



Ministério da  
**Ciência, Tecnologia  
e Inovação**



sid.inpe.br/mtc-m19/2014/01.31.16.39-TDI

## **ESTUDO DA INTERAÇÃO DE RAIOS CÓSMICOS COM A ANTENA GRAVITACIONAL MARIO SCHENBERG**

Luiz Augusto Stuani Pereira

Dissertação de Mestrado do Curso  
de Pós-Graduação em Astrofísica,  
orientada pelos Drs. Odylio Denys  
de Aguiar, e Anderson Campos  
Fauth aprovada em 27 de fevereiro  
de 2014.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3FLPPC2>>

INPE  
São José dos Campos  
2014

**PUBLICADO POR:**

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GB)

Serviço de Informação e Documentação (SID)

Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3208-6923/6921

Fax: (012) 3208-6919

E-mail: pubtc@sid.inpe.br

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

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

**Membros:**

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

Dr<sup>a</sup> Inez Staciarini Batista - Coordenação Ciências Espaciais e Atmosféricas (CEA)

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

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

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

Dr<sup>a</sup> Maria do Carmo de Andrade Nono - Conselho de Pós-Graduação

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

**BIBLIOTECA DIGITAL:**

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

**REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:**

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

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

**EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:**

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

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



Ministério da  
**Ciência, Tecnologia  
e Inovação**



sid.inpe.br/mtc-m19/2014/01.31.16.39-TDI

## **ESTUDO DA INTERAÇÃO DE RAIOS CÓSMICOS COM A ANTENA GRAVITACIONAL MARIO SCHENBERG**

Luiz Augusto Stuani Pereira

Dissertação de Mestrado do Curso  
de Pós-Graduação em Astrofísica,  
orientada pelos Drs. Odylio Denys  
de Aguiar, e Anderson Campos  
Fauth aprovada em 27 de fevereiro  
de 2014.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3FLPPC2>>

INPE  
São José dos Campos  
2014

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

---

Pereira, Luiz Augusto Stuani.

P414e      Estudo da interação de raios cósmicos com a antena gravitacional Mario Schenberg / Luiz Augusto Stuani Pereira. – São José dos Campos : INPE, 2014.

xxiii + 129 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m19/2014/01.31.16.39-TDI)

Dissertação (Mestrado em Astrofísica) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2014.

Orientadores : Drs. Odylio Denys de Aguiar, e Anderson Campos Fauth.

1. raios cósmicos. 2. ondas gravitacionais. 3. detector Mario Schenberg. 4. Geant4. 5. detector cintilador. I.Título.

CDU 524.1:520.272.2

---



Esta obra foi licenciada sob uma Licença [Creative Commons Atribuição-NãoComercial 3.0 Não Adaptada](https://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0/).

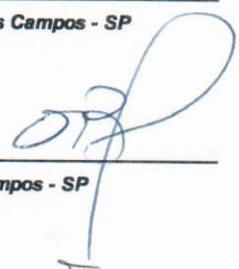
This work is licensed under a [Creative Commons Attribution-NonCommercial 3.0 Unported License](https://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0/).

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

Dr. Cesar Augusto Costa

  
\_\_\_\_\_  
Presidente / INPE / São José dos Campos - SP

Dr. Odylio Denys de Aguiar

  
\_\_\_\_\_  
Orientador(a) / INPE / SJC Campos - SP

Dr. Anderson Campos Fauth

  
\_\_\_\_\_  
Orientador(a) / UNICAMP / Campinas - SP

Dr. Carlos Enrique Navia Ojeda

  
\_\_\_\_\_  
Convidado(a) / UFF / Niterói - RJ

Dr. Rubens de Melo Marinho Júnior

  
\_\_\_\_\_  
Convidado(a) / ITA / SJC Campos - SP

Este trabalho foi aprovado por:

( ) maioria simples

(X) unanimidade

Aluno (a): **Luiz Augusto Stuaní Pereira**

São José dos Campos, 27 de Fevereiro de 2014



*“Porque todo o que é nascido de Deus vence o mundo; e esta é a vitória que vence o mundo, a nossa fé”.*

(JOÃO 5:4)



*A Deus, meus pais Luiz Antonio e Maria Regina e a minha irmã Fernanda.*



## AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente a Deus por ter me capacitado mentalmente, fisicamente e principalmente espiritualmente a realizar estes dois anos de Mestrado. O qual me proporcionou um grande amadurecimento em meu modo de pensar e agir, através dos conhecimentos adquiridos ao longo das aulas ministradas, dos grupos de estudos e amizades conquistadas com professores e alunos.

A meus pais, Luiz Antonio e Maria Regina, e a minha irmã, Fernanda, pelo amor, carinho e palavras de sabedoria, sempre me apoiando, aconselhando e tornando possíveis muitas etapas da minha vida.

Aos meus orientadores, Anderson e Odylio, por terem acreditado em meu potencial e confiado em mim a realização deste trabalho de pesquisa, acompanhando-me ao longo desse, e me ajudando e aguçando o gosto pela pesquisa em física de raios cósmicos e ondas gravitacionais.

Aos meus amigos de pesquisa Filipe e Manoel, por tantas discussões e "cafés", que muito enriqueceram meus conhecimentos e me ajudaram significativamente neste trabalho.

Aos meus maravilhosos amigos, irmãos, companheiros Elvis, Lânia, Márcio, Márcia, Karlene, Tereza, Carol e outros. Muito obrigado por tudo, pelos momentos felizes, tristes e de angústia. Mas, tudo isto valeu a pena. Muito obrigado especialmente por terem se tornado uma família para mim.

Quem disse que a caminhada seria fácil? Mais uma batalha foi ganha e uma vitória concretizada.

À CAPES pelo suporte financeiro durante o período de 03/12 a 08/13 e à FAPESP (Processo N° 2013/00621-5) no período de 01/09/13 a 28/02/14.



## RESUMO

Este projeto de pesquisa contempla o estudo do fluxo de raios cósmicos, prótons e múons, na cidade de São Paulo e os efeitos dessa radiação na antena gravitacional Mario Schenberg. Para estudar tais efeitos fez-se uma simulação de Monte Carlo da passagem da radiação cósmica pelo prédio e pelo detector de ondas gravitacionais utilizando o pacote Geant4 do CERN. Assim, obteve-se a energia depositada pelas partículas cósmicas em cada ponto do interior da esfera. Com estes valores calculou-se a energia depositada nos modos normais de vibração da esfera ressonante utilizando o modelo termoacústico multiponto, que utiliza uma equação de difusão de calor para um sólido esférico e fontes pontuais de calor. Assim, obtivemos a taxa esperada de eventos devido à prótons e múons nos modos de detecção de ondas gravitacionais,  $nl=10$  e  $nl=12$ , da antena Mario Schenberg para  $T_{ruído} = 10^{-5}$ ,  $10^{-6}$  e  $10^{-7}$  K. Com os resultados obtidos, podemos observar que o modo  $nl=10$  é mais sensibilizado pela interação dos raios cósmicos com a antena gravitacional do que o modo  $nl=12$ . Isto deve-se a dois fatores: *i*) a distribuição angular utilizada, que por ser uma distribuição focada próxima a região central do detector, faz com que a maioria das partículas interajam mais com o centro da esfera do que com suas extremidades e *ii*) o modo  $nl=10$  é mais sensível a partículas que interajam com a região central do detector do que o modo  $nl=12$ . Além do mais, aumentando-se a sensibilidade de detecção das ondas gravitacionais, conforme nos aproximamos do limite quântico, aumenta-se a frequência de eventos de raios cósmicos sensibilizados pelo detector de ondas gravitacionais. Para estudar a resposta do veto de raios cósmicos instalado junto a antena gravitacional, simulou-se via Geant4 a interação de múons isolados com o próprio veto e confrontando os resultados obtidos com os dados experimentais adquiridos, pudemos calibrar o espectro de múons simulado e verificar a validação da simulação. Este estudo permite um melhor conhecimento do ruído gerado pelos raios cósmicos no detector de ondas gravitacionais e como este sinal pode ser utilizado para calibrar a função resposta da antena.



# STUDY OF THE COSMIC RAY INTERACTION WITH THE MARIO SCHENBERG GRAVITATIONAL ANTENNA

## ABSTRACT

This research project addresses the study of cosmic ray flux in São Paulo city and the effects of this radiation on the Mario Schenberg gravitational antenna. To study those effects it was held a Monte Carlo simulation of the passage of cosmic radiation through the building and the gravitational wave detector using the CERN Geant4 package. Thus it was obtained the energy deposited by the cosmic ray particles in each point inside the sphere. With those results it was calculated the energy deposited in the resonant sphere normal modes using the multipoint thermoacoustic model, which uses a heat diffusion equation for a spherical solid and heat point sources. Thus we determined the expected event rate due to protons e muons in the gravitational wave detection modes,  $nl=10$  e  $nl=12$ , of the Mario Schenberg antenna for  $T_{noise} = 10^{-5}, 10^{-6}$  e  $10^{-7}$  K. With the obtained results, we can conclude the  $nl=10$  mode is more sensitized by the cosmic ray interaction with gravitational antenna than the  $nl=12$  mode. This is due to two factors: *i*) the used angular distribution, which for being a focused distribution near the central region of the detector, most of the particles interact much more with the centre of the sphere than its boundaries and *ii*) the  $nl=10$  mode is more sensitive to particles interacting with the central region of the detector than the  $nl=12$  mode. Moreover, increasing the detection sensibility of gravitational waves as we get closer the quantum limit, the frequency of cosmic ray events sensitized by the gravitational wave detector increases. To study the answer of the cosmic ray veto set up near the gravitational antenna, it was made a Geant4 simulation of the interaction of single muons with the veto and compared the results taken with the experimental data. This study allows better knowledge of the noise generated by cosmic rays in the gravitational wave detector and how this signal can be used to calibrate the antenna response.



## LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>	
2.1	Efeito de uma onda gravitacional em um anel livre de partículas. A orientação da onda é perpendicular ao anel. A parte superior da imagem mostra o efeito de uma onda polarizada na orientação $+$ , e a parte inferior mostra o efeito da polarização na orientação $\times$ (HENDRY, 2007). . . . .	8
3.1	Weber trabalhando em um dos primeiros detectores de ondas gravitacionais	10
3.2	Detector AURIGA. Nesta imagem o detector está pronto para ser introduzido no sistema de vácuo . . . . .	12
3.3	Visão lateral do detector NIOBE (JU et al., 2000). . . . .	13
3.4	Esboço do detector NAUTILUS . . . . .	14
3.5	Detector MiniGrail . . . . .	16
3.6	Fotografia do detector Mario Schenberg com as câmaras criogênicas abertas. 17	
4.1	Espectro de energia obtido por diversos grupos . . . . .	22
4.2	Abundâncias relativas dos raios cósmicos galáticos com número atômico de até $Z = 32$ comparada com o sistema solar (FINGER, 2011). . . . .	24
4.3	Representação esquemática de um CAE (REBEL; SIMA, 2012). . . . .	26
4.4	Componentes de um CAE (REBEL; SIMA, 2012). . . . .	26
4.5	Distribuição longitudinal média de elétrons e múons para chuviros atmosféricos induzidos por 50 prótons e Fe verticalmente com energia da ordem de 1 PeV (FINGER, 2011). . . . .	30
4.6	Distribuição lateral média de elétrons e múons para chuviros atmosféricos induzidos por 50 prótons e Fe verticalmente com energia da ordem de 1 PeV (FINGER, 2011). . . . .	31
5.1	Fluxos integrados, a nível do mar, de $e^-$ , $\mu$ , p e fótons calculados sobre os 11 anos de ciclos solares em função da energia cinética (CECCHINI; SPURIO, 2012). . . . .	34
5.2	Distribuição angular do fluxo de múons a nível do mar para várias energias (CECCHINI; SPURIO, 2012). . . . .	35
5.3	Espectro diferencial de hádrons isolados obtido pelo grupo KASCADE-Grande. . . . .	38
5.4	Espectro diferencial de hádrons isolados calculado na cidade de São Paulo. 39	
5.5	Fluxo diferencial de múons a nível do mar e São Paulo com momentos variando de 100 a 19608,88 GeV/c. . . . .	42

5.6	Distribuição angular zenital para prótons e múons. . . . .	43
6.1	Câmara do detector Schenberg. . . . .	47
6.2	Estrutura interna do sala onde se localiza a antena gravitacional com as dimensões detalhadas. . . . .	48
6.3	Prédio Mario Schenberg na USP de São Paulo, onde se localiza a antena. . . . .	48
6.4	Visão do simulador rotacionada e ampliada. . . . .	49
6.5	Referência às descrições da tabela acima. . . . .	50
6.6	$dE/dX$ de prótons no cobre . . . . .	52
6.7	Alcance CSDA de prótons no cobre . . . . .	52
6.8	$dE/dX$ de múons no cobre (PARTICLE DATA GROUP et al., 2008). . . . .	54
6.9	Alcance CSDA de múons no cobre . . . . .	55
6.10	Modelos para interações hadrônicas . . . . .	56
6.11	Validação do modelo Bertini . . . . .	57
6.12	Validação do modelo Quark-Gluon String . . . . .	58
6.13	Validação do processo elástico . . . . .	59
6.14	Origem do eixo de coordenadas da simulação quando há interação apenas com a esfera (esquerda) e esfera mais prédio (direita) (a cor vermelha representa o eixo x, a verde o eixo y e a azul o eixo z). . . . .	60
6.15	Energia depositada no detector de ondas gravitacionais por múons com energias entre 1 GeV a 100 GeV e 100 GeV a 100 TeV. . . . .	61
6.16	Interação de múons com o prédio e esfera (a cor azul representa partículas carregadas positivamente, a cor vermelha partículas carregadas negativamente e a verde partículas neutras). . . . .	62
6.17	Espectro de prótons simulado. . . . .	63
6.18	Espectro de múons simulado. . . . .	63
6.19	Distribuição espacial (x,y,z) da fonte de partículas quando há interação apenas com a esfera (esquerda) e esfera mais prédio (direita). . . . .	64
6.20	Distribuição angular em teta da fonte de partículas quando há apenas interação com a esfera (esquerda) e esfera mais prédio (direita). . . . .	64
6.21	Energia depositada por prótons incidindo diretamente sobre a esfera e diretamente sobre o prédio. . . . .	65
6.22	Energia depositada por múons incidindo diretamente sobre a esfera e sobre o prédio. . . . .	66
7.1	Vibração no modo $nl=10$ (esquerda) e modo $nl=11$ (direita) (TAVARES, 2010). . . . .	81
7.2	Vibração no modo $nl=12$ (esquerda) e modo $nl=22$ (direita) (TAVARES, 2010). . . . .	81

7.3	Energia depositada no modo normal nl=10 quando há interação apenas com a esfera (vermelho) e esfera mais prédio (azul). . . . .	82
7.4	Energia depositada no modo normal nl=11 quando há interação apenas com a esfera (vermelho) e esfera mais prédio (azul). . . . .	82
7.5	Energia depositada no modo normal nl=12 quando há interação apenas com a esfera (vermelho) e esfera mais prédio (azul). . . . .	83
7.6	Energia depositada no modo normal nl=22 quando há interação apenas com a esfera (vermelho) e esfera mais prédio (azul). . . . .	83
7.7	Energia depositada no modo normal nl=10 quando há interação apenas com a esfera (vermelho) e esfera mais prédio (azul). . . . .	84
7.8	Energia depositada no modo normal nl=11 quando há interação apenas com a esfera (vermelho) e esfera mais prédio (azul). . . . .	84
7.9	Energia depositada no modo normal nl=12 quando há interação apenas com a esfera (vermelho) e esfera mais prédio (azul). . . . .	85
7.10	Energia depositada no modo normal nl=22 quando há interação apenas com a esfera (vermelho) e esfera mais prédio (azul). . . . .	85
7.11	Taxa de múons na esfera por dia com sensibilidade de $10^{-5}$ , $10^{-6}$ e $10^{-7}$ K.	87
7.12	Taxa de prótons na esfera por dia com sensibilidade de $10^{-5}$ , $10^{-6}$ e $10^{-7}$ K. . . . .	88
7.13	Taxa de múons na esfera por dia com sensibilidade de $10^{-5}$ , $10^{-6}$ e $10^{-7}$ K.	89
7.14	Taxa de prótons na esfera por dia com sensibilidade de $10^{-5}$ , $10^{-6}$ e $10^{-7}$ K. . . . .	90
8.1	Fotografia dos detectores com divisores de tensão (UNICAMP, em 2011).	94
8.2	Refletância difusa para folha de Tyvek, Alumínio e folhas aluminizadas. . . . .	95
8.3	Cintilador sendo envolto pela folha de Tyvek. . . . .	95
8.4	Esquema elétrico do divisor de tensão modificado. . . . .	96
8.5	Crate Camac LeCroy modelo 8025. Acima do crate esta a fonte de alta tensão Bertan. Os módulos Camac (da esquerda para direita) são: Linear Fan-In Fan-Out LeCroy mod. 428F; Programable Dual Gate Generator LeCroy mod. 2323A; ADC LeCroy mod. 2249W; Crate Crontrroller CAMAC-GPIB LeCroy mod.8901A. . . . .	97
8.6	Configuração hardware de alta tensão. . . . .	98
8.7	Gráfico da taxa em função da alta tensão para um limiar de discriminação fixo em -20 mV para o detector 1 e sua derivada ( $df/dh\nu$ ), utilizando múons de radiação cósmica. . . . .	99
8.8	Linearidade entre a10 e a1 (esquerda) e entre a10 e d12 (direita). . . . .	99
8.9	Espectro de carga de múons isolados do detector 1. . . . .	100
8.10	Estrutura do sistema de veto de raios cósmicos. . . . .	101

8.11	Descrição das dimensões da estrutura e constituintes (fotocátodo e janela de quartzo) da fotomultiplicadora. . . . .	101
8.12	Visão lateral (esquerda) e superior (direito) da geometria do sistema de veto. . . . .	102
8.13	Propriedades de diversos fotocátodos e cintiladores. . . . .	105
8.14	dE/dX de múons no polyvinyltoluene . . . . .	106
8.15	Alcance CSDA de múons no polyvinyltoluene . . . . .	106
8.16	(a) Desenho qualitativamente ilustrando as componentes da intensidade de radiação no modelo UNIFIED. O vetor direçãodo fóton incidente é dado por $\vec{d}_i$ ; (b) O sistema de coordenada utilizado no modelo de superfície coma definição dos parâmetros geométricos. . . . .	108
8.17	Espectro de múons simulado. . . . .	109
8.18	Distribuição espacial (x,y,z) da fonte de partículas. . . . .	110
8.19	Interação de um único múon com o detector de veto. A cor verde representa as partículas neutras, fótons cintiladores.). . . . .	110
8.20	Energia depositada por múons incidindo diretamente sobre o detector do veto. . . . .	111
8.21	Número de fótons produzidos no cintilador. . . . .	112
8.22	Número de fótons que atingem o fotocátodo da PMT. . . . .	112
8.23	Validação do espectro simulado de múons isolados. . . . .	113

## LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
5.1 Espectro diferencial de single hádrons da direção vertical medidos a nível do mar. . . . .	37
5.2 Dados do espectro diferencial de energia de hádrons isolados a nível de São Paulo. . . . .	39
5.3 Dados do fluxo diferencial de múons a nível do mar e São Paulo. . . . .	41
6.1 Dimensões e materiais utilizados na simulação. . . . .	49
6.2 Processos de interações eletromagnéticas. . . . .	51
7.1 Taxa de eventos esperada na esfera por dia. . . . .	88
7.2 Taxa de eventos esperada na esfera por dia. . . . .	90
7.3 Taxa de eventos esperada na esfera por dia para o modo nl=10. . . . .	91
7.4 Taxa de eventos esperada na esfera por dia para o modo nl=12. . . . .	92
8.1 Componentes do sistema de veto de raios cósmicos. . . . .	102
8.2 Constantes físicas e de cintilação. . . . .	104
8.3 Composição química do polyvinyltoluene (PARTICLE DATA GROUP, 2013). . . . .	105



## SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
<b>1 INTRODUÇÃO</b> . . . . .	<b>1</b>
<b>2 ONDAS GRAVITACIONAIS</b> . . . . .	<b>3</b>
2.1 Linearização da equação de Einstein . . . . .	3
2.1.1 Equações de Einstein e simetria Gauge . . . . .	3
2.1.2 Equação de onda . . . . .	6
<b>3 DETECÇÃO DE ONDAS GRAVITACIONAIS</b> . . . . .	<b>9</b>
3.1 Detectores de massa ressonante . . . . .	11
3.1.1 Detectores de barra . . . . .	11
3.1.2 Detectores esféricos . . . . .	15
3.1.3 Ruídos em detectores de massa ressonante . . . . .	18
<b>4 RAIOS CÓSMICOS E CHUVEIROS ATMOSFÉRICOS EX- TENSOS</b> . . . . .	<b>21</b>
4.1 Espectro primário de energia dos raios cósmicos . . . . .	21
4.2 Composição em massa dos raios cósmicos . . . . .	23
4.3 Fenomenologia dos Chuveiros Atmosféricos Extensos . . . . .	25
4.3.1 Componente hadrônica . . . . .	27
4.3.2 Componente muônica . . . . .	27
4.3.3 Componente eletromagnética . . . . .	29
4.3.4 Distribuição longitudinal . . . . .	30
4.3.5 Distribuição lateral . . . . .	31
<b>5 RAIOS CÓSMICOS NA SUPERFÍCIE DA TERRA</b> . . . . .	<b>33</b>
5.1 Raios cósmicos a nível do mar . . . . .	33
5.2 Distribuição de raios cósmicos a nível do mar . . . . .	35
5.3 Fluxo de raios cósmicos . . . . .	35
5.4 Fluxo de hádrons na cidade de São Paulo . . . . .	36
5.5 Fluxo de múons na cidade de São Paulo . . . . .	40
5.6 Distribuição zenital de múons e hádrons isolados . . . . .	42
<b>6 INTERAÇÃO DE HÁDRONS E MÚONS COM A ESFERA DE MASSA RESSONANTE</b> . . . . .	<b>45</b>

6.1	Geant4 . . . . .	46
6.2	Geometria e materiais . . . . .	46
6.3	Modelos e processos . . . . .	50
6.4	Resultados obtidos com a simulação . . . . .	59
<b>7</b>	<b>MODELO TERMOACÚSTICO . . . . .</b>	<b>69</b>
7.1	Modelo na esfera . . . . .	69
7.1.1	Difusão de calor . . . . .	69
7.1.2	Campo vetor deslocamento e Energia depositada nos modos normais da esfera . . . . .	73
7.2	Casos especiais . . . . .	75
7.2.1	Caso 1: Interação em um ponto . . . . .	76
7.2.2	Caso 2: Interação ao longo de uma linha reta . . . . .	76
7.3	Simplificação das equações . . . . .	77
7.4	Modelo multiponto . . . . .	79
7.4.1	Comportamento dos modos normais da esfera . . . . .	80
7.5	Ruído gerado na antena Mario Schenberg . . . . .	81
7.5.1	Ruído gerado pelos múons . . . . .	82
7.5.2	Ruído gerado pelos prótons . . . . .	84
7.6	Taxa de eventos na antena gravitacional . . . . .	86
<b>8</b>	<b>VETO DE RAIOS CÓSMICOS DA ANTENA MARIO SCHENBERG . . . . .</b>	<b>93</b>
8.1	Aparato experimental para detecção de múons . . . . .	94
8.1.1	Detectores de partículas . . . . .	94
8.1.2	Divisor de tensão modificado . . . . .	95
8.1.3	Crate CAMAC . . . . .	96
8.1.4	Fonte de Alta Tensão . . . . .	97
8.1.4.1	Tensão de trabalho dos detectores . . . . .	98
8.1.5	Calibração do sistema de veto de raios cósmicos . . . . .	99
8.2	Simulação do veto de raios cósmicos . . . . .	100
8.2.1	Geometria e materiais . . . . .	100
8.2.2	Processos Físicos . . . . .	103
8.2.2.1	Modelo de reflexão de superfície - Modelo UNIFIED . . . . .	107
8.2.3	Resultados obtidos com a simulação . . . . .	109
8.2.3.1	Validação do espectro de múons simulado . . . . .	113
<b>9</b>	<b>CONCLUSÃO . . . . .</b>	<b>115</b>

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS . . . . .	117
APÊNDICE A - MODELO TERMOACÚSTICO MULTIPONTO . .	125



# 1 INTRODUÇÃO

A detecção direta de ondas gravitacionais é um dos principais objetivos da ciência do século XXI. Para aumentar a chance desta detecção, precisamos aumentar a sensibilidade dos aparatos experimentais para medir a deformação do espaço-tempo e conhecer os diferentes ruídos presentes nesses complexos experimentos.

As equações de Einstein para o campo gravitacional (EINSTEIN, 1916) são a base da teoria da Relatividade Geral. Dessas equações surge naturalmente a existência de ondas gravitacionais que se propagam com a velocidade da luz no vácuo. Na Relatividade Geral, a métrica  $g_{\mu\nu}$  descreve o campo gravitacional como curvatura do espaço-tempo.

Uma onda gravitacional não tem efeito sobre um único ponto, já que representa perturbações na métrica, ou seja, na forma como se mede a distância entre dois pontos. Logo, as ondas gravitacionais não geram acelerações absolutas, somente acelerações relativas.

Uma detecção indireta de ondas gravitacionais já aconteceu. Em 1993, Russell A. Hulse e Joseph H. Taylor Jr. (TAYLOR JR., 1994) foram agraciados com o prêmio Nobel pela descoberta e estudo, por mais de uma década, do sistema binário PSR1913+16 de estrelas de nêutrons. Eles utilizaram a emissão de radiação gravitacional para explicar a variação do período orbital desse sistema.

Um dos ruídos presentes nos dados de uma antena gravitacional que utiliza a técnica de massa ressonante é devido à interação dos raios cósmicos com a massa ressonante. Essas partículas chegam continuamente ao nosso planeta com um espectro de energia que alcança energias de até  $10^{20}$  eV. Partículas secundárias produzidas pelas interações dos raios cósmicos chegam até a superfície da Terra e algumas, como os neutrinos e múons, chegam até regiões subterrâneas profundas.

Os raios cósmicos foram descobertos por Victor Franz Hess (HESS, 1912) e Kohlhörster, no início do século XX, através de seus efeitos de ionização em vasos de vidro herméticos que envolviam dois eletrodos com uma alta voltagem entre eles. Observou-se que estes efeitos de ionização aumentavam durante vôos em balões, e, portanto, este efeito teria origem extra-terrestre, o que originou o termo *Raios Cósmicos* (BIERMANN; SIGL, 2001). A partir de então deu-se início ao campo da física de astropartículas, que corresponde à união da astrofísica com a física de partículas. Devido ao fato dos raios cósmicos atingirem altíssimas energias, que são incapazes

de serem reproduzidas nos aceleradores de partículas, eles desempenham um papel fundamental na física de partículas. Entretanto, mesmo com tantas investigações e progressos nesta área de pesquisa ainda persistem muitos questionamentos acerca das fontes emissoras de raios cósmicos, bem como os mecanismos de aceleração e propagação destas partículas.

A próxima geração de detectores de ondas gravitacionais alcançará uma sensibilidade de  $h \approx 10^{-23}$  e a frequência de eventos devido aos raios cósmicos crescerá para centenas de eventos por dia. Torna-se então importante o estudo e a instalação de vetos de raios cósmicos nesses detectores de ondas gravitacionais.

O veto de raios cósmicos, além de identificar os sinais devido aos raios cósmicos, permite o estudo do desempenho da antena gravitacional através dos sinais acústicos produzidos pela radiação cósmica, auxiliando o desenvolvimento de sistemas de detecção mais precisos.

Neste trabalho é estudado o fluxo e a distribuição angular da radiação cósmica na cidade de São Paulo, bem como as possíveis interações deste fluxo com a antena gravitacional Mario Schenberg e o prédio do laboratório aonde a mesma se encontra instalada. Este estudo é realizado utilizando o pacote ferramental Geant4, que simula a interação de partículas com a matéria. Assim, será analisada a produção de sinais acústicos na esfera ressonante devido à estas interações. Além disso, é estudada a interação de múons isolados com o próprio veto de partículas, via Geant4, de modo a analisar o espectro de carga de múons produzido e confrontá-lo com o obtido experimentalmente.

## 2 ONDAS GRAVITACIONAIS

### 2.1 Linearização da equação de Einstein

Einstein, em 1916, analisou os efeitos propagacionais a velocidades finitas nas equações de gravitação e previu, para as equações de campo de vácuo linearizados, a existência de soluções de onda (BUONANNO, 2007).

#### 2.1.1 Equações de Einstein e simetria Gauge

A ação de Einstein é dada por (BUONANNO, 2007)

$$S_g = \frac{c^3}{16\pi G} \int d^4x \sqrt{-g} R \quad (2.1)$$

onde,  $c$  é a velocidade da luz,  $G$  a constante de Newton,  $R$  é o escalar de Ricci, e  $g = \det(g_{\mu\nu})$ , onde  $g_{\mu\nu}$  é a métrica em quatro dimensões.

A métrica de Minkowski é  $\eta_{\mu\nu} = (-, +, +, +)$ , os índices gregos  $\mu$  e  $\nu$  correspondem às coordenadas do espaço-tempo 0,1,2,3, e os índices latinos correspondem às coordenadas  $i, j = 1, 2, 3$ . O vetor posição no espaço de Minkowski,  $x^\mu = (x^0, \vec{x}) = (ct, \vec{x})$ , é portanto  $d^4x = c dt d^3x$ . As derivadas parciais,  $\partial_\mu$  serão denotadas com uma vírgula, enquanto as derivadas covariantes serão com um ponto e vírgula. Na Eq. (2.1) o escalar de Ricci  $R$  é obtido através do seguinte modo:

$$R = g^{\mu\nu} R_{\mu\nu}, \quad R_{\mu\nu} = g^{\sigma\theta} R_{\sigma\mu\theta\nu}, \quad (2.2)$$

$$R_{\mu\rho\sigma}^\nu = \frac{\partial \Gamma_{\mu\sigma}^\nu}{\partial x^\rho} - \frac{\partial \Gamma_{\mu\rho}^\nu}{\partial x^\sigma} + \Gamma_{\lambda\rho}^\nu \Gamma_{\mu\sigma}^\lambda - \Gamma_{\lambda\sigma}^\nu \Gamma_{\mu\rho}^\lambda, \quad (2.3)$$

onde,  $\Gamma_{\mu\sigma}^\nu$  são as conexões afim

$$\Gamma_{\nu\rho}^\mu = \frac{1}{2} g^{\mu\lambda} \left( \frac{\partial g_{\lambda\nu}}{\partial x^\rho} + \frac{\partial g_{\lambda\rho}}{\partial x^\nu} + \frac{\partial g_{\nu\rho}}{\partial x^\lambda} \right). \quad (2.4)$$

O tensor de curvatura satisfaz as seguintes propriedades:

$$R_{\mu\nu\rho\sigma} = -R_{\nu\mu\rho\sigma} = -R_{\mu\nu\sigma\rho}, \quad R_{\mu\nu\rho\sigma} = R_{\rho\sigma\mu\nu}, \quad (2.5)$$

$$R_{\mu\nu\rho\sigma} + R_{\mu\sigma\nu\rho} + R_{\mu\rho\sigma\nu} = 0, \quad R_{\mu\nu\rho;\sigma} + R_{\mu\sigma\nu;\rho} + R_{\mu\rho\sigma;\nu} = 0. \quad (2.6)$$

A Eq. (2.6) é conhecida como a identidade de Bianchi. Definimos o tensor energia-momento da matéria  $T_{\mu\nu}$  através da variação da ação da matéria  $S_m$  sob uma mudança da métrica  $g_{\mu\nu} \rightarrow g_{\mu\nu} + \delta g_{\mu\nu}$  da seguinte maneira,

$$\delta S_m = \frac{1}{2c} \int d^4x \sqrt{-g} T^{\mu\nu} \delta g_{\mu\nu}. \quad (2.7)$$

A variação de  $S = S_g + S_m$  com respeito a  $g_{\mu\nu}$  conduz à equação de Einstein

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu}. \quad (2.8)$$

As equações acima são não lineares e determinam os valores futuros de  $g_{\mu\nu}$  a partir dos valores iniciais. Uma vez que  $\mu = 0, \dots, 3, \nu = 0, \dots, 3$ , 2.7 contém dezesseis equações diferenciais, que caso a simetria dos tensores  $G_{\mu\nu}$  e  $T_{\mu\nu}$  seja utilizada, podem ser reduzidas a dez equações diferenciais. Finalmente, devido à identidade de Bianchi, temos  $G_{\mu\nu}^{\nu} = 0$ . Assim, as dez equações diferenciais se reduzem a seis.

A relatividade geral é invariante sob o grupo de todas as possíveis transformações de coordenadas

$$x^\mu \longrightarrow x'^\mu(x), \quad (2.9)$$

onde,  $x'^\mu$  é inversível, diferenciável e com uma inversão diferenciável. Sob a transformação acima, a métrica transforma-se em

$$g_{\mu\nu}(x) \longrightarrow g'_{\mu\nu}(x') = \frac{\partial x^\rho}{\partial x'^\mu} \frac{\partial x^\sigma}{\partial x'^\nu} g_{\rho\sigma}(x). \quad (2.10)$$

Assumindo que há um referencial em uma região de espaço-tempo suficientemente grande podemos escrever

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}, \quad |h_{\mu\nu}| \ll 1. \quad (2.11)$$

Escolhendo este sistema de referência, quebramos a invariância da relatividade geral sob transformações de coordenada. Entretanto, uma simetria residual de gauge permanece. Consideremos a seguinte transformação de coordenada

$$x^\mu \longrightarrow x'^\mu = x^\mu + \xi^\mu(x), \quad |\partial_\mu \xi_\nu| \leq |h_{\mu\nu}|. \quad (2.12)$$

a métrica se torna

$$g'_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} - \partial_\nu \xi_\mu - \partial_\mu \xi_\nu + h_{\mu\nu} + O(\partial\xi^2), \quad (2.13)$$

assim, introduzindo

$$h'_{\mu\nu} = h_{\mu\nu} - \xi_{\mu,\nu} - \xi_{\nu,\mu}, \quad (2.14)$$

obtemos,

$$g'_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h'_{\mu\nu}, \quad |h'_{\mu\nu}| \ll 1. \quad (2.15)$$

Em conclusão, a pequena variação das transformações das coordenadas 2.12 é uma simetria da teoria linearizada. Sob uma transformação de Lorentz finita, global, com  $x$  independente,

$$x^\mu \longrightarrow \Lambda^\mu_\nu x^\nu, \quad \Lambda^\rho_\mu \Lambda^\sigma_\nu \eta_{\rho\sigma} = \eta_{\mu\nu}, \quad (2.16)$$

a métrica se transforma como

$$g_{\mu\nu} \longrightarrow g'_{\mu\nu}(x') = \Lambda^\rho_\mu \Lambda^\sigma_\nu g_{\rho\sigma} = \eta_{\mu\nu} + \Lambda^\rho_\mu \Lambda^\sigma_\nu h_{\rho\sigma}(x) = \eta_{\mu\nu} + h'_{\mu\nu}(x'), \quad (2.17)$$

assim,  $h_{\mu\nu}$  é um tensor sob transformações de Lorentz. Podemos provar que  $h_{\mu\nu}$  é também invariante sob translações. Concluindo, a teoria linearizada é invariante sob o grupo Poincaré e a transformação  $x^\mu \longrightarrow x^\mu + \xi^\mu$  com  $|\partial_\nu \xi^\mu| \ll 1$ .

### 2.1.2 Equação de onda

Vamos linearizar a equação de Einstein considerando  $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}$ . Na ordem linear em  $h_{\mu\nu}$  as conexões afins e o tensor de curvatura são dados por

$$\Gamma_{\mu\rho}^{\nu} = \frac{1}{2}\eta^{\nu\lambda}(\partial_{\rho}h_{\lambda\mu} + \partial_{\mu}h_{\lambda\rho} - \partial_{\lambda}h_{\mu\rho}), \quad (2.18)$$

$$R_{\mu\rho\sigma}^{\nu} = \partial_{\rho}\Gamma_{\mu\sigma}^{\nu} - \partial_{\sigma}\Gamma_{\mu\rho}^{\nu} + O(h^2), \quad (2.19)$$

mais explicitamente

$$R_{\mu\nu\rho\sigma} = \frac{1}{2}(\partial_{\rho\nu}h_{\mu\sigma} + \partial_{\sigma\mu}h_{\nu\rho} - \partial_{\rho\mu}h_{\nu\sigma} - \partial_{\sigma\nu}h_{\mu\rho}). \quad (2.20)$$

Utilizando as equações acima, podemos mostrar que o tensor de Riemann linearizado é invariante sob a transformação  $h'_{\mu\nu} \rightarrow h_{\mu\nu} - \partial_{\mu}\xi_{\nu} - \partial_{\nu}\xi_{\mu}$ . A equação 2.20 pode ser simplificada se introduzirmos o tensor traço reverso

$$\bar{h}^{\mu\nu} = h^{\mu\nu} - \frac{1}{2}\eta^{\mu\nu}h, \quad (2.21)$$

onde,  $h = \eta_{\alpha\beta}h^{\alpha\beta}$  e  $\bar{h} = -h$ . Através de algumas manipulações algébricas obtemos

$$\square\bar{h}_{\nu\sigma} + \eta_{\nu\sigma}\partial^{\rho}\partial^{\lambda}\bar{h}_{\rho\lambda} - \partial^{\rho}\partial_{\nu}\bar{h}_{\rho\sigma} - \partial^{\rho}\partial_{\sigma}\bar{h}_{\rho\nu} + O(h^2) = -\frac{16\pi G}{c^4}T_{\nu\sigma}, \quad (2.22)$$

onde o operador de onda  $\square = \eta_{\rho\sigma}\partial^{\rho}\partial^{\sigma}$ . Para simplificar mais a Eq. 2.22 impomos o gauge de Lorentz

$$\partial_{\nu}\bar{h}^{\mu\nu} = 0, \quad (2.23)$$

e obtemos finalmente a equação de onda

$$\square\bar{h}_{\nu\sigma} = -\frac{16\pi G}{c^4}T_{\nu\sigma}. \quad (2.24)$$

Se  $\bar{h}^{\mu\nu}$  não satisfaz o gauge de Lorentz, isto é,  $\partial_\mu \bar{h}^{\mu\nu} = q_\nu$  podemos introduzir uma transformação de coordenada de forma que  $\bar{h}_{\mu\nu} = \bar{h}_{\mu\nu} - \xi_{\mu,\nu} - \xi_{\nu,\mu} + \eta_{\mu\nu}(\partial_\rho \xi^\rho)$  e impomos  $\square \xi_\nu = q_\nu$ , obtendo  $\partial_\mu \bar{h}^{\mu\nu} = 0$ . Sumarizando, o gauge de Lorentz impõe 4 condições que permitem a redução de 10 componentes independentes de um tensor simétrico  $h_{\mu\nu}$  de  $4 \times 4$  para 6 componentes independentes. Note que temos também a condição  $\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0$ , que é a conservação do tensor energia-momento da matéria na teoria linearizada. Porém, na teoria completa  $T^{\mu\nu}{}_{;\nu} = 0$ . Simplificando a Eq. 2.24 temos que na consideração de campo fraco no vácuo o tensor massa energia se reduz a zero, assim:

$$\square \bar{h}_{\nu\sigma} = 0. \quad (2.25)$$

Este resultado representa a equação de uma onda gravitacional que se propaga no vácuo, cuja solução é dada por:

$$\square \bar{h}_{\nu\sigma}(t) = A_{\mu\nu} e^{ik(z-ct)}. \quad (2.26)$$

Esta solução corresponde a uma onda gravitacional propagando-se na direção z com uma velocidade c e frequência angular  $\omega = kc$ .

Adotando um calibre onde apenas as componentes espaciais do tensor de perturbação não são nulas, e considerando que sejam transversais à direção de propagação, podemos melhor compreender a interação dessas ondas com a matéria. Assim, não há divergência,  $h_{kj,j}$ , e possuem traço nulo,  $h^k_k = 0$ , logo,  $\bar{h}_{\nu\sigma} = h_{\mu\nu}^{TT}$ .

