uma precisão tão boa quanto a medição original.

A questão é que X_1 é uma constante do movimento na ausência de forças externas, enquanto \mathcal{X} não é. Isto significa que, se X_1 é medido precisamente uma vez, ele permanecerá conhecido precisamente daí para frente, enquanto que se x é medido precisamente, sua precisão é destruída posteriormente pelas misturas do momento modificado pelo ruído de *back action*.

3.12.3 - Ruído de Amplitude e Fase

Ruídos de amplitude e fase em osciladores eletromagnéticos [3] são provenientes da falta de coerência do sinal no domínio do tempo, ou instabilidades no sinal no domínio das frequências.

A densidade espectral de ruído de fase de um sinal é definida matematicamente em termos da distribuição de energia em função da variância de fase por unidade de largura de banda como:

$$S_{\phi}(f_m) = \frac{\Delta \phi_{rms}^2}{\Delta f} \left[\frac{rad^2}{Hz} \right], \tag{3.33}$$

nas quais, $S_{\phi}(f_m)$ é a densidade espectral de ruído de fase, $\Delta \phi$ é o desvio de fase, Δf é a

largura de banda e f_m é a frequência de *offset* (deslocamento de frequência a partir da portadora). A equação (3.33) é válida apenas quando Δf é desprezível em relação a qualquer variação de S_{ϕ} versus f_m . A definição de flutuações de fase é ilustrada pela Figura 3.10.

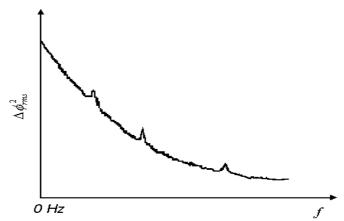


Figura 3.10: Banda lateral de ruído de fase do sinal [2].

O U.S. National Institute of Standards and Technology define ruído de fase como a razão entre a potência de uma banda lateral de modulação de fase e a potência total do sinal em uma frequência de offset f_m , assim:

$$\pounds (f_m) = \frac{P_{BL}}{P_S} \left[\frac{dBc}{Hz} \right]$$
 (3.34)

na qual, $\pounds\left(f_{m}\right)$ é a banda lateral de ruído de fase em relação à portadora por Hz, P_{BL} é a densidade de potência numa banda lateral de modulação de fase e P_{S} é a potência total do sinal. A definição de $\pounds\left(f_{m}\right)$ é ilustrada pela Figura 3.11.

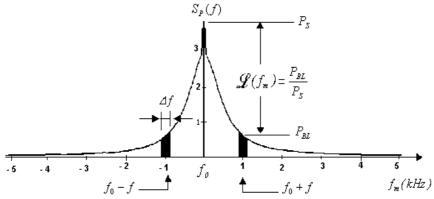


Figura 3.11: Derivação do ruído de fase $f(f_m)$, a partir da tela de um analisador de espectro [2].

O ruído de fase, \pounds (f_m) , é uma medida indireta da energia de ruído, a qual está relacionada ao

espectro de potência observado num analisador de espectro. O ruído de fase, $\mathcal{L}(f_m)$, também está diretamente relacionado a densidade espectral das flutuações de fase, $S_{\phi}(f_m)$, pela aproximação:

$$\mathcal{L}(f_m) \cong \frac{1}{2} S_{\phi}(f_m) \tag{3.35}$$

A aproximação é válida se o desvio de fase total é muito menor do que 1 radiano; isto é, se $\Delta \varphi << 1 \, rad$. O ruído de fase $\pounds \left(f_m \right)$ é geralmente apresentado em escala logarítmica, como uma densidade espectral das bandas laterais de modulação de fase numa representação no domínio da frequência, expresso em (decibéis) relativo à potência da portadora por uma largura de banda por Hz $\left(\frac{dBc}{Hz} \right)$, como mostrado na Figura 3.12.

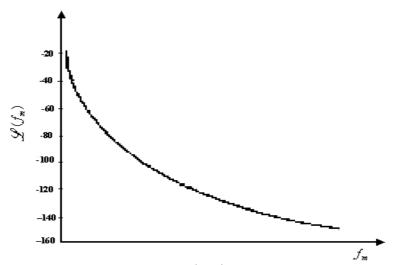


Figura 3.12: Ruído de fase $\mathcal{L}(f_m)$ em função da frequência de *offset* [2].

Entretanto, cuidados devem ser tomados quando $\pounds(f_m)$ é calculado a partir da densidade espectral das flutuações de fase $S_{\varphi}(f_m)$, porque o cálculo de $\pounds(f_m)$ é independente do critério de pequeno ângulo [3].

3.13 - Implicações do Ruído de Fase em Detecção de Ondas Gravitacionais

A sensibilidade de detectores de OG é limitada pela quantidade de ruído no sistema. Pois, um sinal fraco gerado pela OG é processado juntamente com uma grande quantidade desse ruído [3].

No detector Mario Schenberg, o ruído de fase dos osciladores dos transdutores paramétricos, utilizados para alimentarem estes transdutores é um dos principais limitantes da sensibilidade do sistema. A Figura 3.13 ilustra como será a operação de transdutância entre a antena e os transdutores paramétricos do detector Mario Schenberg, o qual operará dentro de uma banda de

frequência Δf de 400 Hz, centrada na frequência de $\pm 3.2 \, kHz$.

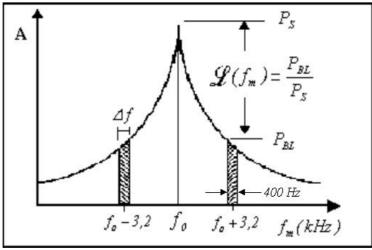


Figura 3.13: Modulação do sinal eletromagnético $f_0 \approx 10~GHz$, por um sinal mecânico numa banda de frequência de $\sim 400~Hz$ centrada na frequência de *offset* de $\pm 3.2~kHz$ [2].

O sinal eletromagnético produzido pelo oscilador na frequência de $f_0 \simeq 10\,GHz$ será modulado por sinais mecânicos, dentro da banda de frequência esperada e centrado na frequência de *offset* de $\pm 3.2\,kHz$, produzindo bandas laterais de modulação do sinal [3]. Caso o ruído de fase das bandas laterais da frequência de *offset* de $\pm 3.2\,kHz$ seja maior do que o sinal dentro da banda de operação do detector, $\Delta f \simeq 400\,Hz$, não há como saber se o sinal medido foi induzido por vibrações mecânicas na antena devido a incidência de OG, ou se foram bandas laterais de ruído de fase do próprio oscilador, limitando, desta forma, a sensibilidade do detector [3]. Assim, para obtermos uma relação sinal/ruído boa é necessário construirmos osciladores com baixo nível de ruído de fase.

Estudos preliminares sugerem que um oscilador com ruído de fase de -150 dBc/Hz@1kHz é suficiente para atingir o limite quântico de sensibilidade para o detector *Niobe* da *University of Western Australia* (*UWA*). Estendendo esse estudo ao detector Mario Schenberg é esperado que um oscilador com ruído de fase de -145 dBc/Hz@3,2kHz seja suficiente para atingir o limite quântico em sensibilidade para o detector Mário Schenberg [3]. Na próxima corrida criogênica será utilizado um oscilador de -135 dBc/Hz@3,2kHz na temperatura de 77K. Este mesmo oscilador deve atingir -145 dBc/Hz@3,2kHz quando for resfriado à 50mK [15].

Capítulo 4 Modos Vibracionais em Sistemas Contínuos e o Método de Elementos Finitos

No detector esférico a detecção é feita a partir das deformações produzidas pela energia depositada na antena após ser atingida por uma OG. Contudo, as deformações esperadas, que servirão como base para a detecção, são muito menores que as dimensões atômicas. Por isso é necessária uma combinação de fatores que permitam a amplificação destas deformações para que possam ser medidas e monitoradas. Um dos meios que serão utilizados com este objetivo são os ressonadores mecânicos, casadores mecânicos de impedância conectados à superfície da massa esférica, que são sintonizados na mesma frequência da antena de maneira que o movimento da superfície da antena excite o modo deste ressonador. Na antena será usado um sistema de dois modos. Um sistema de multimodos tem como vantagens: a possibilidade de usar uma massa final leve, o que ao mesmo tempo propicia uma maior separação entre os modos e aumenta a banda de detecção [2]. Estes casadores de impedância são construídos de maneira a obedecer a equação do oscilador harmônico simples unidirecional.

Mas, para o dimensionamento destes ressonadores é necessário, além de sintonizar o seu primeiro modo normal de vibração com a frequência de trabalho da antena, levar em conta como eles se deformam e como eles afetam os modos normais degenerados da massa esférica, em particular os modos quadrupolares. A maneira como se deformam deve ser compatível com o tipo de transdutor a ser utilizado para a conversão das deformações em sinais elétricos. Como os modos de vibração dos ressonadores se acoplarão aos modos normais da massa esférica, e, como estes acoplamentos afetarão o funcionamento da antena, são questões que só poderão ser analisadas após se ter uma previsão de como serão os padrões das deformações e das frequências do sistema massa esférica – ressonadores.

Com o estudo analítico de modelos massa-mola não se consegue alcançar a complexidade exigida para se fazer a análise necessária em tais casos. Por outro lado, formatos conhecidos de sólidos já estudados e analisados não atendem às necessidades existentes na antena, além do que nestes estudos tais sólidos são considerados vinculados a massas infinitas. Devido a estes fatores, na presente pesquisa foi necessária a utilização de um método numérico, o método de elementos finitos (MEF), para realizar as simulações necessárias à análise pretendida.

O desenvolvimento deste capítulo parte do estudo de osciladores harmônicos acoplados e da

determinação de seus modos de vibração através de método analítico. A partir da análise modal são obtidas as equações desacopladas, descritas em coordenadas normais, que são a forma mais compacta possível de se descrever o sistema. Nesta forma, as equações de movimento do sistema encontram-se diagonalizadas ou linearizadas.

São apresentadas as equações de movimento para alguns sistemas contínuos regulares.

O método de elementos finitos é então introduzido, como sendo um grande número de osciladores harmônicos acoplados. A sua resolução segue, basicamente, o mesmo método apresentado no início do capítulo para estes osciladores. Deste modo os programas de elementos finitos utilizados na análise modal, obtém as soluções desacopladas do sistema modelado a partir das equações de movimento linearizadas. Como o objetivo principal no MEF é o cálculo das frequências modais, das amplitudes, dos formatos e do movimento resultantes da oscilação, as equações de movimento obtidas não são exibidas de forma explícita.

4.1 - Modos de Vibrações e Frequências Naturais em Sistemas Contínuos

4.1.1 - Sistemas Contínuos Regulares

A análise dinâmica de vibrações em sistemas contínuos que apresentam seção reta transversal regular ou, em alguns casos, variável, conduz a equação de onda [16].

$$\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \tag{4.1}$$

sendo c a velocidade de propagação da onda no sistema em estudo.

O método usado para resolver a equação de onda é denominado separação de variáveis, e para que possa ser utilizado assumimos que o deslocamento w(x,t) possa ser escrito como um produto de duas funções, uma dependente exclusivamente da ordenada x, e a outra exclusivamente do tempo t, ou seja,

$$w(x,t) = X(x)T(t)$$
(4.2)

Como a equação de onda é linear, qualquer combinação de soluções também é uma solução e, por isso, a solução geral pode ser dada por

$$w(x,t) = \sum_{n=1}^{\infty} w_n(x,t) = \sum_{n=1}^{\infty} \operatorname{sen}(\lambda_n x) [A_n \operatorname{sen}(\lambda_n ct) + B_n \cos(\lambda_n ct)]$$
(4.3)

onde c é a velocidade de propagação da onda no sistema em estudo, λ_n as suas frequências naturais, e A_n e B_n são constantes determinadas pelas condições iniciais do problema

$$w(x,0) = w_0(x) (4.4)$$

e

$$\frac{\partial w}{\partial t}(x,0) = v_{0x} \tag{4.5}$$

a partir das expressões

$$B_n = \frac{2}{L} \int_0^L w_0(x) \operatorname{sen}\left(\frac{n\pi}{L}x\right) dx \tag{4.6}$$

e

$$A_n = \frac{2}{L\lambda_m c} \int_0^L v_0(x) \operatorname{sen}\left(\frac{n\pi}{L}\right) x dx \tag{4.7}$$

para m = 1, 2,

O Tabela 4 sintetiza informações que fazem parte da análise dinâmica de quatro sistemas contínuos regulares. Entre estas informações estão a equação de onda, a velocidade de propagação c, e as condições de contorno usuais.

Tabela 4: Parâmetros fazem parte da análise dinâmica de quatro sistemas contínuos regulares.

Sistema Oscilante	Corda	Barra Vibração Longitudinal	Barra Vibração Torcional	Viga Flexão
Equação de Onda	$\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 w}{\partial x^2}$	$\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 w}{\partial x^2}$	$\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 w}{\partial x^2}$	$\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^4 w}{\partial x^4}$
Velocidade de Propagação	$c = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}}$	$c = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$	$c = \sqrt{\frac{G\gamma}{\rho J}}$	$c = \sqrt{\frac{EI}{\rho A}}$
Posição Inicial	$w(x,0) = w_0(x)$	$w(x,0) = w_0(x)$	$\theta(x,0) = \theta_0(x)$	$w(x,0) = w_0(x)$
Velocidade Inicial	$\frac{\partial w(x,0)}{\partial t} = v_0(x)$	$\frac{\partial w(x,0)}{\partial t} = v_0(x)$	$\frac{\partial \theta(x,0)}{\partial t} = \dot{\theta_0}(x)$	$\frac{\partial w(x,0)}{\partial t} = v_0(x)$
Extremidades Fixas nos Extremos	w(0,t) = 0 $w(L,t) = 0$	w(0,t) = 0 $w(L,t) = 0$	$\theta(L,t)=0$	$w(L,t) = 0$ $\frac{\partial w(L,t)}{\partial x} = 0$

Extremidade Livre	 $EA \frac{\partial w(L,t)}{\partial x} = 0$ (tensão em x = L é nula)	$G\gamma \frac{\partial \theta (L,t)}{\partial x} = 0$ (torque em x = L é nulo)	$M_{fletor} = EI \frac{\partial^2 w(L,t)}{\partial x^2} = 0$ $Q_{cort} = \frac{\partial}{\partial x} \left[EI \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right] = 0$
Extremidade Presa a uma Mola	 $EA\frac{\partial w(L,t)}{\partial x} = \\ = kw(L,t)$		
Extremidade Presa a uma Massa	 $EA \frac{\partial w(L,t)}{\partial x} =$ $= -m \frac{\partial^2 w(L,t)}{\partial t^2}$	$G\gamma \frac{\partial \theta (L,t)}{\partial x} = $ $= -J_M \frac{\partial^2 \theta (L,t)}{\partial t^2}$	

A determinação das frequências naturais w_n , é feita a partir de parâmetros que dependem das condições iniciais do sistema.

4.1.2 - Sistemas Contínuos Quaisquer

A análise dinâmica de vibrações em sistemas contínuos, pode também ser realizada por métodos numéricos. Em muitos casos esta é a única forma de se realizar tais análises.

4.2 - Método de Elementos Finitos (MEF)

Este conteúdo foi elaborado a partir das referências [16, 17, 18, 19] e do conteúdo dos tutoriais de programa de MEF já utilizados (*ANSYS* e *SolidWorks Simulation*).

Os métodos clássicos permitem o cálculo da resposta exata dos deslocamentos, deformações e tensões na estrutura em todos os seus pontos, isto é, nos seus infinitos pontos, porém estas soluções são conhecidas somente para alguns casos [19]. Por vezes, na análise do comportamento de elementos ou sistemas mecânicos sujeitos a alguma ação externa, são obtidas as equações diferenciais e as condições de contorno que descrevem esta iteração. Mas, mesmo quando estas equações são obtidas, nem sempre é possível uma solução analítica. Nestes casos se recorre à utilização de métodos numéricos, que possibilitam obter uma solução aproximada para o problema, e que podem ser aplicados em caráter geral, independentemente da forma da estrutura e das condições de carregamento, em geral, dentro da precisão aceitável para o problema.

O método dos elementos finitos (MEF) é uma destas técnicas de análise numérica utilizadas para a obtenção de soluções aproximadas para vários tipos de problemas, tais como: análise de 56

tensões, transferência de calor, escoamento de fluidos, análise dinâmica entre outros.

Em todas estas análises, através da modelagem por elementos finitos, tenta-se representar o comportamento do material por meio de relações que levem em conta as principais propriedades dos materiais e a sua resposta às excitações externas.

De uma maneira geral, uma análise pelo MEF consiste das seguintes etapas:

- Discretização do domínio em elementos (malha);
- Cálculo das incógnitas do problema;
- Visualização e interpretação dos resultados.

O procedimento de discretização reduz o número de incógnitas existentes num problema contínuo, cuja variável de campo (pressão, temperatura, deslocamento ou outra quantidade) possui infinitos valores, a um número finito de incógnitas.

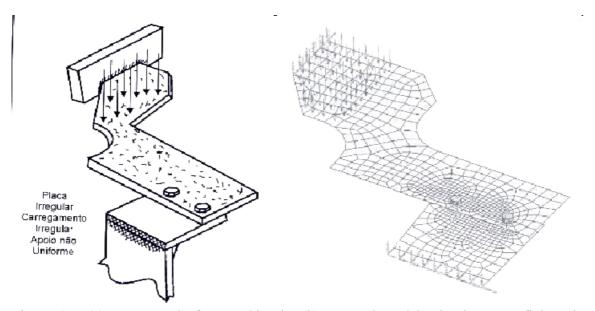


Figura 4.1: (a) Estrutura de forma arbitrária. (b) Possível modelo de elementos finitos da estrutura [13].

A Figura 4.1(a) ilustra o conceito de discretização. Na figura é apresentada uma estrutura plana onde se quer determinar as regiões mais solicitadas do componente. A Figura 4.1(b) apresenta o modelo de elementos finitos obtido para a estrutura plana, que consiste de áreas planas quadrangulares interconectadas pelos pontos nodais ou nós. Além disso, pode-se verificar a partir das duas figuras que a força distribuída foi convertida em forças concentradas nos nós.

O número, tipo (i.e., linear, quadrático), forma (i.e., triangular, retangular), tamanho e densidade

(i.e. refinamento da malha) dos elementos dependem de algumas considerações, tais como: discretizar, tão próximo quanto possível, o domínio exato do problema em questão com elementos apropriados; discretizar a região do domínio com elementos suficientemente pequenos, levando-se em consideração aspectos como precisão da solução, tempo computacional e custo. Geralmente, o refinamento da malha é requerido nos locais onde ocorre acentuada mudança: na geometria, nas condições de contorno, no carregamento, nas propriedades do material, ou em região de maior interesse para a solução [17].

Após a discretização do domínio em elementos, determina-se a matriz característica de cada elemento também denominada, nos problemas de mecânica estrutural, de matriz de rigidez. Essa matriz relaciona os deslocamentos nodais às forças nodais, conforme apresenta a seguinte equação:

$$\mathbf{K}_{\rho}\mathbf{U}_{\rho} = \mathbf{F}_{\rho} \tag{4.8}$$

onde:

 \mathbf{K}_{e} é a matriz de rigidez do elemento;

U, é o vetor de deslocamentos nodais do elemento;

F, é o vetor de cargas do elemento.

Os deslocamentos dentro do elemento são interpolados dos deslocamentos nodais, conforme a seguinte equação:

$$\mathbf{U} = \mathbf{N}\mathbf{U}_{a} \tag{4.9}$$

onde:

U é o vetor de deslocamentos no interior do elemento;

N é a matriz das funções de interpolação;

 \mathbf{U}_{ρ} é o vetor de deslocamentos nodais do elemento.

A especificação das propriedades do elemento, por intermédio da definição de sua matriz de rigidez é feita de forma aproximada. O procedimento de definição da matriz de rigidez de um elemento, por intermédio das funções de interpolação, define as propriedades do elemento com vistas a traduzir um dado comportamento físico, dentro das aproximações citadas.

A matriz de rigidez do elemento pode ser obtida de:

$$\mathbf{K}_{e} = \int_{V_{e}} \mathbf{B}^{T} \mathbf{D} \mathbf{B} \, dV \tag{4.10}$$

onde:

K_a é a matriz de rigidez do elemento;

B é a derivada da matriz das funções de interpolação (∂N) ;

 \mathbf{B}^T é a transposta da matriz \mathbf{B} ;

D é a matriz tensão-deformação:

58

V_a é o volume do elemento.

A matriz de rigidez e o vetor de cargas de cada elemento são usados para montar uma matriz de rigidez global e um vetor de cargas global para toda a estrutura, conforme a seguinte equação:

$$\mathbf{K}_{\sigma}\mathbf{U}_{\sigma} = \mathbf{F}_{\sigma} \tag{4.11}$$

onde:

 \mathbf{K}_{φ} é a matriz de rigidez global;

 \mathbf{U}_{g} é o vetor de deslocamentos nodais global;

 \mathbf{F}_{σ} é o vetor de cargas global.

O sistema de equações simultâneas é resolvido para os deslocamentos nodais. As demais variáveis (deformações, tensões, e outras) são calculadas a partir das relações deformação deslocamento e tensão-deformação apresentadas na Equação (4.12) e na Equação (4.13) ou Equação (4.14), respectivamente.

$$\mathbf{\varepsilon}_{\mathbf{x}_{i}} = \frac{\partial \mathbf{U}_{i}}{\partial \mathbf{x}_{i}} \tag{4.12}$$

e

$$\varepsilon = C\sigma$$
 (4.13)

ou,

$$\sigma = \mathbf{D}\mathbf{\varepsilon} \tag{4.14}$$

onde:

 ε_i é a componente *i* do vetor de deformações;

ε é o vetor de deformações;

 U_i é a componente *i* do vetor de deslocamentos;

U é o vetor de deslocamentos;

σ é o vetor de tensões:

D é a matriz tensão-deformação

 \mathbf{C} é a inversa da matriz tensão-deformação, ou seja $\mathbf{C}^{-1} = \mathbf{D}$

4.2.1 - Análise Modal Utilizando MEF

Assim, o método de elementos finitos aproxima uma estrutura de duas formas distintas. A **primeira aproximação** feita na modelagem por elementos finitos consiste na divisão da estrutura em um número de partes menores e mais simples. Estas partes são chamadas de elementos finitos e o processo de divisão é chamado de discretização. Cada elemento é usualmente muito simples, como uma barra ou uma viga, o qual tem uma equação de movimento que pode ser facilmente resolvida ou aproximada. Cada elemento é limitado por pontos chamados nós, os quais o conecta aos outros elementos em sua vizinhança imediata. A coleção de elementos finitos e nós é chamada de malha de elementos finitos [16].

A equação de vibração de cada elemento finito individual é então determinada e resolvida. O que constitui a **segunda forma de aproximação** no método. As soluções das equações dos elementos são aproximadas por uma combinação linear de polinômios de baixa ordem. Cada uma destas soluções polinomiais individuais é tornada compatível com a solução adjacente nos nós comuns aos dois elementos (condições de continuidade). Estas soluções são reunidas em um procedimento, resultando em matrizes de massa e rigidez globais, as quais descrevem a vibração na estrutura com um todo. Este modelo global de massa e rigidez representa uma aproximação da estrutura que pode ser analisada e resolvida usando os métodos já analisados na Seção 4.1.6. O vetor \mathbf{U}_g dos deslocamentos, associado com a solução do modelo de elementos finitos global, corresponde ao movimento dos nós da malha de elementos finitos.

Um aspecto físico que pode ser salientado é que o MEF, ao tornar compatíveis as soluções polinomiais individuais e adjacentes dos nós comuns, respeitando assim as condições de continuidade entre os nós e elementos, utiliza os mesmos princípios e considerações feitas na análise de sistemas envolvendo osciladores harmônicos acoplados. A diferença é que no MEF os elementos são escolhidos entre uma variedade de tipos de elementos com diferentes números de nós e graus de liberdade. Esta escolha deve levar em conta, como já foi mencionado, o domínio exato do problema em questão, a região da estrutura, a precisão da solução, o tempo computacional e o custo.

Os elementos tridimensionais são conectados por um conjunto de nós não coplanares. Eles são usados quando as tensões variam nas três dimensões [11]. Neste caso as deformações dos elementos pedem ser descritas apenas pelos movimentos translacionais (x, y, z) de cada nó do elemento, como nos casos das simulações feitas neste estudo.

Desse modo, a modelagem de um sólido através de uma malha de elementos finitos torna-o semelhante a um conjunto numeroso de barras ou vigas acopladas.

