



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA

INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

sid.inpe.br/mtc-m21b/2015/06.12.15.58-TDI

**ANÁLISE EM UMA E DUAS DIMENSÕES DE
PRECURSORES DE TEMPESTADES
GEOMAGNÉTICAS ATRAVÉS DE DADOS DA REDE
GLOBAL DE DETECTORES DE MÚONS (GMDN)**

Rafael Rodrigues Souza de Mendonça

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial/Ciências do Ambiente Solar-Terrestre, orientada pelos Drs. Ezequiel Echer, e Alisson Dal Lago, aprovada em 07 de julho de 2015.

URL do documento original:

<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34P/3JLJ9LS>

INPE

São José dos Campos

2015

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

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

Presidente:

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

Membros:

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

Dr. Amauri Silva Montes - Coordenação Engenharia e Tecnologia Espaciais (ETE)

Dr. André de Castro Milone - Coordenação Ciências Espaciais e Atmosféricas
(CEA)

Dr. Joaquim José Barroso de Castro - Centro de Tecnologias Espaciais (CTE)

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

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

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

BIBLIOTECA DIGITAL:

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

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

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

Simone Angélica Del Duca Barbedo - Serviço de Informação e Documentação
(SID)

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

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

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

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



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA

INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

sid.inpe.br/mtc-m21b/2015/06.12.15.58-TDI

**ANÁLISE EM UMA E DUAS DIMENSÕES DE
PRECURSORES DE TEMPESTADES
GEOMAGNÉTICAS ATRAVÉS DE DADOS DA REDE
GLOBAL DE DETECTORES DE MÚONS (GMDN)**

Rafael Rodrigues Souza de Mendonça

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial/Ciências do Ambiente Solar-Terrestre, orientada pelos Drs. Ezequiel Echer, e Alisson Dal Lago, aprovada em 07 de julho de 2015.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34P/3JLJ9LS>>

INPE

São José dos Campos

2015

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Mendonça, Rafael Rodrigues Souza de.

M523a Análise em uma e duas dimensões de precursores de tempestades geomagnéticas através de dados da Rede Global de Detectores de Múons (GMDN) / Rafael Rodrigues Souza de Mendonça. – São José dos Campos : INPE, 2015.
xxviii + 204 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m21b/2015/06.12.15.58-TDI)

Tese (Doutorado em Geofísica Espacial/Ciências do Ambiente Solar-Terrestre) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2015.

Orientadores : Drs. Ezequiel Echer, e Alisson Dal Lago.

1. Raios cósmicos. 2. Tempestades geomagnéticas.
3. Atmosfera terrestre. I.Título.

CDU 524.1:550.385.4



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 **Doutor(a)** em
**Geofísica Espacial/Ciências do Ambiente
Solar-Terrestre**

Dr. Polinaya Muralikrishna



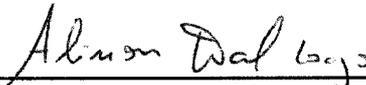
Presidente / INPE / São José dos Campos - SP

Dr. Ezequiel Echer



Orientador(a) / INPE / SJCampos - SP

Dr. Alisson Dal Lago



Orientador(a) / INPE / São José dos Campos - SP

Dr. Severino Luiz Guimarães Dutra



Membro da Banca / INPE / SJCampos - SP

Dr. Marlos Rockenbach da Silva



Membro da Banca / INPE / Santa Maria - RS

Dr. Edio da Costa Júnior



Convidado(a) / IFMG / Ouro Preto - MG

Dr. Anderson Campos Fauth



Convidado(a) / UNICAMP/IFGW / Campinas - SP

Este trabalho foi aprovado por:

maioria simples

unanimidade

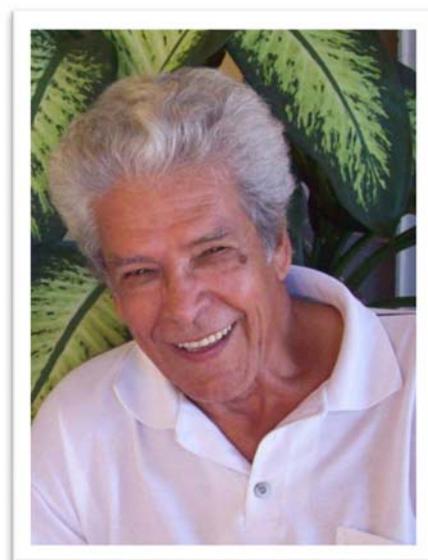
Título: "Análise em uma e duas Dimensões de Precusores de Tempestades Geomagnéticas através de Dados da Rede Global de Detectores de Múons (GMDN)"

Aluno (a): **Rafael Rodrigues Souza de Mendonça**

São José dos Campos, 07 de Julho de 2015

Não importa aquilo que lhe foi incumbido, realize sua missão de forma que você se orgulhe dos resultados obtidos.

A meu pai,



Olívio de Mendonça
(★22/09/1933 – †09/06/2014)

AGRADECIMENTOS

Agradeço a Deus, primeiramente, pela criação de tudo aquilo que conhecemos e pela possibilidade de estudarmos tudo aquilo que não conhecemos.

Aos meus orientadores Dr. Ezequiel Echer e Dr. Alisson Dal Lago pela cooperação, ajuda e apoios dados durante a realização do meu doutorado.

A meus familiares, em especial meus pais, pelo apoio nas horas difíceis e pela compreensão durante todos os momentos em que não estive presente.

Ao Dr. Carlos Roberto Braga pelo grande apoio, pela ajuda e pelas várias discussões, às vezes feias, que foram imprescindíveis para a realização deste trabalho.

Ao Professor Kazuoki Munakata, que a sua maneira, ajudou na evolução e desenvolvimento deste trabalho e por, juntamente com sua família, ter me recebido tão bem no período em que estive trabalhando ao seu lado.

Aos colegas da Shinshu University, em especial Masayoshi Kozai e Takahiro Miyazaki, pela convivência e ajuda na difícil, porém prazerosa, tarefa que foi viver no Japão.

Às diversas pessoas da Shinshu University, em especial Dr. Chihiro Kato e M. Koyama, pelo apoio técnico, administrativo e pelo demasiado respeito durante o período em que estive realizando parte deste trabalho nesta universidade.

Ao Dr. Nelson J. Schuch pelo apoio e dedicação no estabelecimento e manutenção do Observatório Espacial do Sul e do detector de São Martinho da Serra, sem o qual este trabalho não poderia ter sido realizado.

A todos os membros da Universidade Federal de Santa Maria, do Centro Regional Sul do INPE e do Observatório Espacial do Sul (OES), em especial ao Luiz Fermino Flores Do Nascimento, pela manutenção do OES e pela pronta ajuda nos momentos emergenciais em que o detector de São Martinho da Serra precisou de uma rápida intervenção.

Ao Dr. Jean-Pierre Raulin por ajudar na minha introdução no meio científico me fornecendo conceitos acadêmicos e de vida que me foram e continuam sendo úteis.

Aos meus amigos do curso e da vida pelo apoio e convivência, que de forma direta e indireta proporcionaram um melhor desenvolvimento deste trabalho.

A todos do Sistema de Informação e Documentação (SID) do INPE, pela revisão e normalização documentária.

Aos membros da banca examinadora deste trabalho que contribuíram com valiosas sugestões para este trabalho.

À Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de nível Superior (CAPES) que através do Programa de Excelência Acadêmica (Proex) realizou o apoio financeiro deste trabalho em seu primeiro ano.

Aos membros do Conselho do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial por aprovarem o auxílio financeiro na publicação de artigos relacionados direta e indiretamente a este trabalho e na participação em eventos científicos, que ajudaram evolução e aperfeiçoamento da minha pessoa e deste trabalho.

Por fim, à FAPESP (Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo) pelo importantíssimo e imprescindível suporte financeiro durante os três últimos anos deste trabalho, incluindo as altas despesas relacionadas ao estágio de um ano na Shinshu University.

RESUMO

Sabe-se, a muito tempo, que a intensidade de raios cósmicos observada na superfície terrestre apresenta decréscimos causados pela a passagem de estruturas interplanetárias. Além deste fato, trabalhos anteriores, através de estudos de casos, sugerem a existência de acréscimos ou decréscimos precursores à chegada dessas estruturas. Neste trabalho, buscou-se desenvolver um método para se analisar essas variações de modo contínuo e não vinculada ao conhecimento prévio da presença de uma estrutura interplanetária no período a ser analisado. São apresentados estudos realizados com dados da Rede Global de Detectores de Múons (GMDN) coletados entre 2007 e 2012. A fim de possibilitar uma melhor análise das variações precursoras, foram analisados e corrigidos os efeitos atmosféricos da pressão e da temperatura na intensidade de múons observada na superfície. Para isto, foram analisados diferentes métodos de se descrever a influência da temperatura. Através da comparação entre os resultados obtidos por cada um deles, verificou-se que o Método da Temperatura Ponderada pela Massa é o que melhor descreve o efeito da temperatura, e logo, o que possibilita uma melhor remoção desse efeito nos dados registrados pela GMDN. Através do cálculo e remoção da variação de longa periodicidade associada a anisotropia causada pelo processo de difusão, foi elaborada uma metodologia para a visualização contínua e global da variação de curta periodicidade da intensidade de raios cósmicos registrada pela GMDN. Utilizando-se os dados resultantes dessa metodologia, foi desenvolvida uma técnica para a seleção automática de decréscimos e de acréscimos precursores à passagem de estruturas interplanetárias pela Terra. Analisando-se os eventos selecionados por esta técnica, conclui-se que é improvável que este tipo de variação esteja aleatoriamente associado a períodos anteriores à chegada de estruturas interplanetárias e que, portanto, devem-se tratar de fenômenos precursores. Desta forma, a técnica desenvolvida neste trabalho mostra-se viável para prever a chegada de estruturas interplanetárias no espaço próximo a Terra. Isto, por sua vez, é um dos objetivos principais dos estudos sobre o clima espacial, pois pode ajudar a evitar danos em tecnologias e em seres vivos dispostos tanto no espaço como na Terra causados por estas estruturas.

1D AND 2D ANALYSIS OF GEOMAGNETIC STORMS PRECURSORS USING THE GLOBAL MUON DETECTOR NETWORK DATA

ABSTRACT

It has been known for a long time that the cosmic ray intensity observed on Earth surface presents decreases caused by the passage of interplanetary structures through our planet. Previous works, based in case study, suggest the existence of cosmic ray increases and decreases prior to the arrival of interplanetary structures at the Earth. This Thesis, on the other hand, aims to develop and test a new way to analyze these precursory variations in a continuous time series without using any information about the arrival time of interplanetary structures at Earth, as was done in previous works. This work presents results obtained using data from the Global Muon Detector Network (GMDN) observed between 2007 and 2012. In order to allow a better analysis, the cosmic ray data observed at Earth surface were corrected for both the atmospheric pressure and temperature effects. The latter effect was analyzed using several methods. Comparing the results of this analysis, we found that the Mass Weighted Method is the one that better describes the seasonal temperature effect. In addition, the cosmic ray data were processed by a methodology intended to calculate and remove the long-term variation associated with diffusion process was applied for the cosmic ray data. This methodology allows the visualization of short-term variations on the cosmic ray data in a global and continuous way. Finally, we developed a technique able to identify automatically cosmic ray decreases or increases observed ahead of the arrival time of interplanetary structures at the Earth. We analyzed the event list produced by this technique and we concluded that these variations are unlikely to be randomly associated to the arrival of interplanetary structures. The results obtained in this thesis suggest that this technique can be used as a tool to forecast the arrival of interplanetary structures in the Earth's vicinity. This is very important to anticipate Space Weather effects on electronic or living beings located outside and inside of Earth.