Neste caso o tensor de Riemann reduz-se a:

$$R_{j_0 k_0} = -\frac{1}{2} h_{jk,00}^{TT}. \quad (2.27)$$

e nos casos particulares:

$$R_{x_0 x_0} = -R_{y_0 y_0} = -\frac{1}{2} \ddot{h}_+(t - \frac{z}{c}). \quad (2.28)$$

$$R_{x_0 y_0} = -R_{y_0 x_0} = -\frac{1}{2} \ddot{h}_x(t - \frac{z}{c}). \quad (2.29)$$

com

$$h_+ = \text{Real} \left\{ A_+ e^{-i[w(t - \frac{z}{c}) + \phi_+]} \right\}. \quad (2.30)$$

$$h_\times = \text{Real} \left\{ A_\times e^{-i[w(t - \frac{z}{c}) + \phi_\times]} \right\}. \quad (2.31)$$

Ambos estados de polarização da onda gravitacional podem ser vistos na Figura 2.1.

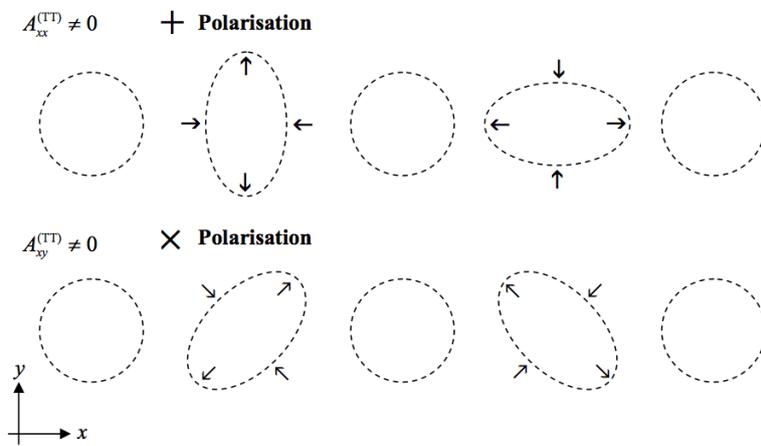


Figura 2.1 - Efeito de uma onda gravitacional em um anel livre de partículas. A orientação da onda é perpendicular ao anel. A parte superior da imagem mostra o efeito de uma onda polarizada na orientação +, e a parte inferior mostra o efeito da polarização na orientação × (HENDRY, 2007).

### 3 DETECÇÃO DE ONDAS GRAVITACIONAIS

Para a detecção de ondas gravitacionais acima de 1 Hz existem essencialmente dois tipos de detectores, os de massa ressonante e os de massa livre (SANTOS, 2013). Dentro da categoria dos detectores de massa ressonante, temos os detectores esféricos e de barra, que se baseiam no método de interação da onda gravitacional com a matéria. Quando ocorre esta interação, a onda gravitacional deposita energia na massa, que a absorve e começa a ressonar. Já os detectores de massa livre, os interferométricos, baseiam-se na variação do padrão de interferência formado por feixes de laser. Uma onda gravitacional ao interagir com o detector interferométrico induz uma alteração  $dl$  na dimensão do mesmo. A sensibilidade de detecção é dada aproximadamente pela razão  $dh=dl/l$ , onde  $l$  representa a dimensão do detector. Quanto menor for o valor de  $dh$ , maior deve ser a sensibilidade do detector. Assim, temos que a diferença entre ambas técnicas de detecção reside no modo como a onda é detectada e na gama de frequências para as quais o detector é sensível.

O início pela detecção direta de tais ondas foi na década de 60, com o trabalho pioneiro desenvolvido por Joseph Weber (WEBER, 1969). Ele descobriu que embora as ondas gravitacionais interagissem fracamente com a matéria, quando uma onda gravitacional atravessasse um meio material, depositaria energia no meio, fazendo com que os modos quadrupolares do mesmo fossem excitados, resultando na vibração de todo o material. Esta vibração, através de um cristal piezoelétrico acoplado ao detector, seria transformada em um sinal elétrico que poderia ser analisado.

O detector utilizado por Weber (Figura 3.1) era do tipo barra de alumínio cilíndrico com uma massa da ordem de 1 tonelada colocado dentro de uma câmara de vácuo, a fim de isolá-lo de vibrações produzidas por fontes externas.



Figura 3.1 - Weber trabalhando em um dos primeiros detectores de ondas gravitacionais  
FONTE: (STANFORD UNIVERSITY PHYSICS DEPARTMENT, 2013).

Em 1969, Weber dispunha de seis detectores à sua disposição, porém trabalhou apenas com dois, operando em coincidência, para minimizar os possíveis sinais provenientes de abalos sísmicos e efeitos eletromagnéticos. A distância entre estes detectores era da ordem de 1000 km, sendo um localizado no Argonne National Laboratory e outro na University of Maryland.

Os detectores desenvolvidos por Weber atingiam sensibilidade da ordem de  $h \approx 10^{-16} \text{ Hz}^{-1/2}$ . Porém, devido à fraca intensidade do efeito que se pretendia observar, o sinal era dominado por ruído. Se fosse observada uma correlação entre o sinal de vários detectores, uma vez que os ruídos nos vários instrumentos não deveriam estar correlacionados, a explicação mais provável seria a detecção de uma onda gravitacional. A certa altura Weber divulgou que uma correlação entre os sinais teria sido observada e que de fato a primeira detecção de ondas gravitacionais haveria ocorrido. Esta divulgação gerou grande entusiasmo na comunidade científica que se dedicava ao estudo das ondas gravitacionais, estimulando vários grupos na Europa, USSR e nos Estados Unidos a construir detectores semelhantes aos de Weber. Infelizmente não obtiveram nenhum sucesso, embora Weber continuasse convencido que o sinal por ele observado era devido à uma onda gravitacional. Embora Weber tenha minimizado o ruído sísmico e eletromagnético, o ruído térmico ainda persistia no sinal

de saída.

Apesar de Weber não ter detectado uma onda gravitacional, sua tentativa foi extremamente importante para incentivar diversos pesquisadores do mundo todo a continuar incessantemente na busca por tais ondas. Embora a situação permaneça inalterada, muitos progressos no ramo experimental foram atingidos.

### 3.1 Detectores de massa ressonante

#### 3.1.1 Detectores de barra

Os detectores de massa ressonante do tipo barra são produzidos por material maciço com um formato cilíndrico. A interação de um onda gravitacional com a barra faz com que uma pequena fração de sua energia seja depositada no detector, excitando seus modos quadrupolares. Entretanto, devido à esta oscilação ser bastante pequena, é impossível observá-la naturalmente, sendo necessário o acoplamento de transdutores elétricos em sua superfície, de modo a converter as oscilações em sinais elétricos suficientemente intensos para serem analisados e medidos.

Este tipo de detector tem sofrido várias modificações que permitiram melhorar sua sensibilidade de detecção da ordem de  $10^{-20}$  para uma banda estreita de alguns Hz em torno de 1 kHz, e assim, eliminar grande parte do ruído originado por fontes externas. Em geral, alguns dos avanços adquiridos ao longo da história referem-se aos seguintes aspectos: *i*) as barras passaram a ser arrefecidas a temperaturas da ordem de alguns Kelvin; *ii*) desenvolveram-se novas suspensões para melhorar o sistema de isolamento de vibrações externas e *iii*) introduziu-se o transdutor ressonante que não apenas amplifica as vibrações do modo fundamental da barra, como amortece as vibrações de baixa frequência que constituem uma parte importante do ruído que afeta estes detectores.

Além disso, uma das características que limita a possibilidade de detecção é a variação da sensibilidade em função da direção da fonte emissora de ondas gravitacionais. Assim, deve-se ser bastante cauteloso ao orientar o detector em relação à fonte que se pretende observar de modo a maximizar o sinal recebido no detector.

Atualmente um dos detectores do tipo barra mais sensível é o detector ultracriogênico AURIGA (Figura 3.2) localizado no Laboratório Nacional de Legnaro, Instituto Nacional de Física Nuclear (INFN), Itália. Este detector possui massa de 2230 Kg e é composto de alumínio (AL5056). Para atingir sensibilidade de várias ordens de grandeza superior aos detectores de Weber, ele é arrefecido a uma temperatura da

ordem de 0,1 K. Este detector possui frequências de ressonância entre 850 e 960 Hz.



Figura 3.2 - Detector AURIGA. Nesta imagem o detector está pronto para ser introduzido no sistema de vácuo

FONTE: (SANTOS, 2013).

Outro exemplo bastante interessante, porém atualmente inoperante, é o NIOBE (Figura 3.3), localizado em Perth, Oeste da Austrália. Este detector, diferentemente do AURIGA, possuía massa de 1500 Kg e era composto por Nióbio, um material que possui um fator de qualidade mecânica (operava em torno de  $h \simeq (4-5) \times 10^{-19} \text{ Hz}^{-1/2}$ ) maior que o alumínio a 5 K, temperatura a qual o detector é resfriado.

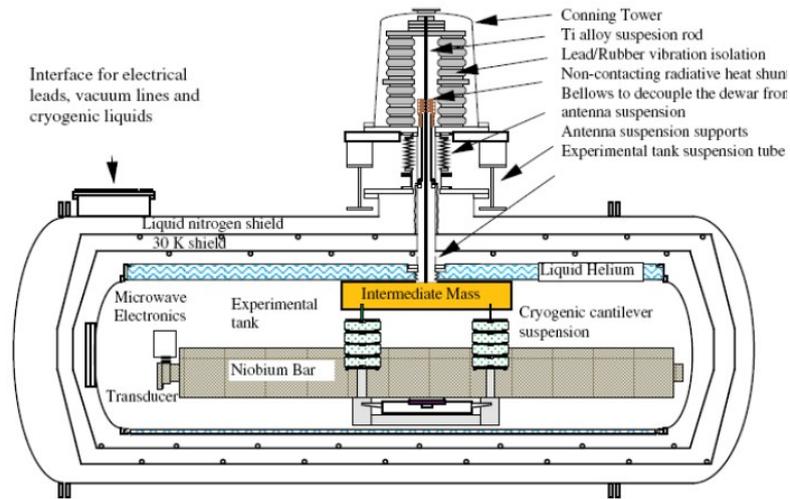


Figura 3.3 - Visão lateral do detector NIOBE (JU et al., 2000).

Em 1995 entrou em operação no Laboratório Nacional de Frascati, Instituto Nacional de Física Nuclear (INFN), Itália, o detector ultracriogênico de massa ressonante NAUTILUS (Figura 3.4). Este detector de formato cilíndrico é composto de alumínio (AL5056) e possui massa da ordem de 2220 kg. Para minimizar o ruído térmico presente, o detector opera a uma temperatura de 4 K, podendo ser resfriado até aproximadamente 0,1 K. O intervalo de frequência em que a sensibilidade do detector é maior está entre 918 e 955 Hz.

Com o intuito de identificar sinais no transdutor produzidos por raios cósmicos foi instalado um veto de raios cósmicos. No caso do NAUTILUS, foram instaladas sete camadas de tubos streamer limitados, sendo três ( $6 \times 6 \text{ m}^2$ ) acima do criostato e quatro ( $6 \times 2.75 \text{ m}^2$ ) abaixo. A sensibilidade alcançada neste experimento é de  $h \simeq 4 \times 10^{-19} \text{ Hz}^{-1/2}$ .

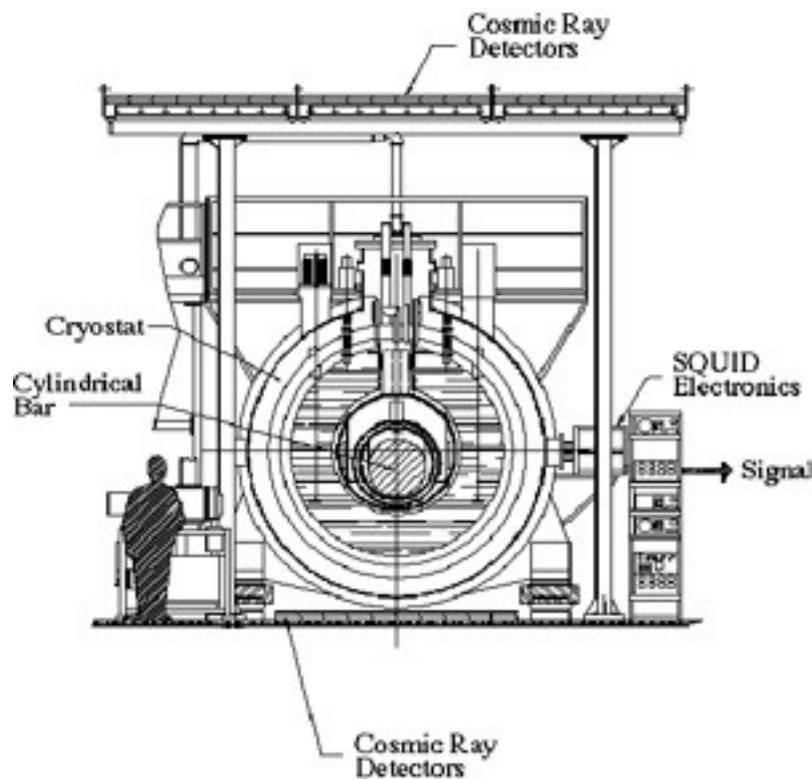


Figura 3.4 - Esboço do detector NAUTILUS  
FONTE: (ROME ROG GROUP, 2013).

De modo geral, os detectores desenvolvidos por Weber caracterizam a primeira geração de detectores de ondas gravitacionais. Após a minimização do ruído térmico, surgiu na década de 70 a segunda geração de detectores, quando as barras foram resfriadas até uma temperatura de aproximadamente 4 K. Embora os detectores tenham atingido temperaturas bem baixas, o ruído térmico ainda persistia no sinal de saída. Assim, com os avanços da criogenia, surgiu a terceira geração de detectores de ondas gravitacionais na década de 80, quando os detectores foram resfriados a temperaturas abaixo de 0,1 K.

Apesar de atingir temperaturas mínimas, um único detector, devido à sua geometria e aos ruídos restantes, seria incapaz de captar um sinal proveniente de uma onda gravitacional. São necessários como mencionado acima, dois ou mais detectores separados por uma dada distância, operando em coincidência, para eventual comparação entre os dados obtidos.

Além destes detectores de massa ressonante do tipo barra, destacam-se também os detectores do tipo esférico, que dão origem à quarta geração de detectores de ondas gravitacionais, que são abordados na próxima subseção.

### **3.1.2 Detectores esféricos**

Apesar da alta sensibilidade atingida pelos detectores de barra ressonante, seu valor ainda foi insuficiente para a detecção de ondas gravitacionais. Além disso, suas propriedades direcionais dificultam a identificação da direção da fonte emissora de ondas gravitacionais, bem como a polarização da onda emitida (SANTOS, 2013).

Uma das possibilidades de solucionar o problema da direcionalidade é a utilização de detectores de esfera ressonante. Devido às suas propriedades de simetria, este detector é omnidirecional, ou seja, ele é sensível a ondas gravitacionais provindas de qualquer direção. Uma esfera possui cinco modos vibracionais quadrupolares degenerados que correspondem ao tensor de quadrupolo. Desta forma, um detector esférico pode ser visto como cinco detectores orientados de modo distinto ocupando o mesmo espaço. Se vários transdutores forem acoplados a superfície da esfera, uma análise das vibrações induzidas na mesma permitiria, depois de determinar a direção da posição da fonte emissora de ondas gravitacionais, a polarização da onda incidente. Além do mais, é importante ressaltar que um detector esférico é independente da polarização da onda incidente, isto é, é sensível a ondas com polarizações arbitrárias.

Outra característica bastante relevante e significativa dos detectores esferoidais, que os tornam melhores em relação aos do tipo barra, é o fato de que um esferóide possui massa muito maior que uma barra equivalente (tendo a barra a mesma frequência de ressonância). Uma massa maior implica em uma seção de choque maior, melhorando a sensibilidade da antena.

Atualmente existem dois detectores esferoidais em fase de construção, o detector MiniGrail, situado na Universidade de Leiden, Holanda, e o detector Mario Schenberg na Universidade Estadual de São paulo (USP), São Paulo, Brasil. Ambas esferas foram construídas no Brasil e com mesma composição, liga de cobre e alumínio (CuAl(6%)). A antena MiniGrail (Figura 3.5) possui massa de 1400 Kg, diâmetro de 68 cm e frequência de ressonância de 2,9 kHz, com um comprimento de banda de 230 Hz. A antena foi resfriada a uma temperatura de 20 mK, de modo a minimizar o ruído térmico.



Figura 3.5 - Detector MiniGrail  
FONTE: (LEIDEN INSTITUTE OF PHYSICS, 2013).

Por outro lado, a antena Mario Schenberg, com diâmetro igual a 65 cm, foi projetada para alcançar uma sensibilidade superior a  $h = 10^{-21} Hz^{-1/2}$  em 3,2 kHz, que tem importância astrofísica. A liga, que possui uma alta figura de mérito,  $Q_m > 10^7$  em 20 mK (FROSSATI; et al., 1997), tem 1150 kg, sendo duas vezes menos massiva do que outras antenas existentes. Entretanto será resfriada até 20 mK, alcançando uma sensibilidade muito competitiva internacionalmente (FORWARD, 1971), (JOHNSON; MERKOWITZ, 1993) e (COCCIA, 1997). A Figura 3.6 mostra uma fotografia do detector com as câmaras criogênicas abertas.

O sistema de isolamento vibracional utilizado é o resultado da experiência acumulada de vários grupos de pesquisa em ondas gravitacionais nos últimos anos. O sistema projetado é livre de ressonâncias na região de 3,0-3,4 kHz e está instalado dentro das câmaras criogênicas.

Os transdutores utilizados são paramétricos bombeados com 10 GHz e monitoram o primeiro monopolo e os primeiros cinco modos de quadrupolo da antena.



Figura 3.6 - Fotografia do detector Mario Schenberg com as câmaras criogênicas abertas.

### 3.1.3 Ruídos em detectores de massa ressonante

Os detectores ou antenas gravitacionais recebem sinais provenientes de várias fontes astrofísicas, de forma que todos estimulam o detector produzindo um sinal de saída que é amplificado e armazenado para posteriormente ser analisado. Entretanto, estes detectores sofrem interferência de sinais provenientes de outras fontes (não astrofísicas) que ao interagirem com o detector geram um sinal que pode ser confundido com um sinal de uma onda gravitacional, como aqueles provenientes de abalos sísmicos e efeitos eletromagnéticos que geravam interferência nos detectores de Weber. Estes "sinais" recebem o nome de ruído e prejudicam a sensibilidade de detecção, dificultando a detecção de uma suposta onda. Dentre os diversos ruídos existentes, o ruído térmico (gerado pelo movimento natural das moléculas do meio material, movimento browniano), sísmico (causado pelo movimento da crosta terrestre resultando em terremotos) e vibracional (gerado pelo tráfego de pessoas e automóveis em regiões próximas à antena, bem como pelo movimento de dilatação das estruturas e construção civil), destaca-se o ruído proveniente da interação dos raios cósmicos altamente energéticos com a antena gravitacional.

Este problema foi estudado (RICCI; BRILLET, 1997) experimentalmente por Strini et al., e em 1986 Amaldi e Pizzella mostraram que esta fonte de ruído pode ser bastante relevante para detectores da nova geração à temperatura ultra baixas ( $\leq 10^{-19}$  Hz<sup>-1/2</sup>). A energia depositada pelos raios cósmicos na antena é convertida em uma expansão local da mesma devido ao aumento da temperatura. A energia depositada pela partícula no modo fundamental da barra com uma perda de energia  $dE/dx$  cruzando a barra pode ser descrita pela seguinte expressão 3.1

$$E_n = \frac{4k_b}{9\pi} \frac{\gamma^2}{\rho L v^2} \left( \frac{dE}{dx} \right)^2 \left( \text{sen} \frac{\pi n z_0}{L} \right)^2 \left( \frac{\text{sen}(\pi l_0 \cos \theta_0 / 2L)}{n \pi R \cos \theta_0 / L} \right)^2 \quad (3.1)$$

onde  $R$  é o raio da barra,  $\rho$  é a densidade da barra,  $v$  a velocidade do som na barra,  $L$  o comprimento da barra,  $\gamma$  o coeficiente de Gruneisen, para o alumínio temos que  $\gamma = 1,6$ ,  $l_0$  o comprimento do traço da partícula no interior da barra,  $z_0$  a distância do ponto médio do traço a partir de um dos finais da barra,  $\theta_0$  o ângulo entre o traço da partícula e o eixo da barra.

Os eventos de raios cósmicos, que ao interagirem com o detector de ondas gravitacionais produzirão algum sinal, podem ser provenientes das interações muônicas, hadrônicas, chuviscos atmosféricos extensos (CAE) e interações multi-hadrônicas.

Assim, para se obter uma taxa de eventos devido à estas várias contribuições, simulações de Monte Carlo têm sido utilizadas. Assim, quantificando estas interações, por exemplo, para um detector do tipo barra como o EXPLORER ao nível do mar, a taxa esperada é de 2,2 eventos/dia com  $T_{eff}=1\text{mK}$ . No limite quântico ( $T_{eff} \approx 10^{-1}\mu\text{ K}$ ) esta taxa aumenta para 5000 eventos/dia.



## 4 RAIOS CÓSMICOS E CHUVEIROS ATMOSFÉRICOS EXTENSOS

Um dos focos deste trabalho é o estudo do efeito dos raios cósmicos, e consequentemente de suas partículas secundárias, sobre o detector de onda gravitacional Mario Schenberg. Portanto, é necessário a compreensão do modo como estas partículas se comportam, o processo de desenvolvimento de um chuva atmosférico extenso (CAE), as interações sofridas por cada partícula e o fluxo de partículas na cidade de São Paulo. Assim, este capítulo e o próximo dedicam-se exclusivamente a fornecer subsídios para a compreensão de tais tópicos em estudo e a obtenção dos fluxos na cidade de São Paulo.

Raios cósmicos são partículas estáveis e núcleos atômicos que atingem a Terra provenientes da nossa e de outras galáxias. São majoritariamente compostos de núcleos atômicos leves e o seu espectro de energia se estende de GeV até  $10^{20}$  eV (CASO et al., 1998). A intensidade de núcleos da radiação cósmica primária na faixa de energia de alguns GeV até mais de 100 TeV pode ser representada pela seguinte expressão 4.1 (BERINGER et al., 2012b)

$$I_N(E) \approx 1,8 \times 10^4 \left( \frac{E}{1\text{GeV}} \right)^{-\alpha} \frac{\text{nucleons}}{\text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{GeV}} \quad (4.1)$$

onde  $E$  é a energia por nucleon e  $\alpha$  é o índice do espectro diferencial do fluxo de raios cósmicos.

### 4.1 Espectro primário de energia dos raios cósmicos

O espectro de raios cósmicos pode ser descrito por uma lei de potência,  $dN/dE \propto E^{-\alpha}$ , podendo o índice espectral  $\alpha$  variar (KAMPERT, 2007). O fluxo de partículas é geralmente expresso como o número de partículas incidentes por área, por segundo, por ângulo sólido em esferoradiano, e por intervalo de energia. Os raios cósmicos possuem um espectro próximo a  $E^{-2,7}$  até a região do joelho ou do inglês *knee* em aproximadamente  $5 \times 10^{15}$  eV, e então  $E^{-3,1}$  até a região do tornozelo, *ankle*, em aproximadamente  $3 \times 10^{18}$  eV, região em que o espectro torna-se difícil para se quantificar, mas que pode ser novamente descrito por  $E^{-2,7}$ . A Figura 4.1 mostra os resultados experimentais dos espectros diferenciais de energia para diversos núcleos da radiação cósmica primária.

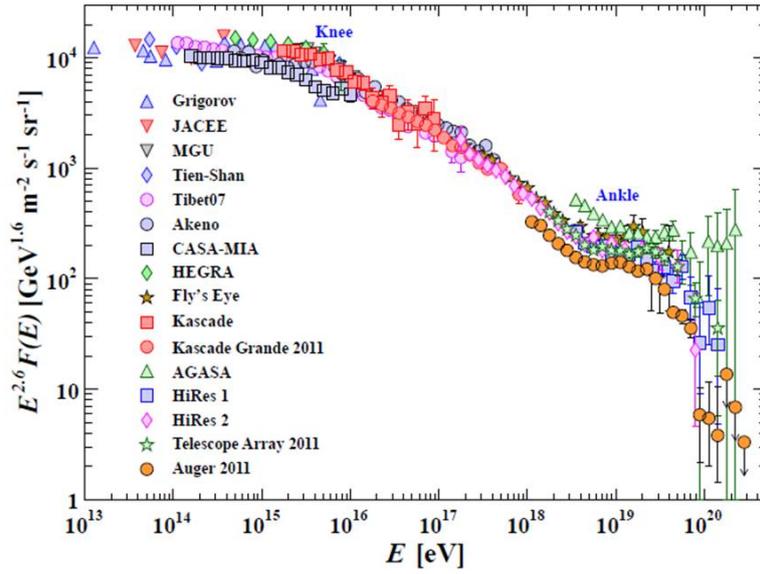


Figura 4.1 - Espectro de energia obtido por diversos grupos  
 FONTE: (BERINGER et al., 2012a).

Até aproximadamente energias da ordem de poucos  $10^{15}$  eV o fluxo de partículas é suficientemente alto possibilitando a medição direta de suas distribuições elementares através de balões estratosféricos e satélites. Nesta região do espectro, conhecida como joelho, muitos pesquisadores acreditam que partículas com energias abaixo dessa região são provenientes de nossa galáxia, enquanto as mais energéticas, seriam partículas de origem extragaláctica. Entretanto, para energias da ordem de  $10^{15}$  eV o fluxo de partículas cai drasticamente para  $1 \text{ m}^{-1} \cdot \text{a}^{-1}$ , incapacitando a sua detecção direta. Assim, o espectro de energia pode ser determinado indiretamente através de medidas das propriedades dos chuviros atmosféricos extensos induzidos pelos raios cósmicos na atmosfera terrestre (APEL et al., 2012) e (NAGANO; WATSON, 2000). Para a região do tornozelo em aproximadamente  $10^{19}$  eV, uma possível explicação é a sobreposição de uma população de partículas altamente energéticas sobre uma menos energética, por exemplo um fluxo extragaláctico começa a dominar sobre um fluxo galáctico (BIRD et al., 1994). Uma outra explicação para o vale presente nesta região é devido à reação  $p\gamma \rightarrow e^+ + e^- + p$ , de prótons extragalácticos com a radiação cósmica de micro-ondas (CMB) a 2,7 K (BEREZINSKY et al., 2006).

Se o fluxo de raios cósmicos a altas energias é de origem cosmológica, deve ocorrer uma supressão do espectro (devido ao efeito GZK) em torno de  $5 \times 10^{19}$  eV, devido às interações inelásticas de raios cósmicos ultra energéticos com a radiação cósmica de

micro-ondas (GREISEN, 1966) e (ZATSEPIN; KUZ'MIN, 1966). Esta supressão também pode ser explicada pelo processo de foto-dissociação de núcleos pesados no modelo de composição mista de matéria (ALLARD et al., 2005).

Por outro lado, esta radiação possui energia suficiente para produzir cascatas de partículas secundárias carregadas e neutras através da interação com núcleos da atmosfera terrestre. Estas partículas secundárias penetram ao longo das camadas atmosféricas deixando um traço que pode ser detectado por arranjos de detectores no solo. A primeira interação ocorre no topo da atmosfera e inicia um processo em cascata de produção de partículas secundárias denominado de chuva atmosférico extenso - CAE. Parte da radiação cósmica secundária atinge a superfície do planeta. A densidade de energia e de partículas em um CAE é maior na região central do chuva, sendo esta região a que mais gera ruído no detector de ondas gravitacionais. Os raios cósmicos que alcançam o detector de ondas gravitacionais, e podem produzir sinais detectáveis na antena, são aqueles que interagindo com a antena gravitacional ou a matéria próxima geram eventos que depositam uma grande quantidade de energia, aproximadamente centenas de MeV, na antena.

## 4.2 Composição em massa dos raios cósmicos

A composição química dos raios cósmicos, em uma primeira aproximação, é bastante similar àquela do meio interestelar (REEVES, 1994). Todos os elementos químicos presentes na tabela periódica estão presentes na composição dos raios cósmicos galácticos, sendo aproximadamente 87% de prótons, 12% de partículas alfas e apenas 1% de núcleos pesados. Para energias de até alguns TeV, a composição dos raios cósmicos pode ser estudada através de experimentos envolvendo balões estratosféricos e satélites. Na Figura 4.2 é comparada a abundância relativa de núcleos de raios cósmicos, com número atômico de até  $Z = 32$ , com a abundância relativa do sistema solar. Nesta figura, observa-se que ambas as distribuições comportam-se de maneira similar, o que implica no mesmo processo que originou suas composições, a nucleossíntese estelar. Entretanto, as variações entre as curvas indicam uma maior abundância dos elementos Li, Be, B abaixo do C e os elementos Sc, Ti, V, Cr abaixo do Fe no sistema solar. Este efeito pode ser explicado pelo processo de espalação dos elementos mais comuns, como C, N, O e Fe, enquanto se propagam pela galáxia (FINGER, 2011). A espalação é um processo no qual fragmentos de um material são ejetados por um corpo para o meio devido à algum impacto. Este material fragmentado é conhecido como raios cósmicos secundários. Assim, pode-se calcular a quantidade de matéria do meio por onde os raios cósmicos passaram, conhecendo-se

o número de secundárias e seções de choque.

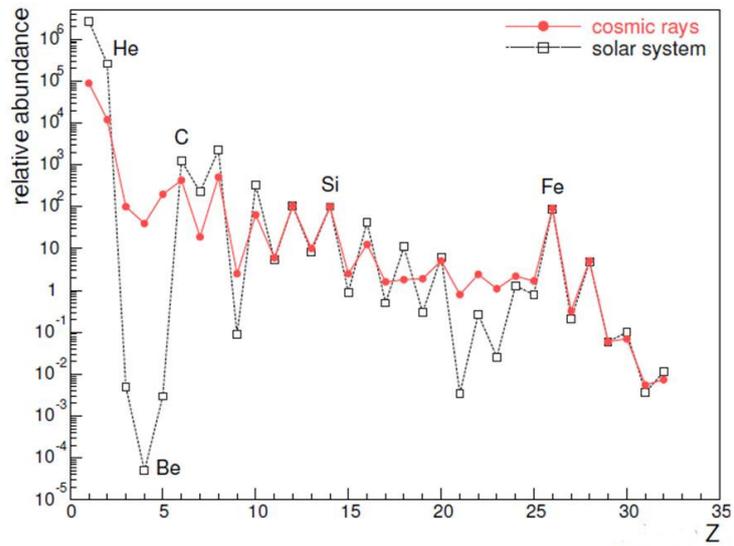


Figura 4.2 - Abundâncias relativas dos raios cósmicos galácticos com número atômico de até  $Z = 32$  comparada com o sistema solar (FINGER, 2011).

Outro ponto importante é a diferença crucial entre as abundâncias relativas de H e He. Ambos elementos são menos abundantes nos raios cósmicos do que no sistema solar. Esta discrepância pode ser explicada pela alta energia de ionização destes elementos. Além disso, pode também ser interpretada pela diferença da composição na fonte. Todavia é importante ressaltar que a composição dos raios cósmicos varia com a energia. Esta variação torna-se um ponto importante na compreensão dos mecanismos de aceleração e propagação dos raios cósmicos. Assim, podemos concluir que a maior abundância de elementos que constituem os raios cósmicos são H, He, N, O, Ne, Mg, Si e Fe.

### 4.3 Fenomenologia dos Chuveiros Atmosféricos Extensos

Para fluxos de raios cósmicos com energia abaixo de  $10^{14}$  eV, medidas diretas são aplicáveis com detectores operando a níveis elevados da atmosfera. Porém para energias maiores o fluxo de partículas é menor, sendo necessária medições indiretas através do Chuveiro Atmosférico Extenso (CAE). Esta técnica de medição permite a utilização de grandes detectores, operando no solo, para uma melhor aquisição dos dados estatísticos, referentes aos fluxos em altas energias.

A partícula primária de raios cósmicos ao interagir com os núcleos da alta atmosfera terrestre induz uma cascata de partículas, chamada de CAE (Figura 4.3). Se a partícula primária é um núcleo ou nucleon, a cascata se inicia com uma interação hadrônica. O número de hádrons cresce sucessivamente a cada subsequente interação, como pode ser observado nesta figura. Cada partícula hadrônica produzida continuará interagindo ou decaindo após percorrer uma dada distância  $X$  que é medida em  $\text{g}/\text{cm}^2$ . Para altas energias o comprimento de interação típico de um núcleo é da ordem de  $80 \text{ g}/\text{cm}^2$ , enquanto núcleos pesados interagem apenas poucos  $\text{g}/\text{cm}^2$ . A cada passo no chuveiro atmosférico o número de partículas cresce enquanto a energia média das partículas decresce. Assim, o número de partículas (“tamanho do chuveiro”) e a energia transferida para as secundárias atinge um máximo a uma certa profundidade atmosférica ( $X_{max}$ ), que depende da energia da partícula primária e dos detalhes das interações sofridas (REBEL; SIMA, 2012).

As partículas produzidas em um CAE podem ser classificadas em componentes hadrônica, muônica e eletromagnética (Figura 4.4). A nível do mar a quantidade de partículas no chuveiro provenientes da componente eletromagnética corresponde a 90%, enquanto que a componente muônica contribui com 9% e a componente hadrônica com apenas 1%.

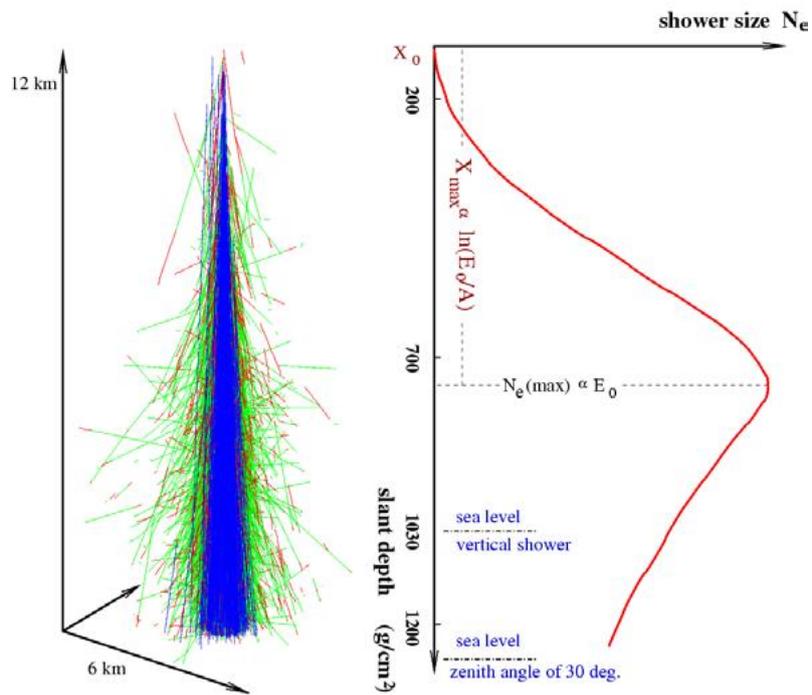


Figura 4.3 - Representação esquemática de um CAE (REBEL; SIMA, 2012).

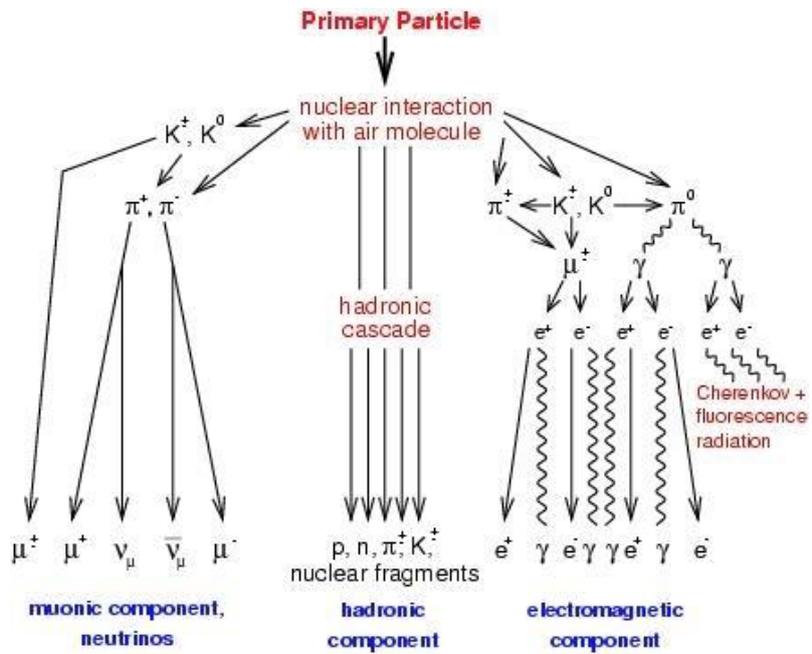


Figura 4.4 - Componentes de um CAE (REBEL; SIMA, 2012).

Uma melhor descrição e compreensão destas três componentes são abordadas nas subseções seguintes.

### 4.3.1 Componente hadrônica

A componente hadrônica constitui o núcleo do CAE e geralmente é responsável pelo transporte de energia durante o desenvolvimento do chuveiro. Sendo através dos processos de decaimento e interação das partículas que compõem esta componente que a componente muônica e eletromagnética são induzidas. Esta componente revela informações importantes sobre a massa e energia da partícula primária que induziu o chuveiro.

Os hádrons são compostos principalmente de prótons, nêutros, píons isolados e multi-hádrons residuais da interação hadrônica primária, podendo ser encontrados em uma distância de aproximadamente 10 a 20 m ao longo do eixo do chuveiro. Apenas hádrons de baixa energia, em geral nêutrons, podem viajar grandes distâncias ao longo do eixo do chuveiro.

Núcleons que atingem a superfície terrestre com momento acima de 1 GeV/c são remanescentes degradados da radiação cósmica primária. A intensidade de núcleons pode ser descrita pela Eq. 4.2 considerando  $t \rightarrow \frac{t}{\cos\theta}$  para  $\theta < 70^\circ$  e um comprimento de atenuação  $\Lambda = 123 \text{ g cm}^{-2}$  (YAO et al., 2006).

$$I_N(E, X) \approx I_N(E, 0) e^{-\frac{X}{\Lambda}} \quad (4.2)$$

onde  $\Lambda$  representa o comprimento de atenuação de núcleons no ar. Esta equação representa a intensidade vertical de núcleons a uma profundidade atmosférica  $X$  ( $\text{g cm}^{-2}$ ).

A nível do mar 1/3 dos núcleons na direção vertical são nêutrons. A intensidade integral de prótons na direção vertical acima de 1 GeV/c a nível do mar é  $\approx 0.9 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$ .

### 4.3.2 Componente muônica

A maioria dos píons carregados positiva e negativamente, produzidos nas interações hadrônicas com as moléculas que compõem a atmosfera, decaem via interação fraca em múons positivos e negativos e neutrinos, com um tempo de meia vida de  $\tau \approx$

$2,60 \times 10^{-8}$  s, conforme a seguinte relação 4.3 (FINGER, 2011)

$$\pi^\pm \longrightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu). \quad (4.3)$$

No início do desenvolvimento do chuva atmosférico, a maioria dos hádrons sofrem sucessivas interações antes de decaírem, logo o número de múons produzidos é baixo.