Os softwares utilizam a formulação isoparamétrica [19] em elementos finitos pois esta simplifica e reduz o volume do cálculo envolvido. Nesta formulação a rigidez do elemento é desenvolvida essencialmente da mesma forma, exceto que um novo sistema de coordenadas é utilizado, o sistema de coordenadas naturais. Nesse novo sistema a localização de um ponto para o qual se deseja determinar o deslocamento não é referida ao tamanho físico do elemento, mas sim à sua posição relativa, isto é, se o ponto se encontra no meio do elemento, na extremidade, etc. No sistema de coordenadas naturais, a ideia de posicionamento de um ponto é feita de forma adimensional através de um parâmetro. Nos elementos isoparamétricos, a mesma função que interpola o campo de deslocamento entre os nós do elemento interpola também a geometria do

elemento entre os nós, isto é, define a geometria do elemento.

4.2.2 - Singularidades no MEF

Genericamente a relação entre o comprimento ∂x medido no sistema cartesiano e ∂r medido no sistema de coordenadas naturais é efetuada pelo Jacobiano, ou seja:

$$\partial x = J \cdot \partial r$$
 (4.15)

Deste modo o operador Jacobiano pode ser considerado como um fator de escala que descreve a dimensão ∂x associada à dimensão ∂r . Contudo, as expressões para o cálculo das deformações exigem que a matriz J possua inversa, não podendo ser singular, ou seja as deformações só podem ser calculadas se det $J \neq 0$. Segundo [19] a matriz inversa do operador Jacobiano existe, se houver uma correspondência biunívoca entre o sistema natural de coordenadas e o sistema local de coordenadas do elemento. Quando o elemento finito é muito distorcido (ver figura 4.2), essa relação única entre os sistemas de coordenadas não existe, acarretando singularidade do operador Jacobiano. Por exemplo, em um elemento na forma de quadrilátero, os ângulos interiores devem ser menores que 180º para que o Jacobiano seja não singular. Os softwares de elementos finitos, que têm geradores de malha automáticos, utilizando uma geometria previamente definida como referência para gerar tais malhas, possuem critérios de avaliação que definem o grau de distorção do elemento finito gerado, verificando inclusive a situação extrema em que o ângulo entre dois lados do quadrilátero seja 180º.

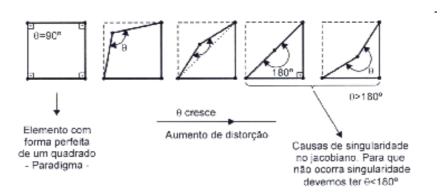


Figura 4.2: Efeito do grau de distorção do elemento finito sobre a ocorrência de singularidade do operador Jacobiano [13].

Capítulo 5

O Detector de Ondas Gravitacionais Mário Schenberg

O detector de ondas gravitacionais (OG) Mário Schenberg está localizado no Departamento de Física dos Materiais e Mecânica da Universidade de São Paulo (USP). A figura 5.1 mostra uma visão geral do detector destacando algumas de suas partes.

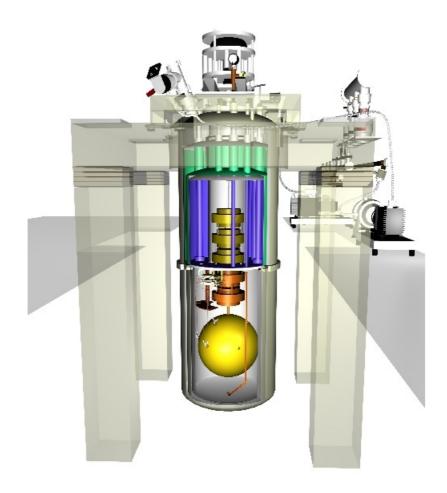


Figura 5.1: Visão geral do detector Mário Schenberg com algumas de suas partes. (Xavier P. M. Gratens)

O detector Mário Schenberg é um detector esférico de ondas gravitacionais (OG) do tipo massa ressonante. A sua massa (ou antena) esférica de 1,15 toneladas, com 65 cm de diâmetro, é feita de uma liga de cobre-alumínio com 94% Cu e 6% Al [20, 21, 22]. Para a sua confecção, uma quantidade adequada desta liga foi fundida e a seguir usinada na forma esférica, de modo a garantir um fator de qualidade mecânico alto (da ordem de 10⁶ a 10⁷) [11]. Em sua superfície são acoplados seis transdutores paramétricos de micro-ondas, do tipo cavidade reentrante. Estes

transdutores utilizam Casadores Mecânicos de Impedância (CMI) de dois modos, também chamados de ressonadores. Os transdutores são responsáveis pelo monitoramento das vibrações da antena. A frequência central de operação do detector é de cerca de 3200Hz.

Para diminuir o ruído térmico, a esfera será resfriada à temperaturas em torno de 50 mK [52]. A esfera ficará numa região de vácuo da ordem de 2 x 10⁻⁵ Tor. Por isto a antena e os sistemas a ela unidos são acondicionados dentro de uma grande garrafa térmica, denominada de *dewar*, que também é mostrada na figura 5.1. Já para manter o ruído mecânico abaixo do ruído térmico, será necessário a utilização de sistemas mecânicos que produzam um isolamento vibracional adequado à massa ressonante suspensa. Estes sistemas deverão minimizar os ruídos sísmico ambiental e não-sísmicos.

Por ser um protótipo para testar técnica de construção e análise de dados (ver seção 3.2), o Schenberg foi concebido para permitir modificações de suas partes. Ele já passou por testes criogênicos, várias melhorias e está em preparo para a fase de testes da nova suspensão, dos transdutores com seu cabeamento e antenas microstrips, do refrigerador de diluição e sua conexão térmica.

5.1 - Transdutores

Conforme o que foi discutido na seção 3.10, há dois tipos principais de transdutores que podem ser usados neste tipo de detector de OG: os passivos e os paramétricos. Os transdutores passivos não utilizam fonte externa de potência, apresentam ganho máximo de 1, mas, raramente, chegam próximo desse valor. Podem ser usados com baixo ruído na frequência característica da antena [11]. Os transdutores passivos obtêm a leitura da saída indutiva por meio de um acoplamento com os amplificadores SQuID. Os dois principais problemas envolvendo esses transdutores são as perdas em corrente contínua nos circuitos supercondutores e o desempenho dos amplificadores SQuID. Por isso, no detector Schenberg, foi feita a opção de usar o transdutor paramétrico.

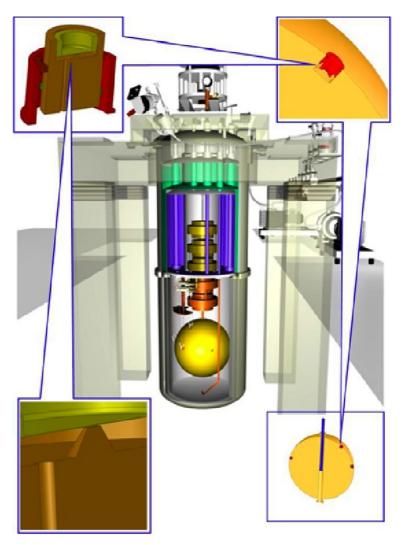


Figura 5.2: A figura mostra, esquematicamente, a utilização dos CMI conectados à superfície da esfera. Nos detalhes podem ser vistos a cavidade reentrante e o poste, localizado no centro da cavidade, próximo da membrana. (Xavier P. M. Gratens)

O transdutor paramétrico utiliza como amplificador mecânico e filtro passa banda o Casador Mecânico de Impedância (CMI), que deverá ser calibrado para apresentar um modo normal muito próximo do modo normal quadrupolar da massa ressonante, ou seja, deve apresentar o melhor acoplamento possível. O transdutor possuirá uma cavidade ressonante, na qual uma fonte externa injetará um sinal de micro-ondas muito "puro", sinal este que será modulado pela membrana que é uma das paredes desta cavidade. Esse transdutor tem ganho intrínseco de potência. O sinal de saída dos transdutores paramétricos é amplificado acima da frequência característica do detector. Mas existem duas dificuldades a serem superadas: a limitação dada pelo ruído de fase da fonte externa de micro-ondas e a dificuldade em se obter um alto acoplamento eletromagnético [11]. A figura 5.2 mostra, esquematicamente, a utilização dos CMI conectados à superfície da esfera.

A injeção do sinal de micro-ondas, a partir da fonte externa, deve ser feita sem introduzir ruído que prejudique a detecção, por isso será utilizado um cabeamento projetado para produzir a atenuação necessária. O cabeamento deverá conduzir o sinal de micro-ondas da fonte externa até conectores, localizados na parte inferior da suspensão da esfera, introduzindo um mínimo de ruído. Dos conectores o sinal será levado por um cabo coaxial até antenas microlinhas ou micro tiras (*microstrips*), sustentadas por suportes específicos em frente aos transdutores, aqui denominados de "suportes das antenas microstrips".

A suspensão e o refrigerador por diluição, elementos que também compõem o detector e que serão analisados neste trabalho, por simplicidade, serão apresentados somente nos capítulos correspondentes.

5.2 - Transdutor que vinha sendo desenvolvido e analisado no detector Mário Schenberg

Até recentemente, no detector Schenberg, vinha sendo analisada e testada [23, 54] uma cavidade reentrante supercondutora fechada por uma fina membrana de silício ou nióbio, com espessura aproximada de $10 \mu m$ (ver figura 5.3), que compõe o segundo modo do casador de impedância mecânico (ver figura 5.4).

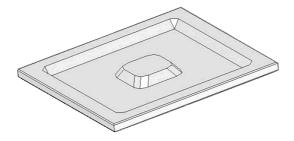


Figura 5.3: Desenho ilustrativo da membrana que compõe o segundo modo do casador de impedância mecânico do detector Mário Schenberg [31].

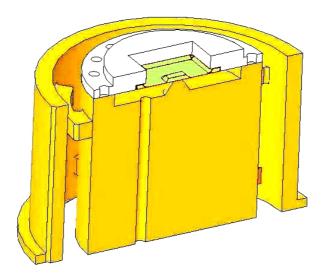


Figura 5.4: Desenho ilustrativo em corte do transdutor com a membrana, que fecha a cavidade reentrante de microondas, do detector Mário Schenberg [31].

O sinal que retorna da cavidade reentrante é monitorado e, posteriormente, analisado em busca de evidencias de informações relativas às OG. No processo de transdutância do detector Schenberg são utilizadas cavidades fechadas para não permitir o vazamento das microondas que monitoram as amplitudes do movimento da esfera. No entanto, como a membrana que cobre e fecha a cavidade é muito fina, esta é muito sensível a pequenas diferenças de pressão entre o interior e o exterior da cavidade. Durante o preparo do detector para entrar em operação é necessário produzir alto vácuo em todo o sistema, se a cavidade for estanque haverá a deformação ou rompimento da membrana que a cobre. Este problema não ocorre em cavidades como as mencionadas no estudo feito em [6], já que naquelas é utilizada uma placa de nióbio que cobre a cavidade, mas não a fecha completamente.

A dificuldade na confecção e calibração deste transdutor adiou a sua utilização.

Capítulo 6

Otimização dos Casadores de Impedância Mecânica de dois modos

Quando uma OG passa através da massa ressonante esférica do detector, esta vibra e o movimento produzido na sua superfície, que é monitorada por sensores de movimento chamados de transdutores, transformam a oscilação mecânica em sinal elétrico [24, 25]. O detector Mário Schenberg terá seis transdutores, localizados na superfície de uma esfera com 65cm de diâmetro, como se estivessem no centro de 6 pentágonos localizados na metade superior de um dodecaedro circunscrito à esfera. A distribuição destes transdutores na superfície da esfera é baseada no trabalho de Merkowitz e Johnson [26, 50] e foi confirmado por Magalhães e colaboradores [27, 48]. A figura 6.1 ilustra esta distribuição e a tabela 5 relaciona os ângulos ϕ e θ , em coordenadas esféricas, utilizados para determinar a posição de cada Casador Mecânico de Impedância (CMI), associado a estes transdutores, na distribuição sobre a superfície da esfera. O angulo ϕ é medido no plano x-y (conforme a figura 6.1), no sentido anti-horário, a partir do eixo x até a projeção, neste plano, da reta que serve de suporte para o transdutor. O angulo θ é medido a partir do plano x-y, sobre o plano perpendicular a este plano que contem o transdutor, até a reta suporte deste transdutor.

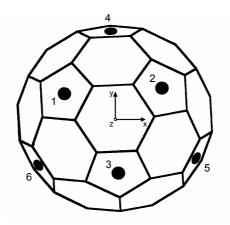


Figura 6.1: Posição dos seis Casadores Mecânicos de Impedância utilizados no detector Mário Schenberg relativamente à superfície de um icosaedro truncado.

Tabela 5: Posições dos seis CMI, em coordenadas esféricas, relativamente à massa ressonante esférica. Os ângulos estão em graus.

Casador de Impedância	1	2	3	4	5	6
(ϕ, θ) (graus)	(150; 52,6225)	(30; 52,6225)	(270; 52,6225)	(90; 10,8122)	(330; 10,8122)	(210; 10,8122)

Pela análise do sinal eletrônico destes sensores poderão ser obtidas a intensidade e a direção da OG que está chegando. O Schenberg terá frequência ressonante em torno de 3,2 kHz com uma largura de banda próxima de 200 Hz [28, 29].

Entre os tipos de transdutores existentes, o grupo brasileiro decidiu usar transdutores paramétricos de micro-ondas como sensores de movimento. Na cavidade supercondutora destes transdutores, será injetado um sinal de micro-ondas monocromáticas ressonantes. Este tipo de transdutor permite o uso de vários formatos de CMI.

Um CMI é um pequeno oscilador mecânico que acopla os modos de vibração da esfera com os do transdutor, selecionando a frequência de interesse, e fazendo a amplificação mecânica da vibração da esfera. Esta amplificação varia com a raiz quadrada da razão entre a massa efetiva da esfera e a massa efetiva do oscilador ou ressonador (conforme discutido na seção 3.5).

A detecção de OG depende da sensibilidade alcançada pelos detectores. Uma sensibilidade melhor aumenta o número de fontes candidatas a detecção por um determinado detector. Por outro lado uma sensibilidade menor que 10^{-20} , na prática, impossibilitaria a detecção da maioria das fontes. Por influenciarem diretamente na sensibilidade do transdutor, o projeto de CMI eficientes é fundamental. Um bom projeto para um CMI tem que garantir a maior amplificação mecânica possível do movimento da região da esfera onde este está conectado. O elemento final, que responde por esta amplificação, é uma membrana com massa efetiva da ordem de miligramas, sendo esta uma das faces planas da cavidade reentrante cilíndrica supercondutora, que compõe a cavidade Klyston [30] do transdutor paramétrico de micro-ondas utilizado no detector Mário Schenberg. Micro-ondas ressonantes monocromáticas são injetadas nesta cavidade supercondutora, assim quando o tamanho da cavidade se modifica, cria duas bandas laterais no sinal de microondas que sai da cavidade. A amplitude destas bandas laterais é proporcional à vibração da esfera e é utilizada na detecção de OG.

Por possuírem tamanho reduzido (os CMI utilizados no Schenberg devem caber em orifícios cilíndricos de 30mm x 30mm) e devido à necessidade de grande amplificação mecânica, as membranas deverão ter espessuras micrométricas, o que torna um grande desafio a sua fabricação. Além disto, dependendo do material com que os CMI forem confeccionadas, todo o interior das cavidades (incluindo as membranas) deverá ser revestido com algum material que seja supercondutor na temperatura de operação, já que as cavidades reentrantes também o deverão ser [3].

Um transdutor com CMI multimodo pode apresentar uma melhor sensibilidade do que um com CMI de um modo [31], sendo este paramétrico, indutivo ou capacitivo. Por outro lado como esta 70

melhora é muito reduzida acima de dois modos, o CMI projetado para ser utilizado no Schenberg será de dois modos.

Em trabalhos anteriores em que o autor participou [32, 33] e, inclusive, no seu projeto de mestrado [34], foram realizadas simulações com CMI, utilizando programas de elementos finitos (MEF ou FEM), com o objetivo de estimar que mudanças em seus parâmetros influenciam no acoplamento destes com a massa ressonante da antena. Inicialmente, por simplicidade, foram analisados apenas CMI de um modo.

6.1 - A massa ressonante esferoidal

Como mencionado na seção 3.1, de acordo com a Teoria Geral da Relatividade, espera-se que os modos quadrupolares da esfera sejam excitados pelo sinal da OG e, teoricamente, eles serão exatamente degenerados [26]. Contudo a esfera ressonante, para ser utilizada como antena, necessita da adição dos transdutores e de um sistema de sustentação, que alteram as suas massa, geometria e simetrias. Como já mencionado os transdutores serão conectados à esfera através de pequenos orifícios na superfície da esfera. A suspensão, utilizada para a sustentação da esfera, é conectada em sua região central. Para isto existe um furo passante, ao longo de seu eixo vertical de simetria, tendo em sua região central uma parte cônica, que é conectada com a extremidade inferior da haste inferior da suspensão. A parte superior desta haste é conectada na massa mais inferior da suspensão (ver figura 6.2).

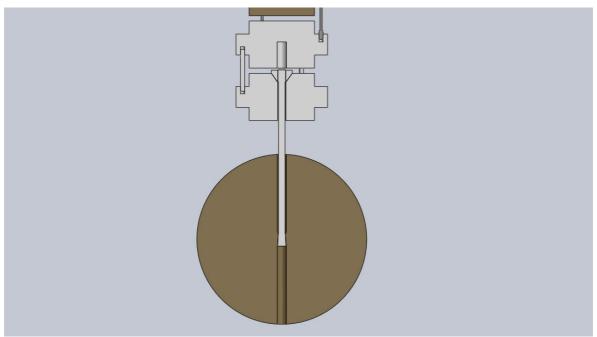


Figura 6.2: Vista em corte da conexão, feita através da haste mostrada, entre a suspensão e a massa ressonante esferoidal. A parte superior da haste se conecta à massa mais inferior da suspensão e, a sua parte inferior, conecta-se à região central da esfera.

Para avaliar o efeito das alterações realizadas sobre os modos quadrupolares da massa ressonante utilizada, concebida a partir de uma esfera maciça, foram feitas simulações com um programa que utiliza o MEF (este programa é o *SolidWorks Simulation*). Foram analisadas as seguintes configurações da esfera, :

- a esfera maciça (ver figura 6.3),
- a esfera com os orificios de fixação dos transdutores (ver figura 6.4) e



Figura 6.3: Corte em perspetiva da esfera maciça com diâmetro de 65cm, que foi simulada.



Figura 6.4: Corte em perspetiva da esfera com diâmetro de 65cm, incluindo os seis orifícios para alojar os transdutores, que foi simulada.

• a esfera com os orificios de fixação dos transdutores e o furo passante (ver figura 6.5),

que possui em sua região central a parte cônica, que é conectada à haste inferior da suspensão.



Figura 6.5: Corte em perspetiva da esfera com diâmetro de 65,00cm, incluindo os seis orificios para alojar os transdutores e o furo central passante para alojar a haste da suspensão, que foi simulada.

Para verificar se o modelo foi confeccionado adequadamente e se o programa de simulação com o MEF foi utilizado e configurado adequadamente (escolha do tipo de elemento, parâmetros relacionados ao controle de geração da malha, por exemplo) é recomendável que o mesmo seja calibrado. Usualmente esta calibração é feita através da comparação entre resultados simulados e reais, sendo ambos obtidos com a utilização das mesmas configurações (geometria, materiais, esforços, vínculos, etc.).

Na tabela 6 são mostradas as propriedades do material utilizado para confeccionar a esfera do detector Mário Schenberg, propriedades estas também utilizadas nas simulações feitas.

Tabela 6: Propriedades do material da esfera [53]

Propriedade	Designação	Valor
Material		94%Cu-6%Al
Massa específica	ρ	$8077,5 \text{ kg/m}^3$
Módulo de Young	Ë	1,303 x 10 ¹¹ Pa
Coeficiente de Poisson	ν	0,364

A tabela 7 exibe os modos obtidos nas simulações (MEF) da esfera, para as configurações mencionadas acima (ver figuras 6.3, 6.4 e 6.5) e os modos da esfera do Schenberg medidos após a usinagem dos furos para alojar a suspensão e os transdutores, modos estes que foram publicados em [35]. Esta tabela também mostra a banda, o desvio padrão e a média, em cada caso.

A análise dos modos obtidos através das simulações mostra que, ao introduzir os orifícios para a fixação dos transdutores na esfera, houve um pequeno aumento na frequência dos modos quadrupolares, aumento este que pode ser atribuído à redução da massa ressonante. O desvio padrão (abaixo de 0,2) não se alterou e houve pequeníssima alteração na banda, indicando que estas frequências ainda podem ser consideradas degeneradas e que a simetria do sistema quase não foi alterada. Os valores da banda e do desvio padrão são, provavelmente, devido às imprecisões das simulações.

Por outro lado, a análise dos modos obtidos através de simulação após introduzir os furos para alojar a suspensão e os transdutores, apresentaram um aumento da frequência média da ordem de 24,4 Hz, quando comparada com a da esfera maciça. Este aumento, possivelmente, está associado à localização da região de onde foi retirada massa da esfera. A banda e o desvio padrão aumentaram de, respectivamente, 37,22Hz e 15,72Hz, caracterizando uma quebra na simetria e que as frequências destes modos não podem mais ser consideradas degeneradas.

A comparação entre os modos obtidos por simulação e medição para a esfera com os furos para alojar a suspensão e os transdutores, mostrou que os resultados medidos apresentaram uma frequência média 72,71Hz maior que os resultados obtidos através de simulação, representando um aumento de 2,32% em relação ao primeiro. Esta diferença se deve, provavelmente, à influencia do dispositivo que foi fixado à superfície da esfera, após a sua usinagem, para realizar a sua excitação e medidas. A massa deste dispositivo certamente colaborou para "quebrar" ainda mais a simetria dos modos. Este mesmo dispositivo não foi adicionado à esfera simulada.

Tabela 7: Valores obtidos para as frequências dos modos por simulação para três configurações da esfera. Para uma destas configurações também são mostrados os valores medidos [35]. Além disto são calculadas as bandas, o desvio padrão e as médias em cada caso. Todos os valores estão em Hz.

Modos	Esfera maciça (Simulado)	Esfera com furos para trandutores (Simulado)	Esfera com furos para trandutores e suspensão (Simulado)	Esfera com furos para trandutores e suspensão (Medido)
12	3157,87	3159,38	3117,93	3172,50
13	3157,95	3159,49	3118,23	3183,00
14	3158,06	3159,55	3138,27	3213,60
15	3158,21	3159,65	3138,45	3222,90
16	3158,32	3159,84	3155,59	3240,00
Banda	0,44	0,47	37,66	67,50
Desvio Padrão	0,18	0,18	15,90	28,06
Média	3158,08	3159,58	3133,69	3206,40

6.2 - Características e limitações consideradas no projeto dos Casadores Mecânicos de Impedância (CMI)

A complexidade no projeto dos CMI está na união de várias qualidades, com precisão poucas vezes, ou nunca, alcançadas em um dispositivo de tamanho tão reduzido. São necessárias e desejáveis as seguintes características em um CMI:

- que sejam simples e factíveis,
- seus modos devem ser ressonantes com os modos quadrupolares da esfera,
- deve possuir uma cavidade reentrante ressonante e supercondutora. Desse modo, dependendo do material com que forem confeccionados os CMI, a superfície interna das cavidades poderá vir a necessitar de revestimento com material supercondutor. Contudo, este revestimento não deverá prejudicar as propriedades mecânicas da membrana,
- deve prever a existência de uma antena micro linha (*microstrip*) voltada para a parte exterior da esfera,
- deve ser boa condutora de calor para que possibilite o seu resfriamento até temperaturas ultra criogênicas,
- é desejável que possua, ou que possibilite, a implementação de um sistema que possa recalibrar a distância entre a membrana e o poste existentes na cavidade Klyston,
- é desejável que possua, ou que possibilite a implementação de, um sistema que possa ajustar o elemento mola do seu primeiro modo,
- que não possuam uniões ou emendas, sendo feitos em um único bloco, para não introduzir ruídos devido ao movimento relativo, e não diminuir o fator de qualidade mecânico,
- que o material seja homogêneo e isotrópico,
- que no seu processo de confecção não sejam introduzidas tensões, deformações ou alterações dimensionais que possam alterar suas características de projeto, principalmente introduzindo alterações em sua simetria ou calibração da frequência,
- que as propriedades do material (módulo de elasticidade, coeficiente ou razão de Poison, limite elástico, etc.) com que será confeccionado sejam bem conhecidas à temperaturas ultra criogênicas e não se deteriorem durante o processo de confecção,

- que resista à variação de temperatura sem sofrer alterações de qualquer tipo,
- que a membrana da cavidade resista à variação de pressão sofrida durante a sua preparação para entrar em operação,

6.3 - Estratégia utilizada para o projeto dos CMI

A utilização de programas de MEF, sem dúvida, representa um grande avanço na elaboração e otimização de projetos. Contudo, o tempo computacional despendido tem que ser considerado no momento de traçar uma estratégia de projeto. Para tanto é útil recorrer a conceitos aplicáveis aos sistemas que se necessita projetar ou mesmo a expressões aproximadas estabelecidas a partir de configurações semelhantes às requeridas. O importante é que a utilização destes recursos conduza a resultados que, ao final, tenham significado físico e que sejam avaliados, quanto a sua viabilidade e otimização, através de critérios físicos aplicáveis.