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
Figura 1.1 – Visualização das linhas do campo magnético interplanetário em três dimensões calculadas através das Equações de Parker	2
Figura 1.2 – Esquema do surgimento dos arcos magnéticos e das Manchas Solares através da rotação diferencial do Sol.	3
Figura 1.3 – Quantidade mensal de manchas solares observadas entre os anos de 1950 e 2015 e magnitude do campo magnético solar no período entre 1975 e 2015	3
Figura 1.4 – Surgimento, aumento e diversificação do número de tecnologias consumidoras de serviços de clima espacial desde 1941.....	5
Figura 1.5 – Esquema da formação da configuração magnética de um buraco coronal e da formação de um feixe de vento rápido.....	6
Figura 1.6 – Visualização de uma ejeção de massa coronal ocorrida no dia 06/07/2006 pelo coronógrafo C2 do satélite SOHO	7
Figura 1.7 – Detalhe da capa da Revista Popular Science de julho de 1928 onde os raios cósmicos são apresentados para o público geral como Raios Millikan	9
Figura 1.8 – Visualização da trajetória de um pión através do processo de emulsão nuclear	10
Figura 1.9 – Comportamento de uma partícula cósmica ao se mover ao longo de uma linha de campo magnético em diferentes situações	12
Figura 1.10 – Exemplo do Efeito Longitudinal observado da intensidade de raios cósmicos registrada por detectores dispostos na superfície terrestre juntamente com detalhes da sua causa e do Efeito Leste-Oeste.....	18
Figura 1.11 – Exemplos das trajetórias desenvolvidas por partículas de lançadas verticalmente de um dado local da Terra com diferentes rigidez magnética e das linhas do campo geomagnético obtidas através da junção dos dados fornecidos por IGRF 2005 e Tsyganenko 2001 em condições típicas de períodos calmos.....	19
Figura 1.12 – Valores da intensidade do campo geomagnético, do parâmetro relacionado a geometria deste campo e da rigidez geomagnética de corte ao longo do globo terrestre	21

Figura 1.13 – Rigidez geomagnética de corte calculada para o ano de 2010 subtraída pela calculada para o ano de 1900	22
Figura 1.14 – Esquema do Chuveiro de Raios Cósmicos produzido por uma partícula primária ao entrar na atmosfera terrestre	23
Figura 1.15 – Variação com a altura da intensidade total e do fluxo de algumas partículas cósmicas secundárias	24
Figura 3.1 – Foto e localização aproximada dos detectores que formam a Rede Global de Detectores de Múons.....	29
Figura 3.2 – Ilustração das características dos detectores de Hobart, Nagoya e São Martinho da Serra	31
Figura 3.3 – Esquema das características do detector de Kuwait	32
Figura 3.4 – Direções assintóticas de todos os canais direcionais da GMDN.....	34
Figura 3.5 – Rigidez Mediana das partículas cósmicas primárias calculada para cada canal direcional do sistema novo de correlação dos detectores de Kuwait, Nagoya, Hobart e São Martinho da Serra	35
Figura 3.6 – Margem de Erro de cada canal direcional do sistema novo de correlação dos detectores de Kuwait, Nagoya, Hobart e São Martinho da Serra.....	35
Figura 3.7 – Direções assintóticas dos canais direcionais da GMDN utilizados nas análises desenvolvidas ao longo deste trabalho	36
Figura 3.8 – Comparação entre a intensidade de raios cósmicos registrada pelo canal vertical do detector São Martinho da Serra sem qualquer tipo de intervenção e após o ajuste de nível relacionado a expansão deste detector	37
Figura 3.9 – Exemplo do comportamento de dois canais direcionais distintos do detector de São Martinho da Serra em torno do período em que um invólucro detector (U30) esteve desligado temporariamente	38
Figura 3.10 – Exemplo de acréscimos intensos e de curta duração observados nos dados registrados pelo invólucro detector L24 de São Martinho da Serra.....	39
Figura 3.11 – Exemplo de variações atípicas da intensidade de partículas cósmicas observada no invólucro detector U18 de São Martinho da Serra	39

Figura 4.1 – Contagem do canal vertical do sistema novo de correlação do detector de Nagoya e Pressão Atmosférica registrada sob este detector durante a passagem de um Tufão em outubro de 2009.	42
Figura 4.2 – Variação sazonal da intensidade de raios cósmicos, da pressão atmosférica e da temperatura na região em que se localizam os detectores da GMDN.....	43
Figura 4.3 – Esquema do efeito negativo da temperatura na intensidade de múons observada na superfície.....	44
Figura 4.4 – Correlação entre o desvio em relação à média da pressão atmosférica e a variação logarítmica relativa à média da intensidade de raios cósmicos registrada pelo canal vertical do sistema novo de correlação.....	47
Figura 4.5 – Coeficientes de correlação entre o desvio da pressão atmosférica e a intensidade de múons registrada por cada canal direcional dos detectores de Kuwait (KWT), Nagoya, Hobart e São Martinho da Serra	48
Figura 4.6 – Coeficiente barométrico obtido para cada canal direcional dos detectores de Kuwait, Nagoya, Hobart e São Martinho da Serra	50
Figura 4.7 – Comparação entre a intensidade de raios cósmicos medida pelo canal vertical sem qualquer tipo de correção e após ser corrigida pelo efeito barométrico.....	51
Figura 4.8 – Intensidade de raios cósmicos do canal vertical corrigida pela pressão registrada em cada detector da GMDN entre 01/01/2007 e 31/12/2012.....	52
Figura 4.9 – Exemplo do perfil atmosférico de temperatura sobre o detector de São Martinho da Serra no dia 06/11/2009	54
Figura 4.10 – Desvio em relação à média da temperatura próxima a superfície e perto da altitude em que ocorre a máxima produção de raios cósmicos secundários.....	55
Figura 4.11 – Variação da temperatura em 100 hPa calculada pelo modelo GFS (Global Forecast System) nas regiões de Kuwait, Nagoya, Hobart e São Martinho da Serra	56
Figura 4.12 – Perfil atmosférico da temperatura média calculada nos meses de verão e nos meses de inverno nas regiões dos detectores de Kuwait, Nagoya, Hobart e São Martinho da Serra	57
Figura 4.13 – Variação da intensidade de raios cósmicos registrada pelo canal vertical após a remoção do efeito barométrico e da modulação de longa escala associada ao ciclo de atividade solar	59

Figura 4.14 – Correlação linear entre o desvio da temperatura medido próximo ao solo e a intensidade de raios cósmicos após a remoção do efeito barométrico e da modulação de longa escala pelo ciclo de atividade solar registrada pelo canal vertical dos quatro detectores da GMDN	61
Figura 4.15 – Correlação linear entre o desvio da temperatura medido próximo a altitude em que ocorre a máxima produção de múons e a intensidade de raios cósmicos registrada pelo canal vertical de cada detectord a GMDN após a remoção do efeito barométrico e da modulação de longa escala pelo ciclo de atividade solar	62
Figura 4.16 – Profundidade Atmosférica Média.....	65
Figura 4.17 – Coeficiente de temperatura teórico parcial calculado por Sagisaka (1986) considerando-se 0° de ângulo zenital e energia de corte de 0,32 GeV	66
Figura 4.18 – Função Peso do Método Ponderado pela Massa	68
Figura 4.19 – Valor da Temperatura Ponderada pela Massa obtida entre janeiro de 2007 e dezembro de 2012 para os detectores de Kuwait, Nagoya, Hobart e São Martinho da Serra	69
Figura 4.20 – Correlação linear entre o desvio em relação à média da temperatura ponderada pela massa e a intensidade de raios cósmicos registrada pelo canal vertical de cada detector da GMDN após a remoção do efeito barométrico e da modulação de longa escala pelo ciclo de atividade solar	70
Figura 4.21 – Função Peso do Método da Temperatura Efetiva.....	72
Figura 4.22 – Valor da Temperatura Efetiva obtida entre janeiro de 2007 e dezembro de 2012 para os detectores de Kuwait, Nagoya, Hobart e São Martinho da Serra	73
Figura 4.23 – Correlação linear entre o desvio em relação à média da temperatura efetiva e a intensidade de raios cósmicos registrada pelo canal vertical do detector de cada detector da GMDN após a remoção do efeito barométrico e da modulação de longa escala pelo ciclo de atividade solar	74
Figura 4.24 – Função Peso do Método da Temperatura Efetiva Modificado	75
Figura 4.25 – Temperatura Efetiva Modificada obtida entre janeiro de 2007 e dezembro de 2012 para os detectores de Kuwait, Nagoya, Hobart e São Martinho da Serra ..	76
Figura 4.26 – Correlação linear entre o desvio em relação à média da temperatura efetiva modificada e a intensidade de raios cósmicos registrada pelo canal vertical de	

cada detector da GMDN após a remoção do efeito barométrico e da modulação de longa escala pelo ciclo de atividade solar	77
Figura 4.27 – Variação da altura onde é observada a pressão atmosférica de 100 hPa no período entre janeiro de 2007 e dezembro de 2012 para os detectores de Kuwait, Nagoya, Hobart e São Martinho da Serra	78
Figura 4.28 – Correlação linear entre o desvio em relação à média da altura da linha isobárica de 100 hPa e a intensidade de raios cósmicos registrada pelo canal vertical de cada detector da GMDN após a remoção do efeito barométrico e da modulação de longa escala pelo ciclo de atividade solar	79
Figura 4.29 – Comparação entre a média móvel de 3 meses da variação da intensidade de múons registrada pelo canal vertical de cada detector da GMDN após a remoção do efeito barométrico e da modulação de longa escala associada ao ciclo de atividade solar e a média móvel de 3 meses da variação da intensidade de múons esperada devido ao efeito da temperatura descrito pelo Método Teórico	81
Figura 4.30 – Intensidade média de raios cósmicos observada por Monitores de Nêutrons de alta energia ($R_c > 6$ GV)	82
Figura 4.31 – Correlação linear entre os valores diários da intensidade média de raios cósmicos corrigida pelo efeito barométrico registrada em monitores de nêutrons com rigidez geomagnética de corte superior a 6 GV e a intensidade de múons registrada pelo canal vertical de cada detector da GMDN após a correção do efeito barométrico e a correção pelo efeito da temperatura através do Método da Temperatura Ponderada pela Massa	88
Figura 4.32 – Comparação entre a intensidade de raios cósmicos registrada por monitores de nêutrons de alta energia, a intensidade de múons corrigida pela pressão e pela temperatura através do Método da Temperatura Ponderada pela Massa e a intensidade de múons corrigida somente pelo efeito barométrico	89
Figura 4.33 – Comparação entre a intensidade de raios cósmicos medida pelo canal vertical após a correção pelo efeito barométrico e após ser corrigida também pelo efeito da temperatura	90
Figura 5.1 – Variação diurna e semidiurna da intensidade de raios cósmicos esperada devido ao efeito barométrico	93