A componente muônica difere bastante da componente eletromagnética em dois respectivos aspectos (REBEL; SIMA, 2012). O primeiro refere-se ao processo pelo qual os múons são produzidos, como mencionado acima, pelo decaimento de mésons carregados originados nas interações hadrônicas na alta atmosfera. Assim, o conteúdo muônico é sensível ao conteúdo bariônico inicial da partícula primária. Além do mais, como não há cascata muônica, o número de múons que atinge a superfície terrestre é menor do que o número de elétrons. Para um próton incidindo verticalmente com energia de  $10^{11}$  GeV há aproximadamente  $5 \times 10^8$  múons com energia acima de 10 MeV a nível do mar (DOVA, 2006). O segundo refere-se ao fato de que os múons possuem seções de choque para radiação e produção de pares muito menor do que os elétrons. Assim, por interagirem fracamente com a matéria, o espalhamento múltiplo sofrido por eles é menor do que os elétrons. Logo, os múons chegam a superfície terrestre em um tempo menor. Como a maioria dos múons são produzidos a uma altitude de aproximadamente 15 km com uma velocidade da ordem de  $0,9998c$  ( $c$  é a velocidade da luz no vácuo), esta alta velocidade faz com que seu tempo de vida no sistema referencial do laboratório seja dilatado (FAUTH et al., 2007), permitindo que a maioria alcance a superfície terrestre. Por outro lado, apenas alguns múons menos energéticos decaem, com uma meia vida de  $\tau_m = (2,19703 \pm 0,00004)$  ms, de acordo com o seguinte processo (FINGER, 2011)

$$\mu^\pm \longrightarrow e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu) \quad (4.4)$$

e, portanto, contribuem para a componente eletromagnética. Assim, torna-se claro os motivos pelos quais o desenvolvimento da componente muônica em um CAE difere da eletromagnética.

A produção de elétrons e fótons secundários pela interação de múons na vizinhança ou na própria antena inicia chuvas eletromagnéticas que são em grande parte absorvidos pela própria antena. Estes efeitos são principalmente devido à quatro

processos de interação: produção de *knock-on* elétrons, *bremstrahlung*, produção de pares elétron-pósitron e interação múon-núcleo.

### 4.3.3 Componente eletromagnética

A componente eletromagnética, na superfície terrestre, consiste de elétrons, pósitrons e fótons produzidos pelo decaimento de mesóns neutros e carregados. A nível do mar, o decaimento de múons é a fonte dominante de elétrons de baixa energia. Além do mais, outro processo que contribui bastante para o surgimento desta componente, em altas altitudes ou quando o limiar de energia é alto, é o decaimento de píons neutros  $\pi^0$  em dois fótons. Na presença de um núcleo  $X$  estes fótons produzem um par elétron-pósitron conforme a relação 4.5 (FINGER, 2011)

$$\gamma + X \longrightarrow e^+ + e^- + X. \quad (4.5)$$

Na vizinhança do núcleo elétrons e pósitrons são criados via processo *bremstrahlung* descrito a seguir:

$$e^\pm + X \longrightarrow e^\pm + \gamma + X. \quad (4.6)$$

Devido ao pequeno comprimento de radiação  $X_0$  no ar (que é de  $\approx 37\text{g/cm}^2$ ) e a baixa energia crítica  $\approx 84\text{ MeV}$ , o número de elétrons cresce rapidamente, atingindo seu máximo conforme elétrons e pósitrons se aproximam da energia crítica. Abaixo desta energia as partículas perdem energia por ionização, conduzindo a um decréscimo exponencial após ter atingido a região em que o chuveiro tem seu máximo desenvolvimento. A intensidade vertical integrada de elétrons mais pósitrons é aproximadamente 30, 6 e 0,2  $\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$  acima de 10, 100 e 1000 MeV respectivamente (Hayakawa, 1969), (DANIEL; STEPHENS, 1974) e (BEUERMANN; WIBBERENZ, 1968). A razão entre fótons e elétrons mais pósitrons é aproximadamente 1,3 acima de 1 GeV e 1,7 abaixo da energia crítica (BEUERMANN; WIBBERENZ, 1968).

De forma analítica, a distribuição lateral de elétrons em um CAE pode ser descrita pela função Nishimura-Kamata-Greisen (NKG) 4.7 (KAMATA; NISHIMURA, 1958)

$$\rho_e(r) = \frac{\Gamma(4.5 - s)}{\Gamma(s)\Gamma(4.5 - s)} \frac{N_e}{2\pi r^2} \left(\frac{r}{r_m}\right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_m}\right)^{s-4.5} \quad (4.7)$$

onde  $\rho_e$  é a densidade de elétrons laterais,  $r$  é a distância ao núcleo do chuvaeiro e  $N_e$  é o número de elétrons que atingem o nível observacional. A unidade Moliere  $r_m$ , afetada pelos espalhamentos múltiplos, caracteriza a dispersão lateral de um chuvaeiro atmosférico eletromagnético.

#### 4.3.4 Distribuição longitudinal

Uma forma de observar um CAE é através da medida da distribuição longitudinal, que é definida pelo número de partículas em função da profundidade atmosférica. A Figura 4.5 mostra a média do perfil longitudinal de elétrons e múons para chuvaeiros de 50 prótons e Fe induzidos a uma energia de 1 PeV. Através desta imagem observamos que chuvaeiros induzidos por partículas distintas se desenvolvem diferentemente. Devido aos núcleos de Fe possuírem seção de choque maior do que os prótons, atingem o máximo do desenvolvimento do chuvaeiro primeiro. O número de múons  $N_\mu$  cresce mais vagarosamente do que o número de elétrons  $N_e$  para ambas partículas primárias. Por outro lado, em contraste ao número de elétrons, o número de múons permanece aproximadamente constante após ter atingido o máximo desenvolvimento do chuvaeiro.

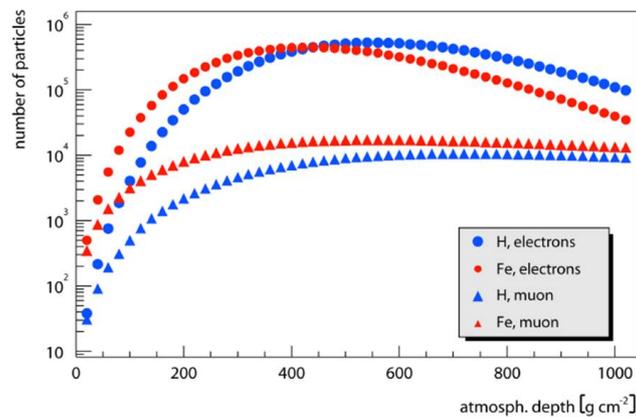


Figura 4.5 - Distribuição longitudinal média de elétrons e múons para chuvaeiros atmosféricos induzidos por 50 prótons e Fe verticalmente com energia da ordem de 1 PeV (FINGER, 2011).

Assim podemos obter informações sobre a energia e identidade da radiação primária sabendo-se o número total de partículas e conhecendo o máximo da profundidade atmosférica. A correlação entre o número de elétrons e múons é um parâmetro crucial para a determinação da partícula primária.

#### 4.3.5 Distribuição lateral

A distribuição lateral é uma outra forma de se observar um CAE e é definida pela densidade de partículas em função da distância ao centro do chuveiro. A Figura 4.6 mostra a média do perfil lateral de elétrons e múons para chuveiros de 50 prótons e Fe induzidos a uma energia de 1 PeV. De maneira análoga à subseção anterior, as distribuições laterais para diferentes tipos de partículas primárias apresentam diferentes curvaturas. Por exemplo, a densidade eletrônica a uma distância de 20 m do centro do chuveiro difere por um fator 5, enquanto que a uma distância de 200 m, difere por um fator 2. Chuveiros iniciados por Fe ocorrem a uma altitude maior em relação a prótons devido à sua alta seção de choque. Os múons, por interagirem fracamente com a matéria, podem percorrer longas distâncias distantes do centro do chuveiro e, portanto, sua distribuição lateral (chuveiro iniciado por Fe) é menos inclinada do que o chuveiro iniciado por prótons, como pode ser observado pela Figura 4.6.

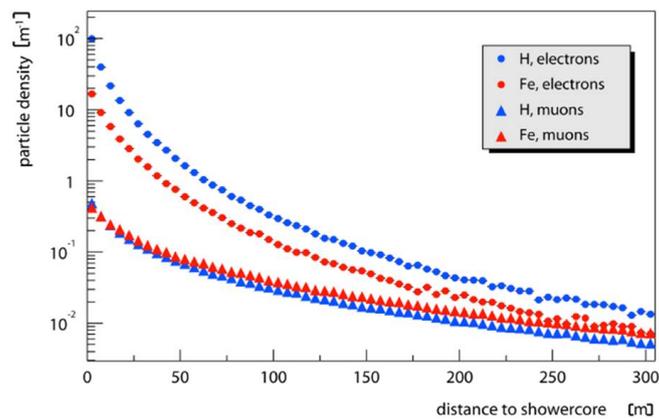


Figura 4.6 - Distribuição lateral média de elétrons e múons para chuveiros atmosféricos induzidos por 50 prótons e Fe verticalmente com energia da ordem de 1 PeV (FINGER, 2011).



## 5 RAIOS CÓSMICOS NA SUPERFÍCIE DA TERRA

Os raios cósmicos ao interagirem com a atmosfera terrestre produzem fluxos de partículas secundárias, terciárias e etc, caracterizando o chuvaire atmosférico extenso (CAE) como descrito no capítulo anterior. Este é interpretado, em princípio, em termos da composição e espectro de energia dos raios cósmicos primários. Para isso, é necessário o cálculo do fluxo de partículas gerado.

Tal cálculo seria fácil caso conhecêssemos exatamente as propriedades das interações inelásticas de núcleons com núcleos meio pesados. Entretanto, estas propriedades não são bem conhecidas. Assim, um pequeno erro na determinação do espectro de energia e composição final das partículas secundárias em apenas uma única interação da partícula primária, que poderia ser ignorado em comparação com as incertezas experimentais, cresce com cada geração e pode alterar a real interpretação das medidas do fluxo de raios cósmicos.

Além do conhecimento limitado sobre o fluxo de partículas primárias que compõem os raios cósmicos, o que dificulta a interpretação das medidas dos fluxos de partículas, há também incertezas relacionadas à estrutura da atmosfera e suas variações.

Nas próximas seções serão descritos os fluxos de hádrons e múons isolados e suas distribuições de ângulos zenitais na superfície terrestre.

### 5.1 Raios cósmicos a nível do mar

Os múons são as partículas carregadas dominantes a nível do mar, como pode ser observado na Figura 5.1. Nesta imagem são mostrados os fluxos integrados de partículas chegando em latitudes geomagnéticas de aproximadamente  $40^\circ$  em função da energia cinética de cada partícula. O fluxo de múons com  $E_\mu > 1$  GeV cai drasticamente para uma partícula por  $\text{cm}^2$  por minuto:  $I_\nu(E_\mu > 1 \text{ GeV}) \approx 70 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$ .

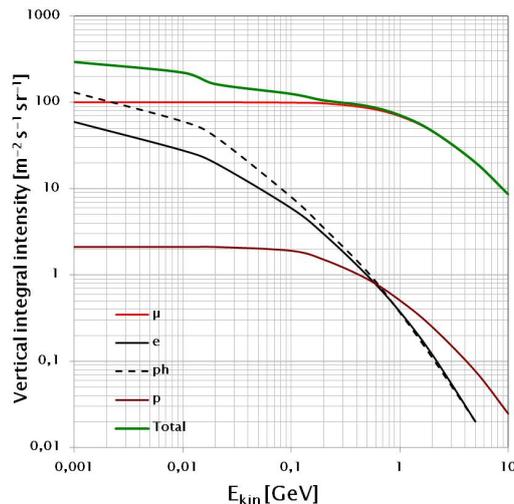


Figura 5.1 - Fluxos integrados, a nível do mar, de  $e^-$ ,  $\mu$ ,  $p$  e fótons calculados sobre os 11 anos de ciclos solares em função da energia cinética (CECCHINI; SPURIO, 2012).

O espectro de energia de múons a nível do mar é uma consequência direta do espectro de mésons. Para energias inferiores a poucos GeV, a probabilidade de decaimento dos múons não pode ser desconsiderada. Um múon de 1 GeV possui um fator de Lorentz  $\gamma \simeq 10$  e um comprimento médio de decaimento  $\sim 6$  km (CECCHINI; SPURIO, 2012). Considerando que os píons são produzidos a uma altitude de aproximadamente 15 km e que seu tempo de decaimento é relativamente rápido, os múons provenientes do seu decaimento decaem ou são absorvidos pelos átomos e moléculas na atmosfera, não atingindo o nível do mar.

Entretanto, para energias maiores, a probabilidade de interação dos píons (energia da ordem de 100 GeV) aumenta em relação à probabilidade de decaimento. Assim, os píons com esta energia sofrerão subseqüentes interações originando píons terciários que eventualmente decairão em múons, porém com baixa energia. Portanto, o espectro de múons a altas energias é mais íngreme em relação ao espectro de píons aparente.

A distribuição angular e em energia dos múons são o efeito de uma convolução do espectro de produção, perdas de energia na atmosfera e decaimento. A competição entre decaimento e interação desenvolvem um papel crucial e a importância relativa dos dois processos depende da energia. A energia média dos múons ao nível do mar corresponde a 4 GeV (NAKAMURA et al., 2010).

## 5.2 Distribuição de raios cósmicos a nível do mar

A intensidade de múons da direção horizontal a baixas energias é naturalmente reduzida devido aos efeitos de decaimento e absorção destas partículas nas camadas atmosféricas mais espessas em grandes ângulos zenitais. Em altas energias, os múons percorrem longas distâncias em regiões da atmosfera, aumentando-se a probabilidade de decaimento em múons em relação a probabilidade de interação com os núcleos da atmosfera. Este efeito é quantitativamente descrito na Figura 5.2. O fluxo de múons com momento inferior a poucos GeV/c diminui gradualmente com o aumento do ângulo zenital, com dependência  $\propto \cos^n \theta$ , onde  $n$  possui valor entre 2 e 3. Para múons na faixa de 100 GeV/c o fluxo é relativamente plano até aproximadamente  $\cos \theta \simeq 0,2$  e então decai rapidamente. Para 1 TeV/c o fluxo aumenta monotonicamente com o aumento do ângulo zenital, com uma dependência de aproximadamente  $\frac{1}{\cos \theta}$ . Ao se aproximar da direção horizontal, uma pequena diferença em  $\cos \theta$  altera apreciavelmente a espessura e o perfil de densidade da atmosfera e conseqüentemente o espectro de energia dos múons, dificultando medidas do fluxo de múons na direção horizontal (CECCHINI; SPURIO, 2012).

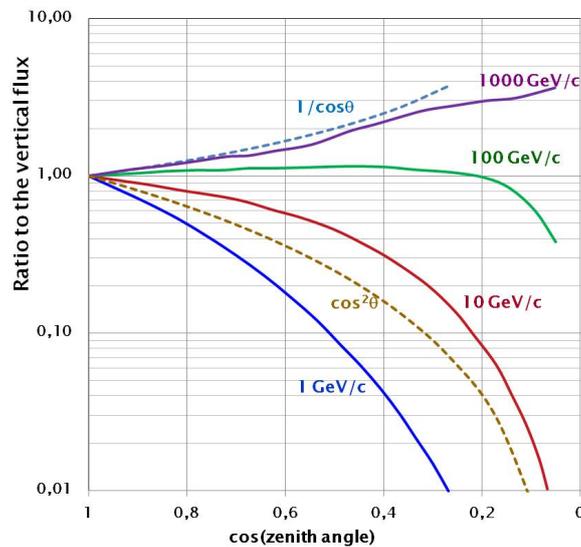


Figura 5.2 - Distribuição angular do fluxo de múons a nível do mar para várias energias (CECCHINI; SPURIO, 2012).

## 5.3 Fluxo de raios cósmicos

Com o objetivo de determinar o fluxo de raios cósmicos presente na cidade de São Paulo, estudou-se experimentos realizados em diferentes regiões do mundo que me-

diram o fluxo de hádrons isolados (single hádrons), multi hádrons, múons isolados, chuviros atmosféricos extensos em função da energia cinética e do momento de cada um.

Um dos grandes problemas encontrados foi o de obter dados referentes ao fluxo de raios cósmicos na cidade de São Paulo, bem como em locais que estão a aproximadamente a mesma altitude da cidade de São Paulo. Assim, utilizou-se dados provenientes de experimentos realizados em outras localidades e altitudes e transportou-os para a altitude de São Paulo, mediante alguns cuidados que serão descritos mais adiante.

É importante salientar que a faixa de energia a qual nos referimos em nosso trabalho,  $10^6 - 10^{11}$  eV, abrange uma distribuição isotrópica de partículas sobre o globo terrestre, isto é, as partículas incidem de maneira uniforme sobre o mesmo. Para altas energias o efeito do campo magnético é menos intenso, sendo possível desprezar os minuciosos efeitos geomagnéticos exercidos pela magnetosfera.

#### 5.4 Fluxo de hádrons na cidade de São Paulo

Devido à dificuldade em encontrar experimentos que calculam o fluxo de hádrons isolados realizados próximo e à mesma altitude da cidade de São Paulo, utilizou-se os dados do protótipo de calorímetro do experimento KASCADE ([MIELKE et al., 1994](#)), para determinar o fluxo de hádrons na cidade de São Paulo. Este calorímetro tem operado continuamente por muitos anos.

O experimento KASCADE está localizado em Forschungszentrum Karlsruhe, Alemanha, a 110 m acima do nível do mar, correspondendo a uma profundidade atmosférica de aproximadamente  $1022 \text{ g/cm}^2$ . Os hádrons são detectados com o calorímetro central do experimento KASCADE, que mede raios cósmicos próximo a nível do mar. Este calorímetro consiste de camadas de chumbo, ferro, absorvedores de concreto intercaladas com nove camadas de câmaras de ionização com uma área de  $304 \text{ m}^2$ . O calorímetro é circundado por um arranjo de estações equipadas com cintiladores, onde as componentes muônica e eletromagnética de um CAE são detectadas ([APEL et al., 2012](#)).

Um protótipo de calorímetro hadrônico de  $6 \text{ m}^2$  foi construído com a mesma estrutura longitudinal que o calorímetro KASCADE. Este protótipo mede hádrons provenientes da direção vertical. Neste calorímetro hádrons neutros e carregados interagem e produzem cascatas hadrônicas, que são em geral totalmente absorvidas.

A energia depositada no calorímetro é então proporcional a energia dos hádrons (MIELKE et al., 1994).

Na Tabela 5.1 são apresentados os dados referentes ao fluxo de single hádrons do protótipo do calorímetro KASCADE.

Tabela 5.1 - Espectro diferencial de single hádrons da direção vertical medidos a nível do mar.

E (GeV)	Faixa de Energia	Número de Hádrons	Fluxo de Hádrons ( $\text{m}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{sr}^{-1}.\text{GeV}^{-1}$ )
4,1	3,2-5,6	902	$(6,1\pm 0,20)\times 10^{-2}$
7,2	5,6-10	5170	$(1,7\pm 0,03)\times 10^{-2}$
13	10-18	7335	$(4,8\pm 0,06)\times 10^{-3}$
23	18-32	8365	$(9,8\pm 0,10)\times 10^{-4}$
41	32-56	9420	$(2,0\pm 0,02)\times 10^{-4}$
72	56-100	7840	$(3,9\pm 0,05)\times 10^{-5}$
129	100-178	4595	$(7,7\pm 0,11)\times 10^{-6}$
229	178-316	1980	$(1,4\pm 0,03)\times 10^{-6}$
407	316-562	853	$(3,2\pm 0,11)\times 10^{-7}$
724	562-1000	361	$(7,4\pm 0,40)\times 10^{-8}$
1290	1000-1780	122	$(1,4\pm 0,13)\times 10^{-8}$
2290	1780-3160	48	$(2,9\pm 0,41)\times 10^{-9}$
4070	3160-5620	13	$(4,2\pm 1,20)\times 10^{-10}$
7240	5620-10000	2	$(3,3\pm 2,30)\times 10^{-11}$
12900	10000-17800	1	$(0,9\pm 0,90)\times 10^{-11}$

Com os dados da tabela acima, construiu-se um gráfico do fluxo de single hádrons em função da energia (Figura 5.3). O espectro de energia possui uma lei de potência dada aproximadamente por  $E^{-2,7}$ .

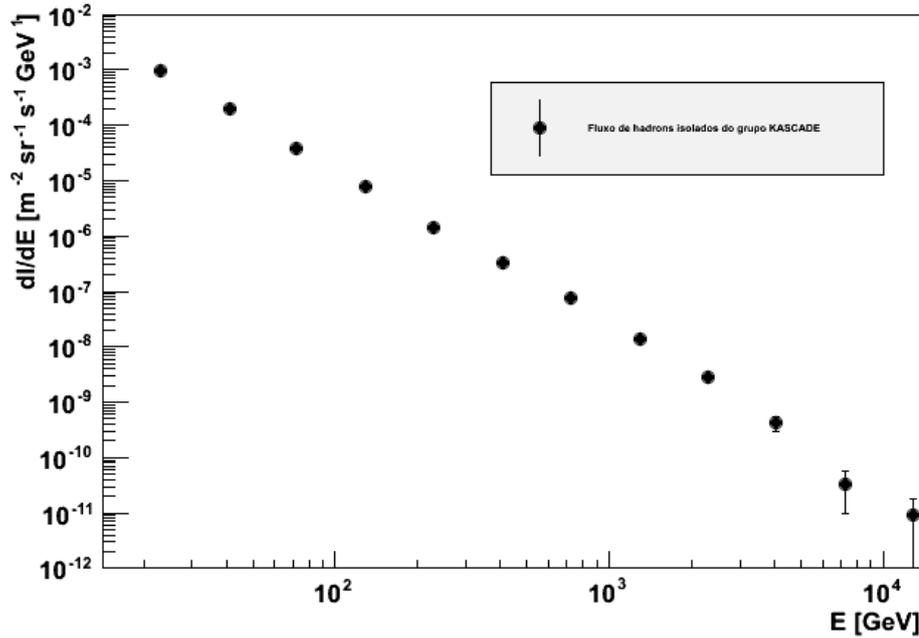


Figura 5.3 - Espectro diferencial de hádrons isolados obtido pelo grupo KASCADE-Grande.

Estes dados foram transportados para a altitude de São Paulo, ou seja para 760 m (940 g/cm<sup>2</sup>), utilizando a seguinte equação (5.1) (GRIEDER, 2001) para a conversão do fluxo

$$I(x) = I_0 e^{\frac{-(\Delta x)}{\lambda}} \quad (5.1)$$

onde  $I(x)$  é a intensidade de partículas em uma dada região de interesse,  $I_0$  a intensidade na região onde foram realizadas as medidas,  $\Delta x$  a diferença entre a profundidade atmosférica da região de interesse e a região onde foram obtidas as medidas e  $\lambda$  o coeficiente de atenuação. Considerando  $\lambda=100$  g/cm<sup>2</sup> (MIELKE et al., 1994) para hádrons, obtivemos os dados da Tabela 5.2 abaixo e o gráfico correspondente a estas medidas (Figura 5.4).

Tabela 5.2 - Dados do espectro diferencial de energia de hádrons isolados a nível de São Paulo.

E (GeV)	Fluxo de Hádrons isolados em SP ( $\text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{GeV}^{-1}$ )
4,1	$(13,8 \pm 0,45) \times 10^{-2}$
7,2	$(3,9 \pm 0,069) \times 10^{-2}$
13	$(1,1 \pm 0,014) \times 10^{-3}$
23	$(2,2 \pm 0,023) \times 10^{-3}$
41	$(4,5 \pm 0,045) \times 10^{-4}$
72	$(8,8 \pm 0,113) \times 10^{-5}$
129	$(1,7 \pm 0,250) \times 10^{-5}$
229	$(3,2 \pm 0,068) \times 10^{-6}$
407	$(7,3 \pm 0,250) \times 10^{-7}$
724	$(1,7 \pm 0,908) \times 10^{-7}$
1290	$(3,2 \pm 0,295) \times 10^{-8}$
2290	$(6,6 \pm 0,93) \times 10^{-9}$
4070	$(9,5 \pm 2,72) \times 10^{-10}$
7240	$(7,5 \pm 5,22) \times 10^{-11}$
12900	$(2,0 \pm 2,04) \times 10^{-11}$

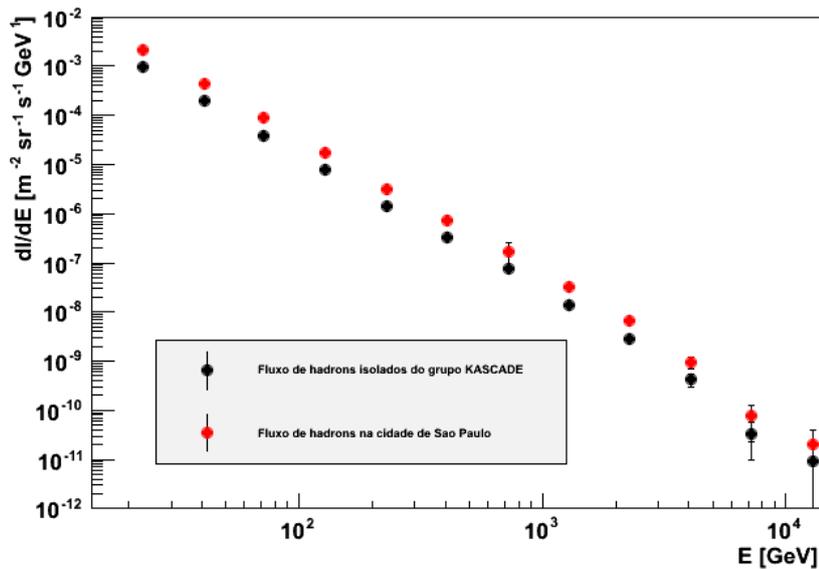


Figura 5.4 - Espectro diferencial de hádrons isolados calculado na cidade de São Paulo.

## 5.5 Fluxo de múons na cidade de São Paulo

O fluxo de múons a nível do mar tem sido medido por diversos grupos devido à facilidade de detecção de tal partícula. Entretanto, há várias discrepâncias entre as medidas cotadas em cada publicação. Portanto, é concebível que a diferença seja proveniente de efeitos sistemáticos como incertezas na determinação do momento, fator geométrico, tempo de exposição, identificação do tipo de partícula e entre outros.

Nesta seção são apresentados cálculos do fluxo de múons a nível do mar em São Paulo. Para isso utilizou-se os dados do fluxo de múons atmosféricos obtidos com o experimento LVD (Large Volume Detector), localizado no laboratório subterrâneo de Gran Sasso. Este experimento mede intensidades de múons atmosféricos de 3000  $\text{hg}/\text{cm}^2$  até acima 12000  $\text{hg}/\text{cm}^2$ , correspondendo a energias médias de 1,5 TeV a 40 TeV a nível do mar, em ângulos zenitais de  $0^\circ$  a  $90^\circ$  (AGLIETTA et al., 1998).

Devido aos múons possuírem uma baixa seção de choque, não interagem fortemente com a matéria, logo sofrem pequenas deflexões em suas trajetórias. Múons de baixa energia sofrerão uma deflexão maior que múons de mais alta energia, acarretando em erros consideráveis. Entretanto para a faixa de energia em que estamos trabalhando (centenas de GeV e TeV), as deflexões sofridas pelos múons não são tão catastróficas.

Na Tabela 5.3 são apresentados os valores medidos no laboratório de Gran Sasso e calculados a nível do mar (CECCHINI; SPURIO, 2012) e a nível de São Paulo. Para o cálculo do fluxo a nível de São Paulo utilizou-se a Eq. 5.1, onde  $\lambda=520 \text{ g}/\text{cm}^2$  (ZIEGLER, 1998) para múons.

Tabela 5.3 - Dados do fluxo diferencial de múons a nível do mar e São Paulo.

Momento (GeV/c)	Fluxo de Múons a nível do mar ( $\text{m}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{sr}^{-1}.\text{(GeV/c)}^{-1}$ )	Fluxo de Múons em São Paulo ( $\text{m}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{sr}^{-1}.\text{(GeV/c)}^{-1}$ )
100	$3,000 \times 10^{-3}$	$3,57 \times 10^{-3}$
118,98	$2,000 \times 10^{-3}$	$2,38 \times 10^{-3}$
144,67	$1,000 \times 10^{-3}$	$1,19 \times 10^{-3}$
175,91	$5,000 \times 10^{-4}$	$5,94 \times 10^{-4}$
211,58	$3,000 \times 10^{-4}$	$3,57 \times 10^{-4}$
265,78	$1,000 \times 10^{-4}$	$1,19 \times 10^{-4}$
330,27	$6,332 \times 10^{-5}$	$7,53 \times 10^{-5}$
405,97	$3,000 \times 10^{-5}$	$3,57 \times 10^{-5}$
488,29	$1,686 \times 10^{-5}$	$2,00 \times 10^{-5}$
600,21	$8,161 \times 10^{-6}$	$9,70 \times 10^{-6}$
721,92	$4,255 \times 10^{-6}$	$5,06 \times 10^{-6}$
926,69	$1,745 \times 10^{-6}$	$2,07 \times 10^{-6}$
1176,94	$7,461 \times 10^{-7}$	$8,87 \times 10^{-7}$
1510,93	$3,087 \times 10^{-7}$	$3,67 \times 10^{-7}$
1939,71	$1,255 \times 10^{-7}$	$1,49 \times 10^{-7}$
2384,29	$5,971 \times 10^{-8}$	$7,10 \times 10^{-8}$
2836,81	$3,131 \times 10^{-8}$	$3,72 \times 10^{-8}$
3525,09	$1,391 \times 10^{-8}$	$1,65 \times 10^{-8}$
4476,55	$5,688 \times 10^{-9}$	$6,76 \times 10^{-9}$
6002,08	$1,942 \times 10^{-9}$	$2,31 \times 10^{-9}$
7298,06	$9,457 \times 10^{-10}$	$1,12 \times 10^{-9}$
8589,39	$5,262 \times 10^{-10}$	$6,26 \times 10^{-10}$
10331,20	$2,719 \times 10^{-10}$	$3,23 \times 10^{-10}$
12561,94	$1,336 \times 10^{-10}$	$1,59 \times 10^{-10}$
15780,22	$5,694 \times 10^{-11}$	$6,77 \times 10^{-11}$
19608,88	$2,621 \times 10^{-11}$	$3,12 \times 10^{-11}$

Com os dados da tabela acima, construiu-se um gráfico que é apresentado na Figura 5.5.

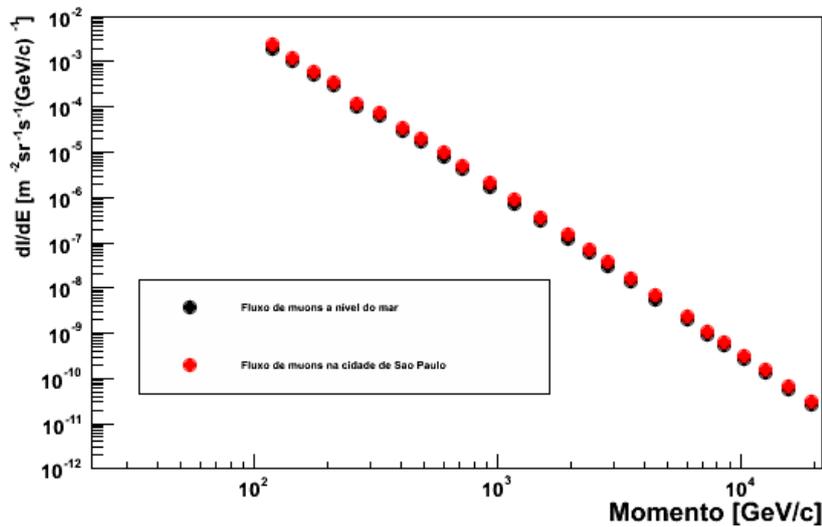


Figura 5.5 - Fluxo diferencial de múons a nível do mar e São Paulo com momentos variando de 100 a 19608,88 GeV/c.

## 5.6 Distribuição zenital de múons e hádrons isolados

A intensidade do fluxo de partículas varia com o ângulo de incidência das mesmas, isto consta uma dependência do fluxo com o ângulo zenital ( $\theta$ ) de incidência das partículas. O caminho percorrido por uma partícula ao incidir sobre o globo terrestre com um ângulo  $\theta$  em relação a vertical é maior do que se tivesse incidido perpendicularmente ao globo, isto é, para  $\theta = 0$ . Esta dependência angular do fluxo de partículas é representado pela seguinte relação 5.2 (GRIEDER, 2001)

$$I(\theta) = I(0^\circ) \cos^n \theta \quad (5.2)$$

onde  $I(\theta)$  representa o fluxo de partículas que incide com um ângulo  $\theta$  em relação a vertical,  $I(0^\circ)$  o fluxo de partículas que incide verticalmente sobre a superfície da Terra e o índice  $n$  varia conforme a energia da partícula. Para prótons têm-se  $n=5,7$  e para múons  $n=2$  (PAGANINI, 2001). Assim, temos esta dependência representada pela Figura 5.6 abaixo.

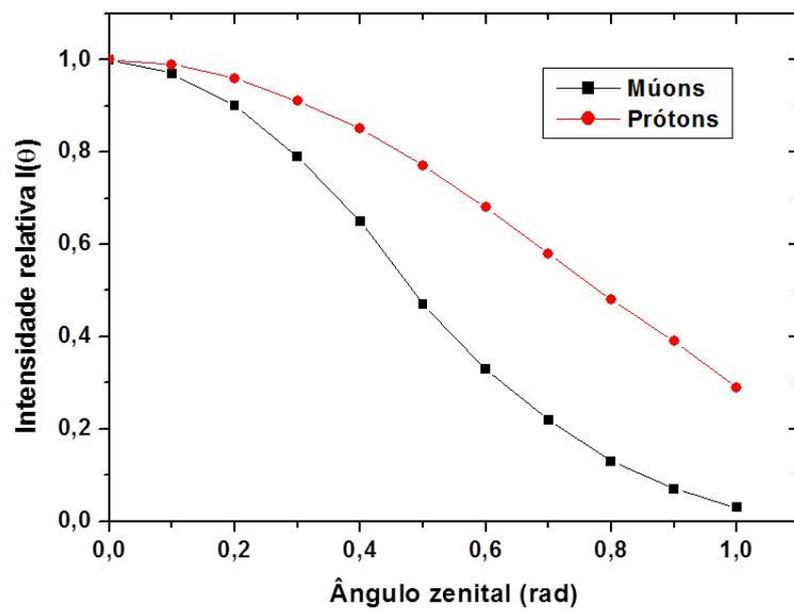


Figura 5.6 - Distribuição angular zenital para prótons e múons.



## 6 INTERAÇÃO DE HÁDRONS E MÚONS COM A ESFERA DE MASSA RESSONANTE

O detector esferoidal de ondas gravitacionais Mario Schenberg que está localizado no edifício Mario Schenberg do Instituto de Física da Universidade de São Paulo, na cidade de São Paulo, foi projetado para alcançar alta sensibilidade em 3,2 kHz, região de grande importância astrofísica. Para atingir tal sensibilidade há vários mecanismos de isolamento instalados com o intuito de minimizar os ruídos provenientes de diversas fontes que podem ser confundidos com sinais de ondas gravitacionais.

Um dos ruídos presentes em detectores de onda gravitacional que utilizam a técnica de massa ressonante é devido à interação dos raios cósmicos com a massa. Por isso um dos sistemas instalados junto a antena para detectar o ruído proveniente das partículas de raios cósmicos é o sistema de veto de raios cósmicos, como o existente junto a antena gravitacional NAUTILUS localizada na Itália. Os raios cósmicos ao interagirem com a esfera geram uma expansão térmica do material que compõe o detector através do depósito de energia no mesmo, fazendo com que os modos normais da esfera vibrem, camuflando um possível sinal produzido por uma onda gravitacional. O objetivo do veto instalado junto a antena Schenberg é detectar eventos de raios cósmicos que depositem uma energia suficiente para o ruído ser registrado pela antena gravitacional.

Um dos focos deste trabalho consiste em determinar o depósito de energia proveniente da interação de partículas como prótons e múons na antena gravitacional, ou seja, calcular a energia depositada na esfera, e estimar a taxa esperada de partículas incidentes sobre a esfera com uma dada distribuição angular que produzem um sinal acima do limiar de detecção da antena.

Assim, devido à impossibilidade de estudar analiticamente a interação destas partículas com a matéria, por causa da grande quantidade de diferentes partículas, processos e fenômenos envolvidos, é que se faz uso do método de Monte Carlo Geant4 (GEANT4/CERN, 2013) desenvolvido pelo CERN. Este software é utilizado com o propósito de simular a passagem de partículas através do meio material (prédio, sistema de filtros e esfera) e obter diversas informações, tais como interações ocorridas e partículas provenientes destas interações, seções de choque, caminho livre médio, perda de energia por unidade de comprimento ( $dE/dX$ ), dentre outras informações.

## 6.1 Geant4

Geant4 (GEometry ANd Tracking) (NADA, a) é um conjunto ferramental utilizado para simular a interação de radiação eletromagnética e corpuscular com a matéria. É comumente utilizado em física de altas energias, nuclear e aceleradores, bem como estudos relacionados a ciência espacial e médica.

Geant4 foi desenhado para ser um objeto orientado em linguagem C++ de modo a ser um software modular e flexível. Todos os processos de simulação descritos abaixo foram incluídos na ferramenta:

- geometria;
- materiais;
- partículas;
- eventos;
- trajetória das partículas através do meio material;
- interações de partículas;
- resposta as componentes sensíveis do detector e etc.

## 6.2 Geometria e materiais

O Geant4 fornece muitas formas pré-programadas que podem ser agregadas em uma hierarquia de volumes. A hierarquia é uma forma de agregar volumes dentro de volumes, se tornando uma maneira eficiente de navegar através da geometria. Sendo o volume responsável por agregar outros volumes representado como volume mãe e os outros ao seu interior volumes filhas. O espaço onde consta a geometria é dividido em “fatias” em três dimensões de modo que cada fatia contenha poucos volumes, otimizando o tempo computacional para determinar a localização dos traços dentro do modelo geométrico.

Os materiais são definidos por composição de isótopos ou elemento e densidade. Os elementos possuem um peso atômico médio e são adequados para interações a altas energias, mas é necessário especificar os isótopos ao se tratar de processos nucleares de baixa energia.

Baseando-se nisto, utilizamos inicialmente um exemplo pronto e realizamos várias

alterações no código. As alterações foram feitas com o objetivo de construirmos uma geometria simplificada do prédio onde está localizada a antena gravitacional na USP. Dentre as alterações realizadas estão a criação do aparato de amortecimento da esfera, a física de interações que ocorrem através do processo de interação partícula e matéria e a obtenção da perda de energia na esfera por evento ( $dE/dX$ ).

Para a construção da geometria baseou-se em imagens do prédio, bem como imagens que descrevem detalhadamente as dimensões exatas e especificações da estrutura onde se localiza a antena gravitacional. As imagens utilizadas são apresentadas nas Figuras 6.1, 6.2 e 6.3.

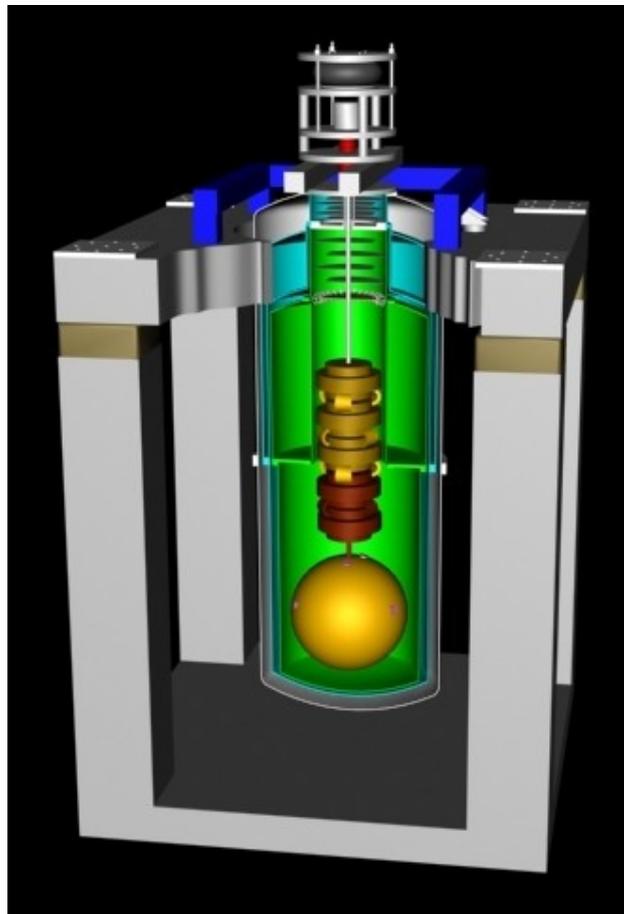


Figura 6.1 - Câmara do detector Schenberg.