Seguindo estes princípios, estabeleceu-se um roteiro para a realização das simulações, de forma que, inicialmente, são realizadas aquelas que exigem menos recursos computacionais, sendo por isso mais rápidas. Estas simulações não levam a resultados conclusivos, mas colaboram para uma convergência mais rápida para eles. A ideia foi, basicamente, construir o modelo final, que se deseja otimizar, através da superposição de modelos mais simples. Mas em sistemas vibracionais construídos desta maneira ocorrem acoplamentos entre os componentes deste sistema, que o afastam dos resultados procurados, exigindo alterações nas configurações adotadas para que o sistema volte a convergir na direção da melhor solução. O acoplamento de modos vibracionais são discutidos em muitas obras [13, 36].

Entre os critérios físicos utilizados para aferir o modelo e avaliar o grau de otimização está, por exemplo, a simples verificação do acoplamento vibracional (ressonância) entre a esfera e o primeiro modo dos CMI. Outro parâmetro observado é a banda obtida entre modos normais acoplados dentro do mesmo grupo modal (dupletos e quintupletos, por exemplo).

Com estas finalidades e objetivos é que foram planejadas as etapas enunciadas e comentadas a seguir. Entre uma etapa e a seguinte é que são feitos os ajustes nas configurações do sistema analisado, quando necessário, com vistas ao resultado desejado.

6.3.1 - Estudo para determinar a configuração de segundo modo que atenda as massa e amplificação requeridas

Em trabalhos anteriores [30, 32, 33, 34, 37] foram estudados CMI de um modo com formato de cogumelo (*mushroom*) (ver figura 6.6). Foi desenvolvida uma metodologia de análise que

permitia avaliar os resultados obtidos e validar as configurações utilizadas no programa de análise por meio do MEF [38]. Este formato de CMI possui resultados bem determinados [39], quando está conectado a uma massa infinita.

O caminho natural para introduzir um segundo modo nos CMI parecia ser, então, partir deste formato e acrescentar uma extensão até que esta se mostrasse eficaz como este segundo modo. Se este novo CMI não fosse um bom modelo para o Schenberg, poderia ser, ao menos, um bom ponto de partida para a sua obtenção, já que, por sua simplicidade, exigiria pouco tempo computacional.

Partindo do cogumelo mencionado foram modelados e testados os formatos de CMI de dois modos mostrados nas figuras 6.6, 6.7, 6.9, 6.8, 6.9, 6.10 e 6.11. Nestas simulações, por celeridade, foram utilizadas as massas cilíndricas, que aparecem nestas figuras conectadas às membranas por meio de um "caule", em lugar da esfera. Um modelo satisfatório ou funcional seria aquele em que os modos em fase e oposição de fase, da membrana com a extensão acrescentada, apresentassem uma banda compatível com a banda da antena. Como exemplo, dois formatos destes modos podem ser vistos nas figuras 6.12 e 6.13.



Figura 6.6: Corte em perspectiva do CMI de um modo, denominado cogumelo (*mushroom*). Entre as membranas estudadas anteriormente a que apresentou melhor resultado tinha espessura de 2,245mm e diâmetro de 50,000mm. O caule tem diâmetro de 10,000mm.



Figura 6.7: Este formato foi obtido adicionando à membrana existente nos cogumelos já estudados uma membrana mais fina, com formato de corôa circular.

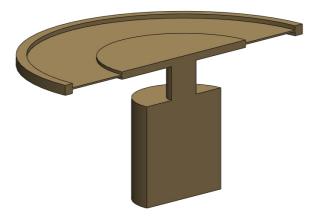


Figura 6.8: Este formato foi obtido adicionando um anel externo, conectado à membrana dos cogumelos já estudados por uma membrana mais fina.

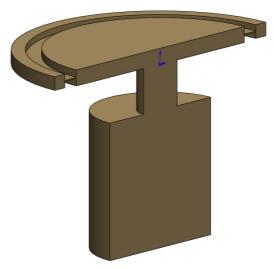


Figura 6.9: Este formato, semelhante ao anterior, foi obtido adicionando um anel externo menor, que também foi conectado à membrana dos cogumelos já estudados por uma membrana mais fina.

Foram feitas várias tentativas, com diferentes configurações e formatos para as extensões acrescentadas aos CMI, mas não foi obtido nenhum resultado satisfatório. Os modos da membrana com a extensão em fase e oposição de fase, sempre ocorreram em modos distantes e com uma banda incompatível com as necessidades do projeto.

O caminho adotado foi, então, tentar uma outra concepção de CMI, mais complexa, que utilizaria uma membrana como seu segundo modo.

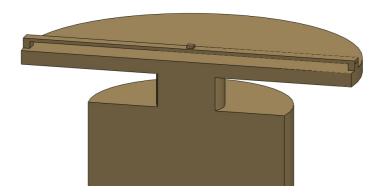


Figura 6.10: Este formato foi obtido conectando as extremidades de uma tira, que possui uma pequena massa em seu centro, à membrana existente nos cogumelos já estudados. O vínculo criado pela tira entre as extremidades da membrana parece ter contribuído para que não houvesse o acoplamento dos modos em oposição de fase.

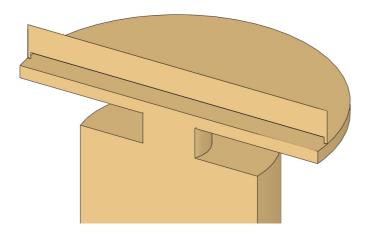


Figura 6.11: Este formato foi obtido conectando as extremidades de uma lâmina à membrana existente nos cogumelos já estudados, em uma posição ortogonal ao da figura anterior. O vínculo criado pela tira entre as extremidades da membrana parece ter contribuído para que não houvesse o acoplamento dos modos em oposição de fase.

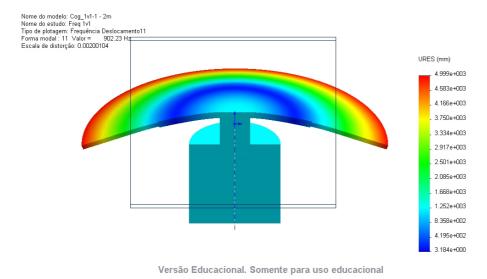
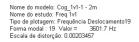


Figura 6.12: Este é um instantâneo da simulação do formato exibido na figura 6.7 que mostra o modo em que as duas membranas conectadas (a interna e a externa) estão **em fase**.



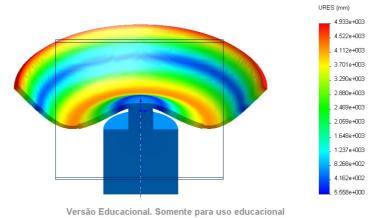


Figura 6.13: Este é um instantâneo da simulação do formato exibido na figura 6.7 que mostra em corte o modo em que as duas membranas conectadas (a interna e a externa) estão em **oposição de fase**.

6.3.2 - Simulação de uma membrana de espessura constante por meio do MEF e validação das configurações utilizadas

As frequências dos modos normais de membranas de espessura constante, conectadas à massas infinitas ou à massas muito grandes (quando comparadas às massas da membrana) são bem conhecidas através das fórmulas empíricas de Blevins [39]. Por outro lado, a simulação destas membranas mostrou que, para configurar as malhas destes modelos seria necessário atenção especial. A simulação de membranas com espessuras micrométricas exigiu que fossem adotados parâmetros de controle para a malha que levassem em conta a grande variação dimensional nas regiões onde esta é conectada ao restante do modelo.

Adotando como ponto de partida as dimensões das cavidades de Klyston estudadas por Leandro [40] foram simuladas membranas com várias espessuras. O material utilizado nos modelos, em todas as simulações, foi o Nióbio. As propriedades do Nióbio são mostradas na tabela 8 . A figura 6.14 mostra um corte de um dos modelos utilizado nestas simulações. Já a figura 6.15 mostra o resultado da simulação desta membrana para o modo de principal interesse, com a malha e em corte.

Tabela 8: Propriedades do material utilizado (Nióbio) nos modelos simulados.

Propriedade	Valor		
E (módulo de elasticidade)	105,00 MPa		
v (coeficiente de Poison)	0,38 (admensional)		
ho massa específica	$8580,00 \text{ kg/m}^3$		

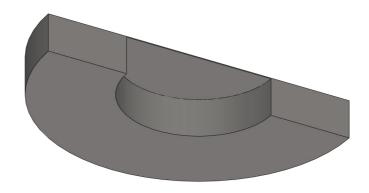


Figura 6.14: Corte do modelo utilizado nas simulações da membrana.

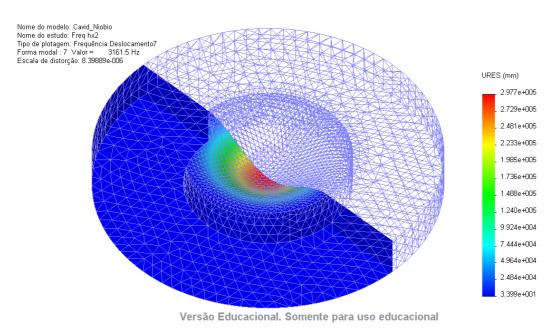


Figura 6.15: Vista inferior da perspectiva em corte do modelo da membrana exibindo a malha após a simulação. Este foi o resultado para o Modo 7, com frequência de 3161,5Hz. Pode ser observado o efeito do controle da malha na conexão da membrana com a grande massa anelar.

Para as membranas analisadas e com as mesmas condições de vínculo a fórmula empírica de Blevins [39] é:

$$f_{ij} = \frac{\lambda_{ij}^2}{2\pi a^2} \left[\frac{Eh^3}{12 \gamma (1 - v^2)} \right]^{1/2}$$
 (6.1)

onde:

 f_{ii} é a frequência natural da membrana,

a é o raio da membrana, que nos modelos analisados é de 6,00mm,

h é a espessura da membrana que é preciso determinar

i é o número de diâmetros nodais

j é o número de círculos nodais, sem contar o limite da membrana

E é o módulo de elasticidade do material utilizado,

 γ é a massa por unidade de área da membrana ($\gamma = \rho h$ para uma membrana de material com massa específica ρ).

v é o coeficiente de Poison do material

 λ_{ij}^2 é tabelado [39]. Para i=j=0 o valor é de $\lambda_{00}^2=10{,}22$

Resolvendo a equação 6.1 para h, com $y = \rho h$, obtém-se:

$$h = \left[\frac{2\pi a^2 f_{ij}}{\lambda_{ij}^2} \right] \left[\frac{12\rho (1 - v^2)}{E} \right]^{1/2}$$
 (6.2)

Substituindo na equação (6.2) os valores para o material utilizado nas membranas (ρ , ν e E-ver tabela 8), o raio da membrana, $a=6{,}00$ mm (o mesmo utilizado em [40]), o valor da constante empírica $\lambda_{00}^2=10{,}22$ tabelado em [39] e a frequência pretendida $f_{00}=3200\,Hz$, a espessura obtida para o modo de interesse será de $h_{00}=64{,}872\,\mu$ m.

Substituindo estes mesmos valores na equação 6.1 a relação abaixo é obtida:

$$f_{00} = 49328001,582 \times h \tag{6.3}$$

ou seja, para qualquer espessura h, a frequência f_{00} do modo de interesse pode ser calculada para a membrana.

A tabela 9 exibe os resultados obtidos com a equação 6.3 (identificadas como "Freq Blevins") a partir de várias espessuras de membranas (h em μm), que já haviam sido simuladas. Os resultados obtidos nas simulação de dois modelos, um em que a malha havia sido mal configurada ("Freq (Hz)") e outro em a que malha foi melhorada ("Freq*(Hz)") também são mostrados nesta tabela. O melhor resultado obtido por meio das simulações está destacado nesta tabela.

Tabela 9: A tabela exibe as espessuras utilizadas nas membranas simuladas por meio de MEF, as frequências calculadas pela fórmula de Blevins [26] para estas espessuras e as frequências obtidas nas simulações com duas configurações diferentes: uma com malha inadequada ("Freq (Hz)") e outra com malha

h (micrometros)	Freq Blevins (Hz)	Freq (Hz)	Freq*(Hz)
25,0000	1233,2000	8149,70	
30,0000	1479,8400	7044,90	1478,40
44,0180	2171,3200	5381,20	2163,70
54,0000	2663,7121	5220,00	2798,30
62,6520	3090,4980		3115,60
63,6360	3139,0367		3161,50
64,8720	3200,0061	4715,90	3305,80
80,0000	3946,2401	5130,00	4026,70
95,6030	4715,9049	5697,90	4778,50

adequada ("Freq*(Hz)").

Em uma análise mais cuidadosa da malha que apresentou um comportamento não-linear (comportamento não esperado) pode ser observado: o tamanho inadequado dos elementos na membrana; a taxa (ou proporção) entre o tamanho do elemento em uma camada em relação ao tamanho do elemento na camada anterior foi pequena demais. Em alguns pontos a membrana estava desconectada do restante do modelo.

Já a linearidade da curva obtida (ver figura 6.16) com os resultados do modelo melhorado e a concordância destes com os valores calculados pela formula de Blevins demonstram que a malha melhorada apresentou um ótimo comportamento. O principal fator a contribuir para esta melhoria foi uma malha mais homogênea, de tamanho adequado para a membrana, além de uma taxa de crescimento adequada. Para membranas de espessuras menores que $30 \, \mu \, m$ a face interna do suporte da membrana foi controlada quanto à taxa de crescimento dos elementos.

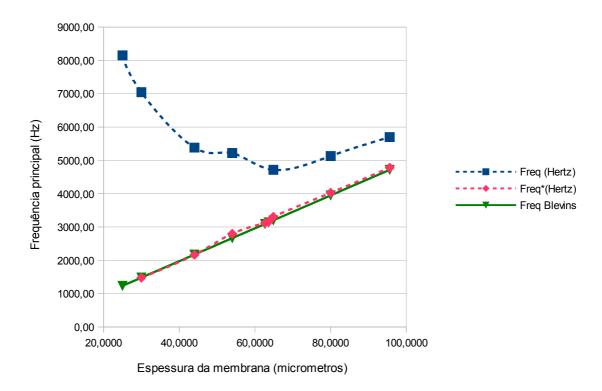


Figura 6.16: Curvas obtidas com as espessuras e frequências das membranas relacionados na tabela 9. As curvas tracejadas exibem a influencia da malha gerada sobre os resultados das simulações. O modelo que utilizou uma malha adequada (linha tracejada vermelha) apresentou resultados bastante coerentes com os valores obtidos com a fórmula de Blevins (linha contínua verde).

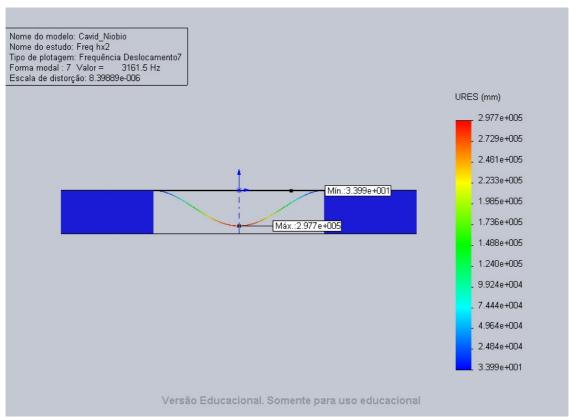


Figura 6.17: Corte do modelo simulado onde é vista a amplitude do movimento da membrana em um dos instantes em que a sua deformação é máxima.

A figura 6.17 mostra um corte do modelo simulado onde é vista a amplitude do movimento da membrana em um dos instantes em que a sua deformação é máxima. A figura 6.18 mostra a mesma amplitude, obtida por meio de sondas de movimento (sensores disponíveis no programa utilizado nas simulações), inseridas a partir do centro da membrana e orientadas no sentido radial.

Nome do estudo: Freq hx2 Tipo de plotagem: Frequência Deslocamento7 Forme model: 7 Velor = 3161.5 Hz

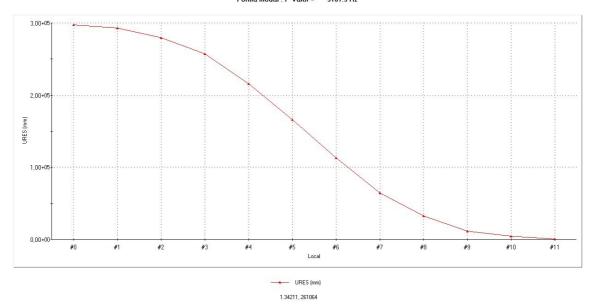


Figura 6.18: O gráfico mostra a amplitude do movimento da membrana em um dos instantes em que a sua deformação é máxima. A curva foi obtida por meio de sondas de movimento (sensores disponíveis no programa utilizado nas simulações), inseridas a partir do centro da membrana e orientadas no sentido radial. As maiores amplitudes são obtidas na região central da membrana.

6.3.3 - Escolha de um formato inicial para o CMI

Para iniciar o projeto de um CMI que atendesse, ou que tornasse possível atender, às exigências mencionadas na seção 6.3, era necessário definir uma configuração inicial para o CMI que o tornasse um bom candidato a passar pelas várias etapas previstas para a sua calibração, quando fosse conectado a esfera do detector Schenberg. Os resultados obtidos em cada etapa interfeririam na etapa seguinte e, era previsível, que algumas destas, consumiriam muito tempo computacional nas simulações.

O teste para a escolha dos "bons candidatos" consistiu em simular separadamente cada CMI candidato, tentando obter uma calibração, em torno de 3200Hz, entre os seus dois modos interesse. Os dois modos procurados correspondem ao movimento em fase dos primeiros modos acoplados da primeira e segunda massas e, o no outro modo, em oposição de fase. Além disto verificar se as massas físicas eram compatíveis com as massas efetivas de cada modo, massas estas necessárias para que fossem alcançadas as amplificação pretendidas.

A massa efetiva de cada modo quadrupolar da esfera é 287kg ($5 \times 287kg = 1435kg$) [41], que é menor que a massa física da esfera, que é de 1155kg, aproximadamente. Para a amplificação pretendida, em torno de 10^4 , as massas efetivas de cada modo do CMI seriam, de acordo com a equação 3.2, 30g e 30mg.

A figura 6.19 mostra uma configuração testada inicialmente. A massa do seu segundo modo não chegou a ser calibrada, pois percebeu-se que a confecção das molas arqueadas, que unem o primeiro e o segundo modos, seria difícil a partir de um bloco maciço de material.

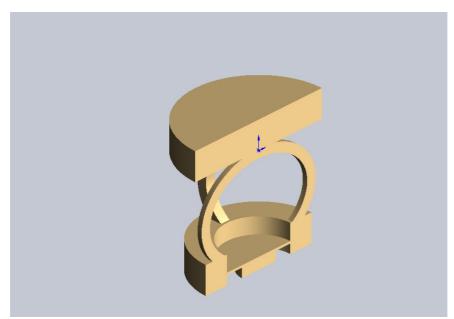


Figura 6.19: Uma configuração de CMI testada inicialmente.

A mola do primeiro modo do formato anterior foi alterada e um novo formato de CMI, mostrado na figura 6.20, começou a ser calibrado. O seu desenho permitia fazer alterações, de forma simples, nas dimensões da secção das molas, na espessura da membrana e nos diâmetro e espessura da massa central. As frequências obtidas foram 3179,5Hz (massas em fase) e 3202,4Hz (massas em oposição de fase), resultando em uma banda de 122,9Hz, com as dimensões de 1,7 x 1,8 mm para a seção das molas, espessura de 0,105mm para a membrana e espessura x diâmetro de 0,450 x 1,000mm para a massa central. As dimensões obtidas para as molas com esta calibração viabilizariam a sua confecção, no entanto, o mesmo não ocorreu com a membrana e a pequena massa em seu centro. A massa do segundo modo não era compatível com a massa efetiva necessária. Além disto, a banda obtida foi grande em relação à que era desejada.

Em lugar de usar uma membrana como elemento para compor o segundo modo do CMI, uma outra ideia foi tentada: a utilização de elementos que combinassem, simultaneamente, as funções de poste da cavidade Klyston e segundo modo do casador. Uma destas alternativas, que chegou a ser simulada, é mostrada na figura 6.21. Nas simulações feitas não foi obtida a calibração dos modos e as dimensões obtidas já impossibilitariam a sua confecção a partir de um bloco sólido. Outros dois formatos, que seguiam esta mesma concepção e que começaram a ser investigados

são mostrados nas figuras 6.22 e 6.23, mas nestes não se obteve calibração. Nestes não ocorreu o "efeito mola" necessário a calibração dos CMI.

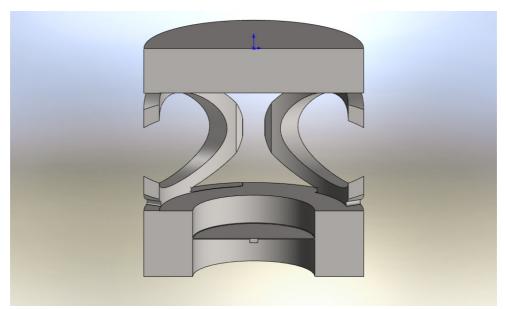


Figura 6.20: Uma configuração de CMI que foi calibrada, mas as dimensões obtidas impossibilitariam a sua confecção. A massa do segundo modo não era compatível com a massa efetiva necessária. Além disto a banda não era adequada ao projeto do detector.

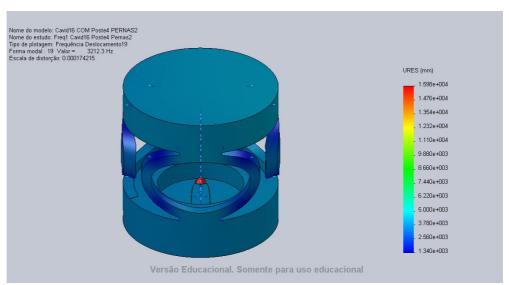


Figura 6.21: Nas simulações feitas não foi obtida a calibração dos modos e com as dimensões obtidas já seria impossível a sua confecção a partir de um bloco sólido

Apesar das dificuldades na calibração do segundo modo com os formatos testados, sempre foi possível a calibração do primeiro modo do CMI. A escolha do elemento para compor o segundo modo, neste ponto, recairia sobre o uso de membranas, já que, apesar das simulações feitas indicarem que sua espessura seria da ordem de 60 micrometros, estas também demostraram que são calibráveis. Na próxima seção, além da análise do CMI com membranas de espessura constante, também será apresentada uma análise com membranas de espessura variável.

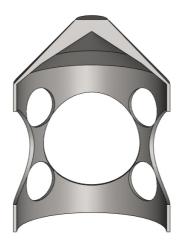


Figura 6.22: Corte de um dos formatos que seriam utilizados, simultaneamente, como poste da cavidade Klyston e segundo modo do CMI. Nas simulações não se obteve calibração, já que não ocorreu o "efeito mola" necessário a calibração dos CMI.



Figura 6.23: Corte de um outro formato que seria utilizado, simultaneamente, como poste da cavidade Klyston e segundo modo do CMI. Nas simulações não se obteve calibração, já que não ocorreu o "efeito mola" necessário a calibração dos CMI.

6.3.4 - Análise de dois tipos de membranas para verificar a compatibilidade com a amplificação requerida

6.3.4.1 - Membrana com espessura constante

Nos CMI utilizados neste estudo (ver figura 6.24), o primeiro modo foi concebido a partir da configuração obtida na seção anterior e o segundo modo a partir das membranas de espessura

constante, testadas na seção 3.4.2. As etapas para a calibração são mostradas na tabela 10. A espessura da membrana e as dimensões da mola foram alteradas até conseguir frequências de fase e oposição de fase, envolvendo o primeiro e o segundo modo do CMI, que estivessem o mais próximo possível de 3200Hz e com a menor banda entre elas. O melhor resultado está destacado em negrito na referida tabela. As figuras 6.25 e 6.26 exibem os CMI deformados em corte e seus modos em fase e em oposição de fase.

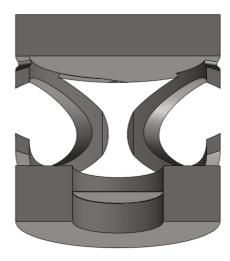


Figura 6.24: Corte do primeiro CMI que foi calibrado. Podem ser vistas a membrana de espessura constante, que compõe o segundo modo, conectada à massa do primeiro modo, que por sua vez está conectada à base pelas três molas mostradas.

Tabela 10: Resultados das simulações obtidas para o CMI configurado com membrana de espessura constante. O melhor resultado está destacado em negrito.