Figura 5.2 – Variação diurna da intensidade de raios cósmicos esperada conforme o efeito da temperatura descrito pelo Método da Temperatura Ponderada pela Massa.....	93
Figura 5.3 – Variação diurna da intensidade de raios cósmicos corrigida pelos efeitos de pressão e temperatura.....	94
Figura 5.4 – Esquema representativo dos diferentes fenômenos, e suas respectivas anisotropias, responsáveis por produzir a variação diurna solar	95
Figura 5.5 – Esquema representando o ângulo (ψ) entre dois segmentos de reta OA e OI ..	97
Figura 5.6 – Esquema do desvio sofrido por um próton cósmico (p^+) que se movimenta próximo a Terra devido a presença do campo geomagnético.....	99
Figura 5.7 – Relação entre a longitude da direção de um dado detector numa dada hora local, o ângulo entre o meridiano de Greenwich e a direção Terra-Sol, a longitude da direção assíntótica de um conjunto de partículas cósmicas de uma dada rigidez, a longitude e hora local da direção de referência da anisotropia OA	100
Figura 5.8 – Esquema do comportamento do vetor anisotropia calculado através dos dados fornecidos por três detectores “A”, “B” e “C” dispostos na superfície da Terra em diferentes longitudes	111
Figura 5.9 – Variação da intensidade de raios cósmicos entre o lado oeste e o lado leste do globo terrestre	113
Figura 5.10 – Variação da intensidade de raios cósmicos entre o oriente e o ocidente pré-processados pela metodologia de Kuwabara (2005).....	114
Figura 5.11 – Comparação entre a intensidade de raios cósmicos esperada na superfície terrestre devido a anisotropia resultante e a anisotropia relacionada somente ao efeito da difusão	119
Figura 5.12 – Direções da linha Sol-Terra, do campo magnético interplanetário nominal de Parker e do campo magnético observado no Ponto Lagrange L_1 no Sistema de Coordenadas GSE (Geocentric Solar Ecliptic).....	120
Figura 5.13 – Comparação entre a anisotropia resultante calculada através da metodologia de Okazaki (2008) e a sua correção pelos efeitos de convecção e movimento de translação da Terra, que a deixa relacionada somente ao processo de difusão de raios cósmicos no meio interplanetário.....	122
Figura 6.1 – Típico Decréscimo de Forbush associado a passagem de uma Ejeção Coronal de Massa Interplanetária (ICME) acompanhada de uma onda de choque	124

Figura 6.2 – Comparação entre a variação em relação à média dos dias anteriores da intensidade de raios cósmicos observada pelo monitores de nêutrons localizados no México e no Polo Sul durante o Decréscimo de Forbush ocorrido no dia 08 de março de 2012	125
Figura 6.3 – Representação dos processos geradores dos aumentos da intensidade de raios cósmicos precursores a passagem de uma estrutura interplanetária.....	127
Figura 6.4 – Representação dos processos geradores dos decréscimos da intensidade de raios cósmicos precursores a passagem de uma estrutura interplanetária.....	130
Figura 6.5 – Posição dos três “mapas” e dos gráficos dos parâmetros de controle que compõem a Figura para a Análise dos Raios Cósmicos (FARC).....	132
Figura 6.6 – Exemplo do quadro com os gráficos dos parâmetros de controle contido na FARC correspondente às 00 UT do dia 07/07/2010.....	133
Figura 6.7 – Exemplo do “mapa” da intensidade de raios cósmicos sem a influência do fluxo isotrópico e da modulação de longa escala pela anisotropia resultante.....	135
Figura 6.8 – Exemplo do “mapa” da intensidade de raios cósmicos esperada às 00 UT do dia 07/07/2010 unicamente devido a anisotropia causa pelo processo de difusão destas partículas no meio interplanetário	136
Figura 6.9 – Exemplo da anomalia gerada pelo tratamento de dados realizados por Fushishita et al. (2010)	138
Figura 6.10 – Exemplo do “mapa” da significância de raios cósmicos obtida às 00 UT do dia 07/07/2010.	138
Figura 6.11 – Esquema da delimitação dos seis grupos de dados conforme o valor de <i>Pitch Angle</i> obtido em cada canal direcional num dado instante de tempo	141
Figura 6.12 – Exemplo do intervalo de longitudes (e latitudes) que formam os seis grupos de <i>Pitch Angle</i> considerando localização da linha do campo magnético interplanetário segundo a Espiral de Parker no globo terrestre	142
Figura 6.13 – Esquema do comportamento esperado da intensidade de raios cósmicos relacionada a anisotropia causada pela presença de uma estrutura interplanetária na situação em que esta causa um decréscimo precursor.....	144
Figura 6.14 – Parâmetros de raios cósmicos, do meio interplanetário e da magnetosfera terrestre observados entre 12 e 16 de dezembro de 2006	149

- Figura 6.15 – Exemplo da seleção automática de um decréscimo precursor em um período logo anterior a aquele em que foram observadas variações de parâmetros do meio interplanetário, da magnetosfera terrestre e de raios cósmicos que indicam a passagem de uma estrutura interplanetária nas proximidades da Terra..... 150
- Figura 6.16 – Exemplo da seleção automática de um “decréscimo precursor” em um período onde há uma discrepância da intensidade de raios cósmicos registrada em Nagoya e em São Martinho da Serra e não há variações dos parâmetros de raios cósmicos, do meio interplanetário e do campo geomagnético que indiquem a passagem de uma estrutura interplanetária no período posterior ao selecionado..... 151
- Figura 6.17 – Exemplo da seleção automática realizada no período do já conhecido decréscimo precursor de dezembro de 2006 após a intervenção para eliminar os efeitos causados pela discrepância da intensidade de raios cósmicos registrada entre dois detectores complementares..... 153
- Figura 6.18 – Exemplo da seleção automática, pela metodologia reformulada, do decréscimo precursor de janeiro de 2012, que já fora selecionado pela metodologia antiga, ocorrido num intervalo de tempo onde não houve uma grande e duradoura discrepância entre os dados de São Martinho da Serra e Nagoya 154
- Figura 6.19 – Exemplo da seleção automática de dois “decréscimos precursores”, que na realidade foram causados por um grande aumento da intensidade de raios cósmicos registrada pelo detector do Kuwait..... 155
- Figura 6.20 – Exemplo da seleção automática de um provável “decréscimo precursor” ocorrido após a chegada de uma estrutura interplanetária sobre a Terra 157
- Figura 6.21 – Exemplo da seleção automática de um provável decréscimo precursor anterior a uma grande perturbação do meio interplanetário e/ou da magnetosfera terrestre muito provavelmente associada a passagem de uma estrutura interplanetária no espaço próximo a Terra, que foi selecionado num período onde o meio interplanetário (e/ou) a magnetosfera terrestre já se encontrava um pouco perturbada 158
- Figura 6.22 – Exemplo da seleção automática de um provável decréscimo precursor num período onde não há dados do módulo e das três componentes do campo magnético interplanetário, assim como, da velocidade do vento solar que dizem respeito a situação do meio interplanetário neste período 159

Figura 6.23 – Exemplo da seleção automática de um provável decréscimo precursor que muito provavelmente é verdadeiro.....	162
Figura 6.24 – Exemplo da seleção automática de um provável decréscimo precursor que muito provavelmente é verdadeiro.....	163
Figura 6.25 – Exemplo da seleção automática de um provável decréscimo precursor, onde é muito difícil se inferir sobre a sua veracidade	164
Figura 6.26 – Exemplo da seleção automática de um provável decréscimo precursor num período onde não há variações significativas das grandezas que caracterizam a passagem de uma estrutura interplanetária no espaço próximo a Terra antes, durante ou após a sua ocorrência.....	165
Figura 6.27 – Esquema da diminuição do vetor anisotropia relacionado ao processo de difusão dos raios cósmicos devido a presença de uma estrutura interplanetária.....	167
Figura 6.28 – Esquema da diminuição do vetor anisotropia relacionado ao processo de difusão dos raios cósmicos após passagem de uma estrutura interplanetária.....	169
Figura 6.29 – Exemplo da seleção automática de um provável acréscimo precursor num período logo posterior a passagem de uma estrutura interplanetária	170
Figura 6.30 – Exemplo da seleção automática de um provável acréscimo precursor relacionado a um rápido decréscimo do módulo do vetor anisotropia devido a difusão no período anterior a perturbação nos parâmetros de raios cósmicos, do meio interplanetário e da magnetosfera terrestre que indica a passagem de uma estrutura interplanetária sobre a Terra.	171
Figura 6.31 – Exemplo da seleção automática de um provável acréscimo precursor relacionado a um lento decréscimo do módulo do vetor anisotropia devido a difusão no período anterior a passagem de uma estrutura interplanetária	172
Figura 6.32 – Exemplo da seleção automática de um provável acréscimo precursor num período anterior as perturbações na velocidade do vento solar e do Índice Dst, porém após a primeira perturbação do módulo do campo magnético interplanetário	174
Figura 6.33 – Exemplo da seleção automática de um provável acréscimo precursor ocorrido anteriormente as grandes perturbações do módulo do campo magnético interplanetário, da velocidade do vento solar, da intensidade isotrópica de raios cósmicos e do Índice Dst ocorridas após as primeiras 6 horas do dia 22, porém	

	posterior ao registro de um choque interplanetário e a um pequeno aumento do módulo do campo magnético interplanetário ocorridos no dia 21.....	175
Figura 6.34 –	Exemplo da seleção automática de um acréscimo precursor onde não foi observado, no período posterior, uma clara alteração do módulo do campo magnético interplanetário apesar do registro de uma onda de choque e do início súbito de tempestade	176
Figura 6.35 –	Exemplo da seleção automática de um provável acréscimo precursor ocorrido logo após a passagem de uma estrutura interplanetária (entre os dias 2 e 4), porém anterior a passagem uma outra estrutura (dia 6)	177
Figura 6.36 –	Exemplo da seleção automática de um provável acréscimo precursor num período onde o módulo do vetor anisotropia devido a difusão parece estar oscilando, e não diminuindo	178
Figura 6.37 –	Exemplo da seleção automática de um provável acréscimo precursor num período onde não há variações significativas das grandezas que caracterizam a passagem de uma estrutura interplanetária no espaço próximo a Terra antes, durante ou após a sua ocorrência.	181

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
Tabela 4.1 – Valores encontrados para o novo coeficiente de temperatura de máxima produção de múons calculado através da combinação do Método da Temperatura de Superfície com o Método da Temperatura na altura de Máxima Produção de Múons.	63
Tabela 4.2 – Valores encontrados para o novo coeficiente de temperatura de superfície calculado através da combinação do Método da Temperatura na altura de Máxima Produção de Múons com o Método da Temperatura de Superfície	64
Tabela 4.3 – Valores do Raiz do Erro Médio Quadrático Normalizada obtida para cada método de se descrever o efeito da temperatura e da correlação entre os dados corrigidos por cada método e os dados registrados por monitores de nêutrons	84
Tabela 4.4 – Diferença percentual com o menor valor de <i>REM_{QN}</i> encontrado em cada detector e comparação percentual com a valor de <i>RNM</i> obtido utilizando-se os dados corrigidos somente por pressão.....	85