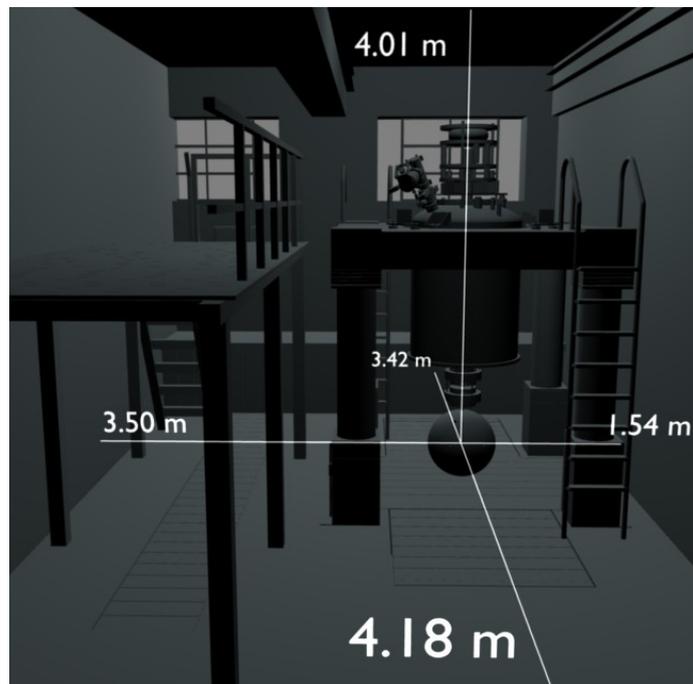


Figura 6.2 - Estrutura interna do sala onde se localiza a antena gravitacional com as dimensões detalhadas.



Figura 6.3 - Prédio Mario Schenberg na USP de São Paulo, onde se localiza a antena.

Para cada estrutura construída foram utilizados diferentes materiais e dimensões, como pode ser observado na Figura 6.4.

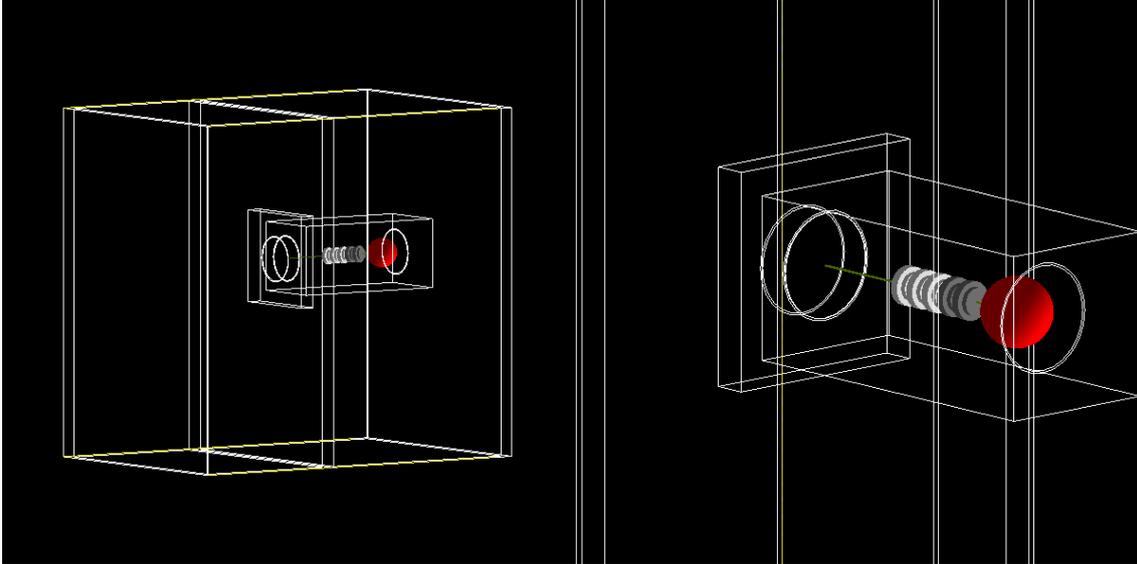


Figura 6.4 - Visão do simulador rotacionada e ampliada.

Na Tabela 6.1 constam as dimensões das estruturas e seus respectivos materiais. Na primeira coluna consta a numeração das regiões que estão mostradas na Figura 6.5.

Tabela 6.1 - Dimensões e materiais utilizados na simulação.

Número	Estrutura	Altura	Comprimento x Largura	Raio	Material
1	Lage	20cm	3,80x2,52m	-	concreto
2	1º andar	3m	3,80x2,52m	-	ar
3	Parede	3m	3,80x0,3m	-	concreto
4	Tampa da câmara	30cm	2x2m	-	concreto
5	Haste de suporte	1m	-	1cm	Aço Inoxidável 304
6	Amortecedores	5/8/5cm	-	13/18cm	Cobre puro(3)/Liga(2)
7	Haste de suporte	20cm	-	1cm	Cobre puro
8	Esfera	65cm	-	32,5cm	Liga(94%Cu e 6%Al)
9	Câmara criogênica	2,85m	-	48cm	Alumínio
10	Câmara	3,3m	0,75x0,75m	-	ar

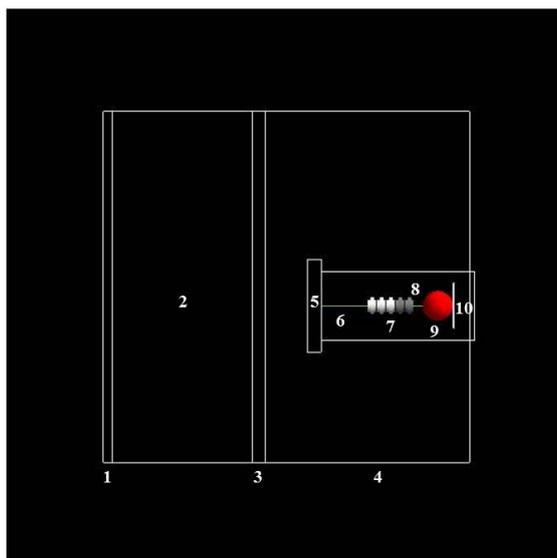


Figura 6.5 - Referência às descrições da tabela acima.

Definida as características do prédio, iniciou-se a simulação através do lançamento de partículas sobre o prédio. Para efetuar o lançamento utilizou-se uma classe do Geant4, `G4GeneralParticleSource` (GPS), que permite especificar as distribuições angulares, espaciais e espectrais da fonte de partículas primárias incidentes sobre o topo e laterais do prédio. Este software permite que o usuário especifique o espectro de energia, a distribuição de posição e direção da fonte.

De modo a analisar a blindagem exercida pelo prédio em relação a esfera, fez-se os mesmos lançamentos de partículas incidindo diretamente na esfera. Tanto os resultados correspondentes a distribuição angular e espectro de energia da fonte, bem como os resultados da interação da partícula com o prédio e apenas a esfera serão apresentados mais adiante.

### 6.3 Modelos e processos

Dentre as diversas especificações que podem ser realizadas no Geant4, a mais fundamental e importante é a descrição dos processos físicos envolventes na interação das partículas com a matéria. No desenvolvimento da simulação, é de total responsabilidade do usuário definir quais são os processos físicos utilizados em sua simulação.

O primeiro processo inserido na simulação é a interação eletromagnética. Para isto primeiramente “chamam-se” as partículas e após declaram-se os processos de interação envolvidos. Nesta categoria inserimos os elétrons, pósitrons, múons positivos e

negativos, taus positivos e negativos e gamas. Os respectivos processos de interação de cada partícula são descritos na Tabela 6.2.

Tabela 6.2 - Processos de interações eletromagnéticas.

<b>Processos</b>	<b>Elétron/Pósitron</b>	<b>Múon+/Múon-</b>	<b>Tau+ /Tau-</b>	<b>Gama</b>	<b>Próton/Anti-Próton</b>
Espalhamento múltiplo	X	X	X		X
Ionização	X	X	X		X
Bremsstrahlung	X	X			
Aniquilação de pares	X				
Produção de pares		X	X	X	
Espalhamento Compton				X	
Efeito Fotoelétrico				X	

A perda de energia por unidade de comprimento no meio material por partículas leves, como prótons, partículas alfas e íons atômicos é descrita pela equação de Bethe-Block (ZIEGLER, 1999). Nas Figuras 6.6 e 6.7 são mostrados o poder de freamento para prótons no cobre e o alcance CSDA (Continuous Slowing Down Approximation) destas partículas. Como a composição da esfera é de 94% de cobre, a curva que descreve a perda de energia por unidade de comprimento na esfera pouco difere desta.

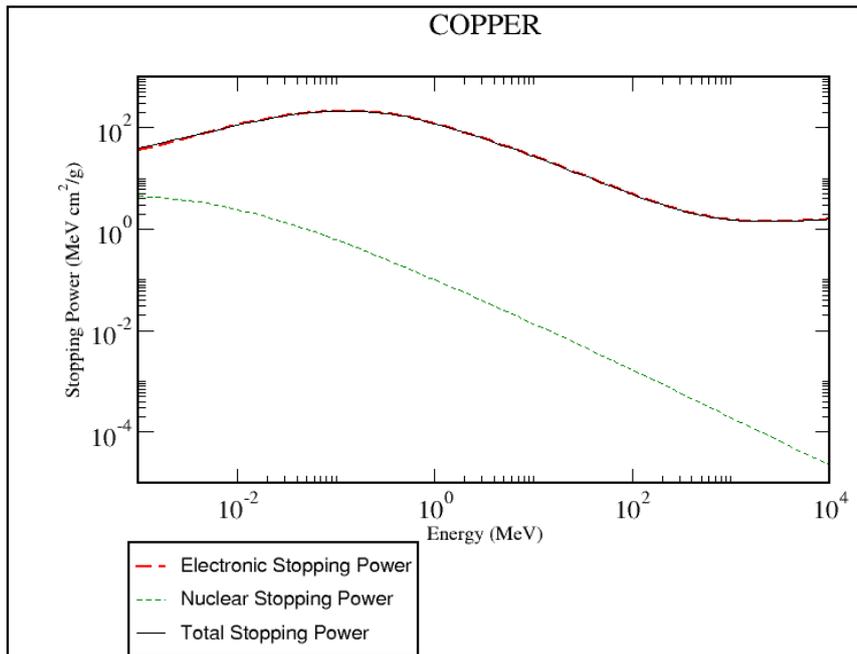


Figura 6.6 -  $dE/dX$  de prótons no cobre  
 FONTE: (NIST - PHYSICAL MEASUREMENT LABORATORY, 2013).

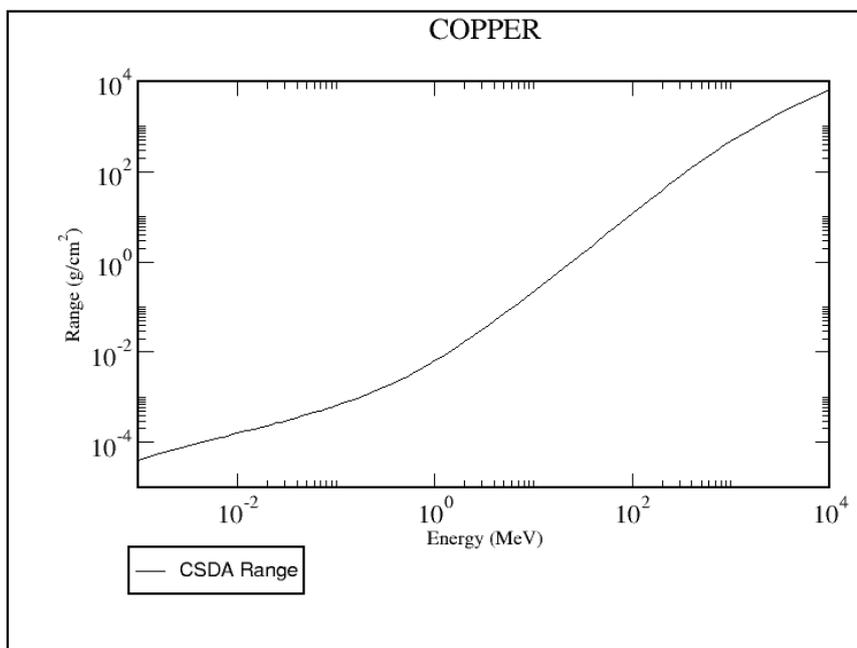


Figura 6.7 - Alcance CSDA de prótons no cobre  
 FONTE: (NIST - PHYSICAL MEASUREMENT LABORATORY, 2013).

Os múons são partículas que ao penetrarem no meio material perdem energia por meio da interação com os elétrons do meio, através dos processos de ionização e excitação atômica. Estas partículas não possuem interação forte nuclear, sofrendo somente interação Coulombiana com o núcleo.

O *stopping power* para múons altamente energéticos e/ou outras partículas carregadas em um meio material pode ser descrita por (GROOM et al., 2001):

$$\left\langle \frac{-dE}{dX} \right\rangle = a(E) + b(E)E, \quad (6.1)$$

onde  $E$  é a energia total,  $a(E)$  é o poder de freamento eletrônico, e  $b(E)$  é devido aos processos radioativos - *bremstrahlung*, produção de pares e interações fotonucleares:

$$b \equiv b_{brem} + b_{pair} + b_{nucl} \quad (6.2)$$

A notação é conveniente devido à  $a(E)$  e  $b(E)$  serem funções que variam lentamente com  $E$  para altas energias onde as contribuições são importantes.  $b(E)$  é menor do que 1% de  $a(E)$  para  $E \leq 100$  GeV para a maioria dos materiais.

O alcance CSDA é obtido através da integral

$$R(E) = \int_{E_0}^E [a(E') + b(E')E']^{-1} dE' \quad (6.3)$$

onde  $E_0$  é suficientemente pequeno de modo que o resultado é seu valor exato. Para energias elevadas, onde  $a$  e  $b$  são constantes, temos:

$$R(E) \approx \left(\frac{1}{b}\right) \ln\left(1 + \frac{E}{E_{\mu c}}\right), \quad (6.4)$$

onde  $E_{\mu c} = a/b$  é a energia crítica do múon. Esta energia pode ser definida mais precisamente como a energia em que as perdas eletrônicas e radiativas são iguais. Ela é obtida encontrando  $E_{\mu c}$  da seguinte maneira:

$$a(E) = E_{\mu c} b(E_{\mu c}); \quad (6.5)$$

O alcance CSDA possui utilidade limitada, particularmente para altas energias, devido aos efeitos de flutuações, como flutuações em perdas radiativas. Por exemplo, a intensidade de múons provenientes da radiação cósmica decresce rapidamente com a energia, de modo que o fluxo observado em regiões subterrâneas difere do esperado pela Eq. 6.3.

O comportamento do *stopping power* no cobre e o alcance CSDA para múons é mostrado nas Figuras 6.8 e 6.9.

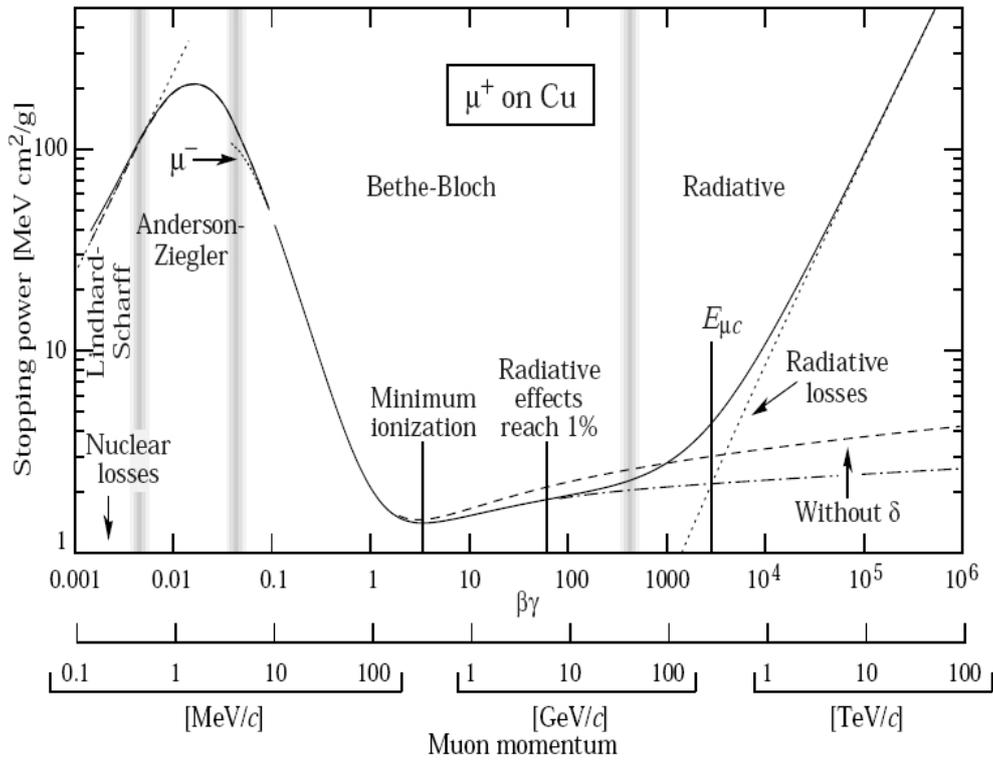


Figura 6.8 -  $dE/dX$  de múons no cobre (PARTICLE DATA GROUP et al., 2008).

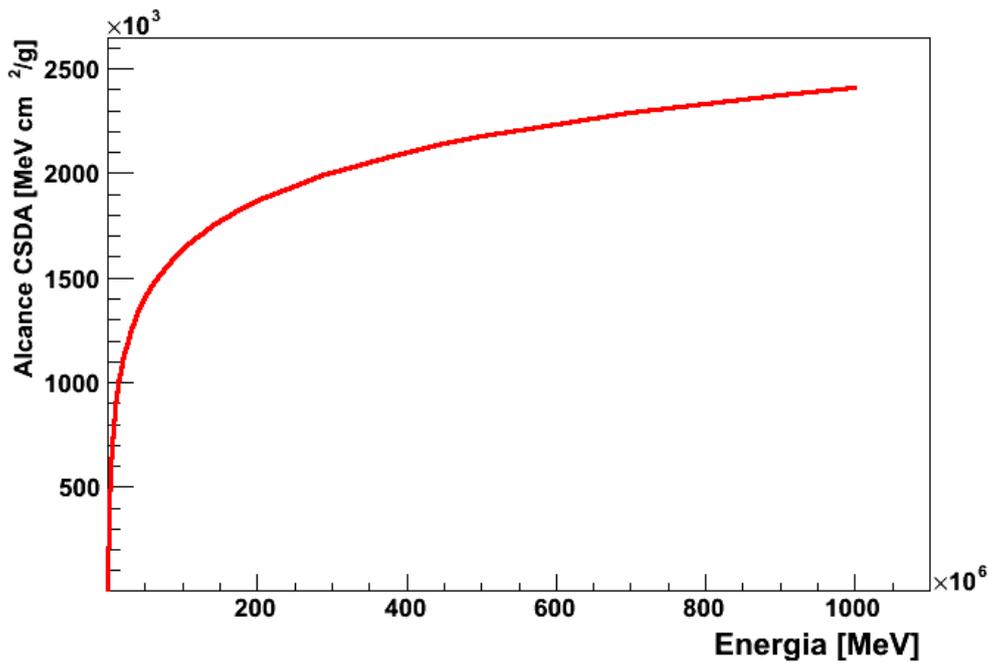


Figura 6.9 - Alcance CSDA de múons no cobre  
 FONTE: (PARTICLE DATA GROUP, 2013).

O pacote de interações eletromagnética no Geant4 é padrão, uma vez que toda sua física é conhecida e validada, isto é, há apenas um modelo e uma seção de choque. Entretanto para as interações hadrônicas há inúmeros modelos com diferentes seções de choque para cada processo de interação. Isto dificultou a inserção das interações hadrônicas na simulação, pelo fato de não haver um único modelo que descreva toda faixa de energia. Assim, é necessário a compilação dos modelos existentes para cada faixa de energia. Os distintos modelos para os diferentes intervalos de energia são apresentados na Figura 6.10 abaixo.

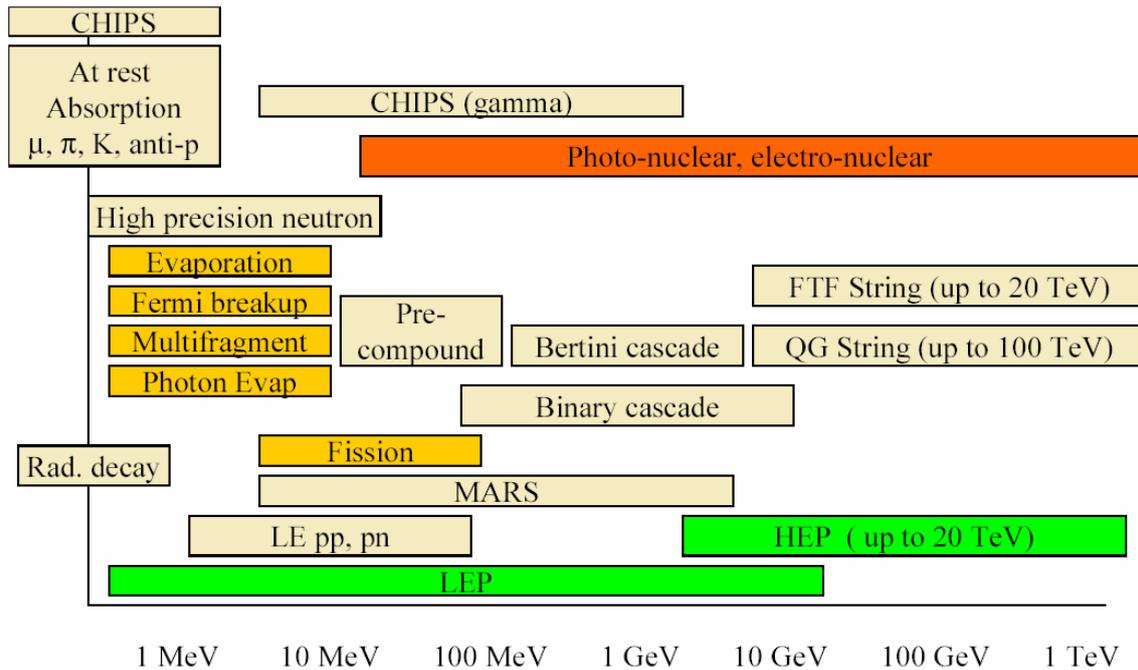


Figura 6.10 - Modelos para interações hadrônicas  
 FONTE: (GEANT4/CERN (MODELOS HADRONICOS), 2013).

Fez-se uma compilação de três modelos que abrangessem o maior intervalo de energia e da melhor forma possível. Para a faixa de energia de 0 a 9,9 GeV utilizou-se o modelo Bertini Cascade, para 9,9 a 25 GeV utilizou-se o modelo Low Energy Parameterized (LEP) para o qual fez-se um limiar de energia de modo que este pudesse atuar, já que este modelo inicia-se a partir de 1 MeV. E por fim, na faixa de 25 GeV a 100 TeV utilizou-se o modelo Quark-Gluon String (QGS), completando-se assim a faixa de energia de interesse. É importante ressaltar que todos os modelos descritos acima são utilizados para descrever os processos inelásticos. Por outro lado, para os processos elásticos baseou-se em uma biblioteca do Geant4 nomeada *G4LElastic*.

Como há vários modelos para as diversas e diferentes faixas de energia, preocupou-se em verificar a validação das interações hadrônicas que foram implementadas na simulação no Geant4. Para isto comparou-se os dados experimentais de alguma reação (interação da partícula com a matéria) com os obtidos através de uma simulação utilizando o modelo a ser verificado. Para baixas energias, utilizou-se o modelo Bertini e as reações  $p+Cu \rightarrow p+X$  e  $p+Pb \rightarrow p+X$ . Assim, comparou-se cinco modelos distintos com os dados experimentais, que proporcionaram os seguintes resultados (Figura 6.11).

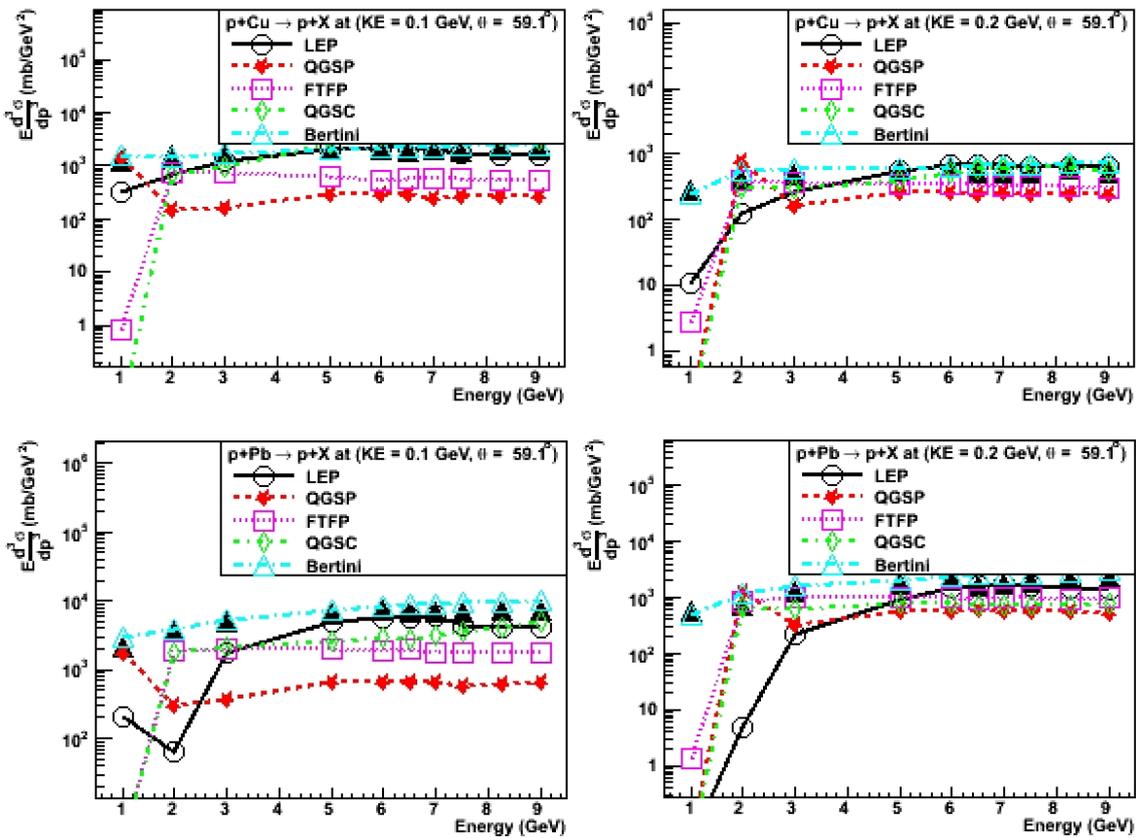


Figura 6.11 - Validação do modelo Bertini  
 FONTE: (GEANT4/CERN (MODELO QGS), 2013).

Comparando-se os pontos obtidos experimentalmente e via simulação, observa-se que para prótons incidentes com energia cinética entre 1 e 9 GeV, este modelo mostrou-se bastante eficaz.

Para elevadas energias, a validação se deu através da comparação dos modelos QGS e HEP. Para isto foram incididos prótons com energia cinética de 400 GeV sobre um alvo de Talium e mediu-se a seção de choque invariante do  $\pi^+$  em  $\text{mb}/\text{GeV}^2$  em função da energia cinética final da partícula. A comparação entre estes dois modelos resultou em uma melhor descrição feita pelo modelo Quark-Gluon String. É importante mencionar que ambos os modelos diferem em relação aos dados experimentais, entretanto o modelo QGS atinge um máximo de 30% enquanto o modelo HEP chega a atingir valores de 50% em determinadas regiões. Esta comparação entre ambos os modelos é apresentada na Figura 6.12.

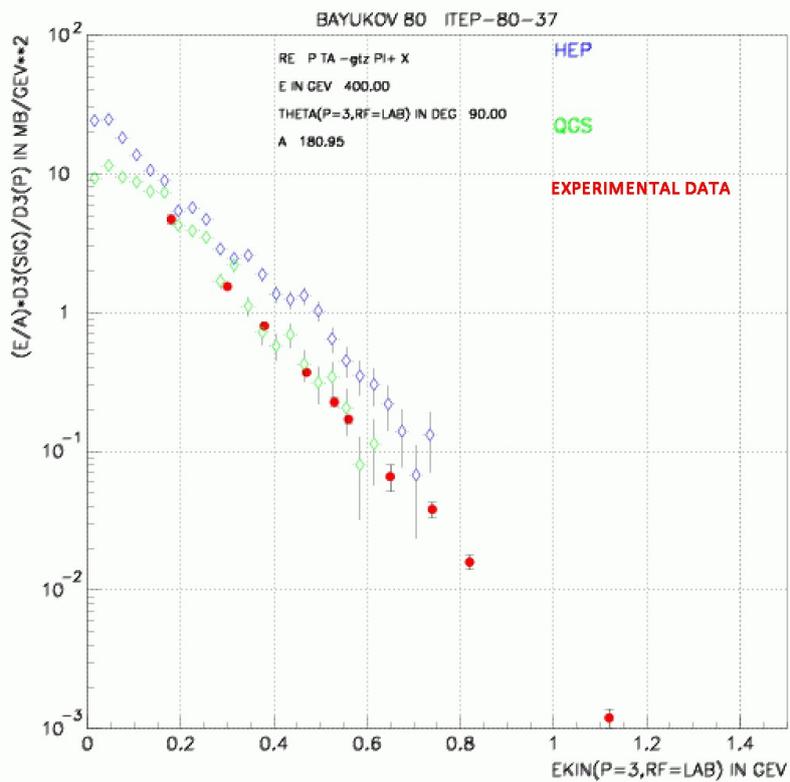


Figura 6.12 - Validação do modelo Quark-Gluon String  
 FONTE: (GEANT4/CERN (MODELO QGS), 2013).

Finalmente, a validação da função  $G4LElastic$  apresentada na Figura 6.13 mostra uma melhor concordância para espalhamento a baixo ângulo e apresenta uma superestimativa com o aumento do ângulo.

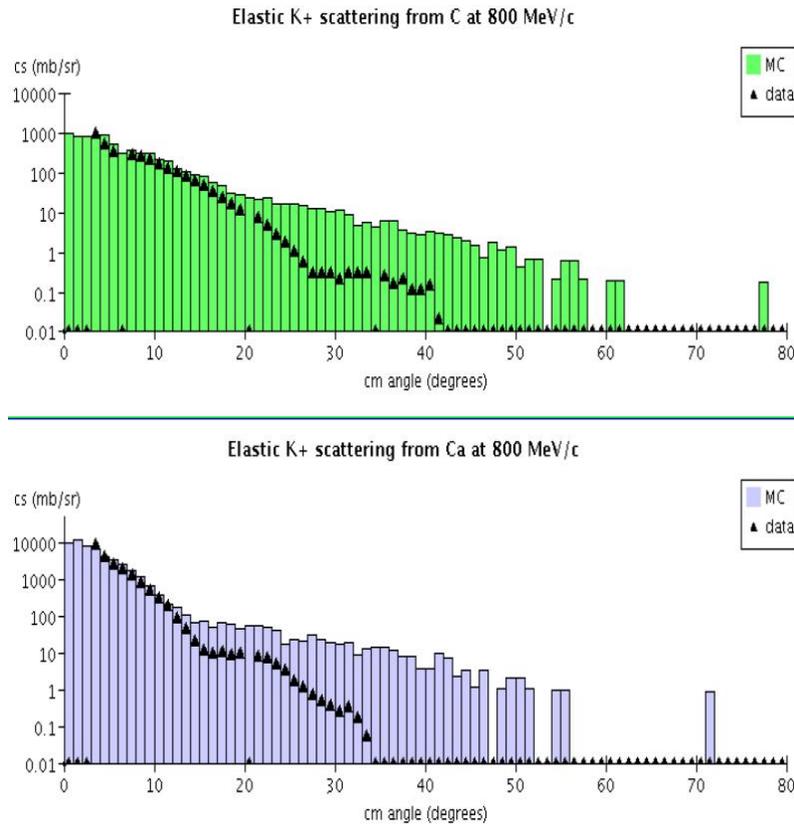


Figura 6.13 - Validação do processo elástico  
 FONTE: (GEANT4/CERN (MODELO QGS), 2013).

De acordo com as validações acima a respeito dos modelos de interação, vemos que estes descrevem eficazmente os dados experimentais, o que nos conduz a crer nos resultados obtidos via simulações Geant4 que serão mostrados na próxima seção.

#### 6.4 Resultados obtidos com a simulação

Terminada a construção da geometria do prédio e a validação dos processos físicos envolvidos na interação das partículas com a estrutura do prédio, deu-se início a simulação. A simulação baseia-se na incidência isotrópica de uma fonte esférica de partículas, prótons e múons, com raio de 6,0 m, equivalente a 18,46 vezes maior que o raio da esfera (32,5 cm) centralizada em (0.,0.,-50.) cm. É importante ressaltar que a origem do eixo de coordenada da simulação quando há apenas interação com a esfera coincide com o centro da esfera. Porém, quando há a interação com a estrutura do prédio, a origem do eixo de coordenadas coincide com o centro do prédio e não com o centro da esfera (vide Figura 6.14).

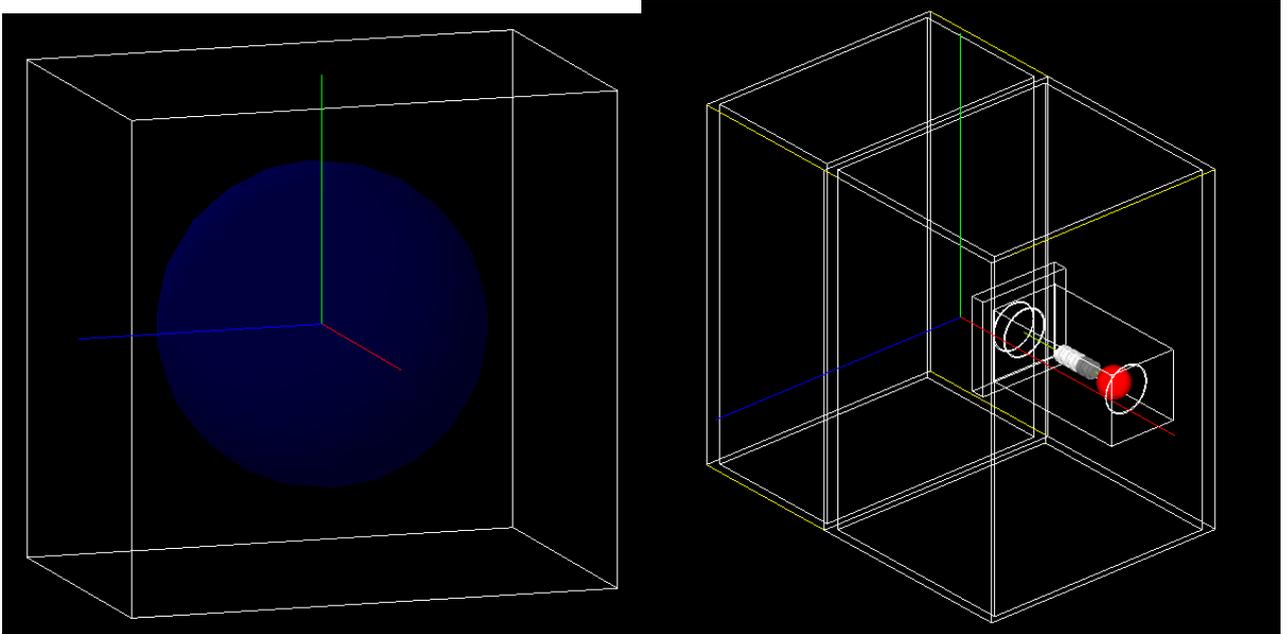


Figura 6.14 - Origem do eixo de coordenadas da simulação quando há interação apenas com a esfera (esquerda) e esfera mais prédio (direita) (a cor vermelha representa o eixo x, a verde o eixo y e a azul o eixo z).

O espectro de energia emitido pela fonte de partículas segue uma distribuição de lei de potência da forma  $y=AE^{-2,7}$ , onde A é uma constante, e E estende de 100 GeV a 100 TeV para múons, embora a energia média com que os múons chegam a superfície terrestre seja aproximadamente 4 GeV. A escolha desta faixa deve-se ao fato de ser com estas energias que os múons, bem como suas partículas secundárias, ao interagirem com o detector de ondas gravitacionais irão depositar quantidades de energia suficientemente intensas para produzir um ruído significativo no sinal de saída do detector. Fez-se uma comparação entre a energia depositada por múons no detector (considerando toda a estrutura do prédio, onde o detector encontra-se instalado) para as faixas de energia de 1 GeV a 100 GeV e 100 GeV a 100 TeV (Figura 6.15).

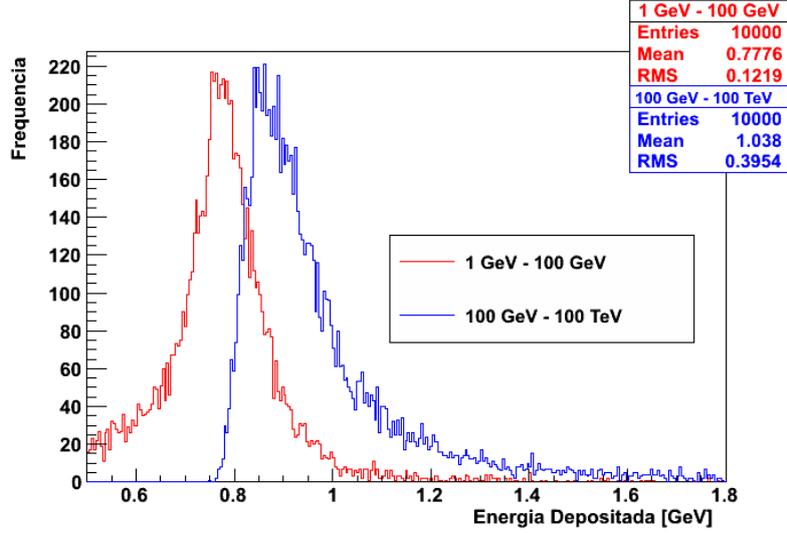


Figura 6.15 - Energia depositada no detector de ondas gravitacionais por múons com energias entre 1 GeV a 100 GeV e 100 GeV a 100 TeV.

Destes resultados podemos observar uma quantidade maior de energia depositada no detector para a faixa de 100 GeV a 100 TeV. Isto deve-se ao fato de que para múons incidentes com energias superiores a 100 GeV, o processo de perda de energia é radiativo, logo sua interação com o detector de ondas, bem como o material a sua volta produz cascatas de partículas eletromagnéticas que contribuem significativamente para o depósito de energia no detector. Para prótons considerou-se a faixa de energia de 1 GeV a 1 TeV. Os espectros de energia incidente foram gerados utilizando a ferramenta *GeneratePowEnergies* do GPS. Este método gera partículas seguindo uma lei de potência ou logarítmica. O usuário deve entrar com os valores da energia mínima,  $E_{min}$ , e energia máxima,  $E_{max}$ , e o índice espectral  $\alpha$ . A equação geral de uma potência pode ser descrita por (GEANT4/CERN, 2013):

$$E = [(RNDM(E_{max}^{\alpha+1} - E_{min}^{\alpha+1})) + E_{min}^{\alpha+1}]^{\frac{1}{\alpha+1}} \quad (6.6)$$

Utilizando a distribuição em energia descrita acima, iniciou-se a simulação lançando 100000 partículas sobre o prédio e indo em direção a esfera (vide Figura 6.16) e para cada evento foi registrado a energia depositada em cada ponto de interação na esfera. É importante ressaltar que a distribuição angular definida é uma distribuição focada sobre a esfera, de modo a maximizar o número de partículas interagindo com a mesma. Caso contrário a grande maioria dos eventos simulados não depositariam energia na esfera e o enorme tempo de computação tornaria praticamente impossível

a realização do trabalho.