Designação	Espessura Membrana (mm)	Frequência Fase (Hz)	Frequência Oposição Fase (Hz)	Banda (Hz)	Modos	Espessura MOLA
Mola 1 – Memb 0	0,063636	2163,50	3135,80	972,30	08 e 11	1,7 x 1,8
Mola 1 – Memb 1	0,100000	3133,30	4926,10	1792,80	10 e 13	1,7 x 1,8
Mola 1 – Memb 2	0,077280	3132,60	3818,40	685,80	10 e 11	1,7 x 1,8
Mola 1 – Memb 3	0,064595	2183,90	3135,20	951,30	08 e 11	1,7 x 1,8
Mola 1 – Memb 4	0,072480	2446,10	3137,00	690,90	10 e 11	1,7 x 1,8
Mola 1 – Memb 5	0,074000	3130,90	3655,50	524,60	10 e 11	1,7 x 1,8
Mola 1 – Memb 6	0,073000	3130,60	3606,90	476,30	10 e 11	1,7 x 1,8
Mola 1 – Memb 7	0,072800	3128,40	3596,30	467,90	10 e 11	1,7 x 1,8
Mola 1 – Memb 8	0,072650	3127,70	3589,40	461,70	10 e 11	1,7 x 1,8
Mola 1 – Memb 4a	0,072480	3128,50	3580,60	452,10	10 e 11	1,7 x 1,8
Mola 1 – Memb 9	0,070000	3127,70	3460,30	332,60	10 e 11	1,7 x 1,8
Mola 1 – Memb 10	0,064634	3113,60	3205,90	92,30	10 e 11	1,7 x 1,8
Mola 1 – Memb 11	0,064634	3179,50	3336,60	157,10	10 e 11	1,8 x 1,8
Mola 1 – Memb 12	0,064634	3167,10	3249,80	82,70	10 e 11	1,75 x 1,8

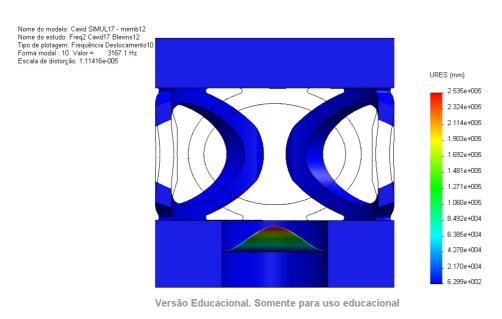


Figura 6.25: Neste instantâneo a mola da primeira massa (primeiro modo) está contraída e em fase com a membrana (segundo modo).

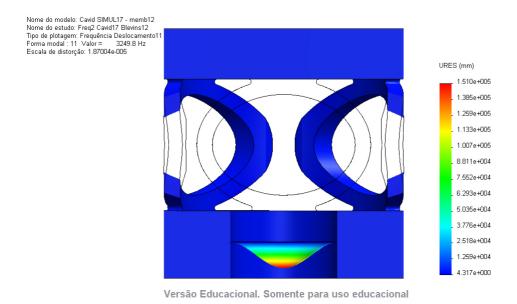


Figura 6.26: Neste instantâneo a mola da primeira massa (primeiro modo) está contraída e em oposição de fase com a membrana (segundo modo).

Os gráficos nas figuras 6.27 e 6.28 mostram as amplitudes do movimentos da membrana nos instantes em que a sua deformação é máxima, nos 2 modos de interesse, que ocorreram nas frequências de 3167,1Hz e 3249,8Hz, obtidas por meio de sondas de movimento, inseridas a partir do centro da membrana e orientadas no sentido radial. Observa-se que a amplitude foi maior no modo que ocorre na frequência de 3167,1Hz, quando os movimentos da mola e da membrana estão em fase, ou seja, quando os dois modos do CMI estão em fase.

Nome do estudo: Freq1 Cavid17 Blevins12 Tipo de plotagem: Frequência Deslocamento10 Forma modal: 10 Valor = 3167.1 Hz

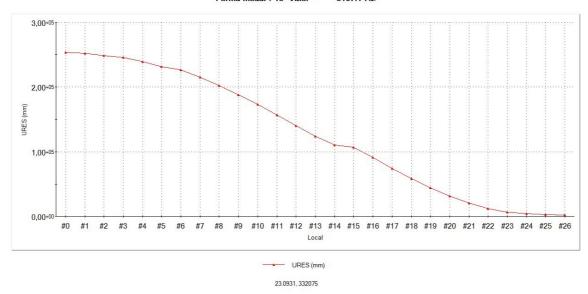


Figura 6.27: O gráfico mostra a amplitude do movimento da membrana em um dos modos de interesse (frequência de 3167,1Hz) em um dos instantes em que a sua deformação é máxima. A curva foi obtida por meio de sondas de movimento (sensores disponíveis no programa utilizado nas simulações), inseridas a partir do centro da membrana e orientadas no sentido radial. As maiores amplitudes são obtidas na região central da membrana.

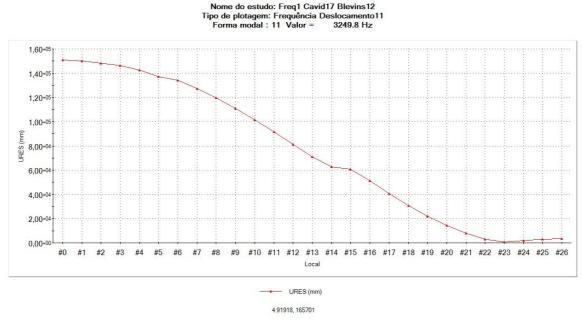


Figura 6.28: O mesmo gráfico da figura anterior mostrando a amplitude do movimento da membrana em um dos modos de interesse, mas para a frequência de 3249,8Hz. As maiores amplitudes são obtidas na região central da membrana.

6.3.4.2 - Membrana de espessura variável parabólica

Nesta seção, um CMI com formato semelhante ao anterior (ver figura 6.24) foi analisado. Seu primeiro modo possui a mesma configuração, mas o segundo modo utiliza uma membrana com espessura variável em que a face voltada para a cavidade é plana e a outra face, confeccionada segundo um perfil parabólico, tem a espessura menor no centro do que na borda. A figura 6.29 mostra o formato desta membrana em detalhe. Com esta configuração o formato da membrana passou a ser calibrado através das espessuras dos seus centro e borda, ao invés de apenas calibrar uma única espessura, ou seja, a calibração passou a ser feita com 2 graus de liberdade (2 G.L.). As etapas da calibração feita são mostradas na tabela 11, que mostra: as espessuras do centro e da borda da membrana, que foram alteradas até atingir os mesmos objetivos mencionados na seção anterior; as frequências obtidas para os modos em fase e oposição de fase (envolvendo o primeiro e o segundo modo do casador); a banda e as dimensões da mola do CMI. Os dois melhores resultados estão destacados em negrito na referida tabela.

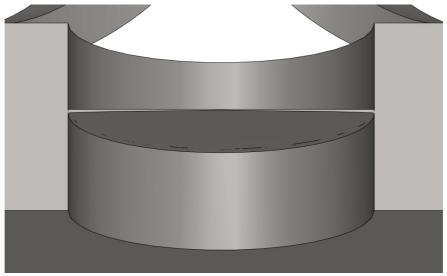


Figura 6.29: Corte em perspectiva do CMI mostrando, em detalhe, o formato da membrana. Este CMI utiliza uma membrana com espessura variável em que a face voltada para a cavidade é plana e a outra face, confeccionada segundo um perfil parabólico, tem espessura central menor do que a das bordas.

As deformações deste CMI, para os modos em fase e em oposição de fase, foram semelhantes às exibidas nas figuras 6.25 e 6.26 da seção anterior.

Os gráficos nas figuras 6.30 e 6.31 mostram as amplitudes do movimentos da membrana nos instantes em que a sua deformação é máxima, nos 2 modos de interesse, que ocorreram nas frequências de 3196,0Hz e 3250,3Hz, obtidas por meio de sondas de movimento, inseridas a partir do centro da membrana e orientadas no sentido radial. Observa-se que a amplitude foi maior no modo que ocorre na frequência de 3196,0Hz, quando os movimentos da mola e da

membrana estão em fase, ou seja, quando os dois modos do CMI estão em fase.

Tabela 11: Resultados das simulações obtidas para o CMI configurado com membrana de espessura

variável. Os melhores resultados estão destacados em negrito.

variavei. Os memores io	Espessura	Espessura	Freq Fase	Freq	Banda	Modos	Espessura
Designação	Centro –	Borda -	(Hz)	Oposição	(Hz)		MOLA (mm)
	(mm)	(mm)		Fase (Hz)			
Mola1 – var memb1	0,030000	0,120000	3228,30	4392,00	1163,70	10 e 13	1,75 x 1,8
Mola1 – var memb2	0,025000	0,080000		,	30,20	10 e 11	1,75 x 1,8
Mola1 – var memb3	0,030000	0,150000		,	2210,50	10 e 13	1,75 x 1,8
Mola1 – var memb4	0,030000	0,080000	3063,00	3234,50	171,50	10 e 11	1,75 x 1,8
Mola1 – var memb5	0,030000	0,090000	3222,40	3399,80	177,40	10 e 11	1,75 x 1,8
Mola1 – var memb6	0,030000	0,085000	3201,10	3258,10	57,00	10 e 11	1,75 x 1,8
Mola1 – var memb7	0,030000	0,084700	3196,40	3253,90	57,50	10 e 11	1,75 x 1,8
Mola1 – var memb8	0,030000	0,085300	3205,90	3264,00	58,10	10 e 11	1,75 x 1,8
Mola1 – var memb9	0,030000	0,084850	3199,70	3256,70	57,00	10 e 11	1,75 x 1,8
Mola1 – var memb10	0,025000	0,085000	3160,40	3239,40	79,00	10 e 11	1,75 x 1,8
Mola1 – var memb11	0,025000	0,075000	2838,50	3233,50	395,00	10 e 11	1,75 x 1,8
Mola1 – var memb2a	0,025000	0,080000	3001,70	3227,50	225,80	10 e 11	1,75 x 1,8
Mola1 – var memb10 a	0,025000	0,085000	3146,50	3234,20	87,70	10 e 11	1,75 x 1,8
Mola1 – var memb11 a	0,025000	0,075000	2837,40	3229,90	392,50	10 e 11	1,75 x 1,8
Mola1 – var memb12	0,025000	0,086500	3196,00	3250,30	54,30	10 e 11	1,75 x 1,8
Mola1 – var memb13	0,025000	0,087500	3209,40	3270,30	60,90	10 e 11	1,75 x 1,8
Mola1 – var memb14	0,025000	0,085750	3179,60	3241,10	61,50	10 e 11	1,75 x 1,8

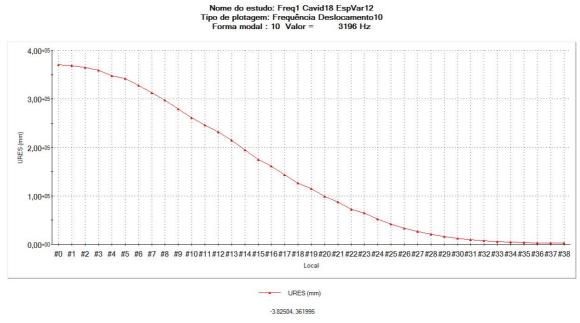


Figura 6.30: O gráfico mostra a amplitude do movimento da membrana em um dos modos de interesse (frequência de 3196,0Hz) em um dos instantes em que a sua deformação é máxima. A curva foi obtida por meio de sondas de movimento (sensores disponíveis no programa utilizado nas simulações), inseridas a partir do centro da membrana e orientadas no sentido radial. As maiores amplitudes são obtidas na região central da membrana.

Nome do estudo: Freq1 Cavid18 EspVar12 Tipo de plotagem: Frequência Deslocamento11 Forma modal : 11 Valor = 3250.3 Hz

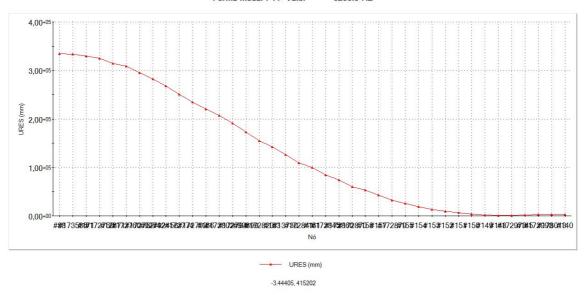


Figura 6.31: O mesmo gráfico da figura anterior mostrando a amplitude do movimento da membrana em um dos modos de interesse, mas para a frequência de 3250,3Hz. As maiores amplitudes são obtidas na região central da membrana.

Os resultados das amplitudes do movimento na região central da membrana de espessura variável foram maiores que os da membrana de espessura constante, indicando que estas apresentaram maior amplificação nesta região, o que poderia melhorar o sinal de saída da cavidade. Contudo, as dimensões obtidas na região central da membrana de espessura variável, na calibração, foram aproximadamente a metade da obtida na membrana de espessura constante, o que, associado a maior complexidade da sua confecção, fizeram com que o CMI que utiliza membrana de espessura constante fosse escolhido como a melhor opção.

6.3.4.3 - Iniciando as simulações dos CMI conectados à esfera

Para iniciar a calibração dos CMI, foram feitas algumas simulações com seis casadores, com membrana de espessura constante, conectados à esfera. Nas tentativas feitas, foram obtidos como era esperado, os 17 modos envolvendo o modos quadrupolares da esfera e os primeiro e segundo modos do CMI, contudo nestes resultados não houve o acoplamento destes modos.

Devido à demora nas simulações com seis CMI conectados à esfera, nas simulações seguintes foi utilizado apenas um CMI conectado à esfera ou separado desta, quando foram corrigidas as equações de configuração dimensional do modelo, que estavam dificultando a calibração da sua mola. A utilização de menor quantidade de CMI reduz o volume de operações que o programa de elementos finitos realiza.

Também foi obtida uma nova configuração de malha, somente aplicável a membranas de espessura constante, que foi validada utilizando o procedimento descrito na seção 6.4.2 e que tornou as simulações mais rápidas e confiáveis. A confecção de malhas eficientes é difícil quando existe uma grande variação dimensional entre as partes do modelo que se encontram conectadas, como ocorre na conexão do CMI com a esfera.

Uma dificuldade encontrada ao conectar os CMI com a esfera é que as frequências do casador, ou seja, dos modos em fase e em oposição de fase, afastavam-se uma da outra. Por isso foi necessário calibrar novamente o CMI separado da esfera e isto foi feito à partir das dimensões de um casador em que um dos seus modos havia acoplado com os modos da esfera. O que foi procurado nesta calibração foi conseguir que as frequências deste modelo simplesmente ficassem próximas uma da outra. Fazendo desse modo esperava-se que, ao recolocar o CMI sobre a esfera, os seus modos acoplassem novamente. Resumidamente, os resultados e as configurações utilizadas nestas simulações são mostradas na tabela 12. Os modos de interesse do melhor resultado e suas configurações são mostrados em negrito nesta tabela.

Tabela 12: A tabela exibe as configurações e resultados das simulações com um CMI, separado da esfera, em que se tentou aproximar os modos de interesse. O ponto de partida foi a configuração mostrada a esquerda da tabela, que em simulação anterior apresentou um de seus modos acoplado ao modo quadrupolar da esfera. Os modos de interesse do melhor resultado e suas configurações são mostrados em negrito. As dimensões da mola referem-se à espessura na direção radial e a largura na direção tangencial da seção da mola do CMI.

Denominação	C17-m16-1 A	C17-m16-2 A	C17-m16-3 A	C17-m16-4 A
Espessura da Membrana (mm)	0,13600	0,12600	0,08900	0,08600
Dimensões da Mola (mm)	2,216 x 2,216	2,216 x 2,216	2,216 x 2,216	2,216 x 2,216

Nº do modo	Frequência (Hz)	Frequência (Hz)	Frequência (Hz)	Frequência (Hz)
1	4,261	3,922	2,656	2,558
2	4,504	4,249	2,756	2,706
3	5,106	5,073	3,129	2,775
4	8,869	7,462	4,862	5,559
5	13,586	14,389	7,805	7,180
6	15,551	14,871	8,111	7,580
7	2793,347	2793,375	2793,492	2793,504
8	3215,172	3215,273	3215,640	3215,671
9	3216,700	3216,800	3217,167	3217,197
10	4381,153	4381,064	4327,059	4220,742
11	5088,488	5088,541	4448,425	4406,810
12	5097,418	5097,472	5088,720	5088,729
13	6709,842	6217,725	5097,655	5097,666
14	10530,914	10530,655	9128,158	8820,653
15	10595,249	10594,979	9128,890	8821,389

Tabela 13: A tabela exibe os melhores resultados e suas configurações, obtidos nas simulações com 6 CMI, conectados à esfera (com furo central). O ponto de partida foi a melhor configuração mostrada na tabela anterior. Entre os resultados realçados na tabela estão a banda e a média de cada quintupleto, as diferenças entre os singletos e estas médias, a média total e a banda total.

,	C	,			
Denominação		Esfera 6 Furos e Furo Central + 6 C17-m16-6 A			
Esp Membrana (mm)	0,063608				
Dimens Mola (mm)	2,216 x 2,216				
Nº do modo	Frequência (Hz)				
25	2948,087				
26	2948,552				
27	2971,247				
28	2977,980				
29	2978,033				
30	3080,784		Média		
31	3081,498		3082,095		
32	3082,119				
33	3082,460		Banda		
34	3083,612		2,827	Dif Inf	Dif Sup
35	3085,366	Todos em fase		3,272	48,542
36	3119,850		Média		
37	3120,150		3133,909		
38	3138,042				
39	3138,157		Banda		
40	3153,345		33,495	Dif Inf	Dif Sup
41	3184,637	Todos em oposição fase		50,729	2,901
42	3186,363		Média		
43	3187,147		3187,538		
44	3187,276			Banda	Média
45	3187,722		Banda	Total	Total
46	3189,185		2,822	108,400	3134,571

O próximo passo foi simular seis CMI sobre a esfera, iniciando com a configuração do melhor resultado obtido até aqui. A tabela 13 exibe o melhor resultado obtido nestas simulações (com seis CMI sobre a esfera), destacando os dois singletos e os três quintupletos, as bandas de cada quintupleto, a banda total e as médias parciais e totais.

A simulação obteve a simetria que se esperava com a distribuição onidirecional dos transdutores. Obteve-se, aproximadamente, os dois singletos (modos 35 e 41 na tabela mencionada) e três quintupletos (modos 30 a 34, 36 a 40 e 42 a 46) que eram esperados, contudo os singletos estão muito próximos dos quintupletos laterais (o primeiro e o terceiro quintupletos) e o quintupleto central está muito espalhado. Mais trabalho é necessário para refinar a simulação.

Para compreender melhor a distribuição dos modos obtidos nos quintupletos e singletos, foram realizadas três novas simulações com o mesmo CMI (mesma configuração do casador utilizado na simulação da tabela 13), mas segundo três novos arranjos sobre a esfera:

- com **um** CMI de **dois modos** conectado à esfera tratada como *massa rígida* (o que altera a forma de iteração do CMI com a esfera), foi obtida uma banda de 100,30Hz
- com seis CMI de um modo (sem a membrana) conectado à esfera sem o furo central, foi obtida uma banda de 39,967Hz
- com seis CMI de dois modos conectados à esfera sem o furo central, foi obtida uma banda de 107,58Hz. O resultado desta simulação é exibido na tabela 14.

A diferença entre as bandas das duas primeiras simulações indicaram que os primeiro e segundo modos do CMI não estão devidamente acoplados. A massa e a mola do primeiro modo devem ser alteradas para obter a calibração entre as bandas.

A banda obtida na terceira simulação (esfera sem furo central), mostrada na tabela 14, apesar de semelhante à obtida na simulação que utilizava a esfera com furo central (mostrada na tabela 13), apresentou uma distribuição mais adequada nos quintupletos, indicando que o furo central da esfera foi um dos causadores do espalhamento obtido anteriormente.

A investigação a partir destas quatro simulações propiciou conclusões importantes que conduziram a uma estratégia de calibração mais eficiente, por isso nas seções seguintes estes arranjos são discutidos e apresentados os principais resultados obtidos.

Tabela 14: A tabela exibe os resultados obtidos nas simulações com 6 CMI iguais ao da simulação mostrada na tabela 13, conectados à esfera (sem furo central). Entre os resultados realçados na tabela estão a banda e a média de cada quintupleto, as diferenças entre os singletos e estas médias, a média total e a banda total.

Denominação:	Esfera 6 Fur	os + 6 CMI a			
Esp Membrana ((mm)	0,063608			
Dimensões Mola	a (mm)	2,216 x 2,216			
Nº do modo	Frequência (Hz)				
30	3082,687		Média		
31	3082,871		3083,185		
32	3083,084				
33	3083,247		Banda		
34	3084,035		1,348	Dif Inf	Dif Sup
35	3085,366	Todos em fase		2,182	71,421
36	3156,697		Média		
37	3156,739		3156,788		
38	3156,768				
39	3156,830		Banda		
40	3156,904		0,208	Dif Inf	Dif Sup
41	3184,646	Todos em oposição fase		27,858	4,779
42	3188,939		Média		
43	3189,119		3189,425		
44	3189,300			Banda	Média
45	3189,496		Banda	Total	Total
46	3190,272		1,332	107,584	3142,176

6.3.5 - Simulações de um CMI de um modo sobre massa rígida esférica - Arranjo 1

O objetivo neste tipo de arranjo é obter, através de simulações menores, uma primeira aproximação para as dimensões da mola do primeiro modo dos CMI, com vistas à sua calibração. Os elementos que compõem estas simulações são:

- um CMI de um modo, que corresponde ao CMI visto na seção anterior, mas sem a membrana,
- a esfera, tratada como sendo uma massa rígida pelo programa, unida aos CMI, também rigidamente. Através deste recurso (denominado de massa remota ou *remote mass*, no

programa utilizado) o programa considera a massa da esfera distribuída rigidamente, assim ela não troca energia ou acopla vibracionalmente com o CMI. Por outro lado o CMI tem seus modos alterados devido à presença da massa. A grande vantagem deste recurso é o menor tempo gasto nas simulações em que pode ser utilizado.

Como nem a massa da esfera pode ser alterada e nem as dimensões da cavidade Klyston existente nos CMI, os únicos parâmetros possíveis de serem alterados, visando a calibração dos casadores, são: a **espessura da membrana** (massa M3), a **massa** da parte do CMI (massa M2) que sustenta a membrana e é unida à esfera por meio de uma mola, e a **mola** que a conecta à esfera. Como a membrana já foi dimensionada para a frequência de interesse e sofre pouca alteração devido à massa M2, ela praticamente não afetará e não será afetada pela calibração.

Pelas razões expostas, para a calibração dos CMI, as opções são: alterar a massa M2 e as dimensões da mola, o que significa, alterar a massa efetiva do primeiro modo dos CMI. Assim após alterar a massa física M2 a simulação deste arranjo pode ser utilizada para calibrar as molas do CMI. A calibração é alcançada quando a frequência do primeiro modo do CMI ocorre na mesma frequência dos modos quadrupolares da esfera, frequência esta determinada anteriormente através de simulações da esfera (ver tabela 7).

6.3.6 - Simulações de seis CMI de um modo sobre esfera sem furo central - Arranjo 2

O objetivo nesta etapa é, tendo obtido a calibração das molas do casador, obter a banda do primeiro modo dos CMI. Os elementos a participarem destas simulações são:

- seis CMI de um modo, que corresponde ao CMI sem a membrana,
- a esfera sem o furo central.

Por meio da simulação deste arranjo são obtidos 11 modos sendo: dois quintupletos e um singleto. Idealmente os quintupletos são modos degenerados que acoplam os modos quadrupolares da esfera com o modo principal de alguns dos CMI. O singleto corresponde ao modo em que todos os CMI estão acoplados com a esfera. Esta configuração é semelhante a outra já estudada anteriormente pelo autor [34].

A banda do primeiro modo dos CMI é avaliada pela diferença entre as frequências dos quintupletos.

6.3.7 - Simulações de um CMI de dois modos sobre massa rígida esférica – Arranjo 3

O objetivo nesta etapa é, tendo obtido a calibração das molas do casador, obter a banda do segundo modo dos CMI. Os elementos a participarem destas simulações são:

- um CMI de dois modos,
- a esfera, tratada como sendo uma massa rígida pelo programa, unida aos CMI, também rigidamente (ver seção 6.3.5).

Por meio da simulação deste arranjo, a banda do segundo modo dos CMI já calibrados é obtida diretamente pela diferença entre as frequências dos modos em fase e oposição de fase do casador.

6.3.8 - Simulações de um CMI de dois modos sobre esfera sem furo central – Arranjo 4

O objetivo nesta etapa é, tendo obtido a calibração das molas do casador, obter a banda do segundo modo dos CMI. Os elementos a participarem destas simulações são:

- um CMI de dois modos,
- a esfera sem o furo central.