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
1 INTRODUÇÃO.....	1
1.1 Os Raios Cósmicos.....	8
2 OBJETIVOS	27
3 REDE GLOBAL DE DETECTORES DE MUONS (GMDN)	29
3.1 Análise e remoção de instabilidades na intensidade de raios cósmicos relacionadas a problemas em um detector	36
4 INFLUÊNCIAS ATMOSFÉRICAS NA INTENSIDADE DE MÚONS OBSERVADA NA SUPERFÍCIE .	41
4.1 Análise do Efeito Barométrico	45
4.2 Análise e eliminação do efeito da temperatura.....	53
4.2.1 Método da Temperatura de Superfície (SUP)	60
4.2.2 Método da temperatura de máxima produção de múons (MPM)	61
4.2.3 Combinação entre os métodos SUP e MPM (SUP+MPM e MPM+SUP)	63
4.2.4 O método Teórico (TEO) e sua variação (TEO-M)	64
4.2.5 Método da Temperatura Ponderada pela Massa (MSS)	67
4.2.6 Método da Temperatura Efetiva (EFF) e sua modificação (EFF-M)	71
4.2.7 Método da Expansão Atmosférica (EAT)	77
4.2.8 Comparação entre os resultados dos diferentes métodos analisados.....	79
5 ANISOTROPIA E VARIAÇÃO DIURNA SOLAR DA INTENSIDADE DE RAIOS CÓSMICOS	91
5.1 Dedução da relação entre a Intensidade de Raios Cósmicos observada na superfície e o Vetor Anisotropia existente no espaço.....	96
5.2 Cálculo do Vetor Anisotropia através da intensidade de partículas observada na superfície	110
5.3 Obtenção do vetor anisotropia relacionado ao processo de difusão dos raios cósmicos	116
6 VARIAÇÕES DA INTENSIDADE DE RAIOS CÓSMICOS PRECURSORAS À PASSAGEM DE ESTRUTURAS INTERPLANETÁRIAS NO ESPAÇO PRÓXIMO À TERRA	123
6.1 Metodologia para a visualização e análise contínua da intensidade de Raios Cósmicos em busca da observação de variações precursoras à passagem de estruturas interplanetárias	131

6.2 Detecção automática de decréscimos precursores da intensidade de raios cósmicos	140
6.3 Detecção automática de acréscimos precursores alinhados com o campo magnético interplanetário	166
7 CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS.....	183
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	191
APÊNDICE A – DESCRIÇÃO DETALHADA DE CADA DETECTOR DA GMDN.....	199
APÊNDICE B – FIGURAS REFERENTES AO PERÍODO ANTERIOR A ROTAÇÃO DE HOBART	203

1 INTRODUÇÃO

O Sol é uma estrela tipo G pertencente a sequência principal do diagrama de Hertzsprung-Russell, com mais de 4 bilhões de anos, que é composta principalmente por hidrogênio e hélio. Ele tem mais de cem vezes o volume e mais de 300 mil vezes a massa da Terra e, desde a antiguidade, vem intrigando a humanidade. Geralmente, ele é dividido em duas grandes partes: (I) uma exterior, denominada atmosfera solar, que pode ser observada de forma direta; e (II) uma interior, que é estudada através de modelos de estrutura estelar e de medidas de heliosismologia (ZIRIN, 1988; SILVA, 2006).

No interior solar, dentre outros fenômenos, destaca-se a fusão nuclear, onde energia é liberada no processo de transformação de quatro núcleos de hidrogênio em um núcleo de hélio. Na atmosfera, um dos principais fenômenos consiste na liberação contínua de massa devido a presença de um gradiente de pressão superior e de sentido contrário a força gravitacional solar. Esse gradiente de pressão está associado à alta temperatura da camada mais externa da Atmosfera Solar, denominada de coroa solar, que possui uma maior temperatura em relação à fotosfera (camada mais interior) devido a um processo de aquecimento ainda desconhecido. Esse plasma solar expelido para fora do Sol tem uma densidade média de $10 \text{ partículas/cm}^3$, uma velocidade superior a 300 km/s e é denominado Vento Solar (PARKER, 1965; PRIEST, 1964).

Da mesma forma que a Terra, o Sol possui um campo magnético gerado, muito provavelmente, pela movimentação de partículas eletricamente carregadas em seu interior. Em uma primeira aproximação, este campo pode ser descrito como o de um dipolo, onde as linhas na região próxima ao equador se estendem até grandes distâncias. Isso ocorre pelo fato de o vento solar “congelar” e carregar consigo as linhas de campo magnético para regiões bem distantes do Sol, formando neste processo o que chamamos de campo magnético do meio interplanetário. Conforme mostra a Figura 1.1, a combinação do processo de rotação do Sol com o transporte pelo vento solar faz com que a forma assumida pelas linhas do campo magnético interplanetário seja espiralada. No plano da órbita da Terra ao redor do Sol (eclíptica) essa configuração costuma ser chamada de Espiral de Parker.

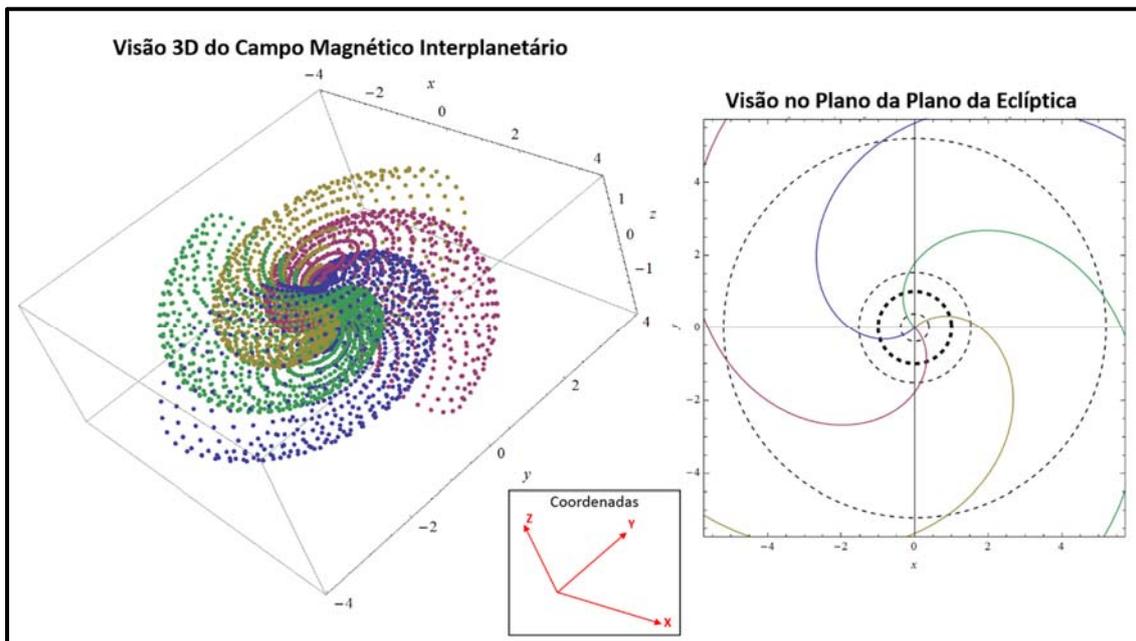


Figura 1.1 – Visualização das linhas do campo magnético interplanetário (IMF – *Interplanetary Magnetic Field*) em três dimensões calculadas através das Equações de Parker considerando-se o vento solar com velocidade de 300 km/s. Nos dois quadros, os pontos ou as curvas coloridas representam o IMF. No quadro à direita, a linha tracejada mais interna representa a órbita de Mercúrio, a linha seguinte (em negrito) mostra a órbita da Terra e as duas últimas representam a órbita de Marte e de Júpiter. Os eixos em ambos os quadros representam a distância em unidades astronômicas.

Fonte: Adaptada de Wolfram Demonstrations Projects. Original disponível em: <http://demonstrations.wolfram.com/TheInterplanetaryMagneticFieldParkerSpiral/>. Acesso em: 06 jul. 2015.

Conforme é possível se observar na Figura 1.2, a rotação diferencial existente nas camadas mais externas do Sol causa uma torção das linhas do campo magnético solar. A medida que essa torção aumenta, são criados arcos magnéticos (proeminências) que saem da superfície solar. Nas regiões onde esses arcos se localizam, o processo de convecção (responsável pelo aquecimento da fotosfera) é inibido, fazendo com que apareçam regiões escuras denominadas manchas solares.

Conforme é possível se observar na parte superior da Figura 1.3, o número de manchas solares aumenta e diminui com o passar do tempo apresentando uma periodicidade de aproximadamente 11 anos. Durante os períodos em que o número de manchas é máximo há uma maior turbulência (arcos magnéticos) na configuração do campo magnético solar nas regiões de menor latitude do Sol e um processo de troca de polaridade nas regiões polares (BABCOCK, 1961). A parte inferior da Figura 1.3 mostra a mensuração desses dois processos no período entre 1975 e 2015.

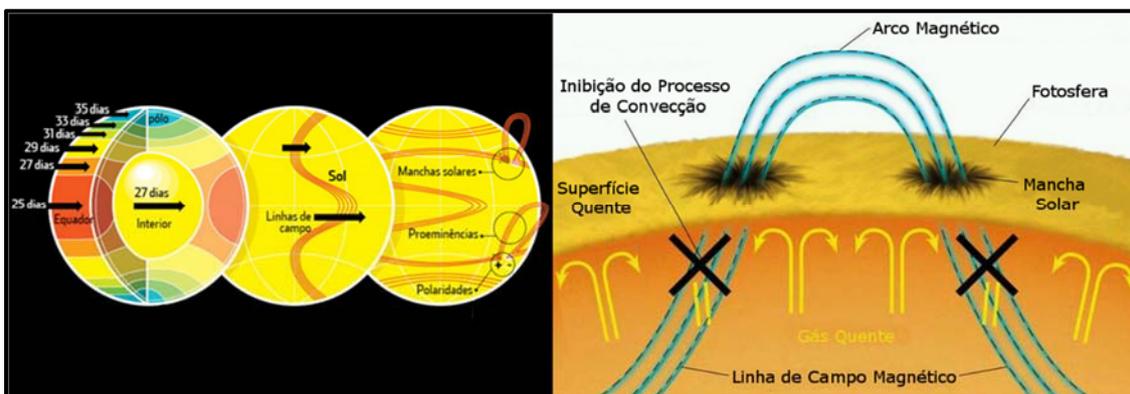


Figura 1.2 – Esquema do surgimento dos arcos magnéticos e das Manchas Solares através da rotação diferencial do Sol.

Fonte: Adaptada da Revista Galileu (à esquerda) e do Department of Astronomy of UMass Amherst University (à direita). Originais respectivamente disponíveis em: <http://revistagalileu.globo.com/Revista/Galileu/foto/0,,15339648,00.jpg> e http://www.astro.umass.edu/~myun/teaching/a100_old/images/sunmagneticloop.jpg. Acesso em: 06 jul. 2015.