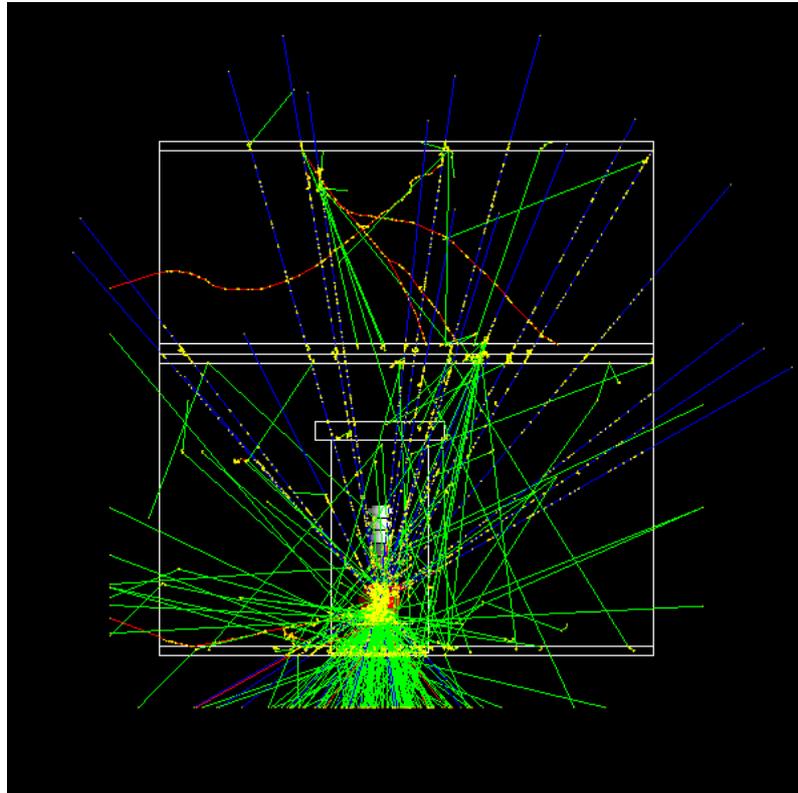


Figura 6.16 - Interação de múons com o prédio e esfera (a cor azul representa partículas carregadas positivamente, a cor vermelha partículas carregadas negativamente e a verde partículas neutras).

O espectro de energia primário de prótons e múons, bem como a distribuição espacial e angular da fonte são mostrados nas Figuras 6.17, 6.18, 6.19 e 6.20. Vale lembrar que todas as plotagens foram realizadas utilizando o pacote de análise de dados ROOT (ROOT/CERN, 2013).

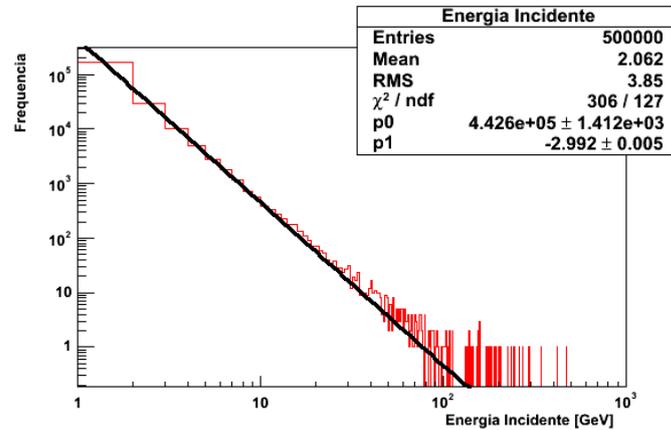


Figura 6.17 - Espectro de prótons simulado.

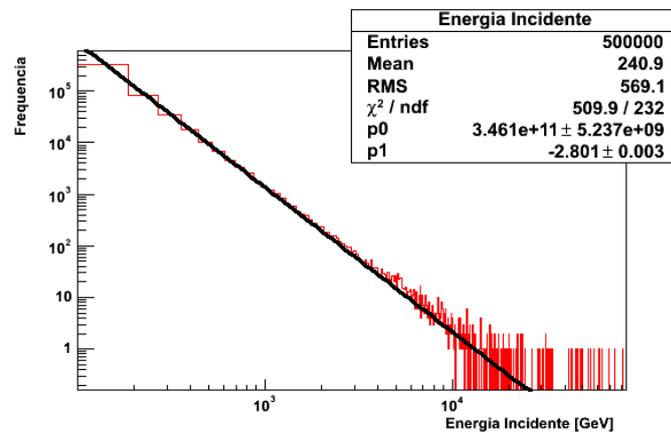


Figura 6.18 - Espectro de múons simulado.

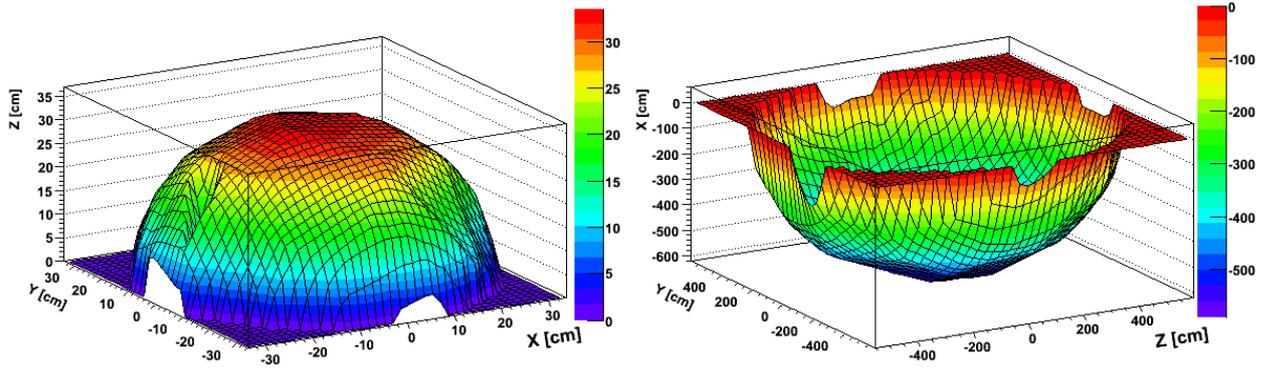


Figura 6.19 - Distribuição espacial (x,y,z) da fonte de partículas quando há interação apenas com a esfera (esquerda) e esfera mais prédio (direita).

A distribuição angular em teta da fonte de partículas (6.20) foi calculada utilizando a seguinte relação 6.7 (PENA, 2013)

$$\theta_{rad} = \frac{-p_z}{\sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}} \quad (6.7)$$

onde  $p_x$ ,  $p_y$  e  $p_z$  correspondem às componentes do momento da partícula incidente. Assim, convertendo  $\theta_{rad}$  em graus, obtemos,

$$\theta_{graus} = \frac{180\theta_{rad}}{4\tan^{-1}(1)} \quad (6.8)$$

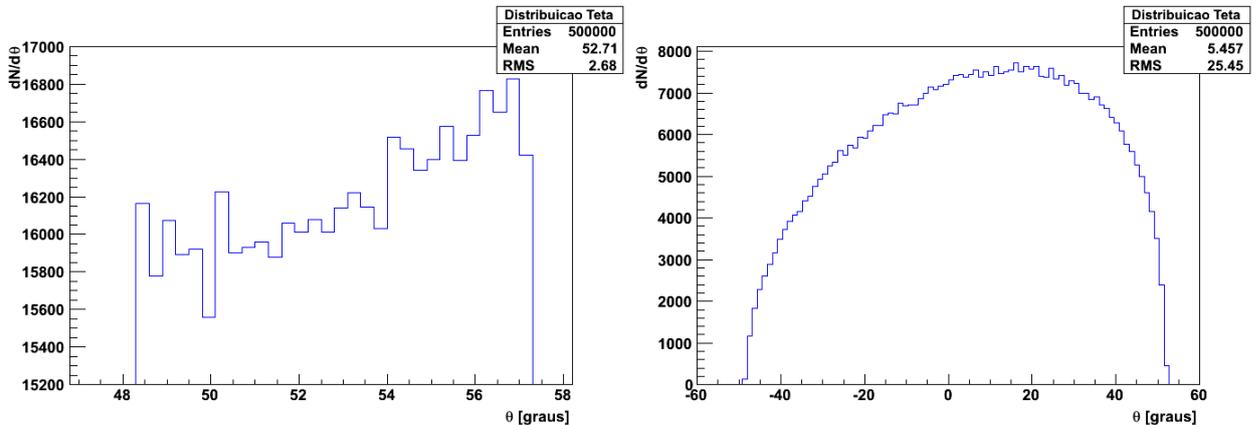


Figura 6.20 - Distribuição angular em teta da fonte de partículas quando há apenas interação com a esfera (esquerda) e esfera mais prédio (direita).

Além desta simulação, para verificar o efeito de blindagem exercido pelo prédio sobre a esfera, realizou-se uma outra, incidindo as partículas diretamente sobre a esfera. Lembrando que a geometria da fonte de partículas é a mesma para a incidência sobre o prédio.

Com os resultados obtidos, montamos histogramas da frequência dos eventos que ocorreram em função da energia depositada na esfera. Na Figura 6.21 é mostrada a energia depositada na esfera por 500000 prótons incididos diretamente sobre a esfera e superfície do prédio.

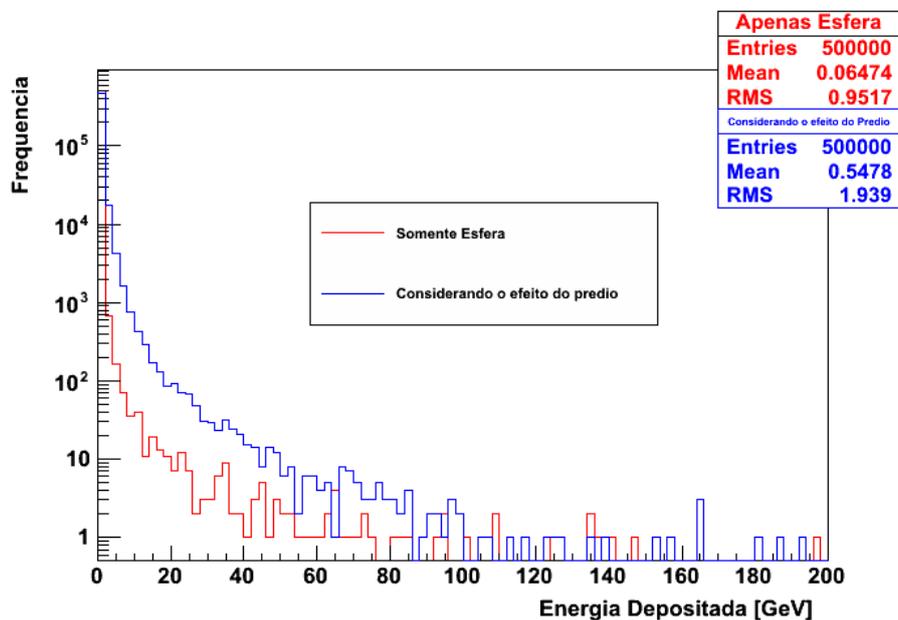


Figura 6.21 - Energia depositada por prótons incidindo diretamente sobre a esfera e diretamente sobre o prédio.

Desta imagem podemos observar o quão relevante é o efeito de blindagem do prédio sobre a esfera. Primeiramente é importante ressaltar que o próton perde grande quantidade de sua energia inicial através de colisões inelásticas com elétrons das camadas atômicas externas através dos processos de ionização e excitação. Devido à grande quantidade de matéria que o próton terá que atravessar para interagir com a esfera, sofre ao longo de seu percurso inúmeras deflexões em sua trajetória. Este desvio em sua trajetória original ocorre através de um espalhamento múltiplo a baixos ângulos, pelos núcleos do alvo do meio material. Assim, uma menor quantidade de energia é dissipada na esfera quando há a presença do prédio. Portanto, a interação das partículas com a esfera produz uma menor expansão térmica do meio material,

isto é, gera uma menor vibração deste. Logo o ruído gerado nos transdutores da esfera será menor.

É importante ressaltar que através deste gráfico, baseando-se na energia média depositada na esfera, podemos ter uma noção a respeito de um chuva induzido por próton ao interagir com a estrutura do prédio. Na dissertação de mestrado do Denis Borgarelli (TAVARES, 2010), ele apresenta um conjunto de imagens da interação de prótons de diferentes energias incidindo verticalmente sobre a superfície do prédio e sobre apenas a esfera, e observou que com o aumento da energia incidente, o traço da partícula torna-se mais retilíneo, aumentando-se a probabilidade de chegada da partícula na esfera e esta chega com maior energia.

Nas figuras nota-se um pico bastante acentuado na faixa de energia menor que 1 GeV, isto se deve a grande deposição de energia na esfera abaixo dessa faixa de energia.

Concluída a simulação com prótons, iniciou-se a simulação com múons, incidindo 500000 múons positivos,  $\mu+$ , sobre o prédio, bem como apenas sobre a esfera. Os resultados obtidos são mostrados na Figura 6.22 para múons incidindo diretamente sobre a esfera e prédio.

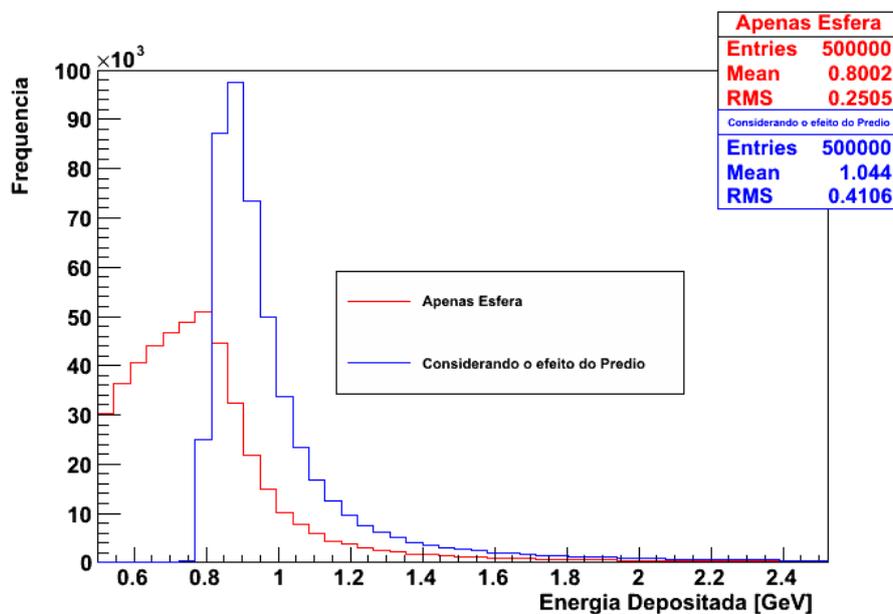


Figura 6.22 - Energia depositada por múons incidindo diretamente sobre a esfera e sobre o prédio.

Para a incidência de múons observa-se que o efeito de blindagem exercido pelo prédio não é significativa, não impedindo que as partículas atinjam a esfera. Devido ao múon interagir fracamente com a matéria e descrever uma trajetória praticamente retilínea ao longo de sua trajetória, sofre mínima ou nenhuma deflexão.

Uma melhor compreensão sobre o sinal gerado na esfera devido à interação com os raios cósmicos ocorrerá quando fizermos a conversão desta energia depositada na esfera em energia vibracional dos modos normais de vibração da esfera. Para isto será utilizado um modelo matemático termoacústico multiponto que é abordado no próximo capítulo.



## 7 MODELO TERMOACÚSTICO

O rápido aquecimento gerado pela perda de energia dos raios cósmicos e a imediata expansão térmica produzem um sinal acústico no detector de ondas gravitacionais. Este fenômeno foi sugerido em 1969 por Beron e Hofstader ([BERON; HOFSTADTER, 1969](#)). Em 1980 Grassi, Strini e Tagliaferri verificaram este efeito com um feixe de prótons de 30 MeV. Em 2000 o experimento NAUTILUS publicou pela primeira vez eventos de um detector de ondas gravitacionais disparados por raios cósmicos ([ASTONE et al., 2001](#)) e em 2003 o experimento EXPLORER instalou um veto de raios cósmicos e também verificou a existência de sinais na antena gravitacional devido aos raios cósmicos ([ASTONE et al., 2003](#)) e ([ASTONE et al., 2008](#)). De acordo com o modelo termoacústico o sinal depende do coeficiente de expansão térmica e do calor específico do material.

A validade da equação teórica ([ASTONE et al., 2003](#)) para a energia vibracional no modo fundamental longitudinal para uma barra metálica foi confirmada com experimentos realizados a temperatura ambiente ([VAN ALBADA et al., 2000](#)) e a baixas temperaturas utilizando feixes de elétrons ([BASSAN et al., 2011](#)).

O modelo termoacústico utilizado, neste trabalho, é para uma esfera que denominamos de multiponto ([TAVARES, 2010](#)). Este modelo utiliza a equação de difusão de calor de um sólido esférico e fontes pontuais de calor geradas pela passagem da radiação cósmica que são descritas a seguir.

### 7.1 Modelo na esfera

#### 7.1.1 Difusão de calor

Partículas de raios cósmicos altamente energéticas ao interagir com a esfera de massa ressonante do detector de ondas gravitacionais perdem energia principalmente através do processo de ionização dos átomos do meio material. Tal energia eventualmente se torna uma fonte de calor,  $s(\vec{x}, t)$  que se difunde através do material e excita os modos normais de vibração da antena. Estas vibrações são quantidades mensuráveis para o detector e podem ser confundidas com um sinal de ondas gravitacionais.

Assim, é importante que se determine como as partículas de raio cósmico excitam os modos normais da antena de modo a separar o ruído gerado pelo fluxo de raios cósmicos dos sinais produzidos pelas ondas gravitacionais. Toda dedução que se seguirá para determinar a energia depositada nos modos normais da antena pode ser encontrada em ([MARINHO JR. et al., 2001](#)).

Inicialmente assumimos que o calor gerado pelas partículas de raios cósmicos difunde-se em uma esfera de raio  $R$ , volume  $V$ , e massa  $M$ , no interior de um material de densidade  $\rho$ , calor específico  $c_v$ , e condutividade térmica  $\kappa$ .

Estamos interessados no aumento resultante da temperatura  $T(\vec{x}, t)$  em um ponto  $x$  e um dado instante  $t$ . Esta equação pode ser obtida através da solução da seguinte equação (LANDAU; LIFSHITZ, 1967)

$$\rho c_v \frac{\partial T(\vec{x}, t)}{\partial t} - \kappa \nabla^2 T(\vec{x}, t) = s(\vec{x}, t) \quad (7.1)$$

A antena encontra-se em contato térmico permanente com um banho frio, que constantemente remove o calor depositado na mesma tão rapidamente quanto as partículas de raios cósmicos são capazes de produzir através do processo de interação. Isto se justifica impondo as seguintes condições iniciais e de fronteira:

$$T(\vec{x}, \tau) = T_0, \quad (7.2)$$

$$T(\vec{R}, t) = T_0, \quad (7.3)$$

A solução geral da 7.1 é dada por

$$T(\vec{x}, t) = T_0 + \int_V d^3\xi \int_0^1 d\tau G(\vec{x}, \vec{\xi}; t, \tau) s(\vec{\xi}, \tau), \quad (7.4)$$

onde  $G(\vec{x}, \vec{\xi}; t, \tau)$  é a função de Green da Equação 7.1 e satisfaz a equação

$$\rho c_v \frac{\partial G(\vec{x}, \vec{\xi}; t, \tau)}{\partial t} - \kappa \nabla^2 G(\vec{x}, \vec{\xi}; t, \tau) = \delta(\vec{x} - \vec{\xi}) \delta(t - \tau) \quad (7.5)$$

Assumindo  $T_0$  constante, podemos impor as condições inicial e de fronteira para a função de Green

$$G(\vec{x}, \vec{\xi}; \tau, \tau) = 0, \quad (7.6)$$

$$G(\vec{R}, \vec{\xi}; t, \tau) = 0, \quad (7.7)$$

Assim, obtemos a solução da Equação 7.5

$$G(\vec{x}, \vec{\xi}; t, \tau) = \sum_N v_N(\vec{x}) \Upsilon_N(\vec{\xi}; t, \tau). \quad (7.8)$$

onde  $N$  é um conjunto de índices.

Utilizando a expansão acima na Equação 7.5 e a condição de normalização

$$\int_V v_N^*(\vec{x}) v_M(\vec{x}) d^3x = \delta_{NM}, \quad (7.9)$$

obtemos

$$v_{nlm}(\vec{x}) = A_{nl} j_l(\lambda_{nl} r) Y_{lm}(\theta, \phi) \quad (7.10)$$

como soluções de

$$\vec{\nabla}^2 v_N(\vec{x}) = -\lambda_N^2 v_N(\vec{x}). \quad (7.11)$$

onde o índice  $N$  foi substituído pelo conjunto  $nlm$ , com  $n \in \mathbb{N}^*$ ,  $l \in \mathbb{N}$ , e  $m = [-l, +l]$ . As variáveis  $(r, \theta, \phi)$  são as coordenadas esféricas do ponto  $\vec{x}$ . A função  $j_l(z)$  é a função de Bessel esférica de ordem  $l$ , e  $Y_{lm}(\theta, \phi)$  representam os harmônicos esféricos. Os autovalores  $\lambda_{nl}$  são obtidos pela condição de fronteira

$$j_l(\lambda_{nl} R) = 0. \quad (7.12)$$

As constantes de normalização  $A_{nl}$  são dadas por

$$A_{nl} = \frac{\sqrt{2}}{R^{3/2} |j_{l+1}(\lambda_{nl} R)|}. \quad (7.13)$$

Para se obter a função  $\Upsilon_{nlm}(\vec{\xi}; t, \tau)$ , substitui-se, primeiramente, a Equação 7.8 em 7.5, e após, utilizando as Equações 7.11 e 7.9 na equação resultante, obtemos

$$\rho c_v \frac{d\Upsilon_{nlm}(\vec{\xi}; t, \tau)}{dt} + \kappa \lambda_{nl}^2 \Upsilon_{nlm}(\vec{\xi}; t, \tau) = v_{nlm}^*(\vec{\xi}) \delta(t - \tau). \quad (7.14)$$

cuja solução é dada por

$$\Upsilon_{nlm}(\vec{\xi}; t, \tau) = \frac{v_{nlm}^*(\vec{\xi})}{\rho c_v} \exp\left(-\frac{\kappa \lambda_{nl}^2}{\rho c_v} (t - \tau)\right). \quad (7.15)$$

Assim, a forma final da função de Green é

$$G(\vec{x}, \vec{\xi}; t, \tau) = \sum_{nlm} \frac{v_{nlm}(\vec{x}) v_{nlm}^*(\vec{\xi})}{\rho c_v} \exp\left(-\frac{\kappa \lambda_{nl}^2}{\rho c_v} (t - \tau)\right). \quad (7.16)$$

Utilizando a expressão da função de Green acima e substituindo na função 7.4 obtemos a distribuição de temperatura causada pelas partículas de raios cósmicos no interior da antena gravitacional. Desta forma reescrevendo a Equação 7.4, têm-se

$$T(\vec{x}, t) = T_0 + \frac{1}{\rho c_v} \sum_{nlm} v_{nlm}(\vec{x}) \exp\left(-\frac{\kappa \lambda_{nl}^2}{\rho c_v} t\right) \Theta_{nlm}, \quad (7.17)$$

onde definimos

$$\Theta_{nlm} \equiv \int_V d^3\xi \int_0^t d\tau v_{nlm}^*(\vec{\xi}) \exp\left(\frac{\kappa \lambda_{nl}^2}{\rho c_v} \tau\right) s(\vec{\xi}, \tau). \quad (7.18)$$

A expressão acima, que contém todas as informações sobre a influência dos raios cósmicos na distribuição de temperatura no interior da antena, é bastante geral e se aplica para qualquer partícula de raio cósmico que interaja com uma antena esférica em uma dada direção arbitrária.

### 7.1.2 Campo vetor deslocamento e Energia depositada nos modos normais da esfera

A partir da equação de distribuição de temperatura, Equação 7.17, podemos encontrar como o ruído proveniente de raios cósmicos aparece em termos das vibrações mecânicas da antena. Estas vibrações podem ser monitoradas experimentalmente pelos transdutores que detectam o deslocamento da superfície da antena.

A equação de movimento para o campo vetor deslocamento  $\vec{u}(\vec{x}, t)$  de uma antena submetida a um densidade força externa  $\vec{f}(\vec{x}, t)$  é dada por (LANDAU; LIFSHITZ, 1967)

$$\rho \frac{\partial^2 \vec{u}(\vec{x}, t)}{\partial t^2} - \mu \vec{\nabla}^2 \vec{u}(\vec{x}, t) - (\lambda + \mu) \vec{\nabla} [\vec{\nabla} \cdot \vec{u}(\vec{x}, t)] = \vec{f}(\vec{x}, t), \quad (7.19)$$

onde  $\mu$  e  $\lambda$  são os coeficientes de Lamé relacionados ao módulo de Yang  $Y$  e a razão de Poisson  $\sigma$  pelas fórmulas

$$\mu = \frac{Y}{2(1 + \sigma)}, \quad (7.20)$$

$$\lambda = \frac{Y\sigma}{(1 + \sigma)(1 - 2\sigma)}. \quad (7.21)$$

Considerando que a antena esteja inicialmente em repouso:  $\vec{u}(\vec{x}, 0) = 0$  e  $\frac{\partial \vec{u}(\vec{x}, 0)}{\partial t}$ .

Para determinar a expressão para o campo vetor deslocamento, resolve-se a Equação 7.19 por meio de procedimentos padrões. O campo vetor deslocamento pode ser expandido em um série de autofunções

$$\vec{u}(\vec{x}, t) = \sum_N \vec{u}_N(\vec{x}) u_{tN}(t), \quad (7.22)$$

onde  $\vec{u}_N(\vec{x})$  são as autofunções da equação

$$\mu \vec{\nabla}^2 \vec{u}_N + (\lambda + \mu) \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{u}_N) = -w_N^2 \rho \vec{u}_N, \quad (7.23)$$

com a condição de que a esfera é livre de tensão em sua superfície. Expressões explícitas para  $\vec{u}_N(\vec{x})$  pode ser encontrada em (LOBO, 1995). Combinando as Equações 7.19, 7.22 e 7.23 e utilizando as condições de ortogonalidade

$$\int \rho \vec{u}_N^*(\vec{x}) \vec{u}_{N'}(\vec{x}) d^3x = M \delta_{N'N} \quad (7.24)$$

de modo a eliminar a soma, e, utilizando a definição

$$f_N(t) \equiv \int_V \vec{u}_N^*(\vec{x}) \cdot \vec{f}(\vec{x}, t) d^3x \quad (7.25)$$

obtemos

$$\frac{d^2 u_{tN}}{dt^2} + w_N^2 u_{tN} = \frac{1}{M} f_N(t). \quad (7.26)$$

As funções  $f_N(t)$  sumarizam a influência da densidade de força externa em cada modo da antena. Estas funções são necessárias para a determinação da energia  $E_N$  depositada pelas partículas de raios cósmicos em cada modo vibracional da antena, cuja expressão é dada por (LANDAU; LIFSHITZ, 1969)

$$E_N = \frac{1}{2M} |F_N(w_N)|^2, \quad (7.27)$$

onde  $F_N(w)$  é a transformada de Fourier de  $f_N(t)$ . O modo como  $E_N$  e  $f_N(t)$  foram determinados será mostrado a seguir.

A difusão de calor produz um gradiente de temperatura na antena que induz forças internas que são dadas por (LANDAU; LIFSHITZ, 1967)

$$\vec{f}(\vec{x}, t) = -\frac{\alpha Y}{3(1-2\sigma)} \vec{\nabla} T(\vec{x}, t), \quad (7.28)$$

onde  $\alpha$  é coeficiente de expansão térmica volumétrico.

Para a distribuição de temperatura de interesse, Equação 7.17, a força motriz produzida pelos raios cósmicos é representada por

$$\vec{f}(\vec{x}, t) = -\gamma \sum_{\nu\sigma\mu} \Theta_{\nu\sigma\mu} \exp\left(-\frac{\kappa\lambda_{\nu\sigma}^2 t}{\rho c_\nu}\right) \vec{\nabla}_{\nu\sigma\mu}(\vec{x}), \quad (7.29)$$

onde  $\gamma$  é a constante adimensional de Gruneisen que é definida por

$$\gamma \equiv \frac{\alpha Y}{3(1-2\sigma)} \frac{1}{\rho c_\nu}. \quad (7.30)$$

Após várias manipulações algébricas as funções correspondentes  $f_{nlm}(t)$  se torna como

$$f_{nlm}(t) = -\gamma \sum_{\nu=0}^{\infty} \Theta_{\nu lm} W_{nl\nu} \exp\left\{-\frac{\kappa\lambda_{\nu l}^2 t}{\rho c_\nu}\right\}, \quad (7.31)$$

onde  $W_{nl\nu}$  é dado por

$$W_{nl\nu} = C_{nl}\beta_3(k_{nl}R)q_{nl}A_{\nu l} \int_0^R j_l(\lambda_{\nu l}r)j_l(q_{nl}r)r^2 dr. \quad (7.32)$$

Com a determinação da expressão 7.32, completou-se o cálculo do campo vetor deslocamento de uma antena esférica submetida a uma dada densidade de força externa. A partir desta expressão, podemos obter as energias depositadas pelos raios cósmicos em cada modo vibracional da antena. Desde que a transformada de Fourier de  $\exp\{-[\kappa\lambda_{\nu l}^2 t/(\rho c_\nu)]\}$  é  $1/[\kappa\lambda_{\nu l}^2/(\rho c_\nu) + i\omega_{nl}]$ , as energias depositadas em cada modo, Equação 7.27, são

$$E_{nlm} = \frac{1}{2M} \frac{\gamma^2}{w_{nl}^2} \left| \sum_{\nu=0}^{\infty} W_{nl\nu} \Theta_{nlm} \frac{1}{1 - i \frac{\kappa\lambda_{\nu l}^2}{\rho c_\nu W_{nl}}} \right|^2. \quad (7.33)$$

## 7.2 Casos especiais

Nesta seção será abordado dois casos especiais que ilustram a aplicação das expressões obtidas analiticamente acima. O primeiro caso retrata a deposição de energia por uma partícula de raio cósmico em um ponto no interior da antena, e o segundo caso, quando uma partícula cruza a antena ao longo de uma linha reta enquanto interage com a mesma (como os múons fazem por meio do processo de ionização).

### 7.2.1 Caso 1: Interação em um ponto

Considerando o referencial do laboratório no centro geométrico da antena com o eixo  $z$  apontando para cima, supõe-se que a partícula, neste caso, interage com a antena somente no ponto  $(\xi_{01}, \xi_{02}, \xi_{03})$  no instante  $\tau = 0$ . Assim, temos que a função de calor pode ser descrita por

$$s(\xi, \tau) = E_{perdida} \delta(\xi_1 - \xi_{01}) \delta(\xi_2 - \xi_{02}) \delta(\xi_3 - \xi_{03}) \delta(\tau), \quad (7.34)$$

e portanto as constantes  $\Theta_{\nu\lambda\mu}$  se tornam

$$\Theta_{\nu\lambda\mu} = E_{perdida} v_{\nu\lambda\mu}^*(\xi_{01}, \xi_{02}, \xi_{03}). \quad (7.35)$$

Isto implica na seguinte deposição de energia por modo:

$$E_{nlm} = \frac{1}{2M} \frac{\gamma^2 E_{perdida}^2}{w_{nl}^2 R^2} \left| \sum_{\nu=0}^{\nu} v_{\nu lm}^*(\xi_{01}, \xi_{02}, \xi_{03}) W'_{nl\nu} \right|^2. \quad (7.36)$$

As constantes adimensionais  $W'_{nl\nu}$  e  $v'_{\nu lm}$  que foram introduzidas na equação acima não dependem de  $R$ . Elas foram obtidas após uma sutil mudança na variável de integração, sendo definidas por

$$W'_{nl\nu} = \frac{W_{nl\nu}}{\sqrt{R}}. \quad (7.37)$$

$$v'_{\nu lm} = v_{\nu lm} \sqrt{R^3}. \quad (7.38)$$

Como  $w_{nl}^2 R^2$  não dependem de  $R$  pode-se concluir que a energia transmitida pela partícula para a esfera cai com  $1/R^3$ .

### 7.2.2 Caso 2: Interação ao longo de uma linha reta

A trajetória da partícula pode ser descrita pelos ângulos de Euler  $\theta_0$  e  $\phi_0$  mais as coordenadas  $(\xi_{01}, \xi_{02}, \xi_{03})$ .

Como os raios cósmicos viajam essencialmente a velocidade da luz, depositando

energia ao longo de um cilindro de tamanho transverso negligenciável em relação as dimensões da antena, utiliza-se a seguinte expressão para a fonte de calor:

$$s(\vec{\xi}, \tau) = \frac{dE}{dl} \delta(P_1) \delta(P_2) \delta(\tau). \quad (7.39)$$

A energia perdida pela partícula por unidade de comprimento,  $dE/dl$ , é constante. A trajetória da partícula é definida por qualquer uma das duas equações de plano transverso  $P_1 = 0$  e  $P_2 = 0$ .

Neste caso  $\Theta_{\nu\lambda\mu}$  são obtidas através da seguinte integração ao longo de todo comprimento  $l$  do traço produzido pela partícula no meio material:

$$\Theta_{\nu\lambda\mu} = \frac{dE}{dl} \int_{-l/2}^{+l/2} v_{\nu\lambda\mu}^*(\xi_{01} + \xi_{03} \text{sen}\theta_0 \cos\phi_0, \xi_{02} + \xi_{03} \text{sen}\theta_0 \text{sen}\phi_0, \xi_{03} + \xi_3 \cos\theta_0) d\xi_3. \quad (7.40)$$

As energias por modo são dadas por

$$E_{nlm} = \frac{1}{2M} \frac{R^2}{(w_{nl}R)^2} \gamma^2 \left( \frac{dE}{dl} \right)^2 \left| \sum_{\nu=0}^{\infty} \Theta'_{\nu lm} W'_{nl\nu} \right|^2, \quad (7.41)$$

onde

$$\Theta'_{\nu lm} \equiv \Theta_{\nu lm} \sqrt{R} \left( \frac{dE}{dl} \right)^{-1}. \quad (7.42)$$

As  $\Theta'_{\nu lm}$  são definidas de uma forma que as tornam sem dimensões e independentes de  $R$ .

### 7.3 Simplificação das equações

Devido à partícula possuir dimensões muito pequena em comparação com a esfera, considerou-se a esfera de tamanho infinito. Assim, simplificando as equações acima, obtemos uma solução para a equação de calor 7.1 para uma região infinita que é dada pela seguinte expressão (TAVARES, 2010):

$$T(\vec{x}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int \frac{e^{-(\vec{x}-\vec{\xi})^2/(4a^2(t-\tau))}}{8(\pi a^2(t-\tau))^{3/2}} s(\vec{\xi}, \tau) d^3\xi d\tau \quad (7.43)$$

onde  $a^2 = \kappa/\rho c_v$ .

Considerando a fonte de calor pontual, temos

$$s(\vec{\xi}, \tau) = E_{perdida} \delta(\vec{\xi}) \delta(\tau) \quad (7.44)$$

Substituindo a Equação 7.44 em 7.43 temos,

$$T(\vec{x}, t) = \frac{E_{perdida} e^{-x^2/4a^2t}}{8(\pi a^2 t)^{3/2}} \quad (7.45)$$

De acordo com a Equação 7.28, podemos observar que a força é proporcional ao gradiente de temperatura, logo,

$$f(\vec{x}, t) = E_{perdida} \alpha Y \rho c_v \vec{x} \frac{e^{-x^2/4a^2t}}{16ta^2(\pi a^2 t)^{3/2}} \quad (7.46)$$

Assim, utilizando esta expressão 7.46 em 7.25 e a transformada de Fourier, obtemos

$$f_{nlm} = \beta_3(k_{nl}R) C_{nl} q_{nl} j_l(q_{nl}r) Y_{nlm}(l, m, \theta, \phi) \quad (7.47)$$

Com o auxílio da Equação 7.27 obtemos a expressão para a energia depositada em cada modo normal da esfera como sendo,

$$E_{nlm} = \frac{1}{2M} \gamma^2 \left( \frac{E_{perdida} |f_{nlm}|}{w_{nl}} \right)^2 \frac{1}{\kappa_b 10^6} (\mu K) \quad (7.48)$$

onde  $nlm$  identificam os modos,  $M$  é a massa da esfera,  $\gamma$  é a constante adimensional de Gruneisen,  $E_{perdida}$  é a energia perdida pelo raio cósmico,  $f_{nlm}$  resume a influência da densidade de força externa em cada modo,  $w_{nl}$  é a frequência do modo e  $k_b$  é a constante de Boltzman.

## 7.4 Modelo multiponto

Para aplicar os resultados obtidos com a simulação Geant4 no modelo termoacústico, de modo a determinar a energia depositada nos modos normais da esfera, fez-se uma modificação no modelo pontual (TAVARES, 2010). Pelo fato de considerarmos não apenas uma, mas um grande número de partículas pontuais interagindo com a esfera simultaneamente, obtemos a seguinte expressão para a fonte de calor:

$$s(\vec{\xi}, \tau) = \sum_{i=1}^N E_{perdida}^i \delta(\vec{\xi}_i) \delta(\tau) \quad (7.49)$$

onde o índice  $i$  representa a  $i$ -ésima partícula produzida na interação e  $N$  o número total de partículas produzidas.

De maneira análoga a seção anterior, obtemos a seguinte equação para a temperatura:

$$T(\vec{x}, t) = \sum_{i=1}^N \frac{E_{perdida}^i e^{-x_i^2/4a^2t}}{8(\pi a^2 t)^{3/2}} \quad (7.50)$$

Como a força é proporcional ao gradiente de temperatura como visto pela Equação 7.25, obtemos,

$$f(\vec{x}, t) = \sum_{i=1}^N E_{perdida}^i \alpha Y \rho c_v \vec{x}_i \frac{e^{-x_i^2/4a^2t}}{16ta^2(\pi a^2 t)^{3/2}} \quad (7.51)$$

Novamente com o auxílio da Equação 7.27 e a transformada de Fourier, temos,

$$f_{nlm}^i = \beta_3(k_{nl}R) C_{nl} q_{nl} j_l(q_{nl}r) Y_{nlm}(l, m, \theta, \phi) \quad (7.52)$$

A energia depositada em cada modo normal da esfera  $E_{nlm}$  é dada por:

$$E_{nlm} = \frac{1}{2M} \gamma^2 \left( \frac{\sum_{i=1}^N E_{lost}^i |f_{nlm}^i|}{w_{nl}} \right)^2 \frac{1}{k_b 10^6} (\mu K) \quad (7.53)$$

Este modelo foi desenvolvido com o intuito de ser adequado na utilização dos resul-

tados adquiridos com as simulações via Geant4. Como as informações das interações obtidas na simulação são pontuais, o nosso objetivo é obter os mesmos resultados que os proporcionados pelo modelo de traço através de um modelo pontual. Daí a utilidade do modelo multiponto.

#### 7.4.1 Comportamento dos modos normais da esfera

A quantidade de vibração gerada em cada modo normal da esfera depende do ponto em que ocorreu a interação e da energia depositada no mesmo.

Como mencionado no Capítulo 2 as ondas gravitacionais interagem com os modos quadrupolares da esfera, ou seja,  $l=2$ . Entretanto, serão analisados apenas os modos  $nl=10, 11, 12$  e  $22$ , que correspondem aos modos que geram maior quantidade de vibração na esfera. Este estudo é realizado utilizando-se o modelo termoacústico multiponto.

Este modelo considera o caso em que uma partícula ao interagir com a esfera perde energia constante por unidade de comprimento ao longo de sua trajetória no interior da esfera, sendo esta dividida em trechos de 1 cm (TAVARES, 2010). Assim, através do depósito de energia da partícula na esfera, podemos compreender a vibração gerada em cada modo normal.