Esta configuração pode ser utilizada para obter a banda do segundo modo dos CMI em lugar do arranjo anterior, mas apresenta a desvantagem de necessitar mais tempo na simulação, já que os modos acoplados também são resolvidos pelo programa.

6.3.9 - Simulações de seis CMI de dois modos sobre esfera sem furo central - Arranjo 5

O objetivo nesta etapa é, tendo obtido a calibração dos dois modos do CMI com a esfera, obter a banda total da antena, mas excluindo o efeito do furo central da esfera. Os elementos a participarem destas simulações são:

- seis CMI de dois modos,
- a esfera sem o furo central.

Por meio da simulação desta configuração são esperados 17 modos normais, sendo distribuídos em três quintupletos e dois singletos. Foi observado que a ausência do furo central, utilizado para conectar a esfera à suspensão, torna a distribuição dos modos mais simétrica.

6.3.10 - Simulações de seis CMI de dois modos sobre esfera com furo central - Arranjo 6

O objetivo nesta etapa é, tendo obtido a calibração dos dois modos do CMI com a esfera, obter a banda total do detetor, incluindo o efeito do furo central da esfera na distribuição dos modos. Os elementos a participarem destas simulações são:

- seis CMI de dois modos,
- a esfera com o furo central.

Por meio da simulação desta configuração são esperados 17 modos normais, sendo distribuídos em três quintupletos e dois singletos. Foi observado que a existência do furo central, utilizado para conectar a esfera à suspensão, produz uma importante alteração na simetria da distribuição dos modos e um aumento na banda total.

A tabela 15 apresenta as bandas obtidas para três configurações de CMI utilizando os arranjo discutidos nas seções anteriores. A diferença entre as configurações são a massa M2 e as dimensões da mola do primeiro modo. Na tabela são exibidos as massas físicas de cada modo, as dimensões utilizadas nas molas, a espessura da membrana e uma descrição sucinta dos elementos que participaram em cada arranjo.

Tabela 15: Bandas (em Hz) obtidas para três configurações de CMI em simulações em que foram utilizados os arranjos descritos nas seções anteriores (seções 6.3.5 a 6.3.10). Os elementos e suas configurações, que participaram de cada arranjo, em cada etapa, são exibidos do lado esquerdo da parte central deste tabela. Na parte inferior são mostrados os parâmetros (r e M_{2_N}) que foram utilizados nos redimensionamentos da massa M2, do segundo modo. A maneira como foram obtidos estes parâmetros será discutida nas páginas seguintes.

	M1 (Mass (kg)	a da esfera)	(kg)/Massa efetiva – modo	1155 / 287	1155 / 287	1155 / 287
		M2 (Massa do 1º modo) (g)			74,900	91,378
	Mola (espe	essuras trans	versal x radial) (mm x mm)	2,2160 x 2,2160	2,7585 x 2,2160	2,9227 x 2,2160
	M3 (Mass	a do 2º mode	o – Membrana) (mg)	3,348	3,348	3,348
	Membrana	ı (espessura)	(mm)	0,063608	0,063608	0,063608
Arranjo						
1	1 CMI	1 modo	Massa Esférica Rígida		3159,580	3159,500
2	6 CMI	1 modo	Esfera SEM Furo Central	39,967	56,110	59,991
3	1 CMI	2 modos	Massa Esférica Rígida	100,300	67,120	58,721
5	6 CMI	2 modos	Esfera SEM Furo Central	107,584	90,186	88,906
6	6 CMI	2 modos	Esfera COM Furo Central	108,400		98,272
-			r	= 2,510	1,196	0,979
			$M_{2_{_{ m N}}}$	=	77,807	89,597

A massa efetiva do segundo modo (M3 - membrana) do CMI não é de determinação trivial. Contudo a massa efetiva do primeiro modo (M2) se aproxima da massa física, já que a mola e a massa, elementos deste modo vibracional, estão bem caracterizadas. O critério adotado para a otimização dos casadores foi de que as bandas do primeiro e segundo modos devem estar casadas, ou seja, devem ter seus valores o mais próximo possível (idealmente seriam iguais) e abrangendo as mesmas frequências. Sendo assim, qualquer que seja o procedimento utilizado para estimar as massas ou as dimensões do casador durante o processo de otimização, este não interferirá no resultado obtido, mas sim e apenas no número de etapas necessárias à obtenção da otimização dos CMI.

O dimensionamento ou calibração das molas foi feita através de simulações, seguindo o procedimento já explicado na seção 6.3.5. Já para a calibração da massa do primeiro modo (M2) foi necessário passar por todas as etapas descritas nas seções anteriores, comparar as bandas obtidas e, enquanto não for alcançado o resultado desejado, redimensionar a massa M2. Os resultados anteriores eram utilizados para redimensionar a massa M2 em cada nova configuração. Quanto mais eficiente este redimensionamento, menor seria o número de etapas até obter a otimização.

Em cada redimensionamento da massa M2 foi levado em conta que se deseja que as novas bandas dos CMI sejam tão próximas quanto for possível, ou seja, que:

$$\Delta f_{1_{N}} \approx \Delta f_{2_{N}} \tag{6.4}$$

Na equação Δf_{1_N} e Δf_{2_N} são as novas bandas, do primeiro e do segundo modo, respectivamente. De acordo com a equação (3.3) estas bandas são dadas por:

$$\Delta f_{1_{N}} \approx 2 f_{0_{N}} \sqrt{\frac{M_{2_{N}}}{M_{1}}} \tag{6.5}$$

e

$$\Delta f_{2_{\rm N}} \approx 2 f_{0_{\rm N}} \sqrt{\frac{M_3}{M_{2_{\rm N}}}} \tag{6.6}$$

onde f_{0_N} é a nova frequência e M_{2_N} é a nova massa, ambas do segundo modo e à determinar. Substituindo as equações (6.5) e (6.6) em (6.4) é obtida a seguinte relação:

$$M_{2_{\rm N}} \approx \sqrt{M_1 M_3} \tag{6.7}$$

Também de acordo com a equação (3.3) as bandas anteriores são dadas por:

$$\Delta f_{1_{A}} \approx 2 f_{0_{A}} \sqrt{\frac{M_{2_{A}}}{M_{1}}} \tag{6.8}$$

e

$$\Delta f_{2_{\rm A}} \approx 2 f_{0_{\rm A}} \sqrt{\frac{M_3}{M_{2_{\rm A}}}} \tag{6.9}$$

onde f_{0_A} é a frequência anterior e M_{2_A} é a massa anterior, ambas do segundo modo e determinadas. Dividindo a equação (6.9) pela equação (6.8) é obtida a seguinte relação:

$$\sqrt{M_1 M_3} \approx M_{2_A} \cdot \frac{\Delta f_{2_A}}{\Delta f_{1_A}} \tag{6.10}$$

A nova massa do segundo modo pode ser relacionada com a massa anterior por meio da relação:

$$M_{2_{N}} = M_{2_{A}} \cdot r \tag{6.11}$$

onde r é a relação entre a nova massa e a anterior. Substituindo (6.10) e (6.11) em (6.7) é obtida a seguinte relação:

$$r \approx \frac{\Delta f_{2_{\rm A}}}{\Delta f_{1_{\rm A}}} \tag{6.12}$$

Os valores obtidos para $r \in M_{2_N}$ estão mostrados na tabela 15.

Tabela 16: São mostrados os resultados obtidos para a configuração de CMI obtida no processo de otimização já discutido e resumido na tabela 15. Nesta simulação, 6 destes casadores foram conectados à esfera **sem furo central**. Entre os resultados realçados na tabela estão a banda e a média de cada quintupleto, as diferenças entre os singletos e estas

Denominação Esfera 6 Furos + 6 CMI c					
Esp Membrana (mm)		0,063608			
Dimensões Mo	la (mm)	2,9227 x 2,2160			
Nº do modo	Frequência (Hz)				
30	3108,629		Média		
31	3109,058		3109,786		
32	3109,750				
33	3110,290		Banda		
34	3111,203		2,574	Dif Inf	Dif Sup
35	3116,156	Todos em fase		6,370	32,595
36	3148,542		Média		
37	3148,606		3148,752		
38	3148,684				
39	3148,891		Banda		
40	3149,036		0,494	Dif Inf	Dif Sup
41	3178,760	Todos em oposição fase		30,008	16,615
42	3193,580		Média		
43	3194,358		3195,374		
44	3195,238			Banda	Média
45	3196,160		Banda	Total	Total
46	3197,537		3,956	88,907	3150,852

médias, a média total e a banda total.

A tabela 16 exibe os modos obtidos na simulação de 6 casadores conectados à esfera **sem** furo central para a configuração de CMI obtida no processo de otimização que está resumido na tabela 15. A tabela 17 exibe os modos para a mesma configuração de CMI, mas aqui os 6 casadores foram conectados à esfera **com** furo central. Em ambas as tabelas entre os resultados realçados estão a banda e a média de cada quintupleto, as diferenças entre os singletos e estas médias, a média total e a banda total.

Tabela 17: São mostrados os resultados obtidos para a configuração de CMI obtida no processo de otimização já discutido e resumido na tabela 15. Nesta simulação, 6 destes casadores foram conectados à esfera **com furo central**. Entre os resultados realçados na tabela estão a banda e a média de cada quintupleto, as diferenças entre os singletos e estas

Denominação	Esfera 6 Fur CMI c	cos e Furo Central + 6			
Esp Membrana	ı (mm)	0,063608			
Dimensões Mo	ola (mm)	2,9227 x 2,2160			
Nº do modo	Frequência (Hz)				
30	3095,759		Média		
31	3096,258		3102,387		
32	3105,031				
33	3105,837		Banda		
34	3109,051		13,292	Dif Inf	Dif Sup
35	3115,910	Todos em fase		13,523	18,894
36	3127,185		Média		
37	3127,265		3134,804		
38	3136,515				
39	3136,630		Banda		
40	3146,426		19,241	Dif Inf	Dif Sup
41	3178,569	Todos em oposição fase		43,764	10,697
42	3185,851		Média		
43	3186,766		3189,266		
44	3189,377			Banda	Média
45	3190,303		Banda	Total	Total
46	3194,032		8,181	98,273	3142,751

médias, a média total e a banda total.

Os três espectros de frequência da figura 6.32 exibem os dezessete modos obtidos com seis CMI conectados à esfera **sem** furo central, para as três configurações de CMI resumidas na tabela 15.

Os dois espectros de frequência da figura 6.33 exibem os dezessete modos obtidos com seis CMI conectados à esfera **com** furo central, para a primeira e a última configurações de CMI resumidas na tabela 15.

Em todos estes espectros, muitos dos modos aparecem sobrepostos devido à proximidade entre eles. Os dois singletos foram destacados com marcadores maiores para facilitar a identificação dos três quintupletos, já que dividem o espectro nas três regiões em que estes estão situados.

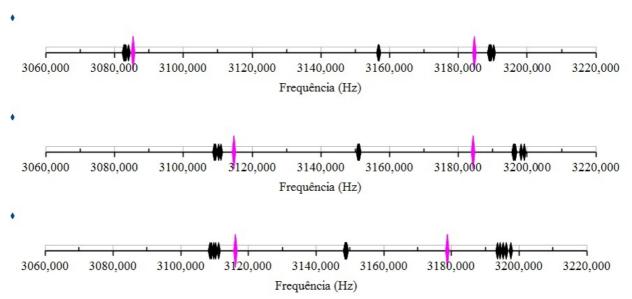


Figura 6.32: Espectros das frequências obtidas com seis CMI conectados à esfera sem furo central (Arranjo 5), para as três configurações de CMI resumidas na tabela 15. Os traços mais altos identificam as frequências correspondentes aos singletos.

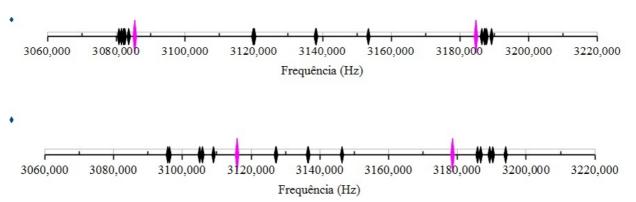


Figura 6.33: Espectros das frequências obtidas com seis CMI conectados à esfera com furo central (Arranjo 6), para a primeira e a última das três configurações de CMI resumidas na tabela 15. Os traços mais altos identificam as frequências correspondentes aos singletos.

Em todas as configurações foram obtidos, como era esperado, dezessete modos normais, distribuídos em três quintupletos e dois singletos.

Nas configurações em que a esfera não possuía o furo central, os quintupletos apresentaram os modos mais próximos, podendo ser considerados degenerados, se for admitida alguma tolerância devido à imprecisão causada pela simulação de elementos finitos. Em geral, o quintupleto que ocorre nas frequências maiores se afastou mais da média geral, do que o que ocorre nas frequências menores.

Nas configurações em que a esfera possuía o furo central, houve um considerável espalhamento nos quintupletos.

6.4 - Sistemas de ajustes e revestimentos que podem ser utilizados nos CMI desenvolvidos

Devido ao tamanho reduzido dos CMI, às condições de operação, às dificuldades para a sua confecção, conexão à esfera, montagem e de acesso, as calibrações individual e simultânea de todos os CMI é um problema de dificil solução. Seria desejável poder ajustar o tamanho do *gap* (distância entre o poste que carrega a cavidade reentrante de micro-ondas e a membrana que fecha esta cavidade) na fase final da montagem e/ou após o fechamento do *dewar*, produção do vácuo e obtenção de temperaturas ultra criogênicas. Pois a configuração do CMI proposto foi concebida para permitir ambas as alterações. Acredita-se que será possível fazer um ajuste preciso deste *gap*, pouco antes de fechar o dewar e iniciar a geração do vácuo e o resfriamento, por meio de um parafuso micrométrico instalado em cada CMI. Já na fase operacional da antena, seria possível ajustar a tensão na mola de cada CMI por meio de um campo eletrostático atuando em cada um dos casadores e alterando o seu *gap*. O sinal elétrico que controlaria estes campos eletrostáticos seria transmitidos por cabeamento e antenas semelhantes às antenas microstrips já em fase de construção. Um esboço destas soluções é mostrado na figura 6.34.

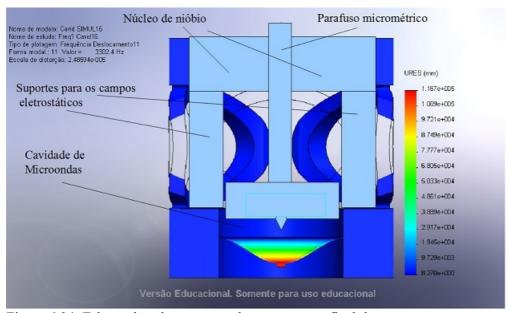


Figura 6.34: Esboço de soluções para alterar o *gap* no final da montagem ou mesmo com a antena operacional, através de parafuso micrométrico e campo eletrostático.

Um revestimento com prata na superfície externa do CMI ajudaria o seu resfriamento em baixas temperaturas, reduzindo o ruído térmico. A figura 6.35 mostra em que superfícies seria recomendável este revestimento.

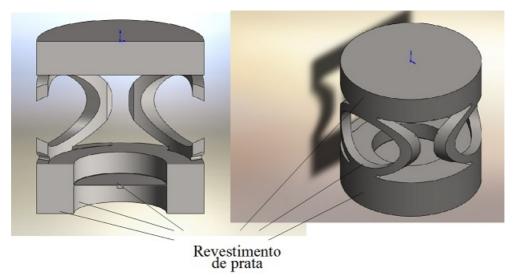


Figura 6.35: Superfícies externas em que seria recomendável o revestimento do CMI com prata, para ajudar o seu resfriamento em baixas temperaturas, reduzindo o ruído térmico.

6.5 - Outras configurações de CMI estudadas posteriormente

Para atender a uma solicitação que requeria um desenho de CMI que fosse de fácil confecção por meio de usinagem, foram desenvolvidas as duas configurações apresentadas a seguir.

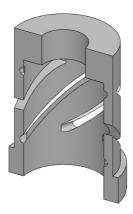


Figura 6.36: Modelo com formato tubular que chegou a ser calibrado.

Na primeira delas, mostrada na figura 6.36, o CMI é confeccionado a partir de um cilindro maciço no qual é feito um furo não passante, deixando material para a fixação da membrana e uma parede com a espessura adequada para a confecção da mola. Os rasgos inclinados, que formarão a mola, são confeccionados por fresagem retilínea em um plano tangente a este cilindro com um determinado ângulo em relação ao eixo de simetria do CMI. O primeiro modo desta configuração foi calibrado por meio de simulação utilizando o arranjo descrito na seção 6.4.5 . Confeccionado com molibdênio puro, as principais dimensões obtidas foram: espessura das

molas de 2,5mm, formadas por 6 rasgos com abertura de 2,0mm e inclinados de 45º em relação ao eixo do CMI. O modo principal, mostrado na figura 6.37, ocorreu na frequência de 3154,8Hz. Para a total calibração deste CMI é necessário que as dimensões da membrana e cavidade estejam definidas, para então, seguindo o mesmo procedimento anterior definir conjuntamente a mola e a massa do primeiro modo (massa M2).

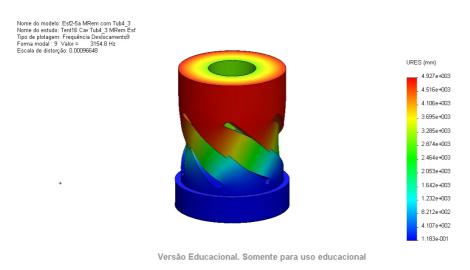


Figura 6.37: Instantâneo obtido na simulação do CMI tubular da figura 6.37 para o seu modo principal, que foi calibrado na frequência de 3154,8Hz, que corresponde ao modo quadrupolar da esfera. Além do deslocamento longitudinal axial, esta configuração apresenta movimento rotacional associado.

O formato exibido na figura 6.38 corresponde à outra configuração que poderia atender à solicitação feita. Neste caso o CMI seria confeccionado por meio de operação de usinagem de torneamento seguida de três furos passantes, mutuamente ortogonais. A determinação dos diâmetros dos furos e do perfil torneado definem as dimensões da mola, já a massa do primeiro modo (massa M2) pode ser definida pela altura do cilindro.

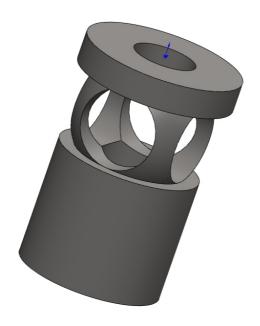


Figura 6.38: Outro formato de fácil confecção.

Capítulo 7

Análise da Suspensão do detector Mário Schenberg

A suspensão do detector Mário Schenberg é o seu principal sistema de isolamento vibracional, sendo responsável pela atenuação dos ruídos mecânicos externos, sísmicos e não sísmicos. Os ruídos de origem térmica serão minimizados pelo resfriamento à temperaturas da ordem de 50 mK. Estes dois sistemas deverão garantir que a antena atinja a sensibilidade necessária para detectar um possível sinal de OG.

O sistema de isolamento vibracional da suspensão do detector Schenberg é composto de diversos estágios, constituído pela sucessão de massas-molas, funcionando como um filtro mecânico passa-baixa, que filtrará o ruído mecânico sísmico e ambiental não-sísmico. As massas são objetos cilíndricos de metal, com massa em torno de 120kg, e os elementos restauradores (molas) são hastes cilíndricas maciças, que unem estas massas.

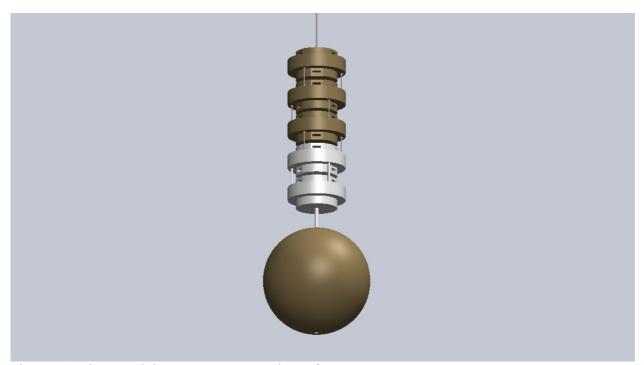


Figura 7.1: Visão geral da suspensão conectada à esfera.

Uma visão geral da suspensão, conectada à esfera, são mostradas nas figuras 7.1 e 7.2. Os elementos que a compõe são: a haste superior feita da liga Ti-Al-V, com 90%Ti-6%Al-4%V; as três massas superiores (massas 1, 2 e 3) feitas de liga 94%Cu-6% Al e unidas entre si com hastes feitas da liga Ti-Al-V já mencionada; as duas massas inferiores (massas 4 e 5) são feitas de cobre e unidas com o mesmo material; a haste inferior que é conectada à esfera é feita de cobre.

Como a suspensão sustenta a massa ressonante e foi construída de maneira a evitar a produção de fônons pela acomodação dos materiais, a sua estrutura foi projetada para que as tensões mecânicas sempre fossem muito menores (entre 10% a 20%) que a tensão de escoamento dos materiais envolvidos [11].

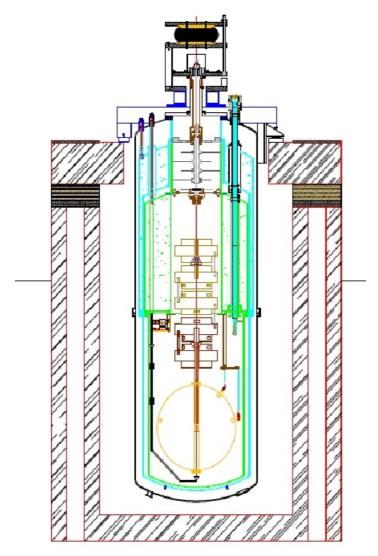


Figura 7.2: Visão mais geral da suspensão no interior do Dewar e o pneumático, também utilizado para atenuar ruídos, conectadoa na haste superior.

7.1 - Estimativa da atenuação vibracional necessária

É importante que esse sistema de isolamento apresente uma janela espectral livre de ressonâncias, suficientemente grande, em torno das frequências características do detector a fim de minimizar a influência dos modos internos da estrutura do sistema de isolamento sobre os

modos ressonantes da esfera.

É necessário que o sistema de isolamento vibracional apresente uma atenuação suficientemente boa (em torno de 180 dB [11]) para garantir que o ruído mecânico residual sobre a esfera ressonante seja igual, ou menor, que o deslocamento espectral produzido pelo ruído térmico. O sistema de isolamento vibracional da suspensão, teoricamente, produz uma atenuação de 300 dB em 3200 Hz [42].

Um cálculo para estimar o deslocamento espectral produzido pelo ruído térmico pode ser obtido pela expressão [11]:

$$x_v = \sqrt{\frac{2kT}{MOw^3}}$$
 (m Hz^{-1/2}) (7.1)

onde:

k é a constante de Boltzmann,

T é a temperatura,

M é a massa da antena,

Q é o fator de qualidade mecânico para as frequências dos modos normais do sólido.

 $w=2\pi f$, onde f é a frequência de ressonância

Substituindo os valores para o Schenberg e a frequência de 3200 Hz a equação (7.1) fornece um deslocamento espectral da ordem de 10⁻⁴⁶ m²/Hz.

O deslocamento espectral devido ao ruído sísmico, por outro lado, pode ser estimado pela fórmula empírica [11, 43]:

$$x_t = \frac{a}{v^2}$$
 (m Hz^{-1/2}) (7.2)

onde:

 \boldsymbol{x}_t é o deslocamento espectral produzido por movimentos do terreno,

a é um parâmetro que depende do terreno e da profundidade. Foi adotado 10^{-8} , um valor considerado conservador entre as opções pesquisadas,

 v^2 é a frequência de deslocamento do terreno.

Substituindo os valores para o Schenberg e a frequência de 3200 Hz a equação (7.2) fornece um deslocamento espectral da ordem de 10⁻³⁰ m²/Hz.

Portanto para que a sensibilidade do detector não seja comprometida pelo ruído mecânico a suspensão deve produzir uma atenuação maior que, ou da ordem de, 10¹⁶. Dessa maneira o ruído mecânico residual não deverá ultrapassar o ruído térmico.

A seguir serão feitas simulações vibracionais da nova suspensão implementada no detector Schenberg com o objetivo de obter a atenuação do ruído sísmico na superfície da esfera, na mesma posição em que serão conectados os transdutores.