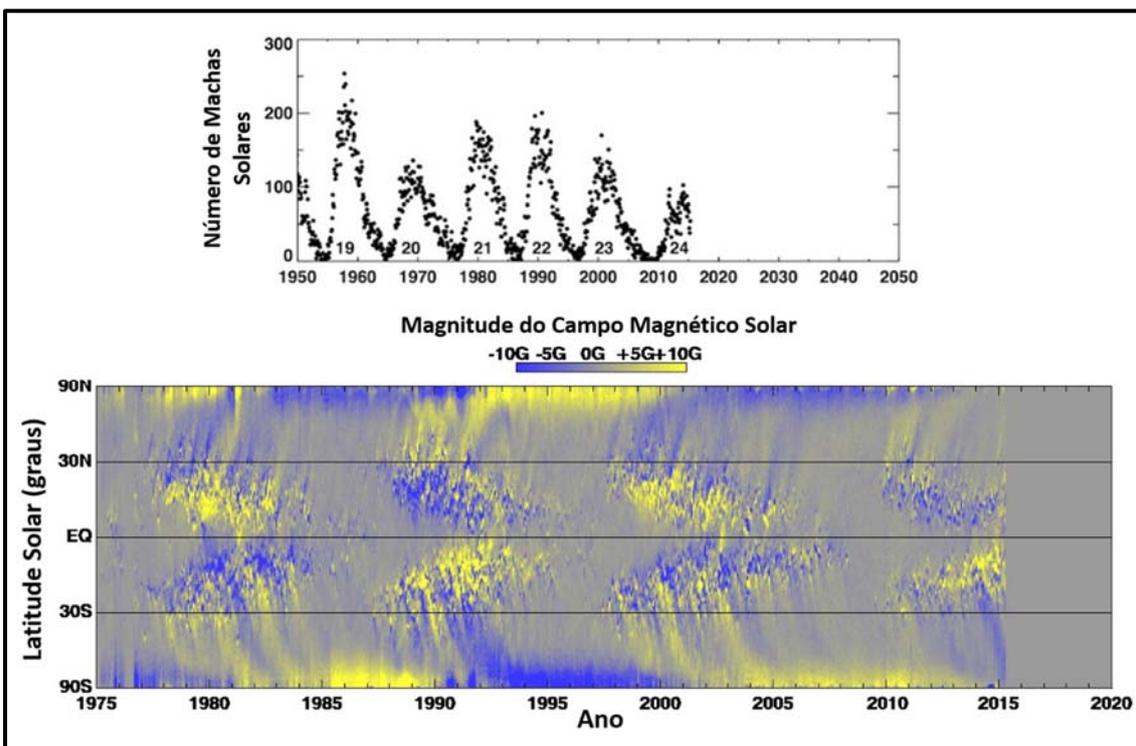


Figura 1.3 – Média mensal do número de manchas solares observadas entre os anos de 1950 e 2015 (quadro superior) e a magnitude do campo magnético solar no período entre 1975 e 2015. No quadro inferior, a cor amarela indica um valor negativo do campo, enquanto a cor azul indica a polaridade inversa (valor positivo).

Fonte: Adaptado da página do Grupo de Física Solar do Marshall Space Flight Center da NASA: <http://solarscience.msfc.nasa.gov/SunspotCycle.shtml> e <http://solarscience.msfc.nasa.gov/dynamo.shtml>. Acesso em 06 jul. 2015.

Muitos fenômenos ocorridos na atmosfera solar estão relacionados de forma direta ou indireta a esse ciclo de 11 anos do número de manchas solares. Alguns desses fenômenos têm um

extenso campo de atuação causando ou influenciando outros ocorridos no meio interplanetário, na magnetosfera e atmosfera terrestres. Estes, por sua vez, podem afetar, de forma direta ou indireta, sistemas eletrônicos e organismos vivos dispostos no espaço, sistemas de transmissão de energia elétrica dispostos na superfície terrestre, sistemas de comunicação via rádio e, em alguns casos extremos, pessoas a bordo de aviões sobrevoando regiões polares (SISCOE, 2000; ECHER et al., 2005).

Criou-se, então, o termo Clima Espacial, o qual diz respeito às condições do Sol, do meio interplanetário, da magnetosfera e da ionosfera terrestre que podem influenciar a performance e/ou a confiabilidade de sistemas tecnológicos dispostos no espaço e na superfície terrestre e/ou que podem causar algum tipo de risco à saúde ou vida humana (adaptado das definições de clima espacial do Programa de Clima Espacial Nacional Norte Americano, NSWP, e do Programa de Estudo e Monitoramento Brasileiro do Clima Espacial, EMBRACE).

Os primeiros efeitos do clima espacial foram observados logo após o desenvolvimento da comunicação telegráfica no século XIX, mais precisamente em 1847, quando começaram a ser observados problemas generalizados em sistemas de comunicação telegráfica nos períodos próximos àqueles em que eram observadas auroras (SISCOE, 2000). Desde então, conforme mostra a Figura 1.4, o número de efeitos do clima espacial tem crescido, acompanhando o desenvolvimento de novas tecnologias, principalmente na área espacial e de telecomunicações.

Dentre as principais causas dos efeitos do clima espacial destacam-se: (I) aumentos na intensidade de radiação eletromagnética (raios-x e ultravioleta), (II) mudanças no fluxo de partículas carregadas de alta, média e baixa energia e (III) distúrbios na configuração da magnetosfera terrestre, denominados Tempestades Geomagnéticas. Essas tempestades estão relacionadas direta ou indiretamente a uma parte significativa dos efeitos conhecidos do clima espacial, como os problemas na comunicação via cabos submarinos, em sistemas de transmissão de energia elétrica e irregularidades ionosféricas (BOTELER et al., 1998). Há inclusive a possibilidade de que as tempestades geomagnéticas possam causar problemas de orientação e navegação em animais sensíveis ao campo geomagnético, como por exemplo algumas espécies de abelhas e de pássaros migratórios (ESQUIVEL et al., 2007; WINKLHOFER, 2009). Existe ainda a possibilidade de que até mesmo a saúde de pessoas na superfície terrestre seja afetada por efeitos de tempestades geomagnéticas (GMITROV; OHKUBO, 2002; PALMER et al., 2006).

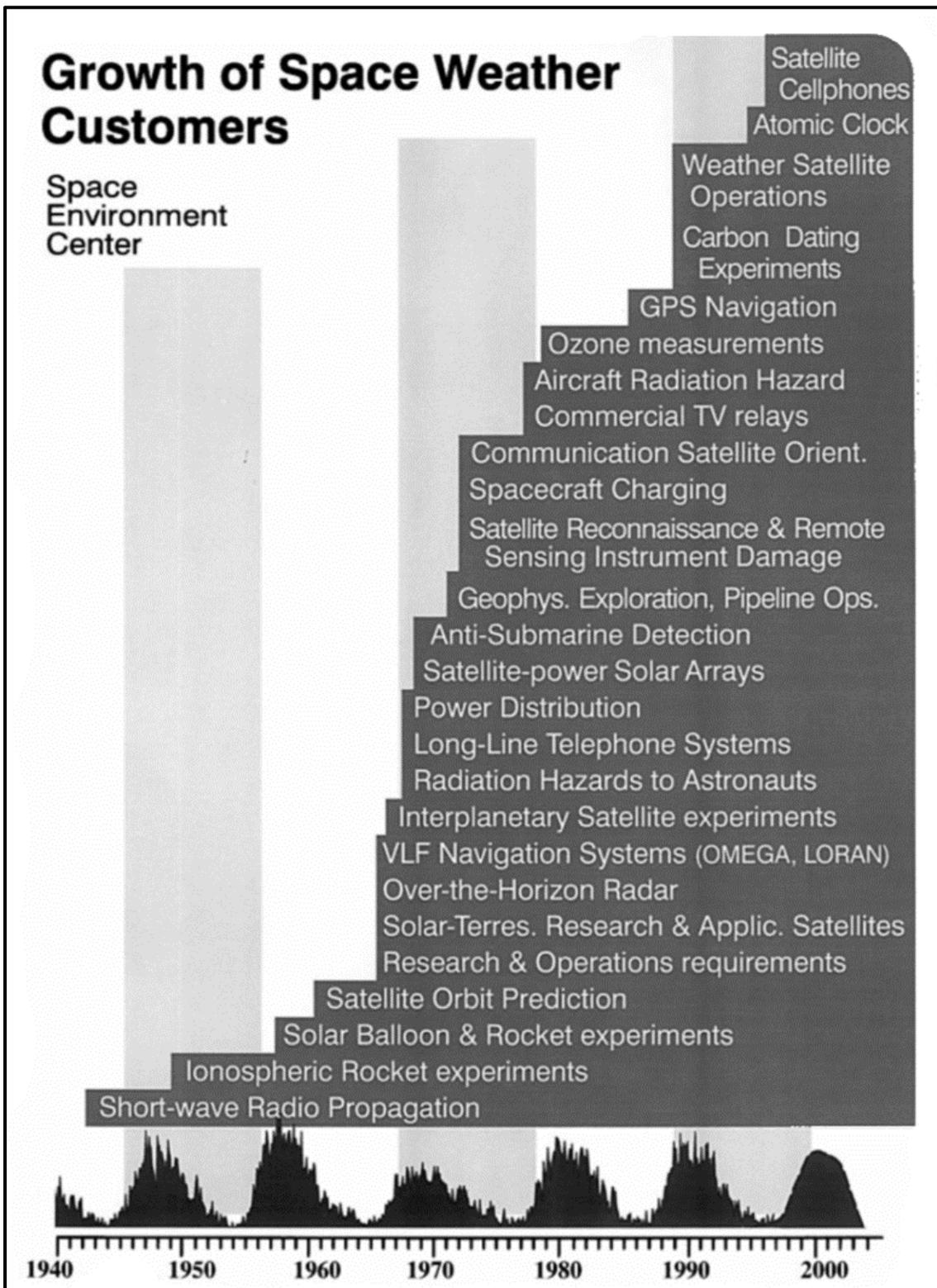


Figura 1.4 – Surgimento, aumento e diversificação do número de tecnologias consumidoras de serviços de clima espacial fornecidos pelo SEC (*Space Environment Center*) da NOAA (*National Oceanic and Atmospheric Administration*) desde a sua criação em 1941.
 Fonte: Siscoe (2000).

Segundo Gonzalez et al. (1994) as tempestades geomagnéticas são, geralmente, identificadas e classificadas de acordo com o Índice Dst (*Disturbance storm time*), que está relacionado ao enfraquecimento do campo geomagnético devido a uma intensificação da corrente anelar (corrente elétrica gerada pelo movimento circular de partículas eletricamente carregadas que foram capturadas pelo campo geomagnético). As perturbações nos parâmetros do meio interplanetário (como densidade, temperatura e velocidade do vento solar, assim como o valor do campo magnético) durante a passagem de uma estrutura interplanetária ou de sua respectiva onda de choque são as principais causas das tempestades geomagnéticas.

Geralmente, as tempestades de menor intensidade são associadas a passagem de um feixe de vento solar rápido, enquanto as mais intensas estão associadas às Ejeções de Massa Coronais (TSURUTANI et al., 1992; KAVANAGH; DENTON, 2007). Conforme é mostrado na Figura 1.5, entre os arcos magnéticos presentes na superfície solar, há regiões onde as linhas do campo magnético solar se conectam a grandes distâncias do sol. Estas regiões são denominadas buracos coronais e são identificadas através do menor brilho na faixa do raio-x. A configuração de linhas “abertas” na proximidade do sol (região destacada em azul no quadro à direita) deixa o plasma solar sair com uma maior velocidade.