Devido à simetria da esfera, a energia depositada em cada modo normal é independente da trajetória da partícula. Portanto, uma partícula que percorre uma trajetória de 30 cm no interior da esfera sempre produzirá a mesma quantidade de vibração em cada modo, independente da orientação do seu traço dentro da esfera.

As Figuras 7.1 e 7.2 mostram o comportamento dos modos da esfera, considerando traços de 10, 20 40 e 65 cm, divididos em intervalos de 1 cm. Através deste resultados podemos compreender como os modos normais são excitados de acordo com a região de interação da partícula no interior da esfera.

Analisando o comportamento dos modos na esfera, o modo  $nl=10$  é mais excitado pelas partículas que passam mais próximas ao centro da esfera. Já na extremidade da esfera, as vibrações são menores, aumentando conforme nos aproximamos do centro. Entretanto, o oposto é observado para os modos  $nl=11, 12$  e  $22$ , a vibração aumenta conforme nos aproximamos da extremidade da esfera.

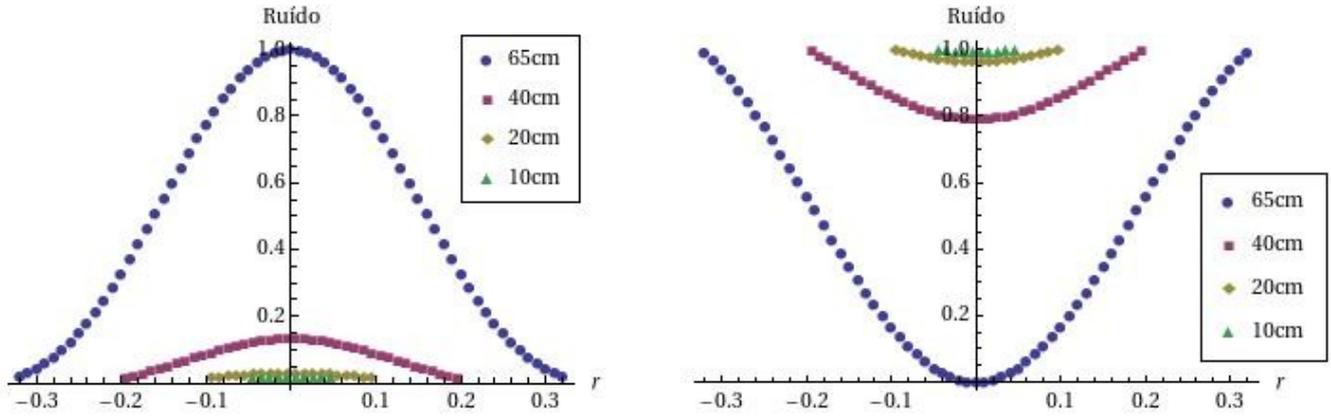


Figura 7.1 - Vibração no modo  $nl=10$  (esquerda) e modo  $nl=11$  (direita) (TAVARES, 2010).

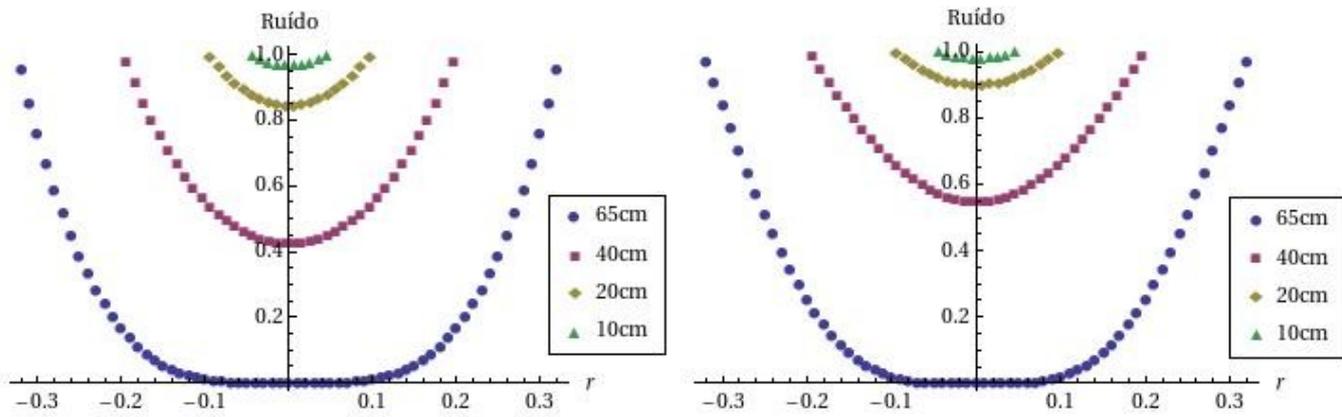


Figura 7.2 - Vibração no modo  $nl=12$  (esquerda) e modo  $nl=22$  (direita) (TAVARES, 2010).

## 7.5 Ruído gerado na antena Mario Schenberg

Um dos objetivos deste trabalho é estudar sensibilidade do detector de ondas gravitacionais Mario Schenberg devido à interação de raios cósmicos com a esfera ressonante e estimar o fluxo de partículas cósmicas (contagem) por dia. Para isso, fizemos uso da simulação via Geant4 junto ao modelo termoacústico multiponto.

Com a simulação via Geant4, fez-se o lançamento de 500000 partículas cósmicas, prótons e múons, sobre o prédio onde está localizada a esfera e apenas sobre a esfera, seguindo uma distribuição em energia de lei potência e uma distribuição angular focada sobre a esfera. Assim, obtivemos valores da energia depositada na esfera em cada ponto  $(x,y,z)$  da mesma para todas as interações da partícula primária (partícula lançada) e as secundárias produzidas em cada evento. Em seguida, calculamos

o ruído gerado pelas partículas primárias e secundárias.

Os resultados do ruído gerado nos modos normais da esfera por prótons e múons são apresentados nas subseções seguintes.

### 7.5.1 Ruído gerado pelos múons

O ruído gerado pelos múons na esfera foram calculados para os modos  $nl=10$ ,  $11$ ,  $12$  e  $22$  (vide Figuras 7.3, 7.4, 7.5 e 7.6), embora a antena gravitacional irá monitorar apenas os modos  $nl=10$  e  $nl=12$ .

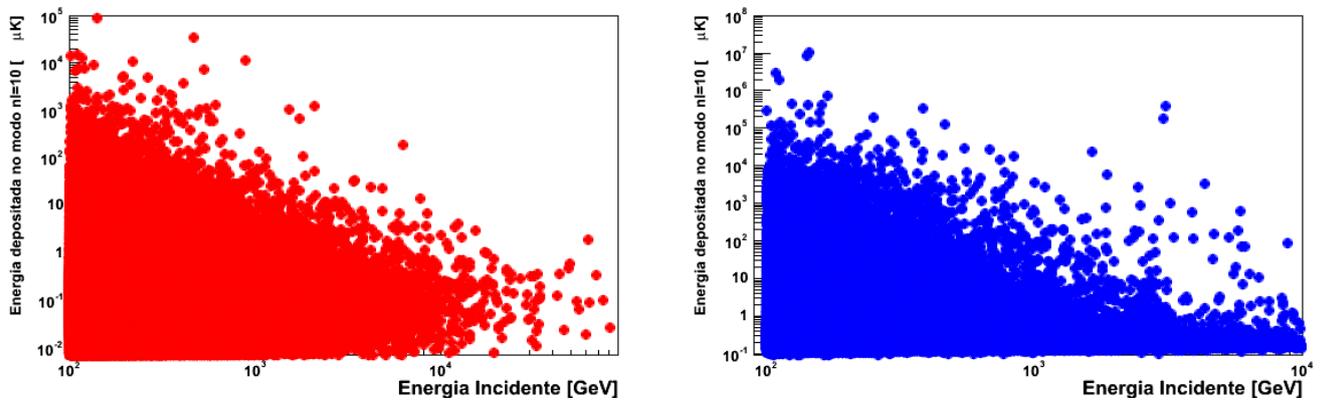


Figura 7.3 - Energia depositada no modo normal  $nl=10$  quando há interação apenas com a esfera (vermelho) e esfera mais prédio (azul).

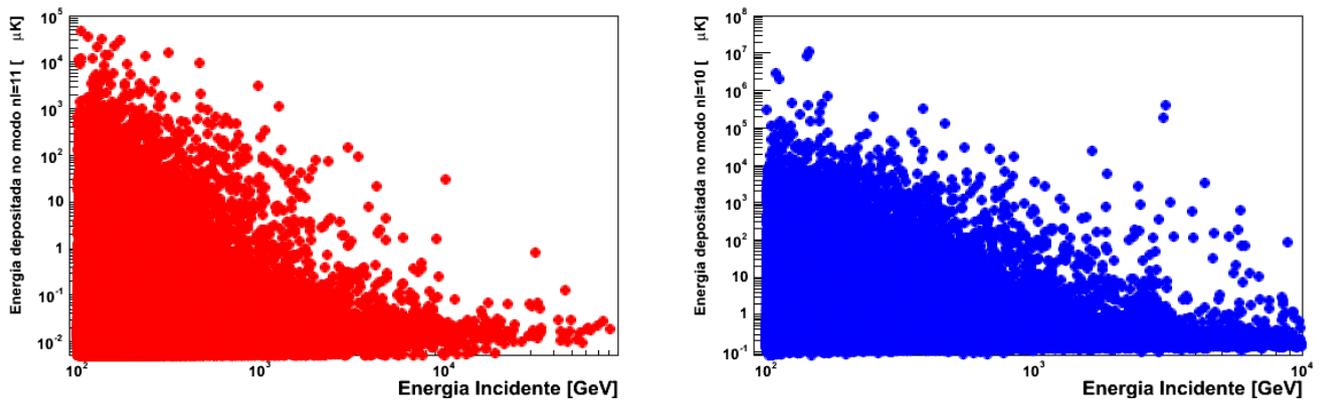


Figura 7.4 - Energia depositada no modo normal  $nl=11$  quando há interação apenas com a esfera (vermelho) e esfera mais prédio (azul).

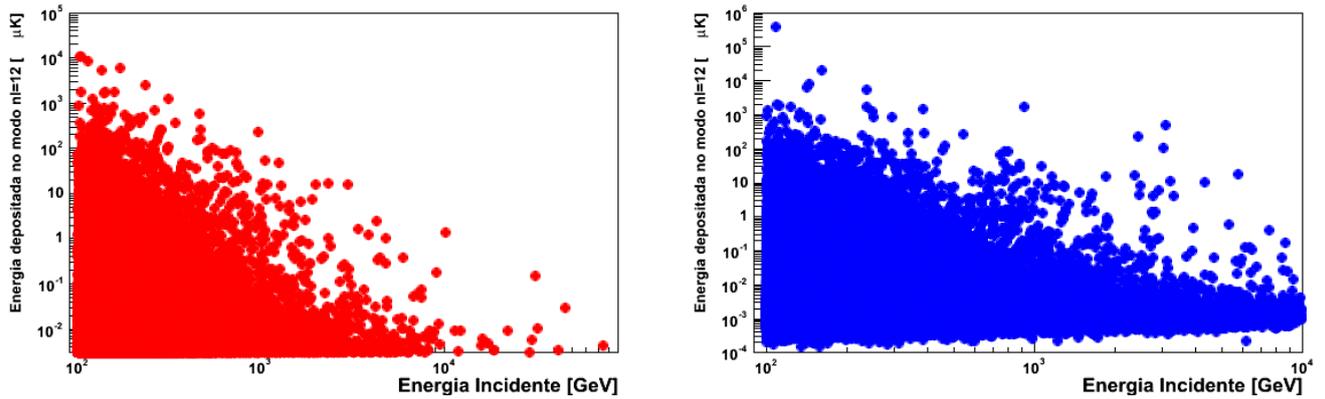


Figura 7.5 - Energia depositada no modo normal  $nl=12$  quando há interação apenas com a esfera (vermelho) e esfera mais prédio (azul).

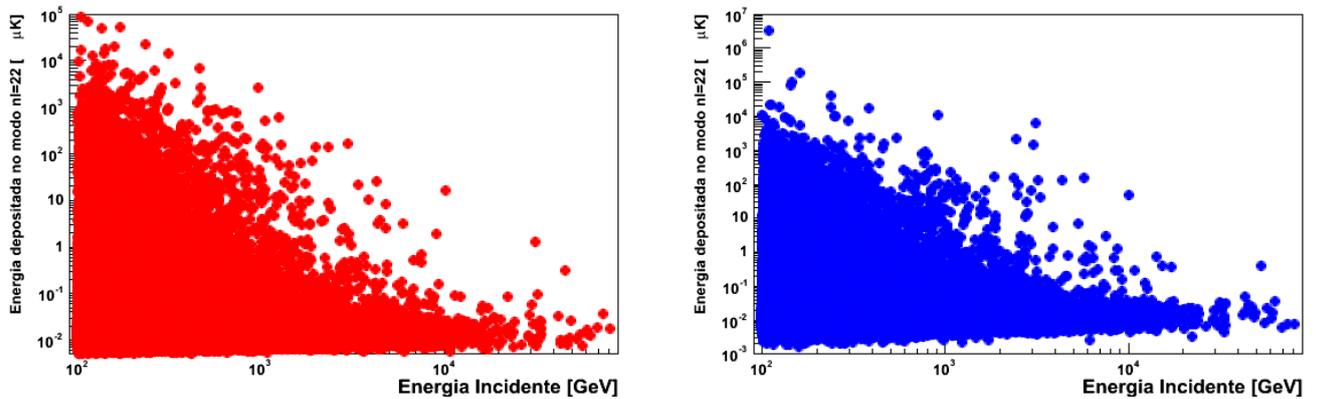


Figura 7.6 - Energia depositada no modo normal  $nl=22$  quando há interação apenas com a esfera (vermelho) e esfera mais prédio (azul).

As figuras acima podem ser interpretados com o auxílio das Figuras 7.1 e 7.2. Como podemos observar, devido ao modo  $nl=10$  ser o mais sensível conforme nos aproximamos do centro da esfera, há uma maior quantidade de energia depositada pelos múons neste modo. Para a faixa de energia considerada (100 GeV - 100 TeV), os múons perdem energia majoritariamente por processos radiativos. Logo em sua trajetória ao longo do meio material, há produção de cascatas eletromagnéticas que contribuirão para o ruído gerado na antena gravitacional, através do depósito de energia nos modos vibracionais. Além disso, múons de mais alta energia terão uma probabilidade de interação menor do que os de mais baixa energia, depositando menos energia na esfera, como pode ser averiguado pelo decaimento aproximadamente exponencial no espectro conforme aumenta-se a energia do múon incidente.

### 7.5.2 Ruído gerado pelos prótons

De maneira análoga ao ruído gerado na antena pelos múons, calculou-se o ruído gerado por prótons para os modos  $nl=10, 11, 12$  e  $22$ . As Figuras 7.7, 7.8, 7.9 e 7.10 mostram a energia depositada nos modos normais em função da energia incidente para apenas esfera e esfera mais prédio.

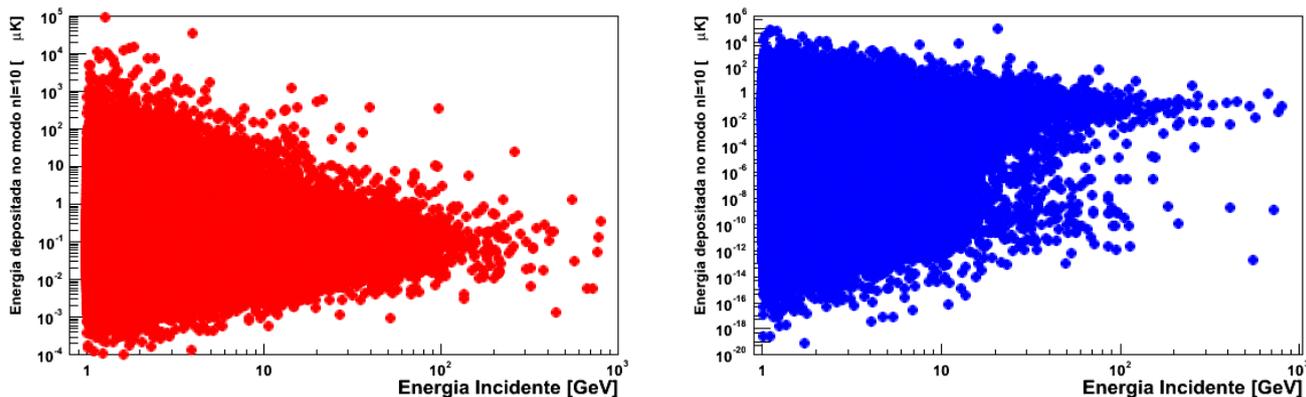


Figura 7.7 - Energia depositada no modo normal  $nl=10$  quando há interação apenas com a esfera (vermelho) e esfera mais prédio (azul).

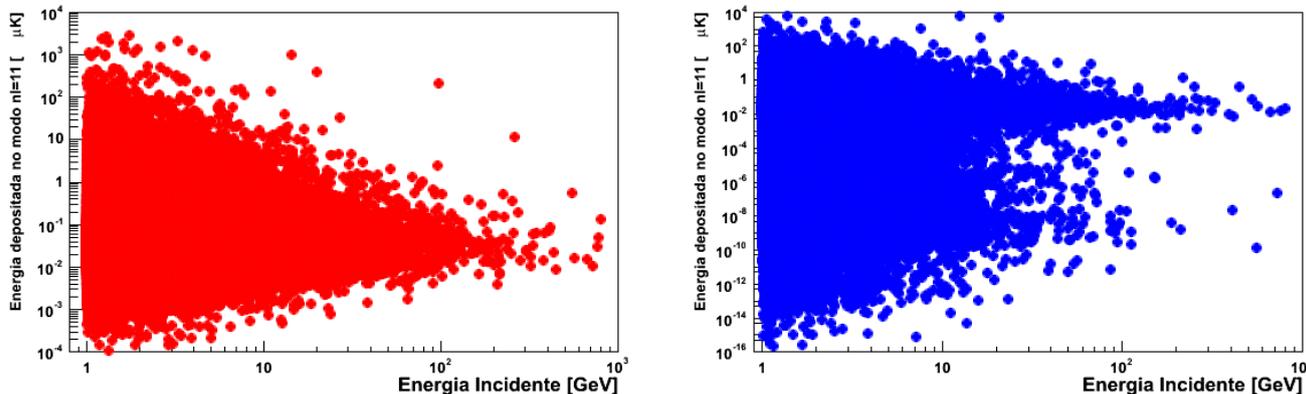


Figura 7.8 - Energia depositada no modo normal  $nl=11$  quando há interação apenas com a esfera (vermelho) e esfera mais prédio (azul).

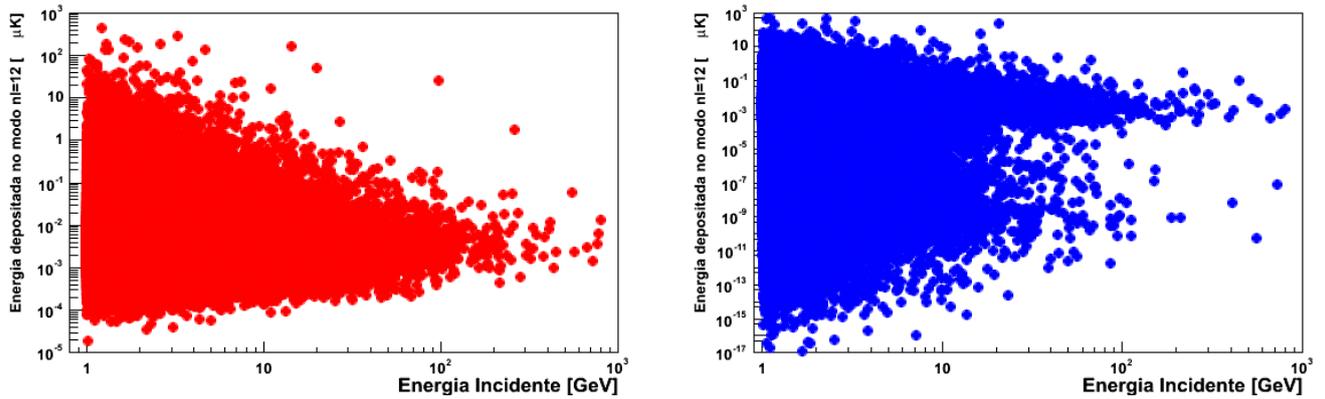


Figura 7.9 - Energia depositada no modo normal  $nl=12$  quando há interação apenas com a esfera (vermelho) e esfera mais prédio (azul).

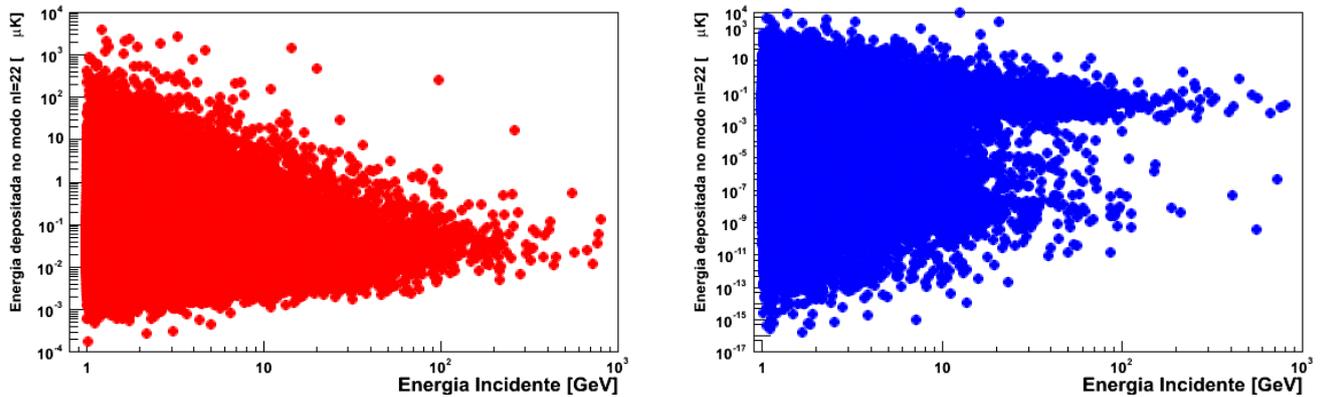


Figura 7.10 - Energia depositada no modo normal  $nl=22$  quando há interação apenas com a esfera (vermelho) e esfera mais prédio (azul).

Os prótons diferentemente dos múons são constituídos de partículas subatômicas (quarks), logo interagem não apenas fracamente mas fortemente com a matéria. Quanto maior a energia dos prótons maior será sua probabilidade de interação com a esfera e os constituintes do prédio, produzindo uma cascata de partículas secundárias que depositarão energia, contribuindo fortemente para o aumento da energia depositada nos modos, como pode ser observado nas figuras acima.

Os resultados obtidos acima são essenciais para que possamos estimar a taxa esperada de eventos devido aos raios cósmicos na antena gravitacional. Como mencionado anteriormente, apenas os modos  $nl=10$  e  $nl=12$  serão monitorados, logo serão calculadas as taxas esperadas somente para estes modos. O cálculo das taxas são apresentados na seção seguinte.

## 7.6 Taxa de eventos na antena gravitacional

A esfera possui um ruído intrínseco próprio devido à vários fatores citados em capítulos anteriores. Este ruído define qual a amplitude de sensibilidade que a esfera consegue operar. Entretanto, esta sensibilidade pode ser convertida em temperatura de ruído. Sendo a taxa de eventos devido aos raios cósmicos esperada na antena gravitacional dependente diretamente desta temperatura de ruído. A temperatura de ruído a 4,2 K é de aproximadamente  $2,2 \times 10^{-5}$  K com uma sensibilidade de  $h \approx 10^{-21} \text{ Hz}^{-1/2}$  (COSTA, 2005). Para determinar esta taxa de eventos baseou-se no procedimento adotado por Stanford (CHIANG et al., 1992).

A quantidade de eventos devido à uma dada temperatura de ruído na antena é descrita pela seguinte função (COSTA, 2005):

$$N = N_0 \times \exp\left(\frac{-T}{T_{\text{ruído}}}\right) \quad (7.54)$$

onde  $N$  é o número de eventos (taxa) que ocorrem a uma dada temperatura  $T$ ,  $T_{\text{ruído}}$  é a temperatura de ruído e  $N_0$  é a quantidade total de amostragens possíveis de se realizar em um determinado tempo, ou seja, o número de amostragens do detector vezes um intervalo de tempo. A taxa de amostragem utilizada é 15625 Hz e o intervalo de tempo de um dia, 86400 s.

É preciso que o ruído gerado por uma partícula seja maior do que os ruídos browniano, vibracional, eletrônico, térmico e entre outros, para que ele possa ser detectado. Através da Eq. 7.54 obteremos a taxa de eventos devido ao ruído browniano.

A distribuição em energia do feixe de partículas incidentes na simulação Geant4 nos fornece o número integrado em energia de eventos por área, tempo e ângulo sólido que depositam energia na esfera. Logo construindo histogramas da energia depositada nos modos  $nl=10$  e  $nl=12$ , e atribuindo um peso correspondente ao fluxo de hádrons e múons isolados para a cidade de São Paulo integrado em área, energia, ângulo sólido e tempo (equivalente a um dia), obtemos a taxa de eventos por dia para estes modos (metodologia adotada por Chiang (CHIANG et al., 1992)). Desta forma, será plotado em um único gráfico a curva da taxa de eventos obtidos ao dia e a Eq. 7.54.

Foram considerados três regimes de operação da antena, ou seja, três valores distintos para  $T_{\text{ruído}}$ , sendo eles  $10^{-5}$ ,  $10^{-6}$  e  $10^{-7}$  K. Estes valores refletem a sensibilidade da

esfera no limite quântico. O valor de  $10^{-5}$  K refere-se a sensibilidade projetada da esfera e  $10^{-7}$  K corresponde a sensibilidade no limite quântico. A sensibilidade da esfera será maior, quanto menor for o valor de  $T_{ruído}$ , logo uma quantidade maior de ruído gerado devido aos raios cósmicos serão sensibilizados pela esfera.

Na Figura 7.11 são mostrados a taxa de eventos esperada por dia (fluxo integrado) no modo fundamental  $nl=10$  e a função de ruído da esfera (com os três regimes de operação da antena) para múons, que segue uma distribuição gaussiana.

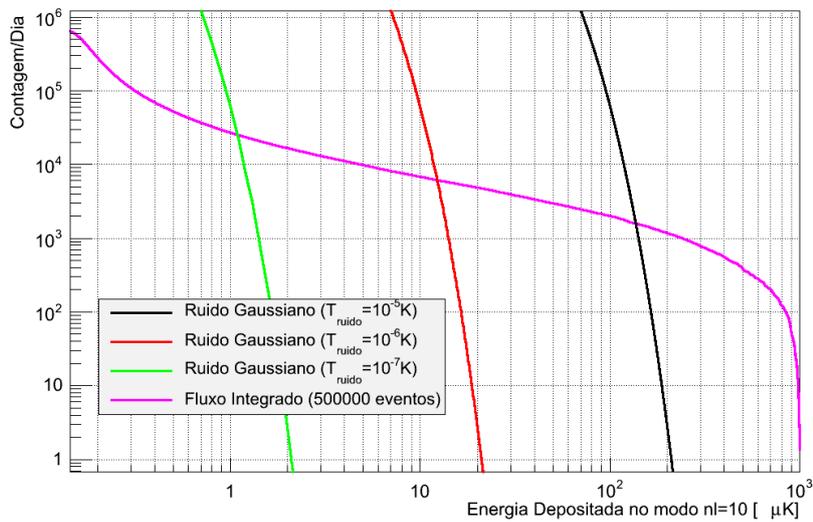


Figura 7.11 - Taxa de múons na esfera por dia com sensibilidade de  $10^{-5}$ ,  $10^{-6}$  e  $10^{-7}$  K.

Nesta imagem o número de eventos devido aos múons que geram um ruído que possa interferir na antena gravitacional compreende ao ponto de intersecção entre a taxa esperada (fluxo integrado) e ruído gaussiano. O número de eventos devido aos múons para as três  $T_{ruído}$  são mostrados na Tabela 7.1.

A taxa esperada e a distribuição de ruído da esfera para prótons é apresentada na Figura 7.12.

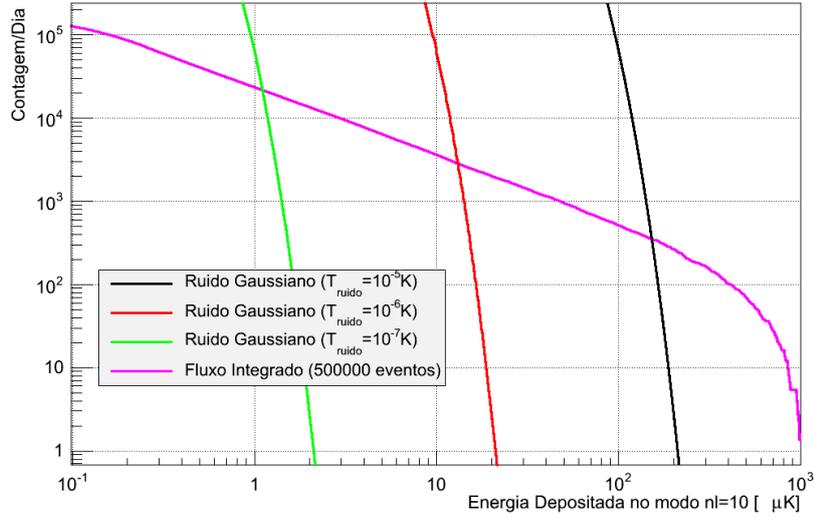


Figura 7.12 - Taxa de prótons na esfera por dia com sensibilidade de  $10^{-5}$ ,  $10^{-6}$  e  $10^{-7}$  K.

Na Tabela 7.1 são apresentadas a quantidade estimada de prótons e múons esperada na antena gravitacional durante um dia para as sensibilidades  $10^{-5}$ ,  $10^{-6}$  e  $10^{-7}$  K. Entretanto, é importante ressaltar que o fenômeno que produz um maior ruído na antena são os chuviscos atmosféricos extensos (CAE).

Tabela 7.1 - Taxa de eventos esperada na esfera por dia.

$T_{ruído}$ K	Nº de Múons/Dia	Nº de Prótons/Dia
$10^{-5}$	318	354
$10^{-6}$	1237	2773
$10^{-7}$	4791	21133

A quantidade de energia depositada nos modos normais da esfera por prótons é menor do que múons, como pode ser observado na seção anterior. Isto deve-se à estas partículas possuírem uma maior seção de choque e conseqüentemente uma maior probabilidade de interação com o meio material (estrutura do prédio) ao longo de suas trajetórias, sofrendo grandes deflexões. Entretanto, de acordo com os valores na tabela e as figuras acima, podemos observar uma taxa de eventos maior devido à prótons que é sensibilizada pelo modo  $nl=10$  do que para múons. Isto deve-se ao fato de que para a faixa de energia que estamos considerando para prótons (1 GeV - 1 TeV), há um fluxo maior de partículas a nível do mar do que para múons para a faixa de energia correspondente de 100 GeV a 100 TeV. Além disso, diminuindo-se

$T_{\text{ruído}}$ , aumenta-se a sensibilidade de detecção de ondas gravitacionais e consequentemente a frequência de eventos devido aos raios cósmicos que são sensibilizados pela antena gravitacional. Logo um número maior de eventos é registrado pelo sistema de aquisição de dados do detector.

Nas Figuras 7.13 e 7.14 e Tabela 7.2 são mostradas as taxas esperadas de múons e prótons na esfera para sensibilidades de  $10^{-5}$ ,  $10^{-6}$  e  $10^{-7}$  K no modo fundamental  $nl=12$ .

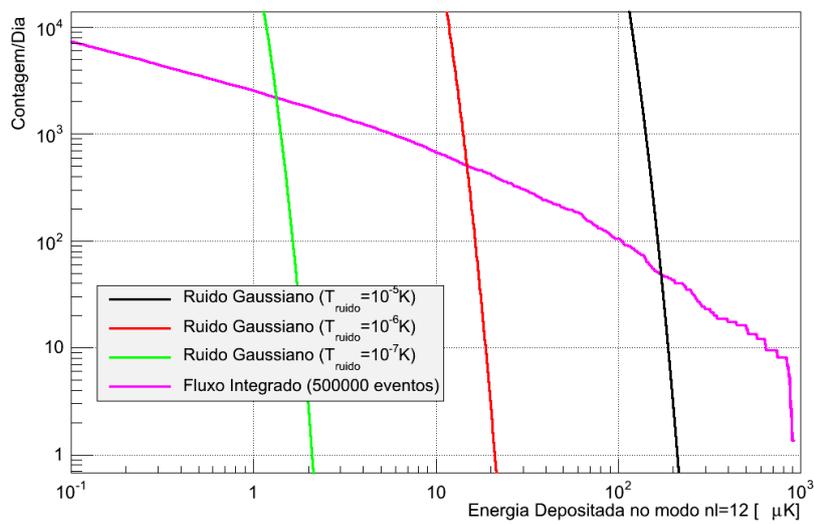


Figura 7.13 - Taxa de múons na esfera por dia com sensibilidade de  $10^{-5}$ ,  $10^{-6}$  e  $10^{-7}$  K.

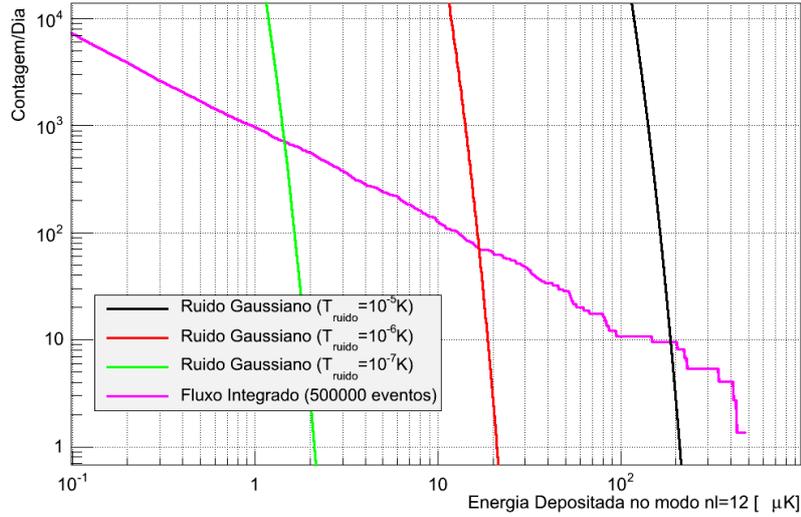


Figura 7.14 - Taxa de prótons na esfera por dia com sensibilidade de  $10^{-5}$ ,  $10^{-6}$  e  $10^{-7}$  K.

Tabela 7.2 - Taxa de eventos esperada na esfera por dia.

$T_{ruído}$ K	Nº de Múons/Dia	Nº de Prótons/Dia
$10^{-5}$	10	9
$10^{-6}$	99	70
$10^{-7}$	436	698

Destas imagens e tabela, podemos observar uma similaridade entre as taxas de eventos devido a prótons e múons que são sensibilizadas pelo modo  $nl=12$ . Além do mais, com base no comportamento dos modos normais da esfera em relação ao ponto de interação no interior desta, o modo  $nl=10$  é mais sensível a partículas que interagem em regiões próxima ao centro da esfera. Enquanto que o modo  $nl=12$ , a partículas que interagem em regiões próximas a extremidade da esfera. Como a distribuição angular do feixe de partículas, criado via simulação Geant4, é uma distribuição focada próxima ao centro da esfera, a quantidade de partículas que irão interagir em regiões próxima ao centro desta é maior do que em regiões próximas a extremidade. Isto reflete no maior número de eventos de prótons e múons que são sensibilizados pelo modo  $nl=10$  do que pelo modo  $nl=12$ .

A simulação Geant4 realizada não é capaz de realizar um cálculo eficiente e preciso do número de eventos devido aos CAEs. O modo mais adequado a se fazer é realizarmos a simulação via Geant4 junto ao pacote CORSIKA (Cosmic Ray Simulations for KASCADE) (HECK et al., 1998), que é um software utilizado para simulação de CAEs

induzidos por raios cósmicos altamente energéticos. Este software seria utilizado como um *input* do fluxo de partículas na simulação Geant4.

Para obtermos uma estimativa de eventos devido aos CAEs, utilizaremos os dados obtidos pelo grupo NAUTILUS (ASTONE et al., 2008), que possui um conjunto de detectores de partículas para medir CAEs e estudar a interação destes eventos com o detector de massa resonante NAUTILUS. Este grupo de pesquisa obteve a taxa de eventos esperada no detector para hádrons isolados, múons e CAEs através de simulações computacionais. Confrontando os resultados obtidos com os experimentais adquiridos pelo sistema de veto de raios cósmicos, pode averiguar a validação do modelo teórico, que concordou com os resultados experimentais.

Há uma relação entre a taxa de hádrons isolados e a taxa de CAEs, cujo valor está em torno de 0,5, ou seja, a taxa devido aos CAEs é aproximadamente o dobro da taxa devido aos hádrons (ASTONE et al., 2008).

Para obtermos a taxa esperada na antena Schenberg devido aos CAEs, utilizaremos a razão entre a nossa taxa de hádrons isolados e a taxa de CAEs como sendo 0,5, porém com algumas considerações. Primeiramente o prédio onde o detector NAUTILUS está instalado é coberto apenas por uma telha fina, acarretando em uma fraca blindagem da componente eletromagnética. Logo, devido ao detector Schenberg estar localizado no interior de um prédio com estruturas de concreto, e além disso, haver um sistema de isolamento vibracional acima da esfera, a taxa esperada deverá ser menor que 0,5. Em segundo, outro fator que conduz a um menor valor da taxa esperada na antena, é o fato da esfera ser menos sensível aos raios cósmicos do que os detectores de barra. Assim, assumindo este valor para a razão das taxas, estamos estimando um valor superior para o número de CAEs esperados na esfera. Este valor junto ao número total de eventos que interagem na esfera por dia para os modos  $nl=10$  e  $nl=12$  são mostrados nas Tabelas 7.3 e 7.4.

Tabela 7.3 - Taxa de eventos esperada na esfera por dia para o modo  $nl=10$ .

$T_{ruido}K$	Nº de Múons/Dia	Nº de Prótons/Dia	CAEs/Dia	Total de eventos/Dia
$10^{-5}$	318	354	708	1380
$10^{-6}$	1237	2773	5546	9556
$10^{-7}$	4791	21133	42266	68190

Tabela 7.4 - Taxa de eventos esperada na esfera por dia para o modo nl=12.

$T_{rudo}K$	Nº de Múons/Dia	Nº de Prótons/Dia	CAEs/Dia	Total de eventos/Dia
$10^{-5}$	10	9	18	37
$10^{-6}$	99	70	140	309
$10^{-7}$	436	698	1396	2530

Assim, temos o número total de eventos devido aos múons, prótons e CAEs que produzem um ruído que pode ser confundido com um sinal proveniente de uma onda gravitacional.

## 8 VETO DE RAIOS CÓSMICOS DA ANTENA MARIO SCHENBERG

O veto de raios cósmicos, instalado junto à antena gravitacional Schenberg no Instituto de Física da USP em São Paulo (Latitude  $-23^{\circ} 32' 51''$  e Longitude  $-46^{\circ} 38' 10''$ ), é um sistema de detecção de partículas da radiação cósmica otimizado para registrar altas densidades de partículas (número de partículas por área) que atingem a vizinhança da antena gravitacional e supostamente também interagem com a massa ressonante.

Os objetivos do veto de raios cósmicos são: *i*) identificar esses sinais acústicos na antena gravitacional; *ii*) servir como um instrumento de calibração em energia para a antena gravitacional e *iii*) estudar os atrasos temporais entre o momento da ressonância e o registo do tempo do evento no sistema de aquisição de dados.