7.2 - Validação do modelo e das configurações utilizadas na análise da suspensão

Inicialmente foi feita a calibração das configurações adotadas no programa para simulação que utiliza o MEF, por meio da comparação de resultados obtidos experimentalmente por Turano [42], com os resultados obtidos na simulação de um modelo equivalente, mostrado na figura 7.3. Para obter a curva de resposta em frequência no programa utilizado e, por meio dela, comparar as atenuações obtidas nas simulação com as experimentais, foram inseridas sondas de movimento (sensores disponíveis no programa utilizado nas simulações) nas mesmas posições em que foram realizadas as medidas experimentais. Foi aplicada no topo da primeira massa (massa 1) a excitação correspondente ao ruído sísmico, que foi estimada para todas as frequências simuladas. A curva de resposta obtida por meio da simulação é mostrada na figura 7.4. As medidas experimentais da atenuação [42], medidos entre as massas da suspensão são mostradas na tabela 18. No gráfico da figura 7.4 estão marcados, na frequência de 3200Hz, as atenuações obtidas entre as massas da suspensão. Pode ser observado que estes valores são compatíveis com os valores experimentais, indicando que as configurações utilizadas estão adequadas e que, portanto, a calibração foi bem sucedida.



Figura 7.3: Modelo utilizado nas simulações. Ele é equivalente ao utilizado experimentalmente, por Turano [45]. Foram inseridos sensores (disponíveis no programa), nas mesmas posições em que foram realizadas as medidas experimentais.

Tabela 18: Valores experimentais da atenuação medidos entre as massas indicadas, obtidos por [45].

Massa 1 e 2	Massa 2 e 3	Massa 3 e 4	Massa 4 e 5
10 dB	20 dB	15 dB	30 dB

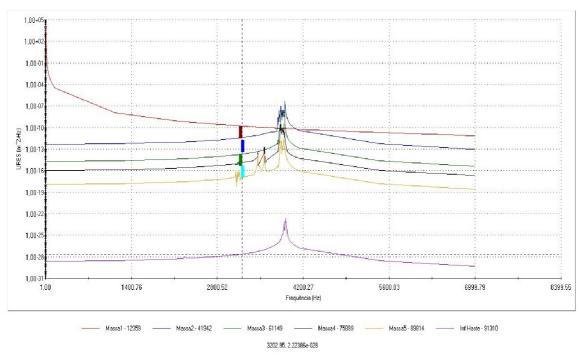


Figura 7.4: Curva de resposta em frequência, obtida por meio da simulação, para o modelo mostrado na figura 7.3. Estão marcados, na frequência de 3200Hz, as atenuações obtidas entre as massas da suspensão. Pode ser observado que estes valores são compatíveis com os valores experimentais mostrados na tabela 7.1, indicando que as configurações utilizadas estão adequadas e que, portanto, a calibração foi bem sucedida.

7.3 - Atenuação do ruído sísmico na superfície da esfera

Como o ponto de conexão da suspensão com o meio externo é na região próxima ao topo da haste superior, foi aplicada a excitação na face superior desta haste com os mesmos valores aplicados na simulação anterior, obtidos pela equação (7.2).

Para avaliar a atenuação produzida pela suspensão, da região excitada até os pontos onde foram conectados os transdutores, foram adicionados sensores de movimento (disponíveis no programa) ao modelo, nas mesmas posições dos transdutores. Estas posições foram mostradas na figura 6.1 e tabela 5. A figura 7.5 mostra o modelo utilizado nesta simulação. Os pontos em destaque são os sensores de movimento já mencionados.

A figura 7.6 mostra o gráfico de resposta para os vários sensores do modelo, incluindo os localizados na superfície da esfera, quando uma excitação similar ao ruído sísmico foi aplicada no topo da haste superior. Observando os valores resultantes para a sonda, na frequência de 3200 Hz, é possível identificar uma atenuação no deslocamento espectral aproximada de 10⁻¹⁶ m²/Hz. Como é prevista uma atenuação adicional da ordem de 10³ m²/Hz, produzida pelo pneumático mostrado na figura 7.2, a atenuação total, até o local onde serão conectados os transdutores (na

superfície da esfera), de acordo com os resultados obtidos, será suficiente para não afetar a sensibilidade do detector.

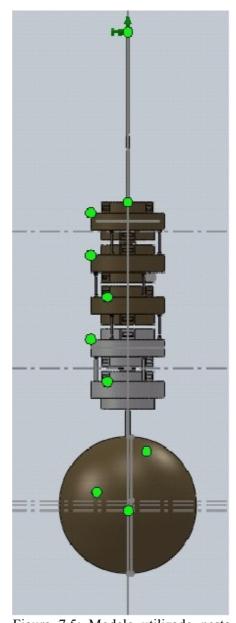


Figura 7.5: Modelo utilizado nesta simulação. Os pontos em destaque indicam as posições dos sensores de movimento já mencionados. Alguns foram posicionados nos mesmos locais dos transdutores.

Além do ruído sísmico atuar diretamente na conexão da suspensão com o meio externo, outros sistemas do detector estarão conectados em outros locais da suspensão. Um destes sistemas é o

cabeamento, que conecta a fonte externa de micro-ondas a conectores ligados à última massa (massa 5), e aí introduzindo o seu ruído residual, podendo afetar o desempenho da suspensão. Um projeto para o isolamento vibracional do cabeamento, proposto neste trabalho, será discutido no próximo capítulo e a seguir será analisada a sua influência sobre o desempenho da suspensão.

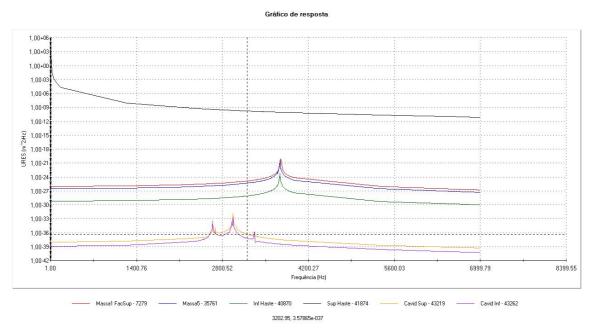


Figura 7.6: Gráfico de resposta que mostra nas duas curvas inferiores o resultado obtido para o deslocamento espectral dos sensores localizados na superfície da esfera. Observando os valores resultantes destas duas sondas, na frequência de 3200 Hz, é possível identificar uma atenuação de aproximadamente 10¹⁶ (16 décadas).

Um outro sistema, que também estará conectado à suspensão, é o conector térmico do refrigerador de diluição. Neste trabalho também foi feito um projeto para o isolamento vibracional deste conector térmico e, após ser discutido, será avaliado o seu efeito sobre a esfera.

Capítulo 8

Isolamento Vibracional do Cabeamento do detector Mário Schenberg

O Cabeamento é responsável pela conexão elétrica entre a fonte externa de micro-ondas e as antenas *microstrips*, situadas à frente de cada transdutor. No seu primeiro trecho, em uma das extremidades ele está conectado ao meio externo e, na outra, a conectores ligados à última massa da suspensão (massa 5), introduzindo ali o seu ruído residual. No segundo trecho, ele segue da conexão mencionada acima até as antenas *microstrips*, solidário a um suporte específico para este fim, que também está fixado à massa 5 das antenas. Este suporte, denominado aqui de "suporte das antenas *microstrips*", também será analisado vibracionalmente.

Para obter a atenuação desejada pretende-se utilizar um sistema massa-mola que utiliza o próprio cabeamento [44]. Em cada cabo serão afixadas várias massas, inicialmente previstas para terem a forma de pequenos discos, sendo estes de tal forma espaçados, que cada trecho do cabo funcione como mola desse sistema massa-mola. Acredita-se que, se este sistema for adequadamente calibrado, o movimento devido ao ruído sísmico que excitar o cabo será absorvido parcialmente por cada uma destas massas, de maneira que a atenuação total produzida por todas as massas em decorrência dos ruídos sísmicos, seja suficiente para que não haja interferência nas medidas realizadas pelo detetor. Mas, para um mesmo tamanho de cabo, a máxima atenuação total parece estar associada a um número ótimo de discos, ou estágios, a partir do qual começa a decrescer. Esta limitação já foi verificada para sistemas semelhantes [45].

Para realizar a calibração destes sistemas massa-mola, compostos pelo cabo e pelas massas com formato de discos, foi realizada a simulação vibracional de vários modelos, obtendo os seus modos normais de vibração e a atenuação produzida, permitindo a análise vibracional dos sistemas estudados.

Sempre que são utilizados programas de elementos finitos é necessário e recomendável que se faça a validação da própria modelagem utilizada. Esta é feita, em geral, simulando-se um sistema do qual se conheça previamente os resultados. Neste caso não foi possível conhecer previamente o comportamento de um sistemas em temperaturas criogenicas e alto vácuo, como os utilizados dentro do detector Schenberg. Contudo tentar-se-á, sempre que possível, formas de validar os modelos ou malhas utilizados. Por outro lado, os erros de resultado afetarão igualmente cada modelo comparado, não devendo comprometer a estratégia de escolha do melhor projeto feita

através da comparação entre estas simulações.

8.1 - Análise de várias configurações do cabeamento

Todos os modelos analisados foram excitados em sua extremidade da esquerda, que aqui representou a extremidade conectada ao exterior do *Dewar*. Estas foram excitadas da mesma forma que a suspensão (Capítulo 7), ou seja, utilizando a equação (7.2) para estimar os valores do ruído sísmico, em todas as frequências. Para considerar o cenário mais crítico do ruído sísmico, as excitações foram aplicadas nas três direções ortogonais.

A extremidade direita dos modelos simulados sem a suspensão foi conectada a uma massa rígida (denominada de massa remota, ou *remote mass*, pelo programa utilizado), para substituir parcialmente o efeito da suspensão durante as simulações. Com este recurso o programa considera a massa adicionada distribuída rigidamente, de modo que ela não troca energia ou acopla vibracionalmente com o restante do cabeamento. Como a massa adotada (aproximadamente 4kg) era a mesma em todas as simulações, ela não interferiria na comparação dos resultados.

A busca por uma solução que resulte em uma boa atenuação de ruído, no pequeno espaço disponível, obriga à utilização de massas reduzidas em relação a atenuação desejada, o que aumenta a dificuldade deste estudo.

Utilizando o método de elementos finitos (MEF) os modelos foram simulados com o objetivo de verificar a atenuação obtida entre a extremidade excitada pelos movimentos sísmicos e a conectada à massa rígida.

A seguir são apresentadas as principais configurações dos modelos utilizados neste estudo e alguns dos resultados obtidos. As figuras exibem as configurações utilizadas para cada sistema seguidas do gráfico de atenuação obtido para este sistema.

8.1.1 - Cabo e massa rígida⁶

O primeiro modelo a ser simulado, mostrado na figura 8.1, era composto somente do cabo conectado à massa rígida, sem a adição de massas. Esta análise teve apenas carácter investigativo, já que esta não seria uma solução para o projeto.

Utilizando o método de elementos finitos (MEF) o modelo foi simulado com o objetivo de verificar a atenuação obtida entre a extremidade excitada pelos movimentos sísmicos e a conectada à suspensão. A figura 8.2 mostra o gráfico de resposta em frequência com o

⁶ A massa rígida é um recurso utilizado pelo programa na simulação. Ver seção 8.1.

deslocamento espectral obtido para dois pontos posicionados nestas extremidades do modelo. Além da pequena atenuação o gráfico mostra que seria difícil encontrar uma "janela" na frequência de 3200Hz.

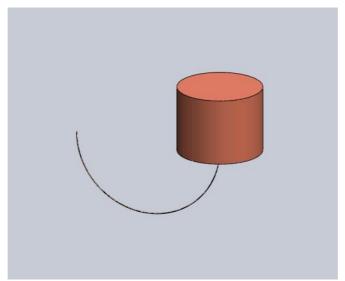


Figura 8.1: Sistema composto pelo cabo de cobre com diâmetro de 0,5mm e raio de 80mm conectado a uma massa cilíndrica, denominada massa rígida. A massa rígida a direita é utilizada no modelo para levar em conta o efeito da suspensão da esfera sobre o cabeamento. A excitação considerada atua na extremidade esquerda do cabo.

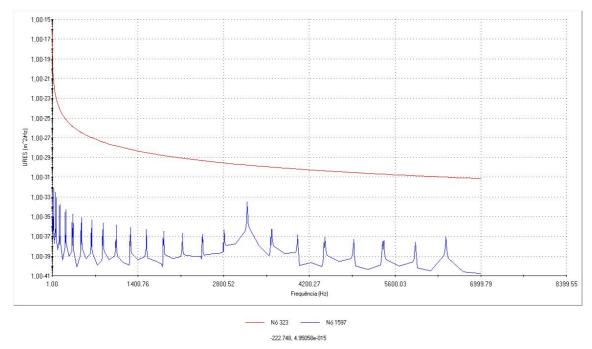


Figura 8.2: Curva de resposta em frequência para o sistema ilustrado na figura 8.1, que mostra o resultado obtido para o deslocamento espectral obtida para dois pontos (sensores de movimento), sendo um ponto situado na extremidade excitada (esquerda) e o outro na extremidade onde o cabo está conectado à massa rígida.

Ao cabo foram adicionadas massas com formato de disco. Foram incluídos um, dois, três , quatro, cinco e onze discos, sempre se utilizando o mesmo modelo de disco. A intenção era estudar o efeito da quantidade de discos sobre a atenuação produzida no cabeamento.

8.1.2 - Cabo com uma massa e a massa rígida

As características construtivas dos componentes dos sistemas estudados, mantidas inalteradas inicialmente, foram: cabo de cobre puro de diâmetro igual a 0,5mm e curvatura com raio de 80mm; discos de cobre puro com diâmetro de 20mm e espessura de 5mm e a massa rígida.

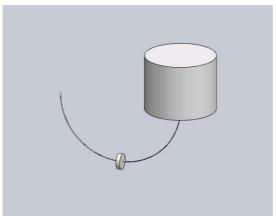


Figura 8.3: Cabo com uma massa e a massa rígida

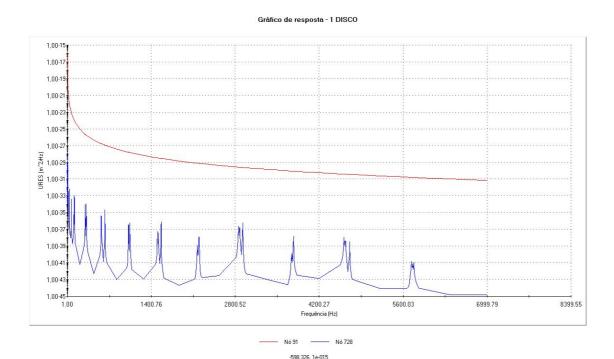


Figura 8.4: Curva de resposta em frequência para o sistema ilustrado na figura 8.3, obtida para dois pontos (sensores de movimento), sendo um ponto situado na extremidade excitada (esquerda) e o outro na extremidade onde está conectado a massa rígida.

8.1.3 - Cabo com três massas e massa rígida

Este modelo inclui: o cabeamento, 3 massas com formato de pequenos discos afixadas ao longo do cabo, em seu trecho suspenso, e a massa que representa o restante da estrutura da antena (esta foi afixada na extremidade do cabo que será conectada à suspensão da antena).

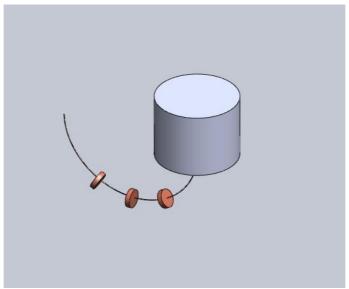


Figura 8.5: Modelo em que se incluiu: o cabeamento, 3 massas com formato de pequenos discos afixadas ao longo do cabo, uma massa que representa o restante da estrutura da antena.

Gráfico de resposta - 3 DISCOS x 1e020

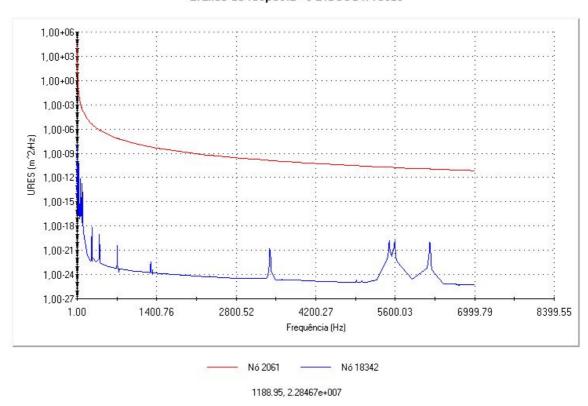


Figura 8.6: Curva de resposta em frequência para o sistema ilustrado na figura 8.4, obtida para dois pontos (sensores de movimento), sendo um ponto situado na extremidade excitada (esquerda) e o outro na extremidade onde está conectado a massa rígida.

8.1.4 - Cabo com cinco massas e massa rígida

Sistema composto pelo cabo de cobre com diâmetro de 0,5mm e raio de 80mm, conectado a cinco discos com diâmetro de 20mm e espessura de 5mm e a massa remota.

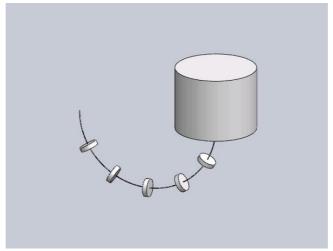


Figura 8.7: Sistema composto pelo cabo de cobre, conectado a cinco discos com diâmetro de 20mm e espessura de 5mm e a massa rígida.

Gráfico de resposta - 5 DISCOS (1, 2, 3 e 5) x 1e020

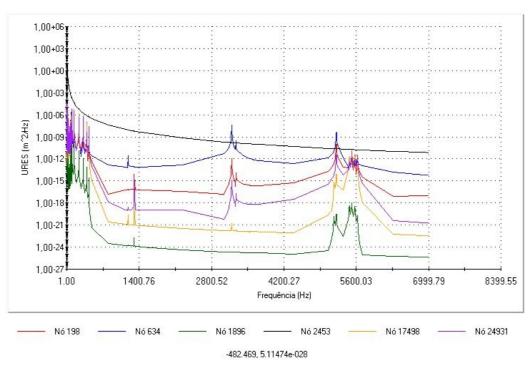


Figura 8.8: Curva de resposta em frequência para o sistema ilustrado na figura 8.7, obtida para seis pontos, sendo um ponto situado na extremidade excitada correspondendo a curva superior, quatro pontos situados respectivamente no primeiro, segundo, terceiro e quinto discos, e último ponto outro na extremidade onde está conectado a massa rígida, correspondendo a curva inferior.

8.1.5 - Cabo com onze massas e massa rígida

Sistema composto pelo cabo de cobre com diâmetro de 0,5mm e raio de 80mm, conectado a onze discos com diâmetro de 20mm e espessura de 5mm e a massa rígida.

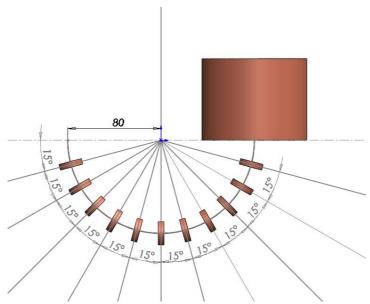


Figura 8.9: Sistema composto pelo cabo de cobre com diâmetro de 0,5mm e raio de 80mm, conectado a onze discos com diâmetro de 20mm e espessura de 5mm e a massa rígida.

Gráfico de resposta - 11 DISCOS x 1e020 (2000-7000)Hz

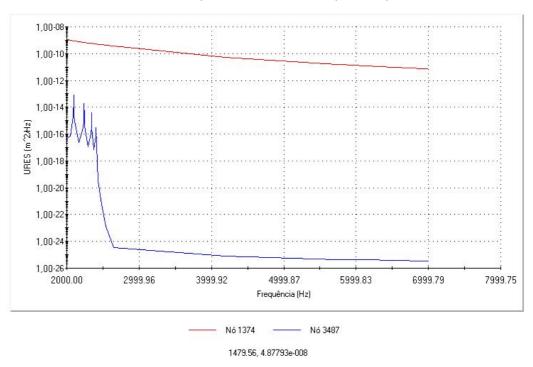


Figura 8.10: Curva de resposta em frequência para o sistema ilustrado na figura 8.9, obtida para dois pontos, sendo um ponto situado na extremidade excitada (esquerda) e o outro na extremidade onde está conectado a massa rígida.

8.1.6 - Cabo, massa rígida e cinco discos com o dobro da espessura

Sistema composto pelo cabo de cobre com diâmetro de 0,5mm e raio de 80mm, conectado a cinco discos com diâmetro de 20mm e espessura de 10mm e a massa rígida.

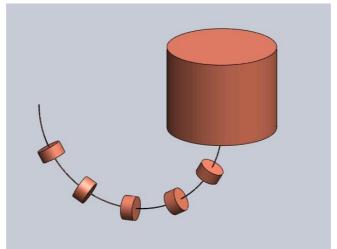


Figura 8.11: Sistema composto pelo cabo de cobre com diâmetro de 0,5mm e raio de 80mm, conectado a cinco discos com diâmetro de 20mm e espessura de 10mm e a massa rígida.

Gráfico de resposta - 5 DISCOS com Espessura 10mm - 700-7000Hz x 1e020

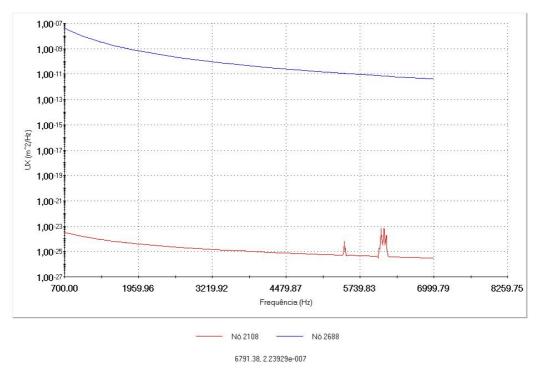


Figura 8.12: Curva de resposta em frequência para o sistema ilustrado na figura 8.11, obtida para dois pontos, sendo um ponto situado na extremidade excitada (esquerda) e o outro na extremidade onde está conectado a massa rígida.

8.1.7 - Cabo, massa rígida e cinco discos com afastamentos crescentes

Ao cabo foram adicionados cinco discos, mas com afastamentos diferentes entre si. Neste modelo foram utilizados afastamentos crescentes. A intenção era analisar o efeito do afastamentos entre as massas sobre a atenuação produzida no cabeamento.

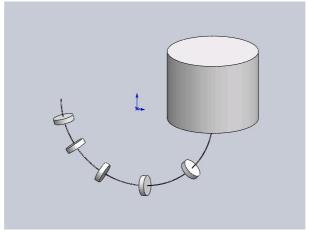


Figura 8.13: Este sistema é similar ao da figura 8.7. A diferença é que o afastamento entre os discos é crescente com ângulos de 15, 21, 27, 33, 39 e 45.

Gráfico de resposta - 5 DISCOS - Ángulos Crescentes: 15, 21, 27, 33, 39 e 45

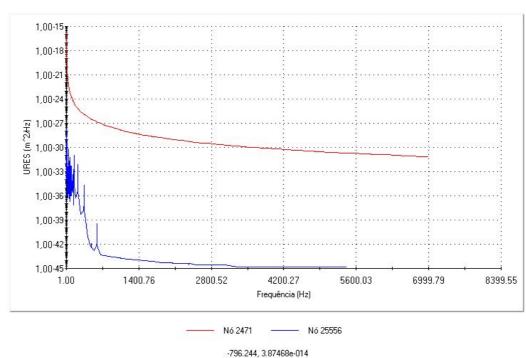


Figura 8.14: Curva de resposta em frequência para o sistema ilustrado na figura 8.13, obtida para dois pontos, sendo um ponto situado na extremidade excitada (esquerda) e o outro na extremidade onde está conectado a massa rígida.

8.1.8 - Cabo, massa rígida e cinco discos com afastamentos decrescentes

Ao cabo foram adicionados cinco discos, mas com afastamentos decrescentes.

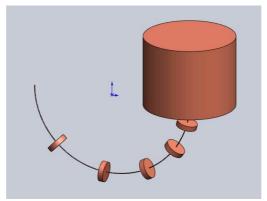


Figura 8.15: Este sistema é similar ao anterior. A diferença é que o afastamento entre os discos é decrescente com ângulos de 45, 39, 33, 27 e 15.

Gráfico de resposta - 5 DISCOS - Ångulos Decrescentes: 45, 39, 33, 27, 21 e 15

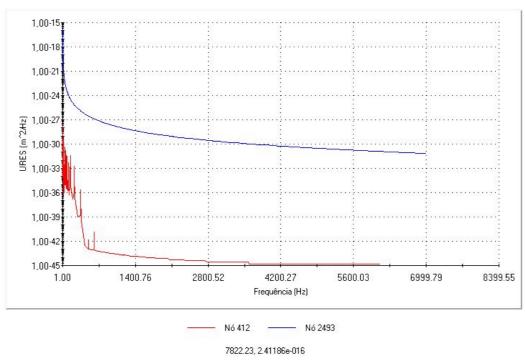


Figura 8.16: Curva de resposta em frequência para o sistema ilustrado na figura 8.15, obtida para dois pontos, sendo um ponto situado na extremidade excitada (esquerda) e o outro na extremidade onde está conectado a massa rígida.