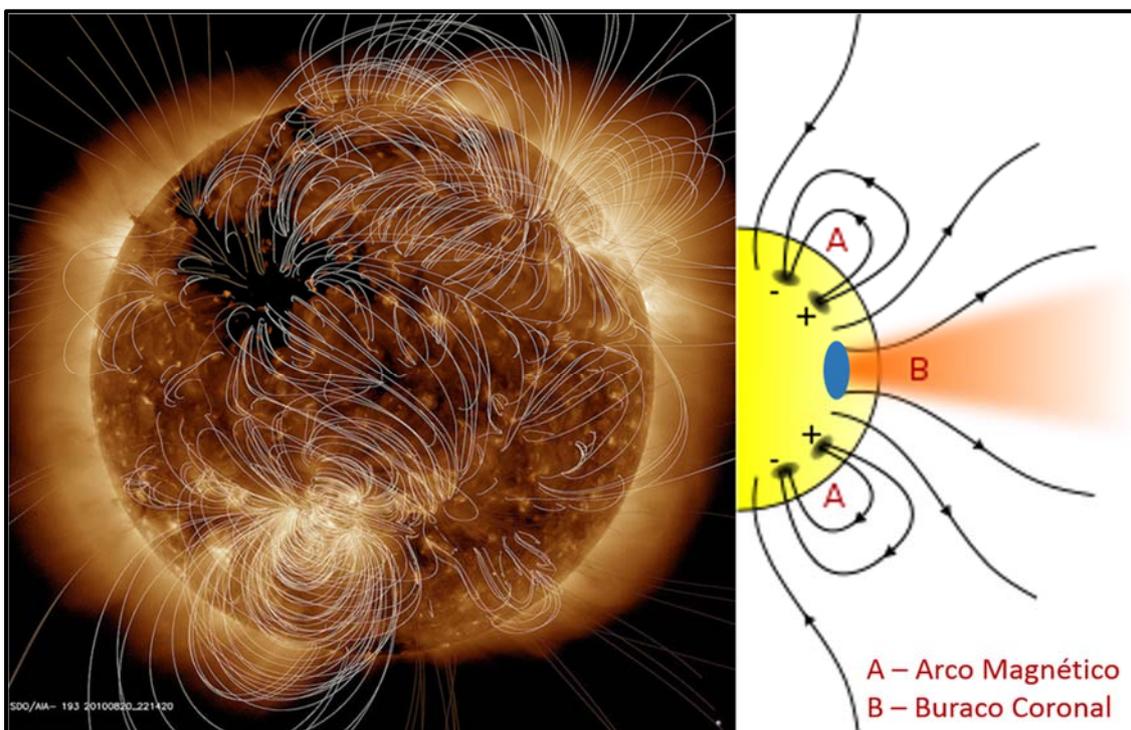


Figura 1.5 – Esquema da formação da configuração magnética de um buraco coronal e da formação de um feixe de vento rápido.

Fonte: Figura à direita adaptada do Portal Wikipedia e à esquerda do Portal Space Weather.

As Ejeções de Massa Coronais (CME – *Coronal Mass Ejections*) correspondem ao desprendimento de aglomerados de plasma solar envoltos por linhas de campo magnético que, ao serem expelidos do Sol, vagam até os confins da heliosfera. Neste percurso, elas costumemente são chamadas de ICMEs (*Interplanetary Coronal Mass Ejections*). De modo geral, elas possuem um tamanho muito maior do que o da Terra e têm uma velocidade que pode variar entre 400 e 1500 km/s (HOWARD, 2011). Conforme é mostrado na Figura 1.6, essas estruturas são observadas por coronógrafos a bordo de satélites (câmeras que bloqueiam a luz solar direta) através do espalhamento da luz visível emitida pelo Sol por elétrons livres no interior destas estruturas.

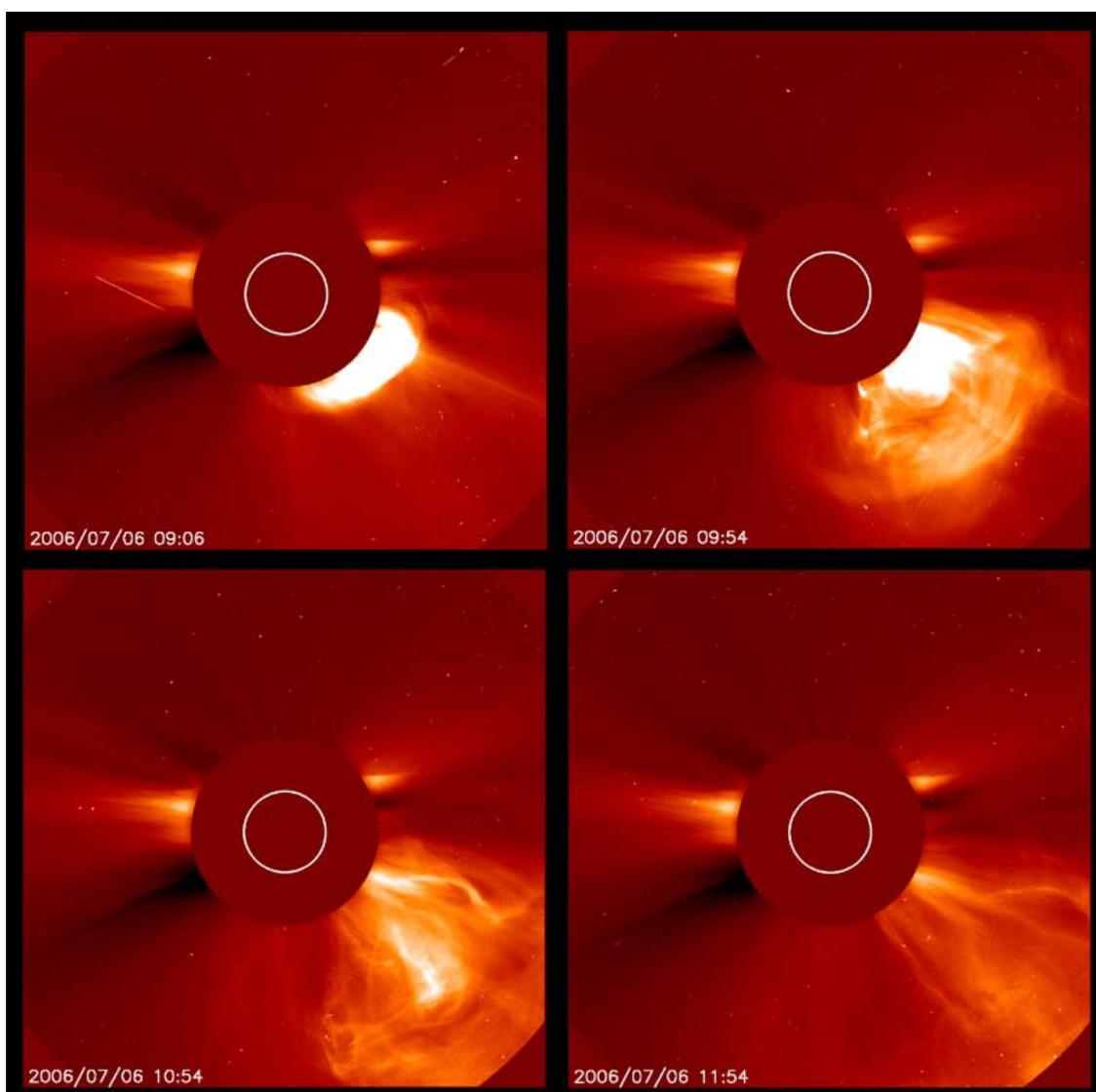


Figura 1.6 – Visualização de uma ejeção de massa coronal (canto inferior direito de cada quadro) ocorrida no dia 06/07/2006 pelo coronógrafo C2 do satélite SOHO (*SOLar and Heliospheric Observatory*). A circunferência branca no centro representa o Sol.

Uma das principais formas de se evitar os efeitos do clima espacial consiste na previsão da chegada das estruturas interplanetárias que podem causar uma tempestade geomagnética. Atualmente existem diversas técnicas que tentam prever a chegada destas estruturas através de modelos magneto-hidrodinâmicos (MHD), sensoriamento remoto do Sol, observações *in situ* de parâmetros do meio interplanetário em regiões próximas ou afastadas da Terra, além de outras análises ou técnicas baseadas em um ou mais fenômenos solar ou interplanetário (VANDEGRIFF et al., 2005; ODSTRCIL; PIZZO, 2009; DAVIS et al, 2012; ZHAO; DRYER, 2014). No entanto, ainda não há uma técnica bem conhecida que seja capaz de prever com grande taxa de acerto o tempo de chegada dessas estruturas, muito menos se elas vão causar ou não uma tempestade geomagnética (MIYAKE; NAGATSUMA, 2012; TUCKER-HOOD et al., 2015).

Além dessas técnicas diretamente ligadas aos fenômenos solares e/ou interplanetários causadores dos efeitos do clima espacial, existem ainda técnicas que tentam prever a chegada de estruturas interplanetárias por outros meios, como a que consiste o escopo desse trabalho, que é baseada em mudanças no fluxo de raios cósmicos incidentes na superfície terrestre (KUDELA et al., 2000).

1.1 Os Raios Cósmicos

Os estudos sobre os raios cósmicos iniciaram-se nas últimas décadas do século XIX, através da busca por uma explicação do descarregamento natural de eletroscópios (OTAOLA; VALDÉS-GALICIA, 1995). Naquela época, já se sabia que ao se aproximar materiais radioativos de um eletroscópio carregado, o mesmo sofria perda de carga. Por isso acreditava-se que uma radiação (provavelmente gama) de alto poder de penetração e proveniente do solo era o fator responsável pelo descarregamento gradual que ocorria mesmo em condições de grande isolamento.

Após experimentos, como o realizado em 1910 na Torre Eiffel por Theodor Wulf (1868 – 1946), surgiram indícios de que essa radiação poderia não ser proveniente do solo. Poucos anos depois, entre 1911 e 1913, o físico Victor Francis Hess (1883 – 1964) verificou através de experimentos com balões que a radiação causadora do descarregamento gradual dos eletroscópios parecia ser proveniente de fora da Terra. Devido aos problemas gerados pela Primeira Guerra Mundial e, principalmente, pelo fato de um dos cientistas de maior destaque naquela época, o físico Robert

Andrews Millikan (1868 – 1953), não obter os mesmos resultados de Hess. Somente em 1926 que a comunidade científica como um todo passou a aceitar amplamente essa ideia. Nessa época, através de novos estudos, Millikan concluiu que a radiação causadora do descarregamento gradual era proveniente do espaço, dando-lhe o nome de Raios Cósmicos. Por um certo período de tempo, parte da comunidade científica (principalmente a norte americana) atribuiu a descoberta dos raios cósmicos a Millikan e não a Hess, havendo inclusive, como é mostrado na Figura 1.7, a intenção de se chamá-los de Raios Millikan.