A aquisição de dados do veto de raios cósmicos é independente da aquisição de dados da antena gravitacional. A procura por eventos da antena gravitacional disparados por partículas da radiação cósmica será realizada utilizando os tempos de chegadas dos eventos de ambos os sistemas de aquisição de dados.

Este sistema de detecção é constituído por três detectores de partículas construídos com cintiladores plásticos. Os divisores de tensão dos tubos fotomultiplicadores-PMTs foram modificados em modo a permitir a leitura do  $12^{\circ}$  dinodo, além do anodo. Os PMTs utilizados são Philips XP2040 e possuem 14 dinodos.

Os sinais dos anodos passam por um *splitter* antes de serem digitalizados pelo ADC. Um dos sinais de saída do *splitter*, denominado anodo10, é atenuado  $\times 10$ . Assim são registradas três cargas para cada detector: anodo, anodo atenuado  $\times 10$  e  $12^{\circ}$  dinodo. O pulso do  $12^{\circ}$  dinodo passa por um inversor de sinal, um Linear Fan-In Fan-Out, antes de ser digitalizado pelo ADC LeCroy2249W (TELEDYNELECROY, 2013a), instalada em um Crate CAMAC (??) que utiliza uma interface GPIB (??), LeCroy 8901A.

Nas saídas dos *splitters* estão conectados um atenuador  $\times 10$  de 50 Ohm e na saída do anodo um conector de 50 Ohm. Isto faz com que o trigger, realizado com o pulso do anodo do detector 1 discriminado no Programable Dual Gate Generator (Lecroy 2323A (TELEDYNELECROY, 2013d)), tenha um valor real igual a metade do limiar regulado no 2323A. Atualmente este limiar está regulado em 1000 mV.

Este sistema está adquirindo dados continuamente desde dezembro de 2011.

## 8.1 Aparato experimental para detecção de múons

Nesta seção são destacados os principais componentes do sistema de detecção e aquisição de dados de múons isolados da radiação cósmica, que atingem a superfície terrestre com distribuição angular que possui dependência zenital  $\cos^2\theta$ .

### 8.1.1 Detectores de partículas

Cada um dos três detectores é composto por um cilindro ( $h=10$  cm,  $R=10$  cm) de cintilador plástico acoplado com silicone ótico a uma fotomultiplicadora-PMT Philips XP2040 (14 estágios). As caixas herméticas que acondicionam as PMTs e os cintiladores foram construídas com aço inoxidável (Figura 8.1). No interior da caixa um cilindro de mu-metal envolve o tubo fotomultiplicador.



Figura 8.1 - Fotografia dos detectores com divisores de tensão (UNICAMP, em 2011).

Para aumentar a quantidade de fótons produzidos no cintilador que chegam ao fotocátodo da PMT o cintilador foi envolto com uma folha de Tyvek. Este é um material feito com fibras de polietileno não-direcionais e distribuídas aleatoriamente de forma contínua. Devido à sua alta refletância é amplamente utilizado como refletor de luz em diversos experimentos de detecção de partículas cósmicas. Isto foi estudado em diversos experimentos, que mediram diretamente a distribuição da intensidade da luz refletida pelo Tyvek no plano de luz incidente.

Medidas de refletância difusa total para diferentes materiais que pudessem envolver o cintilador foram realizadas e o Tyvek foi o melhor material (ESCOBAR et al., 1999). Os resultados destas medidas estão resumidos na Figura 8.2. A Figura 8.3 mostra o

cintilador sendo envolvido pela folha de Tyvek.

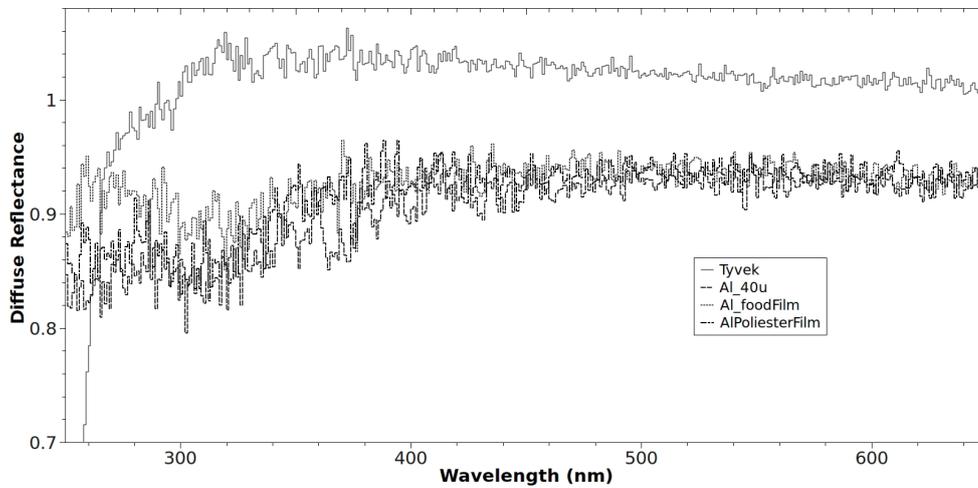


Figura 8.2 - Refletância difusa para folha de Tyvek, Alumínio e folhas aluminizadas.



Figura 8.3 - Cintilador sendo envolto pela folha de Tyvek.

### 8.1.2 Divisor de tensão modificado

Um divisor de tensão modificado que permite a leitura do ânodo e do antepenúltimo dinódodo tubo da fotomultiplicadora é utilizado. A fotomultiplicadora utilizada é um modelo XP2040 de 14 dinodos, fabricada pela Philips. Essa modificação do divisor de tensão tem por objetivo o aumento da faixa de leitura utilizando dois valores de ganho da fotomultiplicadora. O diagrama elétrico contendo valores do

resistores e capacitores utilizados é apresentado na Figura 8.4. Um potenciômetro de 100 K multivolta foi colocado em série com um resistor na entrada do divisor. O valor do resistor em série foi escolhido de modo a reduzir a tensão de entrada para um valor ideal de tensão da PMT utilizada, enquanto o potenciômetro permite variar este valor de 70 V.

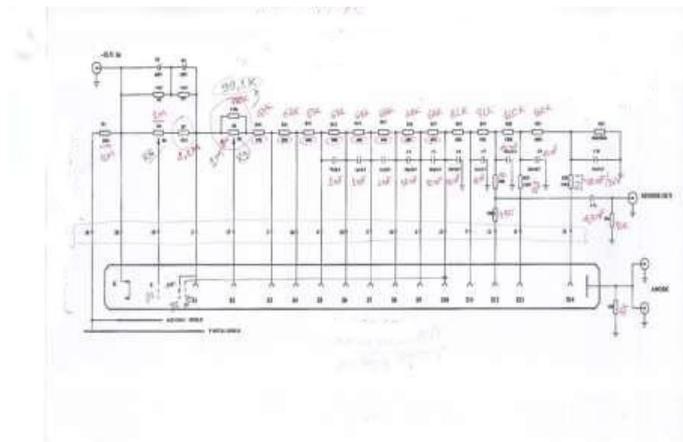


Figura 8.4 - Esquema elétrico do divisor de tensão modificado.

### 8.1.3 Crate CAMAC

O crate CAMAC LeCroy modelo 8025 (Figura 8.5) engloba os módulos eletrônicos utilizados no trigger (disparo) da aquisição de dados, na inversão da polaridade dos pulsos dos 12<sup>o</sup> dinodos e o módulo ADC. Foi utilizada uma interface GPIB-CAMAC (GPIB interface LeCroy modelo 8901A) que permite o controle dos módulos CAMAC via protocolo GPIB.



Figura 8.5 - Crate Camac LeCroy modelo 8025. Acima do crate esta a fonte de alta tensão Bertan. Os módulos Camac (da esquerda para direita) são: Linear Fan-In Fan-Out LeCroy mod. 428F; Programable Dual Gate Generator LeCroy mod. 2323A; ADC LeCroy mod. 2249W; Crate Crontrroller CAMAC-GPIB LeCroy mod.8901A.

O módulo que realiza a inversão do pulso dos dinodos é um módulo NIM (LeCroy modelo 428F). Um adaptador NIM-CAMAC (LeCroy 4501A rev B) foi utilizado para colocá-lo no crate CAMAC.

#### 8.1.4 Fonte de Alta Tensão

A fonte de alta tensão utilizada neste aparato experimental é Bertan series 225, modelo 225-03R. A escolha desta fonte deve-se a esta ser uma fonte de alta tensão excelente e por possuir um preço bastante acessível. Ela possui interface GPIB (IEEE-488) e uma corrente elétrica máxima de 10 mA. A tensão pode ser ajustada até 3000 V. A polaridade é reversível. No caso deste experimento é utilizada polaridade negativa para as PMTs. O ripple é 300 mV, a resolução na tensão é de 100 mV e a resolução na corrente 1  $\mu$ A. A estabilidade é melhor do que 0,01%.

Para alimentar todos os detectores com apenas uma fonte de alta tensão foi construída uma caixa de derivação de alta tensão. Esta caixa (vide Figura 8.6), possui um cabo de HV longo para que ela possa ser ligada a fonte Bertan que encontra-se longe dos detectores e três cabos de saída que irão alimentar os detectores. Uma saída auxiliar com conector SHV permite alimentar um eventual detector auxiliar. Outros dois cabos de saída já estão previstos na disposição interna da caixa de derivação. A regulagem individual da tensão de trabalho de cada detector é feita com o potenciômetro instalado na entrada do divisor de tensão.



Figura 8.6 - Configuração hardware de alta tensão.

#### 8.1.4.1 Tensão de trabalho dos detectores

A alta tensão de trabalho nos detectores é a menor tensão que produz um espectro de múons separado do ruído do pedestal. A aquisição de dados é realizada com auto-trigger, utilizando uma discriminação de  $-20 \text{ mV}/50 \text{ Ohm}$ . Com esta tensão de trabalho são otimizados a linearidade do sistema, a vida útil, o alcance máximo do ADC, e permite a calibração periódica da carga de referência para uma partícula utilizando os múons da radiação cósmica.

Na Figura 8.7 é mostrado o gráfico de contagem por alta tensão para o detector 1 e sua derivação. Como fonte de partículas foi utilizada a radiação cósmica local, predominantemente múons. Através destes dados podemos observar que a razão sinal/ruído do detector permite separar as componentes do espectro (ruído termiônico da PMT e sinal da partícula).

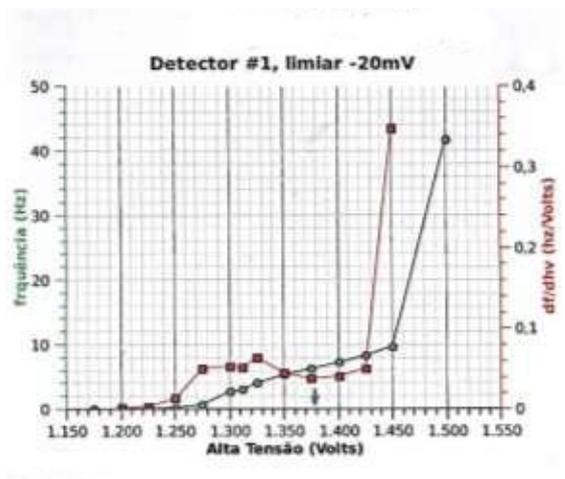


Figura 8.7 - Gráfico da taxa em função da alta tensão para um limiar de discriminação fixo em -20 mV para o detector 1 e sua derivada ( $df/dh\nu$ ), utilizando múons de radiação cósmica.

### 8.1.5 Calibração do sistema de veto de raios cósmicos

Para cada detector três cargas são medidas: o anodo a1, o anodo atenuado por um fator 10, a10, e finalmente o 12º dinodo, d12. Foi verificada a linearidade das respostas dos detectores entre as faixas a1, a10 e d12. A Figura 8.8 (COSTA et al., 2013) mostra a linearidade entre a10 e a1 (esquerda) e entre a10 e d12 (direita). O espectro de carga de múons isolados do detector 1 é apresentado na 8.9 (COSTA et al., 2013). O valor da carga média por múon é de  $11,24 \pm 7,07$  pC.

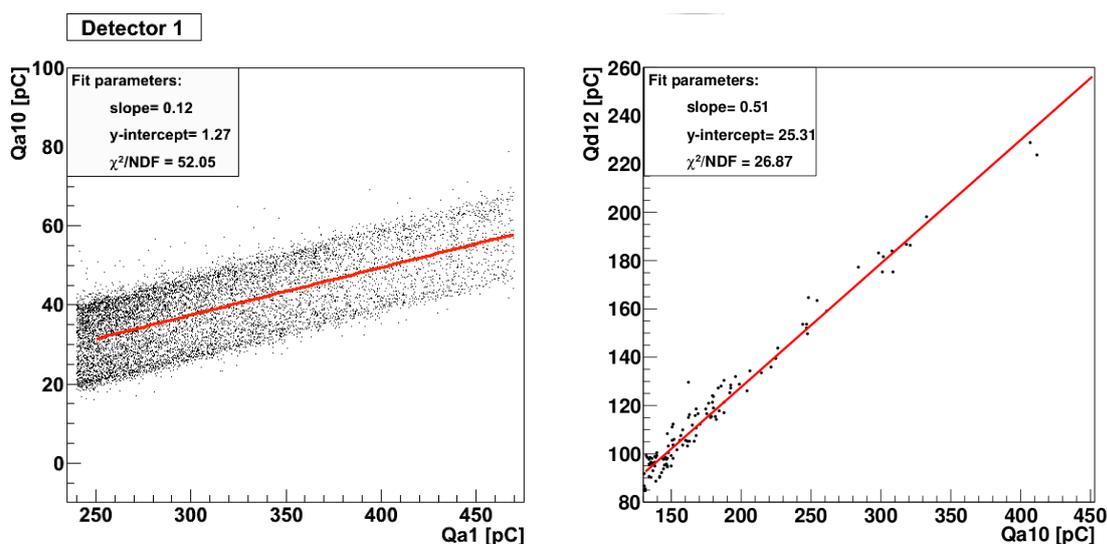


Figura 8.8 - Linearidade entre a10 e a1 (esquerda) e entre a10 e d12 (direita).

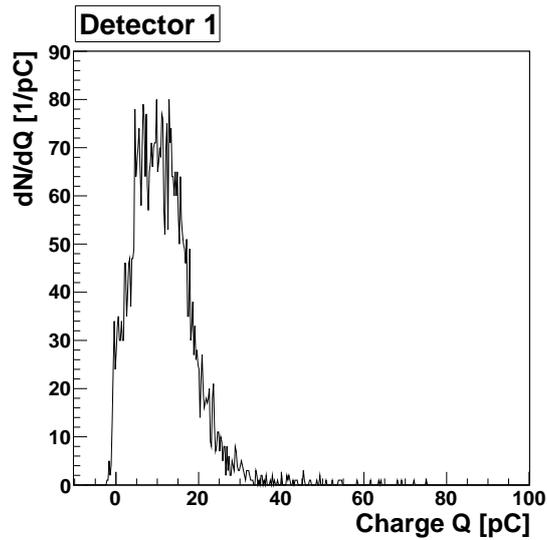


Figura 8.9 - Espectro de carga de múons isolados do detector 1.

## 8.2 Simulação do veto de raios cósmicos

Além da simulação realizada da interação de partículas, prótons e múons, com a esfera de massa ressonante e o prédio, fez-se uma simulação, utilizando o pacote ferramental Geant4, da interação de múons com o sistema de veto dos raios cósmicos instalado próximo a antena gravitacional, de modo a comparar os valores integrados desses resultados com os dados obtidos experimentalmente.

### 8.2.1 Geometria e materiais

A construção de toda a geometria utilizada na simulação foi baseada em imagens do sistema de detecção do veto, e em figuras que possuíam as dimensões exatas de todo arranjo estrutural do veto (Figuras 8.10 e 8.11).

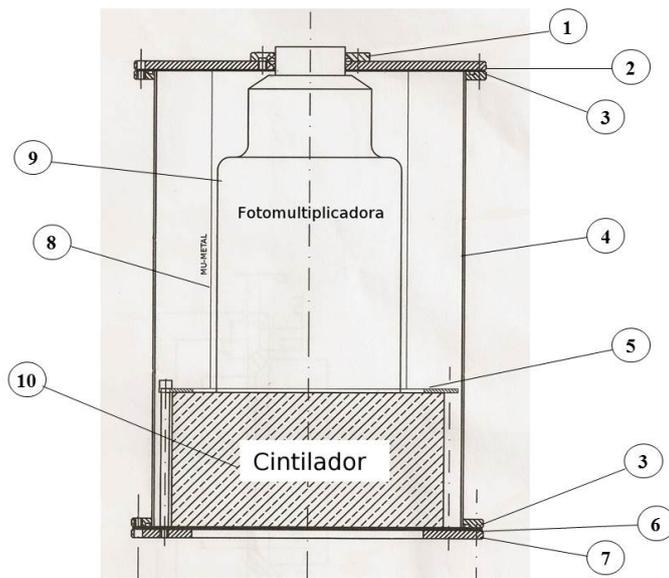


Figura 8.10 - Estrutura do sistema de veto de raios cósmicos.

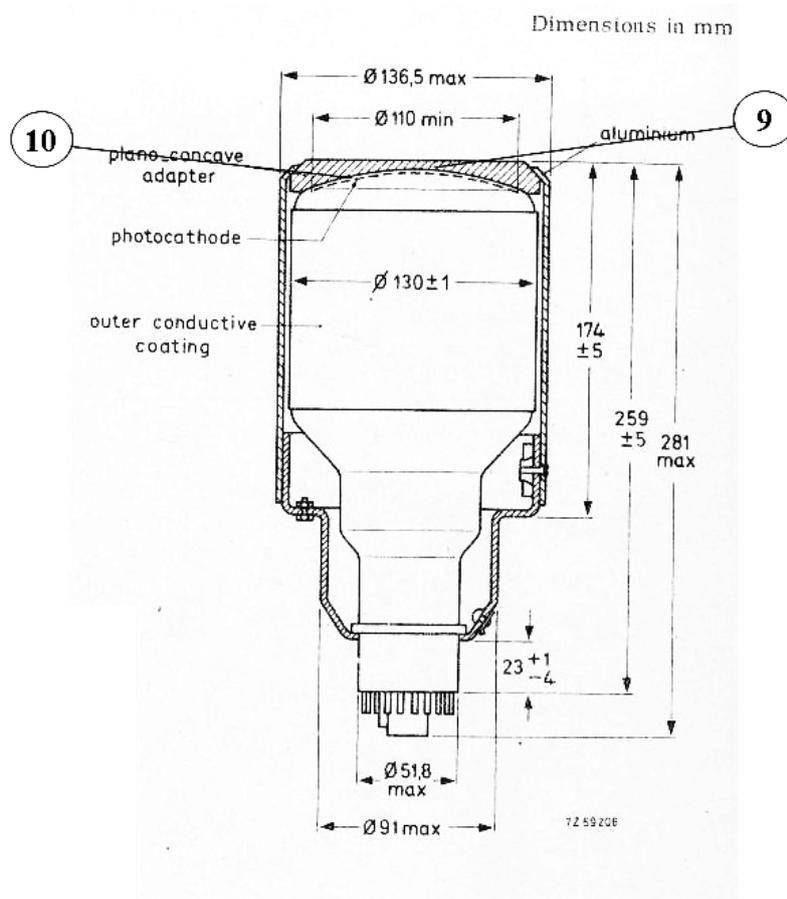


Figura 8.11 - Descrição das dimensões da estrutura e constituintes (fotocátodo e janela de quartzo) da fotomultiplicadora.

O fotocátodo utilizado na fotomultiplicadora, o Bialkali, possui comprimento de onda para máxima resposta em torno de 400 nm e eficiência quântica de aproximadamente 20%.

Na Tabela 8.1 consta as dimensões dos constituintes do veto e seus respectivos materiais. Na primeira coluna consta a numeração das regiões que estão mostradas em ambas as figuras acima.

Tabela 8.1 - Componentes do sistema de veto de raios cósmicos.

Item	Descrição	Material
1	Disco com diâmetro de 95 X 6,3mm	INOX304
2	Disco com diâmetro de 267 X 6,3mm	INOX304
3	Anel com diâmetro externo de 267 X 224 X 6,3mm	INOX304
4	Chapa com 740 X 360 X 1,27mm	INOX304
5	Anel com diâmetro externo de 226 X 165 X 3mm	INOX304
6	Chapa com 300 X 300 X 1mm	INOX304
7	Anel com diâmetro externo de 267 X 175 X 6,3mm	INOX304
8	Cilindro com 68,25 X 67,25 X 87mm	Mu-metal
9	Fotomultiplicadora com 67,25 X 65,25 X 87mm	Vidro
10	Cintilador plástico (S11 (A)) com 99 X 5mm	91,5%C8, 5%H
11	Janela de quartzo com 65,25 X 15mm	SiO <sub>2</sub>
12	Fotocátodo (Bialkali) com 55 X 1mm	SbCs

A simulação da geometria do sistema de veto com algumas das numerações indicativas da Tabela 8.1 pode ser observada na Figura 8.12.

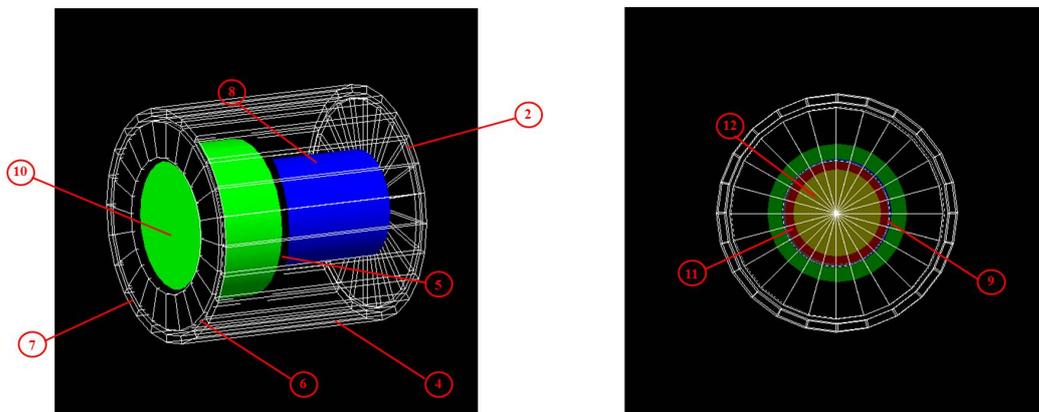


Figura 8.12 - Visão lateral (esquerda) e superior (direita) da geometria do sistema de veto.

Feita a construção da geometria do sistema de veto de raios cósmicos, a próxima etapa foi a determinação dos processos físicos envolvidos na interação dos múons com o sistema de detecção.

### 8.2.2 Processos Físicos

Os processos e os modelos físicos envolvidos na interação de múons com o arranjo de detecção são os mesmos utilizados para a simulação da interação de prótons e múons com a esfera de massa ressonante. Entretanto, como o detector de partículas é um cintilador, logo devemos levar em consideração os processos ópticos envolvidos na interação.

Geant4 é uma ferramenta bastante eficaz de modelar realisticamente a óptica dos detectores de cintilação e Cherenkov, bem como os guias de luz a eles associados. Neste caso a simulação inicia-se com a propagação de uma partícula carregada e termina-se com a detecção dos fótons ópticos produzidos em áreas foto-sensíveis.

Um fóton é denominado de óptico quando seu comprimento de onda é maior do que a distância atômica típica. Em Geant4 (GEANT4/CERN, 2013) o conceito de “fótons ópticos” é uma classe de partículas separada de raios gamas altamente energéticos. Esta implementação permite que processos sejam associados a fótons ópticos que surgem da interação eletromagnética.

Os processo ópticos disponíveis são reflexão e refração, absorção e espalhamento Rayleigh. Em cada caso, as propriedades ópticas do meio são armazenadas em uma tabela de propriedades que é associada ao material. Além do mais, todas as propriedades podem ser expressas em função do momento do fóton.

Geant4 possui também processos que criam fótons ópticos, como mencionado acima, o processo de radiação cherenkov, transição de radiação e processos de cintilação.

Todo material cintilador possui um **light yield** característico, SCINTILLATIONYIELD, e uma resolução intrínseca, RESOLUTIONSCALE, que geralmente aumentam a distribuição estatística dos fótons produzidos. O número de fótons produzidos durante um evento varia em torno da média de fótons com uma largura dada por  $ResolutionScale * \sqrt{\text{número médio de fótons}}$ . O light yield médio, número médio de fótons, possui uma dependência linear com a deposição de energia local, mas ela pode diferir para partículas fracamente e não-fracamente ionizantes (GEANT4/CERN, 2013).

Um cintilador é também caracterizado pelo seu espectro de emissão e pelo decaimento exponencial do seu espectro de tempo. Em Geant4 o cintilador pode ter uma componente rápida e lenta. A força relativa da componente rápida como uma fração do scintillation yield total é dada pelo YIELDRATIO. O efeito de cintilação pode ser simulado especificando estes parâmetros empíricos para cada material. É importante que se especifique uma distribuição espectral relativa em função da energia do fóton para o material cintilador.

O cintilador utilizado na simulação é o EJ-208 (ELJEN TECHNOLOGY, 2013). Este cintilador possui o maior comprimento de onda de emissão dos cintiladores azuis comumente disponíveis, e, portanto são utilizados para aplicações que requerem guias de luz extensos ou complexos. Além do mais, um longo espectro de emissão fornece resistência adicional a danos causados pela radiação, dos quais o sintoma mais comum é o aumento da atenuação óptica para baixos comprimentos de onda.

Algumas propriedades físicas do cintilador são apresentadas na Tabela 8.2 abaixo.

Tabela 8.2 - Constantes físicas e de cintilação.

Light Output, % Anthraceno	60
Eficiência do Cintilador, fótons/1 MeV e <sup>-</sup>	9200
Comprimento de onda de máxima emissão, nm	435
Rise Time, ns	1,0
Tempo de Decaimento, ns	3,3
Largura do pulso, FWHM, ns	4,2
No. de átomos de H por cm <sup>3</sup> , x10 <sup>22</sup>	5,17
No. de átomos de C por cm <sup>3</sup> , x10 <sup>22</sup>	4,69
No. de elétrons por cm <sup>3</sup> , x10 <sup>23</sup>	3,33
Densidade, g/cc:	1,023

Algumas propriedades como o espectro de emissão do cintilador e eficiência quântica do fotocátodo são mostrados na Figura 8.13.

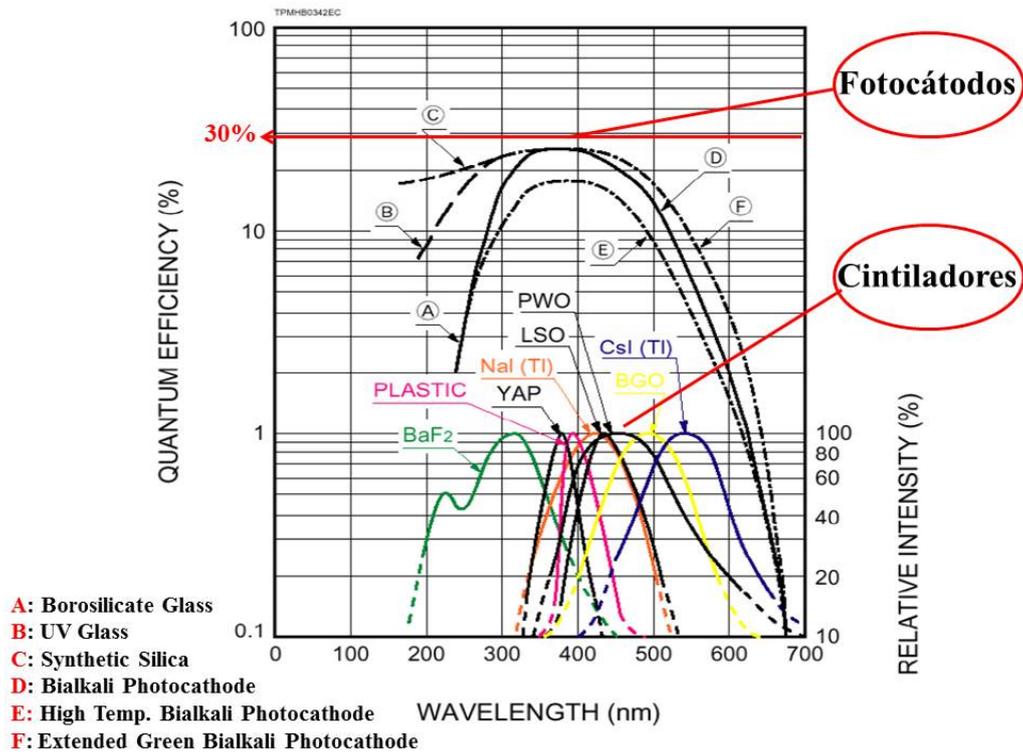


Figura 8.13 - Propriedades de diversos fotocátodos e cintiladores.

Nas Figuras 8.14 e 8.15 são mostrados o poder de freamento e o alcance CSDA para múons no cintilador polyvinyltoluene ( $[2\text{-CH}_3\text{C}_6\text{H}_4\text{CHCH}_2]_n$ ), com composição química descrita na Tabela 8.3.

Tabela 8.3 - Composição química do polyvinyltoluene (PARTICLE DATA GROUP, 2013).

Elemento	Z	Fração atômica	Fração em massa
H	1	10.00	0.085
C	6	9.03	0.915

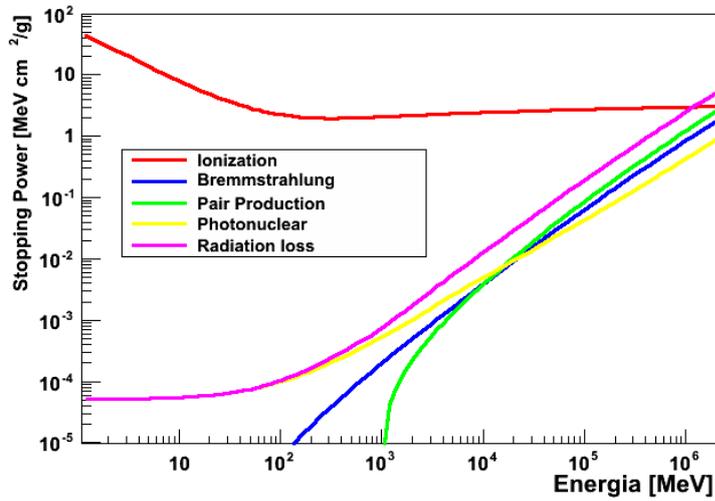


Figura 8.14 -  $dE/dX$  de múons no polyvinyltoluene  
 FONTE: (PARTICLE DATA GROUP, 2013).

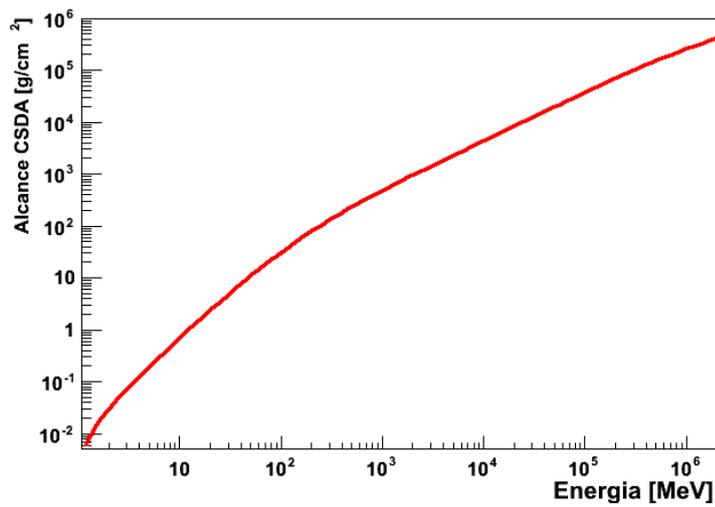


Figura 8.15 - Alcance CSDA de múons no polyvinyltoluene  
 FONTE: (PARTICLE DATA GROUP, 2013).

Além das características e propriedades físicas mencionadas acima, é preciso definir algumas propriedades ópticas de superfície, como para a folha de Tyvek que envolve o detector cintilador. Assim, na subseção seguinte é apresentado um modelo de reflexão de superfície que descreve o comportamento do fóton em uma superfície óptica (WANG et al., 2012).

### 8.2.2.1 Modelo de reflexão de superfície - Modelo UNIFIED

Para descrever a reflexão e transmissão de luz em uma superfície áspera, Geant4 fornece um modelo óptico flexível que é aplicável a uma gama de rugosidades de superfícies e comprimentos de onda. Ele permite o ajuste de parâmetros para controlar as contribuições relativas dos respectivos componentes: reflexão especular, reflexão difusa (Lambertiano), retroespalhamento, e refletividade da superfície total. Utilizando os cinco parâmetros, a intensidade refletida  $I$  é dada por:

$$I = R(\theta_i, n)[C_{sl}g(\alpha_r; 0, \sigma_\alpha) + C_{ss}\delta(\theta_i - \theta_r)\delta(\phi_r) + C_{bs}\delta(\theta_i + \theta_r)\delta(\phi_r) + C_{dl}(\cos(\theta_r))] \quad (8.1)$$

com

$$C_{sl} + C_{ss} + C_{bs} + C_{dl} = 1, \quad (8.2)$$

onde  $\theta_i$  é o ângulo incidente,  $\theta_r$  é o ângulo de reflexão com relação a normal, e  $\phi_r$  é o ângulo entre a projeção do fóton refletido na superfície e o plano de incidência. O parâmetro  $\alpha_r$ , que é o ângulo entre a normal da superfície e a normal da microface, segue uma distribuição Gaussiana com desvio padrão  $\sigma_\alpha$ , onde  $\sigma_\alpha$  caracteriza a rugosidade da superfície.  $R$  é a refletividade total da superfície,  $C_{sl}$  é a constante de lóbulo especular;  $C_{ss}$  é a constante de pico especular;  $C_{bs}$  é a constante de pico de esplachamento traseiro;  $C_{dl}$  é a constante de lóbulo difuso, e sua intensidade de reflexão obedece a lei de Lambert (BORN; WOLF, 1975). A Figura 8.16(a) (WANG et al., 2012) mostra a distribuição angular polar da luz incidente em uma superfície rugosa, com a distribuição de várias fontes identificadas. O sistema de coordenada utilizado no modelo e os parâmetros geométricos na Eq. 8.1 estão descritos na Figura 8.16(b) (WANG et al., 2012).

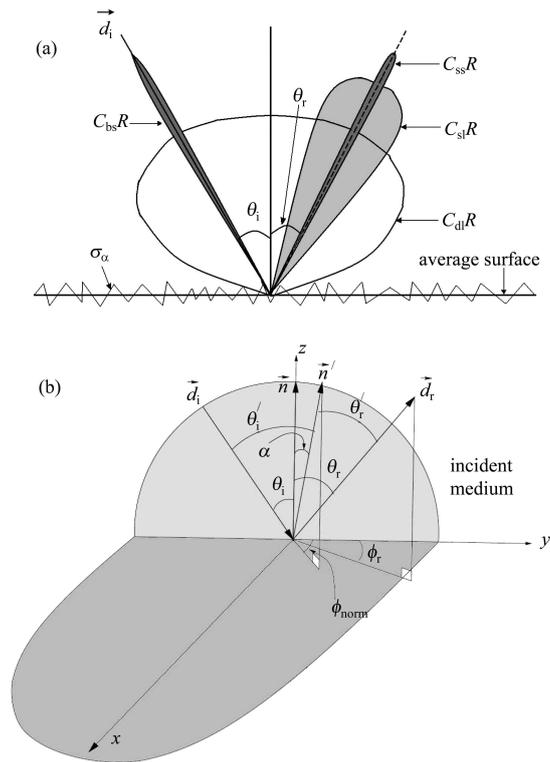


Figura 8.16 - (a) Desenho qualitativamente ilustrando as componentes da intensidade de radiação no modelo UNIFIED. O vetor direçãodo fóton incidente é dado por  $\vec{d}_i$ ; (b) O sistema de coordenada utilizado no modelo de superfície coma definição dos parâmetros geométricos.

De acordo com as características físicas do Tyvek, a probabilidade de ocorrência dos processos de *specular spike* e *backscatter spike* é muito pequena, assim  $C_{bs}$  e  $C_{ss}$  possuem valor zero, restando apenas  $R$ ,  $C_{sl}$  e  $\sigma_\alpha$  como parâmetros ópticos. Há várias medidas da dependência da refletividade do Tyvek com o ângulo de reflexão (FILEVICH et al., 1999).

Todas essas propriedades descritas acima foram implementadas na simulação para se obter corretamente o número de fótons que são emitidos pelo cintilador e que ao passarem por um caminho óptico conseguem atingir o fotocátodo, emitindo fotoelétrons que são multiplicados pelos dinodos da fotomultiplicadora por meio de emissão secundária. Um pulso de corrente chega ao anodo, resultando em um pulso de voltagem que é amplificado, analisado e posteriormente contado. A amplitude do pulso é proporcional ao número de fótons produzidos no cristal, que por sua vez é proporcional à energia da radiação liberada no mesmo. E assim podemos determinar o espectro de carga de partículas que interagiram com os detectores cintiladores.

### 8.2.3 Resultados obtidos com a simulação

Definida a geometria, as propriedades físicas dos materiais envolvidos na simulação e os processos físico de interação, iniciou-se a simulação através do lançamento de partículas sobre o detector. Vale lembrar que a distribuição de partículas incidentes sobre o arranjo de detecção possui a mesma geometria descrita para as partículas incidentes sobre a esfera, quando se estudou o efeito de blindagem exercida por camadas de concreto com diferentes espessuras sobre a mesma.

A fonte de partículas criada representa um feixe circular de múons com raio de aproximadamente 50 cm centralizada em (0, 0, -0.1) m sobre a superfície do detector. O espectro de energia emitido pela fonte é monoenergético com energia de 4 GeV, que corresponde a energia média que os múons atingem o nível do mar. A distribuição angular do feixe de partículas é uma distribuição focada sobre o cintilador, de modo a maximizar a quantidade de eventos que atingem o cintilador.

O espectro de energia primário de múons, bem como a distribuição espacial da fonte são mostrados nas Figuras 8.17 e 8.18. Vale lembrar que todos gráficos foram realizados utilizando o pacote de análise de dados ROOT (ROOT/CERN, 2013).

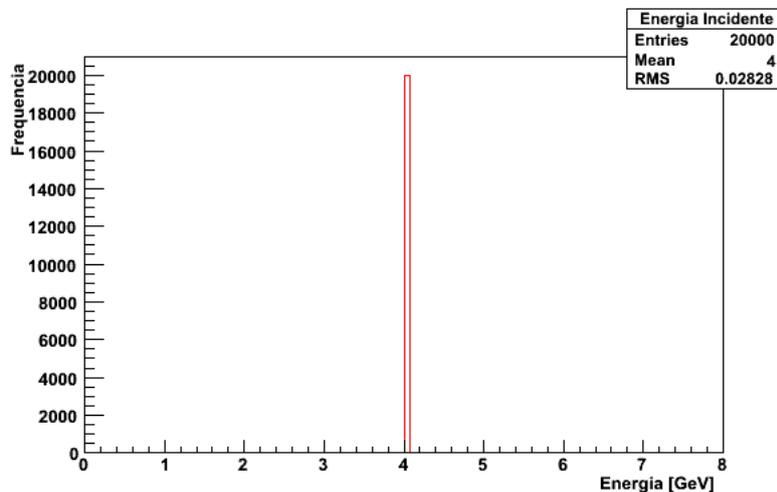


Figura 8.17 - Espectro de múons simulado.

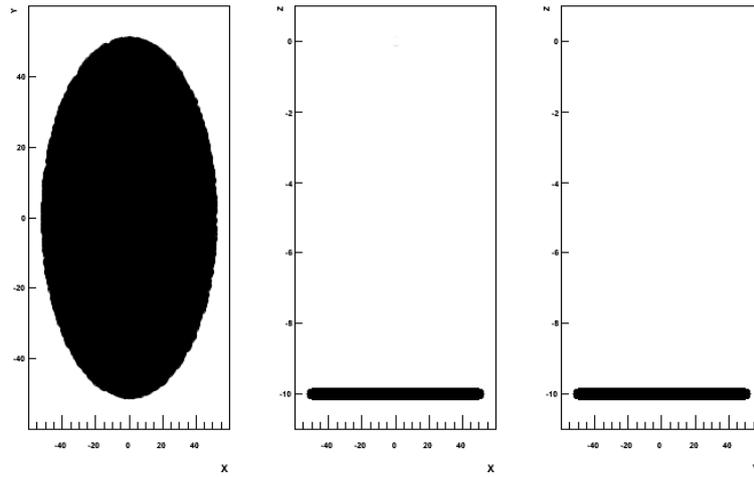


Figura 8.18 - Distribuição espacial (x,y,z) da fonte de partículas.