8.1.9 - Cabo, massa rígida e 5 discos com espessuras crescentes

Ao cabo foram adicionados cinco discos, mas com espessuras diferentes entre si. Foram utilizadas duas configurações: uma em que o tamanho dos discos é crescente e outra em que os tamanhos são decrescentes. Aqui são analisadas as configurações em que os discos estão em ordem crescente. A intenção era estudar o efeito da ordem com que vários tamanhos de disco são unidos, sobre a atenuação produzida no cabeamento

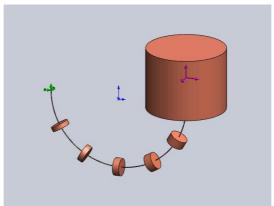


Figura 8.17: Este sistema é similar ao da figura 8.7. A diferença é que a espessura dos discos é crescente sendo estas de 5,0-6,0-7,5-9,0-10,0 mm.

Gráfico de resposta - 5 DISCOS - Espessura: 5 -> 10mm

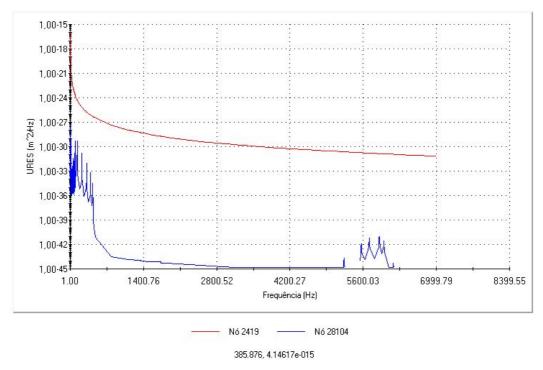


Figura 8.18: Curva de resposta em frequência para o sistema ilustrado na figura 8.17 obtida para dois pontos, sendo um ponto situado na extremidade excitada (esquerda) e o outro na extremidade onde está conectada a massa rígida.

8.1.10 - Cabo, massa rígida e 5 discos com espessuras decrescentes

Aqui são analisadas as configurações em que os discos estão em ordem decrescente.

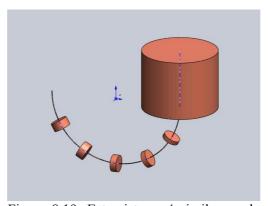


Figura 8.19: Este sistema é similar ao da figura .8.7 A diferença é que a espessura discos é crescente sendo estas de 10,0 – 9,0 – 7,5 – 6,0 - 5,0 mm. A excitação considerada atua na extremidade esquerda do cabo.

Gráfico de resposta - 5 DISCOS - Espessura: 10 -> 5mm

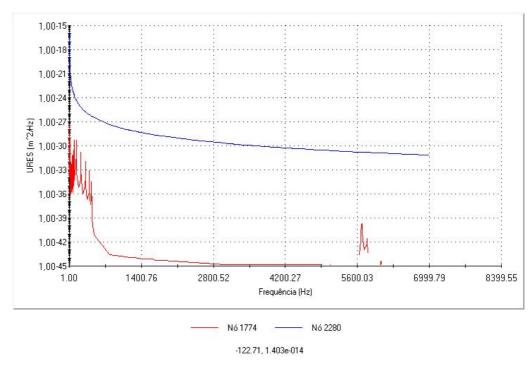


Figura 8.20: Curva de resposta em frequência para o sistema ilustrado na figura 8.19 obtida para dois pontos, sendo um ponto situado na extremidade excitada (esquerda) e o outro na extremidade onde está conectada a massa rígida.

8.1.11 - Cabo com raio maior de curvatura, massa remota e cinco discos com afastamentos decrescentes

Nesta etapa foi utilizado um cabo com mesmo diâmetro e material, mas com uma curvatura com o dobro do raio utilizado nas configurações anteriores. Além disto foi utilizada uma distribuição em que os afastamentos entre os discos eram decrescentes. A intenção era estudar o efeito da variação na curvatura sobre uma distribuição que utilizou afastamentos decrescentes.

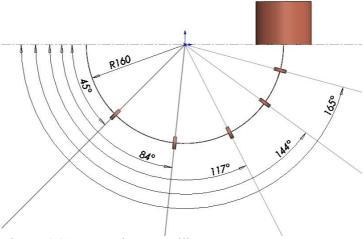


Figura 8.21: Este sistema utiliza os mesmos componentes utilizados no sistema da figura 8.7. As diferenças estão no raio de curvatura do cabo, que neste caso é de 160,0mm e no afastamento decrescente entre os discos, que possuem de ângulos de 45, 39, 33, 27 e 15.

Gráfico de resposta - 5 DISCOS - Cabo R160mm (x 1e-020) - Angulos Decrescentes: 45, 39, 33, 27, 21 e 15

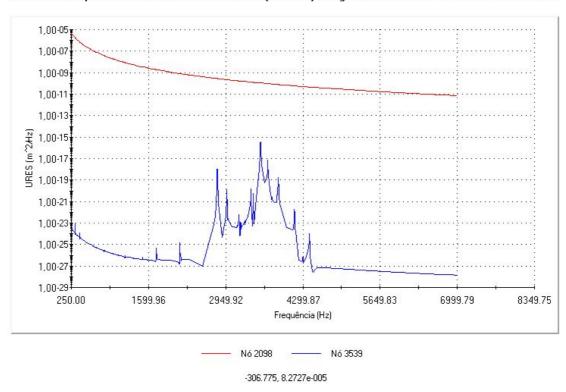


Figura 8.22: Curva de resposta em frequência para o sistema ilustrado na figura 8.21 obtida para dois pontos, sendo um ponto situado na extremidade excitada (esquerda) e o outro na extremidade onde está conectada a massa rígida.

8.2 - Conclusões decorrentes das simulações

As principais alterações observadas nas curvas de respostas foram referentes à atenuação produzida pela configuração e a qualidade desta atenuação.

A atenuação produzida em dada frequência é a medida da distância entre a curva referente ao ponto que foi excitado e a curva do ponto analisado. Esta medida é dada em m²/Hz pelo programa.

A qualidade da atenuação é observada a partir da oscilação da curva nas frequências de interesse.

Tendo em mente estes critérios, a análise das Curvas de Resposta em Frequência mostradas até aqui, levou às seguintes conclusões:

- A adição de discos iguais aumenta a atenuação, mas isto só é representativo até a quinta massa adicionada.
- A qualidade da curva atenuada é melhorada pelo acréscimo de discos iguais.
- O aumento de tamanho de todas as massas conectadas ao cabo não produz aumento significativo na atenuação, apesar de melhorar ligeiramente a qualidade da curva atenuada.
- O aumento do raio de curvatura melhora a atenuação, tendo-se obtido o melhor valor para a atenuação com esta configuração (10¹⁸ m²/Hz), apesar da curva atenuada não apresentar boa qualidade. A atenuação obtida com um cabo que utilizava raio de 80mm e outro com raio de 160mm, ambos possuindo 5 discos (massas), com afastamentos decrescentes, demonstraram isto. Com o cabo mais comprido obteve-se uma atenuação da ordem de 10¹⁸ m²/Hz em torno da frequência de 2530Hz, enquanto que com o comprimento menor esta atenuação foi da ordem de 10¹⁵ m²/Hz. Como existe restrição de espaço dentro do dewar, não é possível aumentar livremente o raio do cabo para melhorar a atenuação.
- A utilização de afastamentos diferentes entre os discos não melhora a atenuação. Contudo a qualidade da curva atenuada é ligeiramente melhor com o sistema que adotou afastamentos decrescentes. Isto pode ser constatado ao comparar os gráficos de resposta para configurações com afastamentos diferentes, todas utilizando a mesma curvatura (raio de 80mm) e os mesmos discos, com a do sistema que adotou afastamentos iguais (ver figuras 8.14, 8.16 e 8.8).

- A utilização de discos com espessuras diferentes não alterou nem a atenuação, nem a qualidade da curva atenuada.
- A utilização do cabeamento em desnível apresentou discreta melhora na atenuação. Isto pode ser atribuído ao maior comprimento do cabo.

É importante salientar que os picos observados nas frequências de interesse poderiam ser deslocados para outras regiões através da calibração adequada dos parâmetros envolvidos, alterando assim, as "janelas" em torno de frequências de interesse.

Os resultados para a atenuação obtidos com os modelos testados até aqui foi de 10¹⁵ m²/Hz.

8.2.1 - Cabo com extremidades em desnível, massa remota e cinco discos

Com o conhecimento dos sistemas estudados até aqui, foi possível utilizar uma configuração realista, ou seja, que leve em conta o espaço interno existente no *dewar*; bem como as posições das extremidades do cabeamento (que dependem da posição de suas conexões), agora melhor definidas no projeto global. Além de definir os afastamento e desnível entre os conectores nas extremidades do cabeamento, foi definido também o comprimento total do cabo. Inicia-se, deste modo, um projeto adequado ao detetor, a partir do estudo de um cabeamento com o desnível, o afastamento e o comprimento total do cabo agora definidos.

A figura 8.23 mostra a melhor configuração testada, além de possuir um formato adequado ao projeto do detetor. Nesta configuração as extremidades do cabo estão em desnível de 190mm, possuem um afastamento na projeção horizontal de 190mm e o comprimento total do cabo é de 460mm. Os discos estão posicionados de tal forma que possuem afastamentos crescentes e suas massas são decrescentes.

A tabela 19 mostra os diâmetros dos discos, seus afastamentos (medidos a partir da extremidade do cabo que foi excitada), suas espessuras e suas massas.

A figura 8.24 mostra o gráfico de resposta desta configuração, onde é mostrada a atenuação de 10^{16} , para a frequência de 3200Hz e vizinhança.

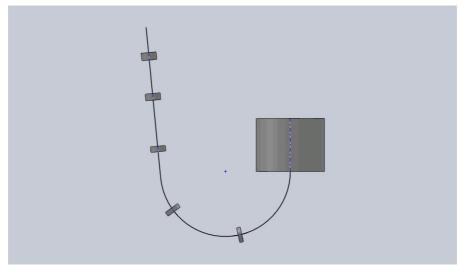


Figura 8.23: Sistema composto pela massa remota, pelo cabo de cobre com diâmetro de 0,5mm, com comprimento total de 490mm, um afastamento de 190mm e um desnível de 190mm entre as extremidades do cabo. Os cinco discos com diâmetro de 20mm e espessuras de 10,0-9,0-7,5-6,0-5,0 mm foram conectados ao cabo com um afastamento crescente entre os discos. A excitação considerada atua na extremidade esquerda do cabo.

Tabela 19: Dimensões e massas dos discos do modelo da figura 8.23. A tabela mostra os diâmetros dos discos, seus afastamentos (medidos a partir da extremidade do cabo que foi excitada), suas espessuras e suas massas.

Identificação	Diâmetro (mm)	Afastamento (mm)	Espessura (mm)	Massa (g)
1	20	38,3	10,0	28,2
2	20	92,0	9,0	25,4
3	20	161,0	7,5	21,1
4	20	245,3	6,0	16,9
5	20	345,0	5,0	14,1

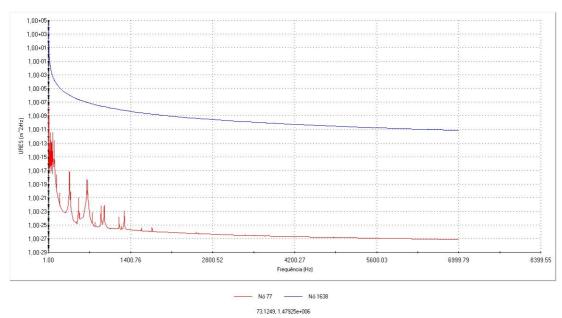


Figura 8.24: Curva de resposta em frequência para o sistema ilustrado na figura 8.23 obtida para dois pontos, sendo um ponto situado na extremidade excitada (esquerda) e o outro na extremidade onde está conectada a massa rígida.

Pelas características apresentadas por esta configuração este pode ser considerado um projeto adequado às necessidades do detector Schenberg.

8.3 - Resposta em frequência do ruído sísmico oriúndo do cabeamento sobre a esfera nos locais dos transdutores

Tendo obtido um bom projeto de cabeamento, foi feita uma simulação para avaliar o ruído sísmico remanescente e a atenuação, na superfície da esfera, nos mesmos locais onde serão conectados os transdutores. Assim como anteriormente, o valor do ruído sísmico que excita o cabo foi estimado por meio da equação 7.2.

A figura 8.25 mostra, em detalhe, o cabeamento com a melhor configuração obtida, conectado à massa 5 (massa localizada na parte inferior da suspensão) da suspensão e uma visão geral da suspensão com o cabeamento. O modelo não inclui os conectores e demais elementos para simplificar a simulação, mas isso não deve comprometer os resultados, visto que estes elementos estão rigidamente unidos à suspensão.

O efeito produzido pelo ruído sísmico sobre os locais onde serão conectados os transdutores, obtido na simulação, é mostrado na figura 8.26. Nesta figura os locais dos transdutores estão identificados como cavidades superior e inferior. Na simulação a excitação foi feita apenas através da extremidade livre do cabeamento existente no modelo. Estima-se que a adição dos

demais cabos não resultaria em um aumento significativo do ruído. No gráfico de resposta desta análise pode ser observado que ocorrem:

- uma atenuação da ordem de 20 décadas (10²⁰) entre a extremidade excitada do cabo e a face inferior da massa 5 e
- uma atenuação adicional de 19 décadas entre a face inferior da massa 5 e as cavidades superior e inferior na superfície da esfera.

Dessa forma, a atenuação entre a extremidade excitada do cabeamento e os locais dos transdutores, foi estimada em 39 décadas em frequências da ordem de 3200Hz.

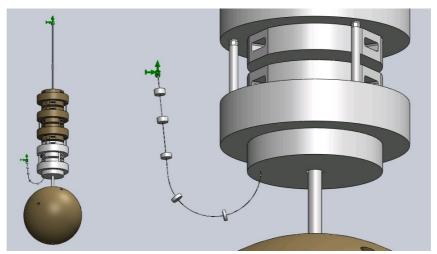


Figura 8.25: Modelo com o cabeamento configurado com a melhor configuração conectado à massa 5 (massa localizada na parte inferior da suspensão) da suspensão e uma visão geral da suspensão com o cabeamento.

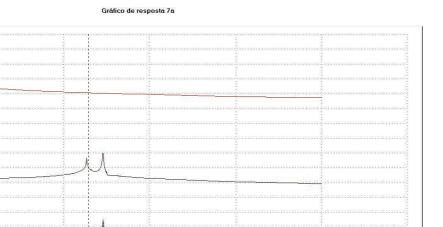


Figura 8.26: Curva de resposta em frequência para modelo do cabeamento conectado à massa 5 (massa localizada na parte inferior da suspensão). Foi avaliado nesta análise, o efeito do ruído sísmico proveniente da extremidade do cabeamento sobre os locais onde são conectados os transdutores, aqui identificados como cavidades superior e inferior. A excitação foi feita através da extremidade do cabeamento existente no modelo.

8.4 - Análise dos suportes das antenas microstrips conectados à suspensão da esfera ressonante

HstSup FcSup - 70856

1,00+1 1,00+0 1,00+0 1,00+0 1,00+0 1,00-0 1,00-0 1,00-1 1,00-1 1,00-1 1,00-1

1,00-3

Os suportes das *microstrips*, por estarem conectados à massa mais inferior da suspensão (massa 5) trocam energia mecânica com esta, na forma de vibração. Por isso pode ocorrer acoplamento entre os modos normais de vibração da suspensão, da esfera e do suporte, em frequências próximas à frequência de interesse do detetor, o que pode afetar as medidas do detetor de duas formas:

- introduzir ruído no sinal das antenas *microstrips* e com isso afetar a informação da medida, e
- trocando energia com a esfera nos modos em que esta deveria estar apenas "enxergando" sinais provenientes de ondas gravitacionais.

Desse modo, é desejável que estes suportes não possuam modos vibracionais próximos de 3200Hz.

Tando a esfera como os transdutores foram confeccionados com materiais de alto fator de qualidade mecânico (Q da ordem de 10⁶). Isto significa que dissiparão pequena parcela da energia depositada durante a passagem de OGs.

Um bom projeto para os suportes das *microstrips* deve garantir que a energia vibracional 146

proveniente da esfera (decorrente da excitação pela OG) não encontre nestes suportes um canal para a sua dissipação.

Idealmente as modos normais destes suportes não devem coincidir com os modos normais da esfera. Devido a banda do detetor aqui também é importante manter uma banda em torno da frequência de interesse do detetor.

Os modos vibracionais foram calculados por meio do programa de simulação numérica que utiliza o método de elementos finitos (MEF). A simples verificação dos modos vibracionais dos suportes isoladamente, ou seja, sem conectá-los a estrutura da suspensão, não levaria em conta os possíveis acoplamentos mencionados anteriormente. Assim, nas simulações realizadas, o suporte da *microstrip* foi conectado a massa 5 da suspensão, que foi tratada como massa rígida, já que nesta análise estamos interessados apenas no comportamento dos suportes.

Foram analisadas duas das configurações atualmente montadas no detetor:

- o suporte contento apenas uma antena, localizada em sua extremidade inferior,
- o suporte contendo duas antenas, sendo uma localizada em sua extremidade e outra em sua região central.

As dimensões principais dos suportes foram fornecidas por Odylio Aguiar e atualizadas conforme os suportes atualmente instalados, mostrados na figura 8.27. Cada antena microstrip é fixada por meio de uma placa de acrílico que a sustenta à frente do transdutor. Para levar em conta o efeito desta placa de acrílico e dos respectivos parafusos de fixação, foi adicionada ao modelo, em posição similar, uma pequena placa de cobre que possui massa equivalente à massa total destes elementos. Estas massas foram medidas e fornecidas por Sérgio Turano.



Figura 8.27: Suportes para as antenas microstrips atualmente montados no detector Mário Schenberg.(Fabio S. Bortoli).

8.4.1 - Análise do suporte contendo apenas uma antena em sua extremidade

A figura 8.28 mostra uma vista geral do modelo utilizado para analisar o suporte montado com apenas uma antena *microstrip*.

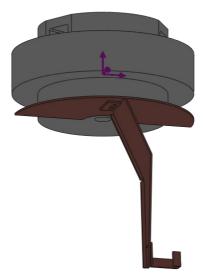


Figura 8.28: Vista geral do modelo utilizado para analisar o suporte montado com apenas uma antena microstrip.

A placa de cobre e o conector são mostrados em detalhe nas figuras 8.29 e 8.30, onde aparecem conectados na extremidade do suporte.

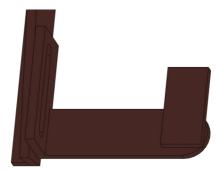


Figura 8.29: Detalhe da placa de cobre e do conector unidos à extremidade do suporte. Esta placa de cobre foi utilizada no modelo analisado para substituir a placa de fixação de acrílico e os respectivos parafusos de fixação. Para tanto esta placa possui massa igual a massa total destes elementos de fixação, além de estar posicionada em posição similar.



Figura 8.30: Uma outra vista do detalhe da placa de cobre e do conector unidos à extremidade do suporte.

Na tabela 20 abaixo estão relacionados os modos vibracionais de maior interesse obtidos por meio das simulações feitas. Observa-se que os modos 29, 30 e 31 ocorrem em frequências muito próximas da frequência de trabalho do detetor. Seria desejável que houvesse um intervalo maior entre as frequências no entorno de 3200Hz.

Futuramente pretende-se obter um formato para este suporte que resulte em um intervalo maior entre estas frequências.

Tabela 20: Frequências dos modos normais vibracionais nas frequências próximas de 3200Hz, do suporte com 1 microstrip. Estes valores foram obtidos através de simulações utilizando MEF.

Modo	Frequência (Hertz)
25	2245,00
26	2379,90
27	2596,10
28	2712,30
29	3113,70
30	3165,10
31	3301,60
32	3529,50
33	3786,40
34	3861,60
35	3927,20
36	4250,20

8.4.2 - Análise do suporte contendo duas antenas

De forma análoga ao que foi obtido na seção anterior, foi realizado um estudo com o suporte que 150

serve para posicionar duas microstrips. A figura 8.31 mostra uma vista geral do modelo utilizado para analisar o suporte montado com duas antenas microstrips.

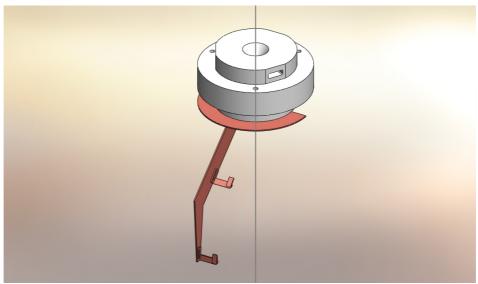


Figura 8.31: Vista geral do modelo utilizado para analisar o suporte montado com duas antenas microstrips.

A placa de cobre e o conector são mostrados em detalhe nas figuras 8.32 e 8.33, onde aparecem conectados um na extremidade e o outro na região central do suporte.

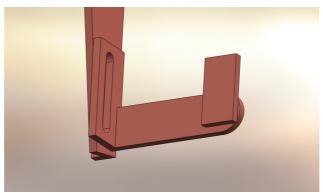


Figura 8.32: A figura mostra em detalhe a placa de cobre e o conector unidos à extremidade. Esta placa de cobre foi utilizada no modelo analisado para substituir as placas de fixação de acrílico e os respectivos parafusos de fixação. Para tanto esta placa possui massa igual a massa total destes elementos de fixação, além de estar posicionada em posição similar.

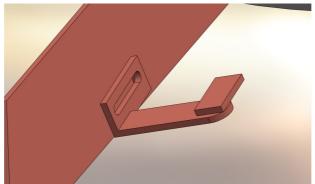


Figura 8.33: A figura mostra em detalhe a placa de cobre e o conector unidos à região central do suporte.

A tabela 21 exibe os modos vibracionais de maior interesse obtidos por meio das simulações feitas. Analisando os modos vibracionais obtidos, com destaque para os modos 33 e 34, observase que alguns deles ocorreram em frequências próximas da frequência de trabalho do detetor. Também neste caso seria desejável que houvesse um intervalo maior entre as frequências no entorno ("janela" ou *free spectral range*) de 3200Hz.

Tabela 21: Frequências dos modos normais vibracionais nas frequências próximas de 3200Hz, do suporte com 2 microstrips. Estes valores foram obtidos através de simulações utilizando MEF.

Modo	Frequência(Hertz)
27	2167,000
28	2283,500
29	2386,600
30	2518,000
31	2741,900
32	2773,500
33	3217,000
34	3352,800
35	3508,300
36	3635,400
37	3844,800
38	3906,000
39	3932,900
40	4328,900

Para obter um intervalo maior nas frequências próximas a 3200Hz o formato e/ou as tensões no suporte precisariam ser alteradas. Para isso ser feito é necessário alterar o formato atual do

suporte e/ou adicionar massas calibradas no suporte até ser criada uma "janela" em torno da frequência de 3200Hz. Contudo promover alterações estruturais que caibam no reduzido espaço do dewar é um enorme desafio.

Capítulo 9

Conexão térmica entre o refrigerador por diluição e a suspensão

O resfriamento do detector Mario Schenberg a ultra baixas temperaturas é vital para que ele atinja a sensibilidade exigida para a detecção de OG. É necessário um resfriamento até temperaturas da ordem de 50 mk. O refrigerador por diluição é o único meio capaz de resfriar a esta temperatura e manter este nível de temperatura por um longo período, com potência suficiente para resfriar rapidamente a esfera e parte dos filtros mecânicos, que possuem uma massa total de duas toneladas, aproximadamente [42].



Figura 9.1: Foto recente que mostra grande parte do refrigerador de diluição já montado nas placas localizadas entre a esfera e a parte superior do *dewar*.

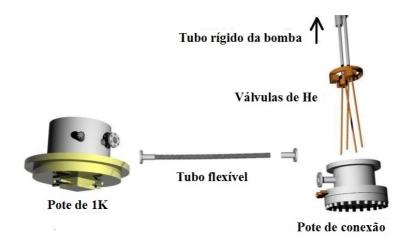


Figura 9.2: Partes do refrigerador de diluição. O "1K Pot", importante fonte de ruído, é mostrado na figura. (Xavier P. M. Gratens)

Um projeto para a conexão térmica entre a fonte fria deste refrigerador com a antena, através de massas que fazem parte da suspensão, será desenvolvido neste capítulo. Este projeto deve considerar que a conexão deve transmitir o mínimo ruído mecânico para o sistema de detecção, mantendo a conexão termicamente efetiva. O ruído transportado pelas conexões para a esfera é proveniente do próprio refrigerador por diluição, que o produz devido à evaporação do Hélio.