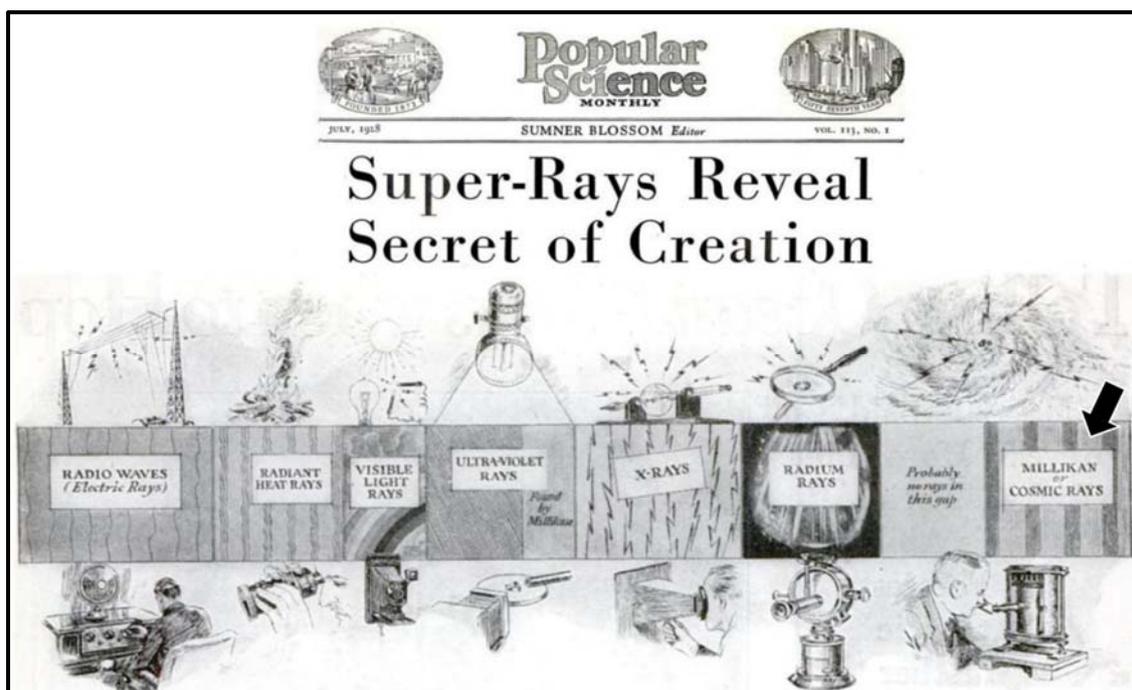


Figura 1.7 – Detalhe da capa da Revista Popular Science de julho de 1928 onde os raios cósmicos são apresentados para o público geral como Raios Millikan (seta preta).
Fonte: Modificado de De Angelis (2012).

Depois de uma certa confusão, o posto de descobridor dos raios cósmicos passou para Hess, que recebeu um prêmio Nobel por este feito em 1936. Durante o período entre a nomeação dos raios cósmicos por Millikan e a premiação de Hess, foram inventados os contadores Geiger-Muller, que possibilitaram um grande avanço nas pesquisas envolvendo raios cósmicos. Descobriu-se que, na realidade, os raios cósmicos eram partículas eletricamente carregadas. Além disso, também se descobriu que ao chegar na Terra essas partículas produziam cascatas ou chuviscos de partículas secundárias.

Entre as décadas de 1930 e 1950, foram descobertas várias partículas elementares que compunham este chuvisco, que até então não eram conhecidas. Em muitos casos, estas

partículas foram descobertas através de emulsões nucleares que, num processo semelhante à emulsão fotográfica (revelação de fotos não digitais), registram a trajetória que uma partícula eletricamente carregada faz ao passar em um meio onde há a presença de um campo magnético previamente definido. Como exemplo, a Figura 1.8 mostra a trajetória registrada por um píon, partícula cuja descoberta é atribuída ao grupo formado pelo brasileiro Cesare Mansueto Giulio Lattes (1924 – 2005), mais conhecido como César Lattes, pelo italiano Giuseppe Paolo Stanislaio Occhialini (1907 –1993) e pelo inglês Cecil Frank Powell (1903 – 1969), que recebeu sozinho o prêmio Nobel em 1950 pelo desenvolvimento do método fotográfico para o estudo de processos nucleares e a conseqüente descoberta dos píons.



Figura 1.8 – Visualização da trajetória de um píons através do registro fotográfico de uma Câmara de Wilson (também conhecida como Câmara de Nuvens).

Fonte: Retirado de uma das cenas do filme educacional: “*The Strange Case of the Cosmic Rays*” de 1957.

Atualmente, há duas classificações para as partículas cósmicas: primárias e secundárias. São classificados como primárias todas as partículas cósmicas (na maioria prótons e núcleos de hélio) que vagam pelo espaço sem ter tido qualquer interação com a atmosfera terrestre. São classificadas como secundárias todas as partículas geradas após a interação de uma partícula primária com a atmosfera terrestre (DORMAN, 2004).

Os raios cósmicos primários são geralmente classificados em três categorias: Raios Cósmicos Galácticos (RCG), Raios Cósmicos Solares (RCS) e Raios Cósmicos Anômalos (RCA). Os RCG, cuja origem é desconhecida apresentam um fluxo contínuo, porém não constante (i.e. que apresenta variações em diversas escalas de tempo). Os RCS são observados de forma esporádica e são provenientes de grandes explosões solares e/ou de ondas de choques interplanetárias. Os RCA possuem um fluxo contínuo e são gerados através da interação entre as partículas do gás neutro interestelar, a radiação UV solar, o vento solar e a onda de choque existente na heliopausa. Recentemente, têm-se especulado que hajam mais duas categorias de raios cósmicos primários: os Raios Cósmicos Extragalácticos, que possuem uma energia extremamente elevada ($> 10^{15}$ eV), porém um fluxo extremamente baixo, sendo, provavelmente, originados em rádio-galáxias ou em quasares; e os Raios Cósmicos Planetários ou Magnetosféricos, que são gerados pela aceleração de partículas em magnetosferas planetárias e possuem energia diferente conforme o planeta (magnetosfera) em que se localizam. Por exemplo, aqueles gerados na magnetosfera de Júpiter ou de Saturno possuem energia em torno de 10 MeV (DORMAN, 2004).

Conforme é mostrado na Figura 1.9, ao vagar pela heliosfera, uma partícula cósmica pode ter ou não sua trajetória afetada pela configuração do campo magnético interplanetário dependendo do tamanho do raio do Larmor que ela realiza em torno da linha deste campo. Quando o campo magnético interplanetário for uniforme (situação A), a partícula cósmica seguirá uma trajetória espiralada (girá em torno da linha do campo, enquanto o seu centro de giro move-se paralelamente a esta linha). Quando o campo magnético não for uniforme (situação B), a partícula cósmica sofrerá uma deriva (por causa da curvatura e do gradiente desse campo). Desta forma, quando houver uma torção na linha de campo magnético em que uma partícula cósmica esteja se movendo: (I) caso ela seja muito maior do que o raio de giro (r_g) da partícula (situação C), a partícula passará através da torção, mas pode sofrer uma deriva para uma linha adjacente; (II) por outro lado, se o raio de Larmor (r_g) for muito maior que a escala espacial da uniformidade do campo magnético (situação D), a partícula não sente nenhum efeito desta; (III) por último, quando r_g tiver aproximadamente o mesmo tamanho que a escala espacial da torção da linha do campo magnético, o comportamento da partícula dependerá de sua fase de giro. Neste caso, a partícula pode: sentir a torção no campo passando por ela sem sofrer grandes alterações em sua trajetória (situação E); ser refletida (situação F); ficar presa na torção (situação G); ou sofrer uma deriva para uma linha adjacente (situação H).

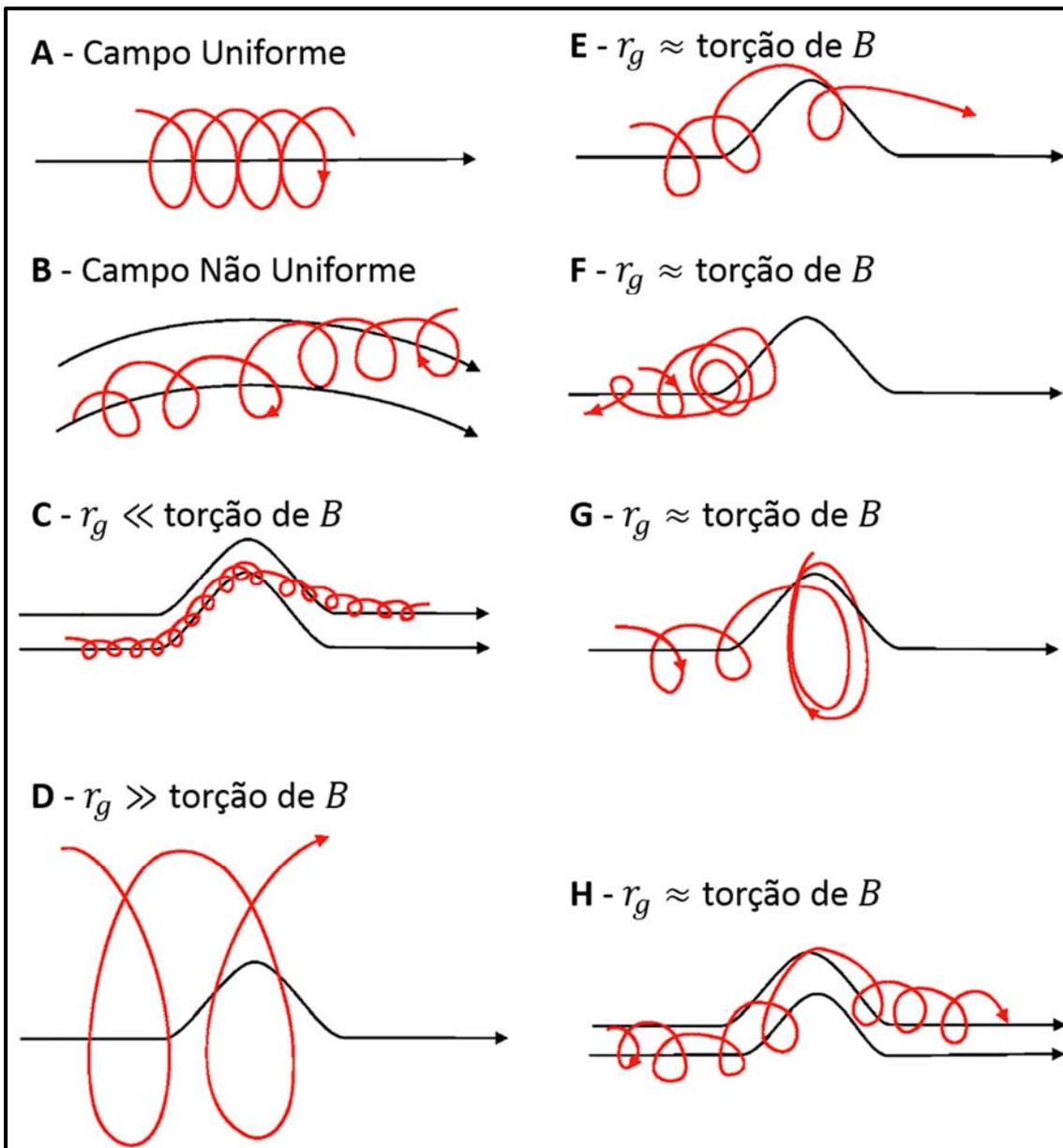


Figura 1.9 – Comportamento de uma partícula cósmica ao se mover ao longo de uma linha de campo magnético em diferentes situações. As setas pretas representam as linhas do campo magnético interplanetário, enquanto as setas vermelhas representam a trajetória de uma partícula cósmica. Fonte: Adaptado de Moraal (2013).

Através da Física Básica sabe-se que, no caso relativístico (partículas com grande energia, que é o caso dos raios cósmicos):

$$r_g = \frac{p_{\perp}}{qB}, \tag{1.1}$$

onde p_{\perp} é o momento relativístico perpendicular ao plano de giro da partícula cósmica, q é a carga desta partícula e B o campo magnético do meio em que ela está se movendo.