A Figura 8.19 mostra a interação de uma única partícula muônica com o sistema de veto. Devido à grande quantidade de fótons de cintilação produzidos na interação do múon com o cintilador, vemos a imagem completamente “verde”.

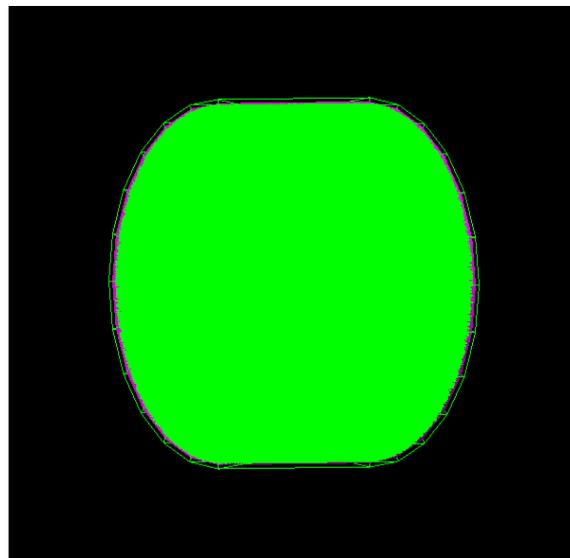


Figura 8.19 - Interação de um único múon com o detector de veto. A cor verde representa as partículas neutras, fótons cintiladores.).

Com os resultados obtidos, montamos histogramas da frequência dos eventos que ocorreram em função da energia depositada no cintilador (vide Figura 8.20). Fez-se um ajuste de uma distribuição de Landau para todos os histogramas mostrados a seguir. Como o detector cintilador é um contador proporcional, a quantidade de energia depositada no cintilador é proporcional ao número de fótons produzido no mesmo (como pode ser averiguado nas figuras seguintes).

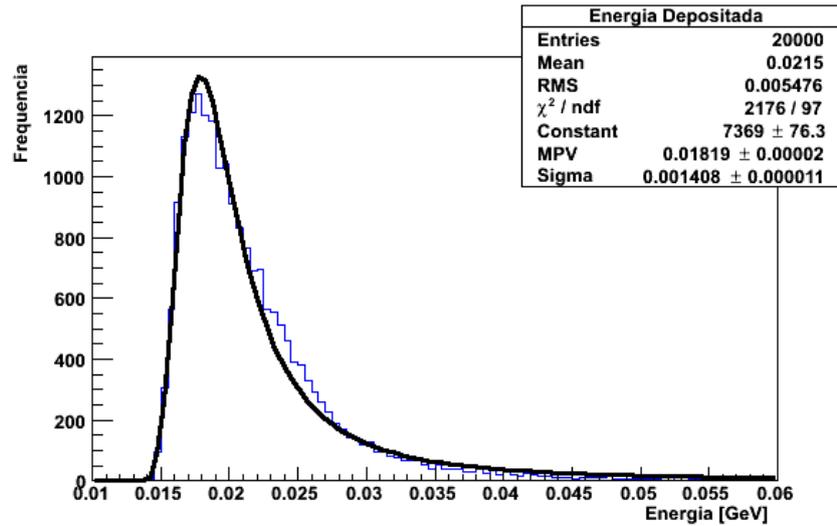


Figura 8.20 - Energia depositada por múons incidindo diretamente sobre o detector do veto.

As Figuras 8.21 e 8.22 mostram o número de fótons produzidos no cintilador e o número de fótons que atingem o fotocátodo na PMT.

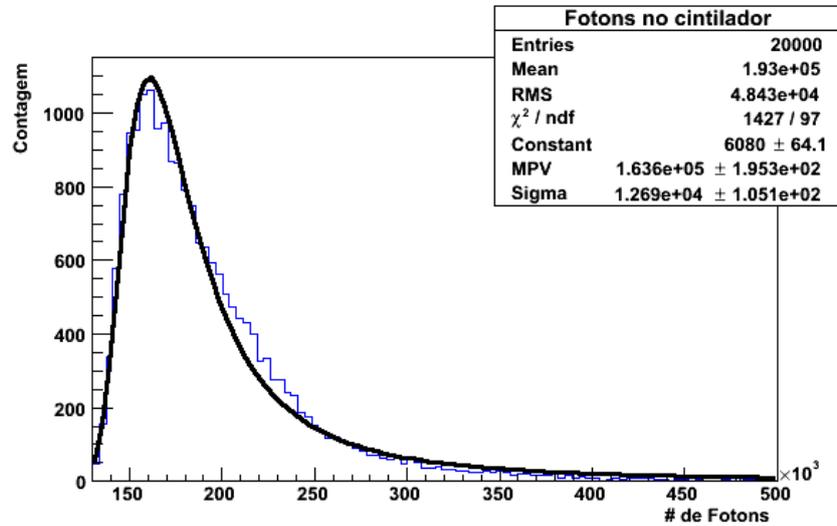


Figura 8.21 - Número de fótons produzidos no cintilador.

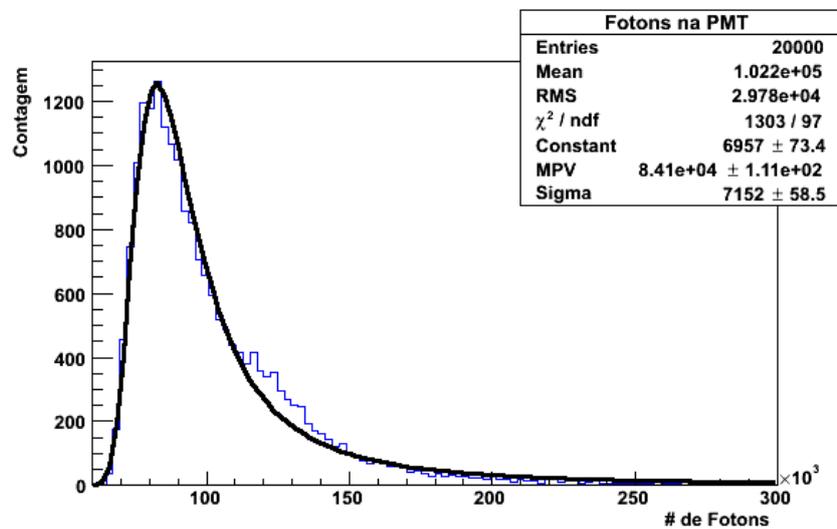


Figura 8.22 - Número de fótons que atingem o fotocátodo da PMT.

Determinado o número de fótons que chegam ao fotocátodo da PMT, o próximo passo é realizar a calibração da simulação, que é mostrada na subseção seguinte.

### 8.2.3.1 Validação do espectro de múons simulado

O detector cintilador trabalha no modo pulso de corrente. A quantidade de excitação produzida no cintilador é refletida na carga elétrica contida neste pulso, ou seja, a integral do pulso com respeito ao tempo. Considerando que a forma do pulso não mude de um evento a outro, esta integral é proporcional a amplitude do pulso. Assim, temos que a relação entre a energia depositada pela radiação e a carga total ou altura do pulso é a função resposta do detector, que é apresentada nesta subseção. Para obtermos a veracidade da função resposta, é necessário a calibração do espectro simulado com o experimental.

A calibração da simulação é feita convertendo-se o número de fótons,  $N_f$ , em fotoelétrons,  $N_e$ , através da relação 8.3 e comparando-a com o espectro experimental de múons isolados obtido pelo detector 1.

$$\eta = \frac{N_e}{N_f} \quad (8.3)$$

onde  $\eta$  é a eficiência quântica do fotocátodo, cujo valor é igual a 0,25%.

Entretanto, para realizar esta comparação adicionou ao espectro simulado o ruído gaussiano presente no espectro real e o ganho da fotomultiplicadora que é de aproximadamente 6000. Assim, obtemos a seguinte comparação (Figura 8.23).

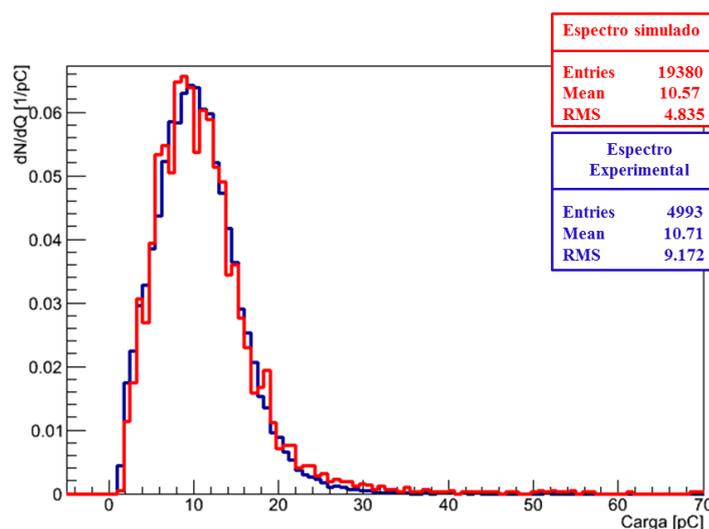


Figura 8.23 - Validação do espectro simulado de múons isolados.

Desta imagem podemos concluir que o espectro de energia simulado foi corretamente calibrado e pode ser utilizado para obtermos informações significativas e uma melhor compreensão a respeito do ruído gerado pelos múons no detector Mario Schenberg.

## 9 CONCLUSÃO

Através da simulação Geant4 da interação de partículas cósmicas incidentes, prótons e múons, com a antena gravitacional analisamos os processos de interação das partículas com o detector de ondas gravitacionais Mario Schenberg e o prédio onde o detector encontra-se instalado, bem como os efeitos de blindagem da estrutura do prédio sobre estas partículas cósmicas. Esta simulação em conjunto com o modelo termoacústico multiponto proporcionou o cálculo da energia depositada nos modos normais de vibração da esfera ( $nl=10, 11, 12$  e  $22$ ), na qual pudemos compreender o ruído gerado pelos raios cósmicos na esfera que pode ser camuflado por um sinal produzido por uma suposta onda gravitacional.

A respeito da taxa de eventos esperada na antena devido à prótons e múons, podemos concluir que com o aumento da sensibilidade da esfera, conforme nos aproximamos do limite quântico, a esfera torna-se mais sensível às interações das partículas cósmicas. Assim, tem-se um aumento da taxa de eventos que é sensibilizada pelos modos  $nl=10$  e  $nl=12$ , que correspondem aos modos que serão monitorados pela antena gravitacional.

Além do mais, como pôde-se observar a taxa de eventos devido aos prótons foi maior do que aos múons. Isto deve-se a faixa de energia que estamos considerando para prótons (1 GeV - 1 TeV) e múons (100 GeV - 100 TeV), havendo um fluxo maior de prótons do que múons. Além do mais, observou-se um número maior de eventos para o modo fundamental  $nl=10$  do que para  $nl=12$ . Para isso somam-se dois casos: *i)* a distribuição angular de partículas incidentes sobre a superfície do prédio é uma distribuição focada próxima a região central da esfera e *ii)* o modo  $nl=10$  é mais sensível a partículas que interagem em regiões próximas ao centro da esfera, enquanto o modo  $nl=12$  é mais sensível a partículas que interagem na extremidade da esfera.

Por meio da simulação Geant4 do sistema de veto de raios cósmicos pudemos melhor compreender os processos e fenômenos físicos da interação de múons com o detector cintilador, a produção de fótons cintiladores que ao interagirem com o fotocátodo da PMT produzem fotoelétrons que são multiplicados no interior da PMT, produzindo um sinal elétrico que é convertido em um sinal digital, cuja leitura nos fornece informações significativas a respeito da origem, energia e composição química das partículas cósmicas. Fazendo-se a calibração do espectro simulado com o espectro real de múons isolados pudemos averiguar a validação da simulação. E assim, obtivemos o espectro de energia depositada no detector de raios cósmicos.

Uma proposta de trabalho utilizando-se esta simulação seria a implantação do arranjo de detectores do sistema de veto, constituído por três detectores, junto a antena gravitacional no prédio para estudar os sinais termoacústicos e os dados obtidos pelo veto com os mesmos eventos simulados. Assim, seria realizada uma correlação entre o sinal detectado pelos cintiladores e o sinal de saída do detector Mario Schenberg, para que se possa excluir alguns sinais que venham a ser criados pelos raios cósmicos. Neste trabalho isso não foi possível devido à incompatibilidade dos códigos fontes de ambas simulações e o curto período de tempo para a realização do trabalho de pesquisa. Entretanto, os resultados obtidos são bastante favoráveis e significativos com relação ao ruído gerado pelos raios cósmicos na antena gravitacional Mario Schenberg.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

46

AGLIETTA, M. et al. Muon “depth-intensity” relation measured by the lvd underground experiment and cosmic-ray muon spectrum at sea level. **Physical Review D**, American Physical Society, v. 58, p. 092005, Oct 1998. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.58.092005>>. 40

ALLARD, D. et al. UHE nuclei propagation and the interpretation of the ankle in the cosmic-ray spectrum. **Astronomy & Astrophysics**, v. 443, p. L29–L32 astro-ph/0505566, dez. 2005. 23

APEL, W. et al. The spectrum of high-energy cosmic rays measured with KASCADE-Grande. **Astroparticle Physics**, v. 36, p. 183–194, ago. 2012. 22, 36

ASTONE, P. et al. Energetic cosmic rays observed by the resonant gravitational wave detector NAUTILUS. **Physics Letters B**, v. 499, p. 16–22, fev. 2001. 69

\_\_\_\_\_. Increasing the Bandwidth of Resonant Gravitational Antennas: The Case of Explorer. **Physical Review Letters**, v. 91, n. 11, p. 111101, set. 2003. 69

\_\_\_\_\_. Detection of high energy cosmic rays with the resonant gravitational wave detectors NAUTILUS and EXPLORER. **Astroparticle Physics**, v. 30, p. 200–208, nov. 2008. 69, 91

BASSAN, M. et al. Vibrational excitation induced by electron beam and cosmic rays in normal and superconductive aluminum bars. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A**, v. 659, p. 289–298, dez. 2011. 69

BEREZINSKY, V.; GAZIZOV, A.; GRIGORIEVA, S. On astrophysical solution to ultrahigh energy cosmic rays. **Physical Review D**, v. 74, n. 4, p. 043005, ago. 2006. 22

BERINGER, J. et al. Cosmic rays. 6 2012. Disponível em: <<http://pdg.lbl.gov>>. 22

\_\_\_\_\_. Review of Particle Physics. **Physical Review D**, v. 86, n. 1, p. 010001, jul. 2012. 21

BERON, B.; HOFSTADTER, R. Generation of Mechanical Vibrations by Penetrating Particles. **Physical Review Letters**, v. 23, p. 184–186, jul. 1969. 69

BEUERMANN, K. P.; WIBBERENZ, G. Secondary spectra of electrons and photons in the atmosphere. **Canadian Journal of Physics Supplement**, v. 46, p. 1034, 1968. 29

BIERMANN, P. L.; SIGL, G. Introduction to Cosmic Rays. In: Lemoine, M.; Sigl, G. (Ed.). **Physics and Astrophysics of Ultra-High-Energy Cosmic Rays**. Berlin: spring Verlag, 2001. (Lecture Notes in Physics, v. 576), p. 1. 1

BIRD, D. J. et al. The cosmic-ray energy spectrum observed by the Fly's Eye. **The Astrophysical Journal**, v. 424, p. 491–502, mar. 1994. 22

BORN, M.; WOLF, E. **Principles of optics. Electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light**. Cambridge: Cambridge University Press, 1975. 107

BUONANNO, A. Gravitational waves. **ArXiv e-prints**, set. 2007. 3

CASO, C. et al. Review of particle physics. **The European Physical Journal C3**, p. 1–2, 6 1998. 21

CECCHINI, S.; SPURIO, M. Atmospheric muons: experimental aspects. **Geoscientific Instrumentation, Methods and Data Systems**, v. 1, p. 185–196, nov. 2012. xv, 34, 35, 40

CHIANG, J.; MICHELSON, P.; PRICE, J. Monte Carlo simulation of the interaction of cosmic ray hadrons and muons with a resonant-mass gravitational radiation antenna. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A**, v. 311, p. 603–612, jan. 1992. 86

COCCIA, E. Resonant-Mass Gravitational Wave Detectors. In: Francaviglia, M.; Longhi, G.; Lusanna, L.; Sorace, E. (Ed.). **General Relativity and Gravitation**. Firenze, Italy: World Scientific, Singapore, 1997. p. 103. 17

COSTA, C. A. **Simulação da resposta do detector Mario Schenberg a ondas gravitacionais oriundas de fontes astrofísicas**. Tese (Doutorado) — 2005. 125 p. (INPE-14450-TDI/1141). Instituto Nacional de Pesquisa Espacial, São José dos Campos, 2005. Disponível em: <http://urlib.net/sid.inpe.br/iris@1913/2005/07.25.19.01>. Acesso em: 20 de outubro de 2013. 86

COSTA, C. F. S.; FAUTH, A. C.; PEREIRA, L. A. S.; AGUIAR, O. D. The cosmic ray veto system of the Mario Schenberg gravitational wave detector. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A**, jan. 2013. 99

DANIEL, R. R.; STEPHENS, S. A. Cosmic-Ray-Produced Electrons and Gamma Rays in the Atmosphere. **Reviews of Geophysics and Space Physics**, v. 12, p. 233, maio 1974. 29

DOVA, M. T. Phenomenology of Cosmic Ray Air Showers. In: Mourão, A. M.; Pimenta, M.; Potting, R.; Sá, P. M. (Ed.). **New Worlds in Astroparticle Physics**. Portugal: World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2006. p. 95–109. Proceedings of the Fifth International Workshop. 28

EINSTEIN, A. Näherungsweise Integration der Feldgleichungen der Gravitation. **Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften**, Berlin, p. 688–696, 1916. 1

ELJEN TECHNOLOGY. 2013. Disponível em: <<http://www.eljentechnology.com/index.php/products/plastic-scintillators/63-ej-208>>. Acesso em: 26 de janeiro de 2014. 104

ESCOBAR, C. O.; FAUTH, A. C.; GUZZO, M. M.; SHIBUYA, E. H. Lining material tests for the AUGER PROJECT surface detector. **Nuclear Physics B Proceedings Supplements**, v. 75, p. 386–388, mar. 1999. 94

FAUTH, A. C. et al. Demonstração experimental da dilatação do tempo e contração do espaço dos múons da radiação cósmica. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, p. 585–591, 2007. 28

FILEVICH, A. et al. Spectral-directional reflectivity of Tyvek immersed in water. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A**, v. 423, p. 108–118, fev. 1999. 108

FINGER, M. **Reconstruction of energy spectra for different mass groups of high-energy cosmic rays**. Tese (Doutorado) — 2011. 162 p. Karlsruhe Instituts für Technologie (KIT), Alemanha, 2011. xv, 23, 24, 28, 29, 30, 31

FORWARD, R. Multidirectional, multipolarization antennas for scalar and tensor gravitational radiation. **General Relativity and Gravitation**, v. 2, p. 149–159, jun. 1971. 17

FROSSATI, G.; et al. Very Low Temperature Measurements of Quality Factors of Copper Alloys for Resonant Gravitational Wave Antennae. In: Ciufolini, I.; Fidecaro, F. (Ed.). **Gravitational Waves: Sources and Detectors**. Cascina, Italy: World Scientific, 1997. p. 297. Proceedings of the International Conference. 17

GEANT4/CERN. **Geant4**. 2013. Disponível em:  
<<http://geant4.web.cern.ch/geant4/>>. Acesso em: 2 de fevereiro de 2013. 45, 61, 103

GEANT4/CERN (MODELO QGS). 2013. Disponível em:  
<[http://geant4.fnal.gov/hadronic\\_validation/validation\\_plots.htm](http://geant4.fnal.gov/hadronic_validation/validation_plots.htm)>. Acesso em: 25 de fevereiro de 2013. 57, 58, 59

GEANT4/CERN (MODELOS HADRONICOS). 2013. Disponível em:  
<<http://www.slideserve.com/libitha/geant4-hadronic-physics>>. Acesso em: 25 de fevereiro de 2013. 56

GREISEN, K. End to the Cosmic-Ray Spectrum? **Physical Review Letters**, v. 16, p. 748–750, abr. 1966. 23

GRIEDER, P. K. F. **Cosmic rays at earth: researcher's reference manual and data book**. Amsterdam: North-Holland, 2001. 38, 42

GROOM, D. E.; MOKHOV, N. V.; STRIGANOV, S. I. Muon Stopping Power and Range Tables 10 MeV–100 TeV. **Atomic Data and Nuclear Data Tables**, v. 78, p. 183–356, jul. 2001. 53

Hayakawa, S. **Cosmic ray physics. Nuclear and astrophysical aspects**. New York: Wiley-Interscience, 1969. 29

HECK, D. et al. **CORSIKA: a Monte Carlo code to simulate extensive air showers**. Alemanha: [s.n.], 1998. 90 p. Second VESF School on Gravitational Waves. 90

HENDRY, M. **An Introduction to General Relativity, Gravitational Waves and Detection Principles**. Itãlia: [s.n.], 2007. xv, 8

HESS, V. Über beobachtungen der durchdringenden strahlung bei sieben freiballonfahrten. **Z. Phys.**, v. 13, p. 1084, 1912. 1

JOHNSON, W.; MERKOWITZ, S. Truncated icosahedral gravitational wave antenna. **Physical Review Letters**, v. 70, p. 2367–2370, abr. 1993. 17

JU, L.; BLAIR, D. G.; ZHAO, C. Detection of gravitational waves. **Reports on Progress in Physics**, v. 63, n. 9, p. 1317, 2000. Disponível em:  
<<http://stacks.iop.org/0034-4885/63/i=9/a=201>>. xv, 13

KAMATA, K.; NISHIMURA, J. The Lateral and the Angular Structure Functions of Electron Showers. **Progress of Theoretical Physics Supplement**, v. 6, p. 93–155, 1958. 29

KAMPERT, K.-H. Cosmic Rays from the Knee to the Ankle Status and Prospects. **Nuclear Physics B Proceedings Supplements**, v. 165, p. 294–306, mar. 2007. 21

LANDAU, L.; LIFSHITZ, E. **Théorie de l'Élasticité**. Moscow: [s.n.], 1967. 70, 73, 74

LANDAU, L.; LIFSHITZ, E. M. **Mécanique**. Moscow: Pergamon Press, 1969. 74

LEIDEN INSTITUTE OF PHYSICS. **MiniGRAIL: Gravitational Radiation Antenna In Leiden**. 2013. Disponível em: <<http://www.minigrail.nl/>>. Acesso em: 10 de abril de 2013. 16

LOBO, J. What can we learn about gravitational wave physics with an elastic spherical antenna? **Physical Review D**, v. 52, p. 591–604, jul. 1995. 74

MARINHO JR., R.; MAGALHÃES, N.; AGUIAR, O.; FRAJUCA, C. Excitation of the modes of a spherical antenna for gravitational waves by high energy particles. **Physical Review D**, v. 64, n. 6, p. 065017, set. 2001. 69

MIELKE, H. H.; FOLLER, M.; ENGLER, J.; KNAPP, J. Cosmic ray hadron flux at sea level up to 15 TeV. **Journal of Physics G Nuclear Physics**, v. 20, p. 637–649, abr. 1994. 36, 37, 38

NAGANO, M.; WATSON, A. Observations and implications of the ultrahigh-energy cosmic rays. **Reviews of Modern Physics**, v. 72, p. 689–732, jul. 2000. 22

NAKAMURA, K. et al. Review of particle physics. **Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics**, v. 37, 2010. 34

NIST - PHYSICAL MEASUREMENT LABORATORY. **Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions**. 2013. Disponível em: <<http://www.nist.gov/pml/data/star/>>. Acesso em: 27 de janeiro de 2014. 52

PAGANINI, S. **Os múons observados com o detector central do EASCAMP**. Tese (Doutorado) — 2011. 107 p. Universidade Estadual de

Campinas, Campinas, 2001. Disponível em: <<http://www.bibliotecadigital.unicamp.br/document/?code=vtls000232593>>. Acesso em: 20 de setembro de 2013. 42

PARTICLE DATA GROUP. **Atomic and Nuclear Properties of Materials for more than 300 materials**. 2013. Disponível em: <<http://pdg.lbl.gov/2012/AtomicNuclearProperties/>>. Acesso em: 10 de janeiro de 2014. xix, 55, 105, 106

PARTICLE DATA GROUP et al. Review of Particle Physics. **Physics Letters B**, v. 667, p. 1–6, set. 2008. xvi, 54

PENA, R. **Muon Tomography Simulations Using GEANT4 and the Cosmic Ray Shower Library on a Linux Cluster**. 2013. Disponível em: <[http://webcache.googleusercontent.com/search?q=cache:8rgKxSws47kJ:research.fit.edu/hep\\_labA/documents/UG\\_Research\\_Report\\_David\\_Fall\\_2007.pdf+&cd=1&hl=pt-BR&ct=clnk&gl=br](http://webcache.googleusercontent.com/search?q=cache:8rgKxSws47kJ:research.fit.edu/hep_labA/documents/UG_Research_Report_David_Fall_2007.pdf+&cd=1&hl=pt-BR&ct=clnk&gl=br)>. Acesso em: 15 de janeiro de 2014. 64

REBEL, H.; SIMA, O. Information about high-energy hadronic interaction processes from extensive air shower observations. **Romanian Journal of Physics**, v. 57, p. 472–492, 2012. xv, 25, 26, 28

REEVES, H. On the origin of the light elements (Z6). **Reviews of Modern Physics**, v. 66, p. 193–216, jan. 1994. 23

RICCI, F.; BRILLET, A. A review of gravitational wave detectors. **Annual Review of Nuclear and Particle Science**, v. 47, p. 111–156, Dec 1997. Disponível em: <<http://www.annualreviews.org/doi/abs/10.1146/annurev.nucl.47.1.111>>. 18

ROME ROG GROUP. **Rome 1 group of the ROG collaboration**. 2013. Disponível em: <<http://www.roma1.infn.it/rog/foto>>. Acesso em: 11 de março de 2013. 14

ROOT/CERN. **ROOT**. 2013. Disponível em: <<http://root.cern.ch/>>. Acesso em: 20 de março de 2013. 63, 109

SANTOS, C. **Portal do Astrônomo**. 2013. Disponível em: <[http://www.portaldoastronomo.org/tema\\_20\\_4.php](http://www.portaldoastronomo.org/tema_20_4.php)>. Acesso em: 25 de abril de 2013. 9, 12, 15

STANFORD UNIVERSITY PHYSICS DEPARTMENT. **Gravity Probe B**. 2013. Disponível em: <<http://einstein.stanford.edu>>. Acesso em: 2 de abril de 2013. 10

TAVARES, D. **Sinais de raios cósmicos em detectores de ondas gravitacionais**. Dissertação (Mestrado) — 2010. 123 p. Universidade Estadual de Campinas, Campinas, 2010. Disponível em: <<http://www.bibliotecadigital.unicamp.br/document/?code=000474604&opt=1>>. Acesso em: 05 de dezembro de 2012. xvi, 66, 69, 77, 79, 80, 81

TAYLOR JR., J. Binary pulsars and relativistic gravity. **Reviews of Modern Physics**, v. 66, p. 711–719, jul. 1994. 1

TELEDYNELECROY. 2013. Disponível em: <<http://teledynelecroy.com/lrs/dsheets/2249.htm>>. Acesso em: 26 de janeiro de 2014. 93

\_\_\_\_\_. 2013. Disponível em: <<http://teledynelecroy.com/lrs/dsheets/2323a.htm>>. Acesso em: 26 de janeiro de 2014. 93

VAN ALBADA, G. et al. Measurement of mechanical vibrations excited in aluminum resonators by 0.6 GeV electrons. **Review of Scientific Instruments**, v. 71, p. 1345–1354, mar. 2000. 69

WANG, L.-Y. et al. Study of Tyvek reflectivity in water. **Chinese Physics C**, v. 36, p. 628–632, jul. 2012. 107

WEBER, J. Evidence for discovery of gravitational radiation. **Phys. Rev. Lett.**, American Physical Society, v. 22, p. 1320–1324, Jun 1969. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.22.1320>>. 9

YAO, W.-M. et al. Review of Particle Physics. **Journal of Physics G Nuclear Physics**, v. 33, p. 1–1232, jul. 2006. 27

ZATSEPIN, G. T.; KUZ'MIN, V. A. Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays. **Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters**, v. 4, p. 78, ago. 1966. 23

ZIEGLER, J. F. Terrestrial cosmic ray intensities. **IBM Journal of Research and Development**, v. 42, p. 117–139, jan. 1998. 40

\_\_\_\_\_. Stopping of energetic light ions in elemental matter. **Journal of Applied Physics**, v. 85, p. 1249–1272, fev. 1999. 51

## APÊNDICE A - MODELO TERMOACÚSTICO MULTIPONTO

Descrição do modelo termoacústico multiponto, via Mathematica, utilizado para calcular a energia depositada nos modos normais de vibração da esfera ( $n_l=10, 11, 12$  e  $22$ ).

```
sbj[fdados_, fresultado_] := (  
  R = 0.325;  
  rho = 8000;  
  M = 4 × R × R × R × π × rho ÷ 3;  
  kb = 1.38065812-23;  
  kappa = 1-2;  
  cv = 0.0352;  
  sigma = 0.359;  
  Y = 1.6911;  
  alpha = 0.28-8;  
  MeV = 1.60217733490-13;  
  Gruneisen = (alpha × Y) ÷ (3 × (1 - 2 × sigma) × rho × cv);  
  dados = ReadList[fdados, {Real, Real, Real, Real, Real}]; (* x y z energia *)  
  resultado = OpenWrite[fresultado];  
  Array[f100, Length[dados]];  
  Array[f112, Length[dados]]; (*f112 == f11 - 1*)  
  Array[f110, Length[dados]];  
  Array[f111, Length[dados]];  
  Array[f123, Length[dados]]; (*f123 == f12 - 2*)  
  Array[f124, Length[dados]]; (*f124 == f12 - 1*)  
  Array[f120, Length[dados]];  
  Array[f121, Length[dados]];  
  Array[f122, Length[dados]];  
  Array[f223, Length[dados]]; (*f223 == f22 - 2*)
```

```

Array[f224, Length[dados]]; (*f224 == f22 - 1*)
Array[f220, Length[dados]];
Array[f221, Length[dados]];
Array[f222, Length[dados]];
For[i = 1, i <= Length[dados], i ++,
  px = dados[[i]][[2]]/100. ÷ R;
  py = dados[[i]][[3]]/100. ÷ R;
  pz = dados[[i]][[4]]/100. ÷ R;
Print[dados[[i]][[1]], dados[[i]][[2]], dados[[i]][[3]], dados[[i]][[4]], dados[[i]][[5]];

  r = Sqrt[px × px + py × py + pz × pz];
If[py == 0.0, If[pz == 0.0, phi = 0.0, phi = π ÷ 2], phi = ArcTan[pz ÷ py]];
If[r == 0.0, theta = 0.0, theta = ArcCos[px ÷ r]];
f100[i] = dados[[i]][[5]] × MeV × (-0.001182387812) × 7403.5637 × 2.8016 ×
SphericalBesselJ[0, 2.8016 × r] × Conjugate[SphericalHarmonicY[0, 0, theta, phi]];
f112[i] = dados[[i]][[5]] × MeV × (-0.01968925903) × 215.2276 × 1.7092 ×
SphericalBesselJ[1, 1.7092 × r] × Conjugate[SphericalHarmonicY[1, -1, theta, phi]];
f110[i] = dados[[i]][[5]] × MeV × (-0.01968925903) × 215.2276 × 1.7092 ×
SphericalBesselJ[1, 1.7092 × r] × Conjugate[SphericalHarmonicY[1, 0, theta, phi]];
f111[i] = dados[[i]][[5]] × MeV × (-0.01968925903) × 215.2276 × 1.7092 ×
SphericalBesselJ[1, 1.7092 × r] × Conjugate[SphericalHarmonicY[1, 1, theta, phi]];
f123[i] = dados[[i]][[5]] × MeV × 0.02439741906 × 280.2399 × 1.461 ×
SphericalBesselJ[2, 1.2442 × r] × Conjugate[SphericalHarmonicY[2, -2, theta, phi]];
f124[i] = dados[[i]][[5]] × MeV × 0.02439741906 × 280.2399 × 1.461 ×
SphericalBesselJ[2, 1.2442 × r] × Conjugate[SphericalHarmonicY[2, -1, theta, phi]];
f120[i] = dados[[i]][[5]] × MeV × 0.02439741906 × 280.2399 × 1.461 ×
SphericalBesselJ[2, 1.2442 × r] × Conjugate[SphericalHarmonicY[2, 0, theta, phi]];
f121[i] = dados[[i]][[5]] × MeV × 0.02439741906 × 280.2399 × 1.461 ×

```

$\text{SphericalBesselJ}[2, 1.2442 \times r] \times \text{Conjugate}[\text{SphericalHarmonicY}[2, 1, \text{theta}, \text{phi}]];$   
 $f122[i] = \text{dados}[[i]][[5]] \times \text{MeV} \times 0.02439741906 \times 280.2399 \times 1.461 \times$   
 $\text{SphericalBesselJ}[2, 1.2442 \times r] \times \text{Conjugate}[\text{SphericalHarmonicY}[2, 2, \text{theta}, \text{phi}]];$   
 $f223[i] = \text{dados}[[i]][[5]] \times \text{MeV} \times 0.00172544923 \times 4697.6364 \times 2.4213 \times$   
 $\text{SphericalBesselJ}[2, 2.4213 \times r] \times \text{Conjugate}[\text{SphericalHarmonicY}[2, -2, \text{theta}, \text{phi}]];$   
 $f224[i] = \text{dados}[[i]][[5]] \times \text{MeV} \times 0.00172544923 \times 4697.6364 \times 2.4213 \times$   
 $\text{SphericalBesselJ}[2, 2.4213 \times r] \times \text{Conjugate}[\text{SphericalHarmonicY}[2, -1, \text{theta}, \text{phi}]];$   
 $f220[i] = \text{dados}[[i]][[5]] \times \text{MeV} \times 0.00172544923 \times 4697.6364 \times 2.4213 \times$   
 $\text{SphericalBesselJ}[2, 2.4213 \times r] \times \text{Conjugate}[\text{SphericalHarmonicY}[2, 0, \text{theta}, \text{phi}]];$   
 $f221[i] = \text{dados}[[i]][[5]] \times \text{MeV} \times 0.00172544923 \times 4697.6364 \times 2.4213 \times$   
 $\text{SphericalBesselJ}[2, 2.4213 \times r] \times \text{Conjugate}[\text{SphericalHarmonicY}[2, 1, \text{theta}, \text{phi}]];$   
 $f222[i] = \text{dados}[[i]][[5]] \times \text{MeV} \times 0.00172544923 \times 4697.6364 \times 2.4213 \times$   
 $\text{SphericalBesselJ}[2, 2.4213 \times r] \times \text{Conjugate}[\text{SphericalHarmonicY}[2, 2, \text{theta}, \text{phi}]];$   
];

$E100 = \text{Sum}[f100[i], \{i, 1, \text{Length}[\text{dados}]\}];$   
 $E112 = \text{Sum}[f112[i], \{i, 1, \text{Length}[\text{dados}]\}];$   
 $E110 = \text{Sum}[f110[i], \{i, 1, \text{Length}[\text{dados}]\}];$   
 $E111 = \text{Sum}[f111[i], \{i, 1, \text{Length}[\text{dados}]\}];$   
 $E123 = \text{Sum}[f123[i], \{i, 1, \text{Length}[\text{dados}]\}];$   
 $E124 = \text{Sum}[f124[i], \{i, 1, \text{Length}[\text{dados}]\}];$   
 $E120 = \text{Sum}[f120[i], \{i, 1, \text{Length}[\text{dados}]\}];$   
 $E121 = \text{Sum}[f121[i], \{i, 1, \text{Length}[\text{dados}]\}];$   
 $E122 = \text{Sum}[f122[i], \{i, 1, \text{Length}[\text{dados}]\}];$   
 $E223 = \text{Sum}[f223[i], \{i, 1, \text{Length}[\text{dados}]\}];$   
 $E224 = \text{Sum}[f224[i], \{i, 1, \text{Length}[\text{dados}]\}];$   
 $E220 = \text{Sum}[f220[i], \{i, 1, \text{Length}[\text{dados}]\}];$   
 $E221 = \text{Sum}[f221[i], \{i, 1, \text{Length}[\text{dados}]\}];$   
 $E222 = \text{Sum}[f222[i], \{i, 1, \text{Length}[\text{dados}]\}];$

```

E10m = (1 ÷ (2 × M)) × Power[Gruneisen, 2] × Power[Abs[E100], 2] × (1*^6)
÷(kb × Power[1.6653*^4, 2]);
E11m = (1 ÷ (2 × M)) × Power[Gruneisen, 2] × (Power[Abs[E112], 2]+
Power[Abs[E110], 2] + Power[Abs[E111], 2]) × (1*^6) ÷ (kb × Power[1.0160*^4, 2]);
E12m = (1 ÷ (2 × M)) × Power[Gruneisen, 2] × (Power[Abs[E123], 2]+
Power[Abs[E124], 2] + Power[Abs[E120], 2] + Power[Abs[E121], 2] + Power[Abs[E122], 2])×
(1*^6) ÷ (kb × Power [7.3957*^3,2]);
E22m = (1 ÷ (2 × M)) × Power[Gruneisen, 2] × (Power[Abs[E223], 2] + Power[Abs[E224], 2]+
Power[Abs[E220], 2] + Power[Abs[E221], 2] + Power[Abs[E222], 2])×
(1*^6) ÷ (kb × Power[1.4392*^4, 2]);
Write[resultado, {E10m, E11m, E12m, E22m}];
ClearSystemCache[]
  Close[resultado];
);

max = 20000;

For[j = 0, j < max, j++,
  fdados = StringJoin["/Matematica/Esfera_proton/track_", ToString[j], ".dat"];
Print[fdados];
If[FileExistsQ[fdados],
  Print[Style["File " <> fdados <> " does exist!", {Red, Bold, Large}]]
  fresultado = StringJoin["/Matematica/Resultados_esfera_proton/resultado_", ToString[j], ".dat"];
  Print[fresultado];
  sbj[fdados, fresultado]

```

```
If[FileExistsQ[fresultado],  
  Write[Style["File " <> fresultado <> " does exist!", {Red, Bold, Large}]]];  
];  
];
```



## PUBLICAÇÕES TÉCNICO-CIENTÍFICAS EDITADAS PELO INPE

### **Teses e Dissertações (TDI)**

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

### **Manuais Técnicos (MAN)**

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

### **Notas Técnico-Científicas (NTC)**

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

### **Relatórios de Pesquisa (RPQ)**

Reportam resultados ou progressos de pesquisas tanto de natureza técnica quanto científica, cujo nível seja compatível com o de uma publicação em periódico nacional ou internacional.

### **Propostas e Relatórios de Projetos (PRP)**

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

### **Publicações Didáticas (PUD)**

Incluem apostilas, notas de aula e manuais didáticos.

### **Publicações Seriadas**

São os seriados técnico-científicos: boletins, periódicos, anuários e anais de eventos (simpósios e congressos). Contam destas publicações o Internacional Standard Serial Number (ISSN), que é um código único e definitivo para identificação de títulos de seriados.

### **Programas de Computador (PDC)**

São a seqüência de instruções ou códigos, expressos em uma linguagem de programação compilada ou interpretada, a ser executada por um computador para alcançar um determinado objetivo. Aceitam-se tanto programas fonte quanto os executáveis.

### **Pré-publicações (PRE)**

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