Os aspectos relativos ao funcionamento do refrigerador por diluição que não interferirem no sistema vibracional do detector não serão discutidos aqui. A figura 9.1 mostra uma foto recente de grande parte do refrigerador de diluição já montado nas placas localizadas entre a esfera e a parte superior do *dewar*. Na figura 9.2 são mostradas partes do refrigerador de diluição. Entre elas está o "Pote de 1K" (*1K Pot*), importante fonte de ruído do refrigerador.

A figura 9.3 mostra a "câmara de mistura" (*mixing chamber*) que é a parte mais fria do refrigerador e a que é conectada ao sistema que se deseja resfriar. Neste caso ela será conectada, por meio do conector que está sendo projetado, a uma das massas da suspensão: na massa 4 ou na massa 5. Estas duas opções serão analisadas.

O método convencional usado em detectores com este tipo de refrigerador é conectar o refrigerador à esfera usando fios de cobre fino, mas isso reduz a capacidade de resfriamento por um grande fator.

A atenuação deve fazer com que o ruído proveniente do refrigerador por diluição, na superfície esfera, seja menor do que o ruído da vibração térmica, mantendo a temperatura tão baixa quanto possível.



Figura 9.3: A "câmara de mistura" (*mixing chamber*), a parte mais fria do refrigerador, é conectada ao sistema que se deseja resfriar. Neste caso ela será conectada a uma das massas da suspensão, por meio do conector térmico que está sendo projetado. (Xavier P. M. Gratens)

9.1.1 - Estimativa do ruído mecânico produzido pelo refrigerador por diluição

O refrigerador produz ruído devido à evaporação do Hélio, assim a quantidade de ruído produzido depende de fatores que estão relacionados ao projeto e aplicação do refrigerador por diluição. A sua medida requer instrumentos adequados e o funcionamento do refrigerador, mas este ainda está sendo implantado no detector. A estimativa deste ruído foi feita de forma indireta, por isso foram usados critérios conservadores nas escolhas.

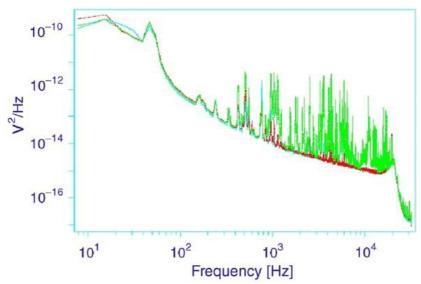


Figura 9.4: Espectro de frequências no suporte detectores com a válvula aberta e direta o que está no próximo termalização e na situação inversa.[48]

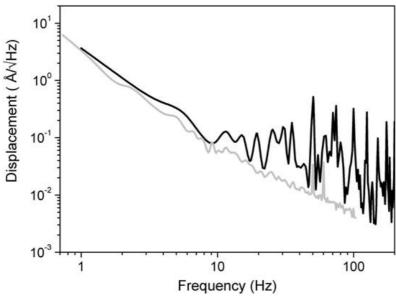


Figura 9.5: Espectro de vibração da câmara de mistura durante o funcionamento do refrigerador por diluição entre comutações da *cryovalve* [47].

No gráfico [46] da figura 9.4 foi observado que na vizinhança de 3200Hz o ruído máximo de 10^{-12} V²/Hz, era próximo do encontrado para 10^{2} Hz. No gráfico [47] da figura 9.5 o valor lido para o ruído na frequência de 10^{2} Hz foi em torno de 10^{-1} Angstrons / $\sqrt{\text{Hz}}$ e este valor foi convertido em m²/Hz, como feito a seguir:

$$10^{-1} \frac{\text{Angstrons}}{\sqrt{\text{Hz}}} = 10^{-11} \quad \frac{\text{m}}{\sqrt{\text{Hz}}} \to 10^{-22} \quad \frac{\text{m}^2}{\text{Hz}}$$
 (9.1)

e considerado o deslocamento espectral relativo ao ruido produzido pelo refrigerador por 158

diluição.

O deslocamento espectral, estimado para o ruído térmico, foi calculado na seção 7.1 e é:

$$\rightarrow 10^{-46} \frac{\text{m}^2}{\text{Hz}}$$
 (9.2)

Assim a atenuação que a conexão térmica deve produzir é de:

$$\rightarrow 10^{24} \frac{\text{m}^2}{\text{Hz}} \tag{9.3}$$

9.2 - Conector térmico conectado na massa 4

A concepção do projeto para o conector térmico teve origem na experiência obtida no projeto do cabeamento. A ideia foi utilizar uma configuração próxima da utilizada no cabeamento que já estava calibrado: 4 fios maciços com o mesmo diâmetro dos cabos (0,5 mm) e espaçadores para os fios com a mesma massa dos discos já utilizados e aprovados.

A conexão conectada na massa 4 é mostrada na figura 9.6. O modelo foi simulado no programa de MEF sujeito a excitação de 10⁻² m²/Hz aplicada na extremidade que aparece livre conectada ao disco, na figura. O gráfico do deslocamento espectral está mostrado na figura 9.7. Ele indica a atenuação obtida na direção vertical, já que nesta direção o ruído residual foi maior. A atenuação obtida foi da ordem de 10⁻²⁴ m²/Hz.

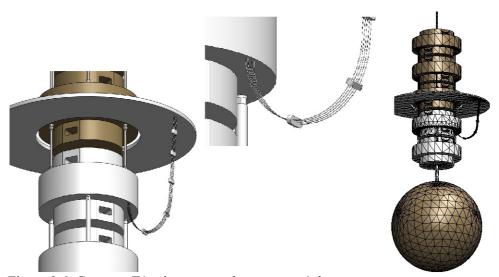


Figura 9.6: Conexão Térmica conectada na massa 4 da suspensão.



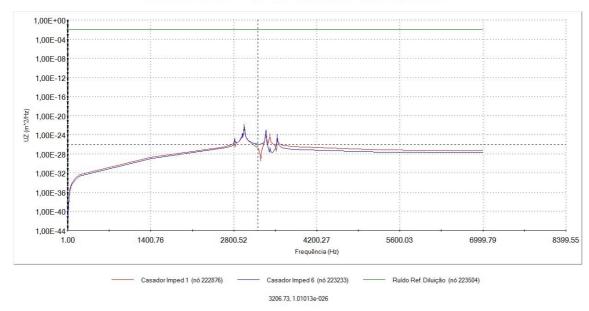


Figura 9.7: Grafico de resposta espectral da direção vertical do conector conectado na massa 4 da suspensão.

9.3 - Conector térmico conectado na massa 5

A configuração utilizada e conectada na massa 5 é mostrada na figura .9.8 O modelo foi simulado no programa de MEF sujeito a excitação de 10⁻² m²/Hz aplicada na extremidade que aparece livre na figura. O gráfico do deslocamento espectral está mostrado na figura 9.9 .ele indica a atenuação obtida na direção radial, já que nesta direção o ruído residual foi maior. A atenuação obtida foi da ordem de 10⁻²³ m²/Hz.

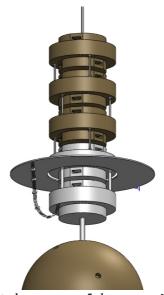


Figura 9.8: Conexão Térmica conectada na massa 5 da suspensão.

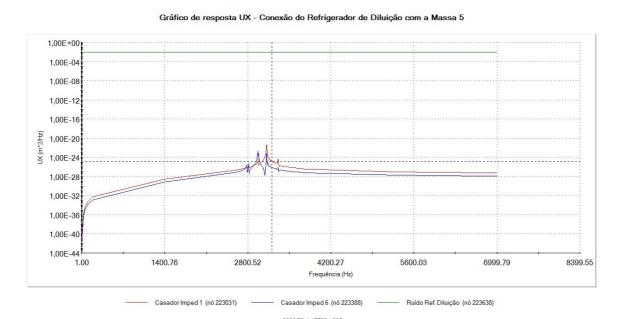


Figura 9.9: Grafico de resposta espectral da direção vertical do conector conectado na massa 5 da suspensão.

9.4 - Resultado da comparação e da análise

Considerando que o ruído na superfície da esfera seja igual ao ruído térmico, ou 10^{-46} m²/Hz e que o ruído produzido pelo refrigerador por diluição seja de 10^{-22} m²/Hz. Considerando que no primeiro caso (a câmara de mistura conectada à massa 4, ou penúltima massa) a atenuação foi de 10^{24} . Como a vibração total na superfície da esfera, devido ao refrigerador por diluição, foi da mesma ordem do ruído térmico, então essa conexão já estaria quase boa. Mas o ruído usado nesta análise foi muito conservador. Ele deve ser muito menor, devido à massa de 4 toneladas no topo do dewar, que está sendo usada para diminuir o ruído vibracional. Mas muito trabalho computacional é exigido para considerá-la na simulação, além de um modelo muito mais complexo. Dessa forma a conexão, construída da forma como foi projetada, de acordo com as análises, seria adequada para o uso no detector Schenberg.

Conclusões

A otimização do casador de impedância de dois modos (CMI) confirmou a expectativa em relação à distribuição dos modos usando transdutores numa distribuição omnidirecional, onde se obtiveram dois singletos e três quintupletos (considerando alguma tolerância nas frequências devido à imprecisão causada pela simulação com elementos finitos.

Os singletos ficaram posicionados muito próximos dos quintupletos laterais, quando o furo central da esfera foi introduzido na simulação. Nesta mesma simulação o quintupleto central não ficou degenerado, como seria de se esperar, com a presença do furo central da esfera.

Mais trabalho será necessário para entender por que os singletos se moveram para as bandas laterais, com a presença do furo central da esfera. Talvez com um melhor casamento das frequências estes se movam para a posição adequada, o que parece diminuir a banda, mas que talvez não seja o indicado.

Os modelos dos CMI simulados com o programa de MEF tiveram que ser confeccionados de forma que as membranas, de espessuras micrométricas, pudessem ser analisadas adequadamente. Inicialmente a união da membrana com as partes maiores do modelo apresentou descontinuidade, devido à grande variação de tamanho dos elementos da malha que deveriam se conectar. A escolha de elementos adequados e de configurações que limitaram esta taxa de crescimento dos elementos, resolveu este problema.

É apresentado o projeto de um novo CMI. Seu formato apresenta capacidades que os modelos presentes não possuem, como por exemplo a capacidade de alterar o tamanho do *gap* durante a operação e operar a baixas temperaturas. Para alterar o *gap* durante a montagem do detector, é proposta a inclusão de um parafuso micrométrico, e para alterar o *gap* durante a operação é proposto um campo eletrostático.

Um revestimento de prata ou cobre na superfície externa talvez ajudasse o resfriamento dos CMI em baixas temperaturas, reduzindo o ruído térmico.

As simulações utilizando MEF demonstraram que os CMI vibraram como um casador de impedância quando este trabalha adequadamente.

Na simulação da suspensão foi obtida uma atenuação de 10^{26} , atenuação esta suficiente para que a vibração sísmica remanescente que alcança a esfera fique menor do que a vibração térmica à

temperatura de 50 mK.

O efeito produzido pelo ruído sísmico que é transportado pelo cabeamento, sobre os locais onde serão conectados os transdutores, foi obtido na simulação. No modelo a excitação foi feita apenas na extremidade do cabeamento, para considerar apenas o efeito dos cabos. Estima-se que a adição dos demais cabos não resultará em um aumento significativo do ruído. No gráfico de resposta desta análise pode ser observado que ocorrem:

- uma atenuação da ordem de 20 décadas (10²⁰) entre a extremidade excitada do cabo e a face inferior da massa 5 e
- uma atenuação adicional de 19 décadas entre a face inferior da massa 5 e as cavidades superior e inferior na superfície da esfera.

Dessa forma a atenuação entre a extremidade excitada do cabeamento e os locais dos transdutores foi estimada em 39 décadas para frequências da ordem de 3200Hz, atenuação esta suficiente para que a sensibilidade projetada para o detector possa ser alcançada.

Considerando que o ruído na superfície da esfera é de aproximadamente 10⁻⁴⁶ m²/Hz (ruído térmico), que o ruido proveniente do refrigerador por diluição é de 10⁻²² m²/Hz, e ainda que foi obtida uma atenuação de 10²⁴, no caso em que a câmara de mistura (*mixing chamber*) foi conectada na penúltima massa da suspensão (massa 4), a vibração total na superfície da esfera devida ao refrigerador por diluição é da mesma ordem do ruído térmico. Esse já poderia ser considerado um resultado razoável, mas o valor do ruído usado aqui foi muito conservador, assim o resultado para este ruído pode ser considerado muito menor, além disto uma massa de 4 toneladas na parte superior do *dewar* irá reduzi-lo ainda mais. É necessário mais trabalho para realizar simulações que incluam a parte superior, pois o modelo se torna muito mais complexo.

A modelagem desenvolvida para a análise vibracional é a melhor já feita para detectores esféricos de massa ressonante de ondas gravitacionais, isto se comparada às que foram encontrados na literatura.

Os resultados alcançados demonstraram que as atenuação em todos os sistemas analisados são adequadas às metas do projeto do detector Mário Schenberg, ou seja, os ruídos remanescentes estão abaixo do ruído térmico esperado na temperatura de 50mK.

Os projetos propostos para o CMI, para o cabeamento e para a conexão térmica do refrigerador por diluição, além dos resultados da análise da nova suspensão, que vem sendo montada no detector, demonstraram que a sensibilidade projetada para o detector poderá ser alcançada. O

projeto do CMI permitirá o controle do *gap* da cavidade reentrante supercondutora de microondas, durante a montagem e durante a sua operação. Antes esta calibração só poderia ser feita
durante a sua confecção. O projeto do cabeamento, de fácil confecção, permitirá atenuação
adequada à sensibilidade do detector, isto no reduzido espaço disponível. O mesmo pode ser dito
sobre a conexão térmica para o refrigerador por diluição.

A obtenção da curva de ruído total com a frequência permitiria a obtenção da sensibilidade para o modelo vibracional feito. Esta seria uma sugestão para futuras pesquisas. O suporte para as antenas microstrips poderia ser calibrado para obter uma "janela" livre próxima a frequência de *offset* do detector. Poderia ser feito um modelo mais completo para o refrigerador por diluição, talvez incluindo a parte superior do *dewar*.

Bibliografia

- [1] The Gravitational Waves International Committee Roadmap (GWIC). The future of gravitational wave astronomy A global pan. June 2010. Glasgow: Univerty of Glasgow Department of Physics and Astronomy Kelvin Building (G_{12} 8QQ), 117p.
- [2] Frajuca, C. Otimização de transdutores de dois modos mecânicos para detectores de ondas gravitacionais. São Paulo. 97 p. Tese (Doutorado em Física) Universidade de São Paulo, 1996.
- [3] Andrade, Luiz A. Desenvolvimento de um Oscilador em 10 GHz de Ultrabaixo Ruído de Fase e a Análise de seu Desempenho nos Transdutores Paramétricos do Detector de Ondas Gravitacionais Mário Schenberg. São José dos Campos. 173p. Tese (Astrofísica) Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 2004.
- [4] Taylor, J. H.; Hulse, R. A.; Fowler, L. A.; Gullahorn, G. E.; Rankin, J. M. Further observations of the binary pulsar PSR 1913+16. Astrophysical Journal, v. 206, n. 2, p. L53-L58, May 1976.
- [5] Jackson, John David. Classical Eletrodynamics. New York: Wiley, 1999, 808p.
- [6] Ribeiro, Kilder L. Estudo do Sistema de Transdução Paramétrica para Detectores de Ondas Gravitacionais. São José dos Campos. 92p. Tese (Ciência Espacial / Astrofísica) Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 2003.
- [7] Weber, J. Detection and generation of gravitational waves. Physical Review, v. 117, n.1, p. 306-313, Jul 1960.
- [8] THORNE, K. S. In: Hawking S., Israel W. ed. 300 years of gravitation. Cambridge: Cambridge University Press: 1987, p.330-447.
- [9] Stark, R. F.; Piran, T., Marcel Grossmann Meeting on General Relativity, 1986.
- [10] David G. Blair. The detection of Gravitational Waves. Cambridge: Cambridge University Press, 1991, 481p.
- [11] Melo, José L. Estudo do Sistema de Isolamento Vibracional da Suspensão para o Protótipo de um Detector de Ondas Gravitacionais. São José dos Campos. 111p. Dissertação (Ciência Espacial / Astrofísica) Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 2001.
- [12] Richard, J. P. Wide-band bar detectors of gravitational radiation. Physical Review Letters, v.

- 52, n. 3, p. 165-167, Jan. 1984.
- [13] Marion, Jerry B. Dinamica Clasica de lás Particulas y Sistemas. Barcelona: Reverte, 1975, 653p.
- [14] J.P. Richard, (1079) A Multimode Antenna for the Detection of Short Pulses of Gravitational Waves, em Proceeding of the Second Marcel Grossmann Meeting on General Relativity, editado por R.Ruffini, (North-Holland, Amsterdam).
- [15] Olylio D. Aguiar et all. Status Report of the Schenberg Gravitational Wave Antenna. Amaldi 9 & NRDA, July 10-15 2011.
- [16] Walter, C.; Sampaio, R.; Cataldo, E., Vibrações Mecânicas Resumo da teoria e exercícios, RJ: PUC-Rio e AEB (Agência Espacial Brasileira), 1998.
- [17] Pimentel, Karla C. A., Tubulações Pressurizadas em Aterros Reforçados com Geossintéticos, Brasília: 271p. (Dissertação em Geotecnia) Universidade de Brasília, 2003
- [18] Bathe, Klaus-Jürgen, Finite Element Procedures, New Jersey: Prentice Hall, 1996.
- [19] Avelino Alves Filho, Elementos Finitos, São Paulo: Érica, 2000
- [20] O. D. Aguiar et. al, Class. Quantum Grav. 22, 209 {2005}
- [21] C. Frajuca, K.L.Ribeiro, O.D.Aguiar, L. A Andrade, P.J.Castro, N.S.Magalhaes and R. M. Marinho Jr, Class. Quantum Grav. 21, 1107 (2004)
- [22] G. Frossati, Proceedings of the First International Workshop for an Omnidirectional Gravitational Radiation Observatory, W. F. Velloso, Jr., O. D. Aguiar and N. S. Magalhaes, editors (Singapore, World Scientific, 1997).
- [23] Sérgio Ricardo Furtado. São José dos Campos, Dissertação (Mestrado em Astrofísica), INPE Divisão de Astrofísica.
- [24] C. Frajuca, O. D. Aguiar, N. S. Magalhaes, K. L. Ribeiro and L. A Andrade, Proc. 3rd Edoardo Amaldi Conference on Gravitational Waves (Pasadena, USA, July 1999). AIP Conf. Proc. 523 (New York, AIP) p.417.
- [25] S. M. Merkowitz and W. W. Johnson, \Journal {Phys. Rev. Lett.} {70} {2367} {1993}.
- [26] C. Frajuca, K. L. Ribeiro, L. A. Andrade, W. F. Velloso Jr, J. L. Melo, O. D. Aguiar and N. S. Magalhaes, Class. Quantum Grav. {19} {1961} {2002}.
- [27] N. S. Magalhaes, W. W. Jonhson, C. Frajuca and O D. Aguiar, \Journal{Astrophysical 168}

- Journal \ \ \ 475 \ \ \ 462 \ \ \ \ 1997 \ \ .
- [28] J. Weber, (1960). Detection and Generation of Gravitational Waves, Phys. Ver., 117, 306.
- [29] N. S. Magalhaes, W. W. Johnson, C. Frajuca and O. D. Aguiar, MNRAS, 274, 670, {1995}.
- [30] Carlos Frajuca, Fabio S. Bortoli, Nadja S. Magalhães. Ressonant transducers for spherical gravitational wave detectors. Brazilian Journal of Physics, 2005, v.35, p.1201-1203.
- [31] O. D. Aguiar et al. Journal {Class. Quantum Grav.} {23} {239} {2006}.
- [32] C. Frajuca, F. S. Bortoli and N. S. Magalhaes, Studying a new shape for the impedance matchers in Mario Schenberg Transducers. In: 6th Edoardo Amaldi Conference on Gravitational Waves, 2005, Nago, Okinawa, Japão. Abstract booklet. Tokio: Organizing comitte, 2005.
- [33] C. Frajuca, F.S. Bortoli; N. S. Magalhães. Resonant tranducers for spherical gravitational wave detectors. Brazilian Journal of Physics, São Paulo, SP, v. 35, n. 4B, p. 1201-1203, 2005.
- [34] Bortoli, Fabio S. Estudo de Casadores de Impedância Mecânicos para Transdutores Paramétricos de Microondas em Detectores Esféricos de Ondas Gravitacionais. São Paulo, 100p, Dissertação (Mestrado em Física) Universidade de São Paulo, 2006.
- [35] O. D. Aguiar et al., \Journal \{Class. Quantum Grav.\} \{21\} \{459\} \{2004\}.
- [36] William W. Seto. Vibrações Mecânicas. Rio de Janeiro: McGraw-Hill do Brasil Ltda, 1977, 300p.
- [37] Carlos Frajuca, Nadja Simões Magalhães, A. M. Horiguti. Study of six mechanical impedance matchers on a spherical gravitational wave detector. 7th Edoard Amaldi Conference on Gravitational Wave (Amaldi7), IOP Publishing, Journal of Physics: Conference Series (Online) 122 (2008) 012029.
- [38] F. S. Bortoli, C Frajuca, N Magalhaes and E N Duarte. A physical criterion for validating the method used to design mechanical impedance matchers for Mario Schenberg's transducers. 8th Edoardo Amaldi Conference on Gravitational Waves, IOP Publishing. Journal of Physics: Conference Series 228 (2010) 012011.
- [39] D. Blevins, Formulas for Natural Frequency and Mode Shape, (Malabar, Fla.: Krieger Publ., 1984, c1979).
- [40] Leandro A. N. de Paula, Odylio D. Aguiar, Claudemir Stellati. Coupling between cavity Klyston and microstrip antenna. In: 8th Edoard Amaldi Conference on Gravitational Wave (Amaldi8), 2009.

- [41] Carlos Frajuca, Fábio da Silva Bortoli, Nadja Simão Magalhães, Odylio D. Aguiar. Status And Improvements For Schenberg Gravitational Wave Detector. Compstar, Catania, Italy, 9-12 May 2011.
- [42] Sérgio Turano de Souza. O Detector De Ondas Gravitacionais Mario Schenberg: Uma Antena Esférica Criogênica Com Transdutores Paramétricos De Cavidade Fechada. São Paulo, Universidade de São Paulo, Exame de Qualificação, 2009, 58p.
- [43] Araya, A.; Kawabe, K.; Sato, T.; Mio, N.; Tsubono, K. Highly sensitive seismometer using a laser interferometer. Review of Scientific Instruments, v. 64, n. 5, p. 1337-1341, May 1993.
- [44] Olylio D. Aguiar. Private communication.
- [45] H. W. Chan, J. C. Long, and J. C. Price. Taber vibration isolator for vacuum and cryogenic applications. Review of scientific instruments v. 70, n. 6, p.2742-2750, June 1999.
- [46] P. Gorlaa, C. Bucci, S. Pirro. Complete elimination of 1K Pot vibrations in dilution refrigerators. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 520 (2004) 641–643.
- [47] Oleg Kirichek, Junyun Li, Larry Linfitt, Alvin Adams, Vladimir Mikheev. Vibration characteristics of dilution refrigerator with cryogenic cycle of 3He. Physica B 329–333 (2003) 1604–1605.
- [48] N. S. Magalhaes, O.D. Aguiar, W.W. Johnson and C.Frajuca. Possible Resonator Configurations for Spherical Gravitational Wave Antenna. \Journal{Gen. Relat. Grav.}, v.29, n.12, p.1511{1997}.
- [49] N. S. Magalhaes, W. W. Johnson, C. Frajuca and O. D. Aguiar. A Geometric Method for Location of Gravitational Wave Sources. \Journal \{Astroph. J.\} v. 475, n. 2, p. 462, 1997.
- [50] S. M. Merkowitz and W. W. Johnson, \Journal \{Phys. Rev. D\} \{56\} \{7513\} \{1997\}.
- [51] "Sky & Telescope", october, 2000.
- [52] Sérgio Ricardo Furtado. Estudo de Técnicas de Resfriamento Rápido de Antenas Esferoidais Utilizadas em Detectores de Ondas Gravitacionais. São José dos Campos, Dissertação (Mestrado em Astrofísica), INPE Divisão de Astrofísica, 2006.
- [53] MatWeb, The Online Materials Database, Copyright 1996-2006 by Automation Creations, Inc.
- [54]Sérgio Ricardo Furtado. Desenvolvimento De Transdutores Paramétricos De Alta Sensibilidade Para O Detector De Ondas Gravitaicionais Mario Schenberg. São José dos 170

Campos, Tese (Doutorado em Ciência Espacial / Astrofísica) – INPE, 2009.