A fim de se eliminar a dependência de duas variáveis relacionadas à partícula cósmica, criou-se o conceito de rigidez magnética ($R = p_{\perp}/q$), fazendo com que $r_g = R/B$ dependa apenas de uma única característica. No Sistema Internacional (SI) de unidades, a rigidez magnética, escrita na forma definida acima, terá unidade igual a $\text{J.s.m}^{-1}.\text{C}^{-1}$. No entanto, sabendo-se que o produto entre o momento e a velocidade ($p \cdot c$) tem unidades de energia, costuma-se escrever a rigidez da seguinte forma:

$$R = \frac{p_{\perp}c}{q}, \quad (1.2)$$

onde p_{\perp} é o momento relativístico perpendicular ao plano de giro da partícula cósmica, c é a velocidade da luz e q é a carga da partícula. No caso em que a partícula cósmica não é uma partícula elementar, sua carga é descrita pelo produto entre o número atômico desta partícula e a carga do elétron (Ze). Nesta forma, a rigidez apresenta unidade de potencial elétrico, no SI, Volt. No entanto, para se manter o equilíbrio de unidades, o raio de Lamor (r_g) passa a ser escrito da seguinte forma:

$$r_g = \frac{R}{cB}, \quad (1.3)$$

onde R é a rigidez magnética de uma dada partícula cósmica, c é a velocidade da luz e B é o campo magnético do meio onde a partícula está se movimentando.

Através da Equação 1.2 e das expressões conhecidas da Teoria da Relatividade, a rigidez magnética (R) de uma partícula cósmica (em Volts) pode ser descrita em relação a sua energia (em eV) como:

$$R = \frac{A}{Ze} \sqrt{T(T + 2E_0)} = \frac{A}{Ze} \frac{v^2}{c^2} (T + 2E_0), \quad (1.4)$$

onde A é a massa atômica da partícula cósmica (em unidade de massa atômica), Z é o seu número atômico, T é a sua energia cinética, E_0 a sua energia de repouso, v a sua velocidade (em relação a c), e é carga elementar (em carga relativa) e c a velocidade da luz. Através desta equação, por exemplo, é possível se inferir que um próton com rigidez de 1 GV terá energia cinética de aproximadamente 0,366 GeV.

Considerando-se esta relação entre energia, rigidez ou raio de Larmor com a configuração do campo magnético interplanetário, acredita-se que somente partículas com energia inferior a 100 GeV são afetadas por deformidades neste campo (ALANKO et al., 2005).

Considerando a influência do campo magnético interplanetário nas partículas cósmicas de menor energia, Parker (1965) calculou a equação que descreve o transporte de raios cósmicos no meio interplanetário. Em termos simples, este cálculo é feito considerando-se a equação da continuidade, que diz que o fluxo de partículas cósmicas ao longo de uma superfície fechada deve ser igual a taxa em que estas partículas são criadas ou destruídas no interior deste volume. Inicialmente, neste cálculo, considerou-se que o fluxo de raios cósmicos (\vec{S}) é dado por:

$$\vec{S} = n\vec{V}_{SW} - \tilde{K} \cdot \nabla n, \quad (1.5)$$

onde n é a densidade diferencial de partículas (quantidade de partículas por elemento de volume), \vec{V}_{SW} é a velocidade de convecção (velocidade em que vento solar empurra as partículas cósmicas para longe do Sol) e \tilde{K} é o tensor que representa a difusão das partículas cósmicas no meio interplanetário.

Porém, conforme é explicado por Gleeson & Axford (1968), na realidade não são as partículas cósmicas que se movem com velocidade \vec{V}_{SW} e, sim, o meio na qual elas estão se movendo (linhas do campo magnético interplanetário). Por isto deve ser levado em conta o Efeito Compton-Getting, que diz respeito ao movimento de partículas cósmicas em um sistema referencial também em movimento em uma forma similar ao que é feito para os fótons no Efeito Doppler. Considerando-se este efeito, o fluxo de raios cósmicos passa a ser descrito como:

$$\vec{S} = n \cdot CG \cdot \vec{V}_{SW} - \tilde{K} \cdot \nabla n, \quad (1.6)$$

onde CG é o coeficiente que diz respeito a este efeito. Conforme demonstrado por Gleeson & Axford (1968) esta correção é necessária ao se calcular a equação de transporte dos raios cósmicos na heliosfera através da equação da continuidade. Quando o cálculo é feito através da Equação de Boltzmann esse coeficiente surge de forma natural.

O tensor difusão (\tilde{K}) costuma ser descrito através de dois processos: a difusão paralela e a difusão perpendicular às linhas do campo magnético interplanetário. Geralmente, o processo paralelo é mais significativo que o perpendicular (MORAAL, 2013).

Ao se considerar os efeitos da deriva devido à curvatura e ao gradiente do campo magnético interplanetário, Jokipii & Levyt (1977) introduziram no tensor difusão um termo assimétrico, muitas vezes chamado de difusão transversal (k_T). Desta forma, o tensor difusão pode ser escrito como:

$$\tilde{K} = \begin{pmatrix} k_{\parallel} & 0 & 0 \\ 0 & k_{\perp} & k_T \\ 0 & k_T & k_{\perp} \end{pmatrix}, \quad (1.7)$$

onde k_{\parallel} é o coeficiente de difusão paralela, k_{\perp} o coeficiente da difusão perpendicular às linhas do campo magnético interplanetário e k_T o coeficiente de difusão transversal, equivalente as derivas relacionadas ao gradiente e curvatura do campo magnético interplanetário ao longo da heliosfera.

Os efeitos da deriva de raios cósmicos dependem fortemente da polaridade do dipolo magnético solar e estão presentes, principalmente, em variações de longa escala da intensidade de raios cósmicos, sendo desprezados em análises das variações de curta escala (HEBER et al., 2006). Estima-se, através de modelos teóricos, que a velocidade de deriva das partículas cósmicas com energia igual a 2 GeV seja em torno de 0,01-0,05 vezes a velocidade da luz (c), enquanto a velocidade destas partículas em si seja da ordem de $0,96c$ (ALANKO et al., 2005).

Como já dito, em muitos casos, diferentemente do que foi feito na Equação 1.7, costuma-se mostrar o tensor difusão somente em relação aos coeficientes de difusão paralela e perpendicular. Nestas situações, a equação do transporte de raios cósmicos na heliosfera é expressa mostrando-se a parte referente à deriva fora do tensor difusão conforme a seguir:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = - \underbrace{\vec{V}_{SW} \cdot \nabla f}_{convecção} - \underbrace{\langle \vec{V}_D \rangle \cdot \nabla f}_{deriva} + \underbrace{\nabla \cdot (\tilde{K}_{\parallel\perp} \cdot \nabla f)}_{difusão} + \underbrace{\frac{1}{3} (\nabla \cdot \vec{V}_{SW}) \frac{\partial f}{\partial \ln[R]}}_{esfriamento adiabático} + \underbrace{Q}_{fontes locais} \quad (1.8)$$

onde f é a função de distribuição de raios cósmicos; t é o tempo; ; $\tilde{K}_{\parallel\perp}$ é o tensor de difusão considerando-se apenas os processos de difusão paralela e perpendicular; \vec{V}_{SW} é a velocidade do vento solar; e R é a rigidez magnética. No primeiro termo, relacionado à convecção dos raios cósmicos, é possível se observar que não há a presença do coeficiente relacionado ao Efeito Compton-Getting. Isto ocorre devido ao fato da correção neste termo ser neutralizada pela correção feita no terceiro termo que também está relacionado à velocidade do vento solar (MORAAL, 2013). Este terceiro termo, que geralmente é denominado como esfriamento (ou

expansão) adiabática, está relacionado à expansão do vento solar ao longo da heliosfera (afastamento das linhas do campo magnético interplanetário conforme o aumento da distância em relação ao Sol). O último termo está relacionado a possíveis fontes de raios cósmicos no interior da própria heliosfera, como a aceleração de partículas em explosões solares ou por ondas de choque interplanetárias.

Diferentemente do que é feito na teoria cinética dos gases, a função de distribuição de raios cósmicos (f) é, geralmente, dada em relação ao momento (p) ou à rigidez magnética (R) e não em relação à velocidade. Conforme é mostrado abaixo, de forma simples, é possível se dizer que $f(\vec{r}, p, t)$ corresponde a uma média direcional de $F(\vec{r}, \vec{p}, t)$, que fornece o número de partículas cósmicas, por unidade de volume, com vetor momento próximo a \vec{p} e que estão localizadas num ponto dado pelo vetor \vec{r} em um dado instante de tempo t :

$$f(\vec{r}, p, t) = \frac{\int_{\Omega} F(\vec{r}, \vec{p}, t) d\Omega}{\int_{\Omega} d\Omega}; \quad (1.9)$$

$$F(\vec{r}, \vec{p}, t) = \frac{dn}{d^3r d^3p}; \quad (1.10)$$

$$n = \frac{dN}{d^3r}; \quad (1.11)$$

onde Ω é a ângulo sólido definido no espaço de momento; n é a densidade de partículas cósmicas por unidade de volume; e N é o número total de partículas cósmicas.

Ao longo do tempo, fenômenos solares e/ou interplanetários transientes ou contínuos, causadores ou não de efeitos no clima espacial, perturbam o meio interplanetário causando a mudança de um ou mais termos da Equação 1.8, isto produz uma parte das variações da intensidade de raios cósmicos observada na superfície terrestre. A outra parte destas variações está relacionada aos fenômenos terrestres, que afetam o fluxo de raios cósmicos antes de sua chegada na superfície (GRIEDER, 2001; DORMAN, 2004).

O primeiro fenômeno terrestre a influenciar as partículas cósmicas que incidem na Terra é visto através do denominado Efeito Latitudinal. Conforme mostra o quadro superior da Figura 1.10, este efeito consiste numa menor intensidade de raios cósmicos nas regiões próximas ao equador. Isto ocorre devido ao desvio na trajetória das partículas cósmicas pelo campo

geomagnético. As partículas de menor energia que se movimentam em direção a Terra ao entrar na região de domínio deste campo (magnetosfera) têm sua trajetória alterada e, muitas vezes, deixam de incidir em nosso planeta, sendo refletidas de volta para o espaço ou ficando presas nos cinturões de radiação (ZIEGLER, 1996).

Conforme é mostrado no lado inferior esquerdo da Figura 1.10, devido ao formato dipolar do campo geomagnético, uma partícula cósmica que está seguindo em direção a Terra, na região equatorial, move-se perpendicularmente as linhas do campo magnético terrestre. Logo, tem uma maior chance de ser defletida por ele. Já uma partícula cósmica que está seguindo em direção a Terra (com velocidade \vec{v}) nas regiões polares move-se paralelamente ao campo geomagnético (\vec{B}_G). Desta forma, a força de Lorentz relacionada a este campo será praticamente nula ($\vec{v} \times \vec{B}_G = \vec{0}$), o que resulta numa baixa probabilidade de ela ser defletida pelo campo geomagnético. Conforme é mostrado no lado inferior direito da Figura 1.10, as partículas cósmicas que não foram refletidas ou aprisionadas pelo campo geomagnético apresentam um desvio em sua trajetória. Como, em sua grande maioria, as partículas cósmicas são positivas, este desvio causa uma maior intensidade de raios cósmicos na direção à oeste de um dado ponto de observação na superfície da Terra, o que é amplamente conhecido como Efeito Leste-Oeste (ROSSI, 1930).

A fim de se saber e comparar qual o efeito do campo geomagnético na intensidade de raios cósmicos em diferentes locais da Terra, criou-se o conceito de Rigidez Geomagnética de Corte (R_C), que equivale à menor rigidez magnética (indiretamente o momento e a energia) que uma partícula cósmica vinda do espaço deve possuir para chegar em um determinado local do globo terrestre levando-se em conta a influência do campo geomagnético.

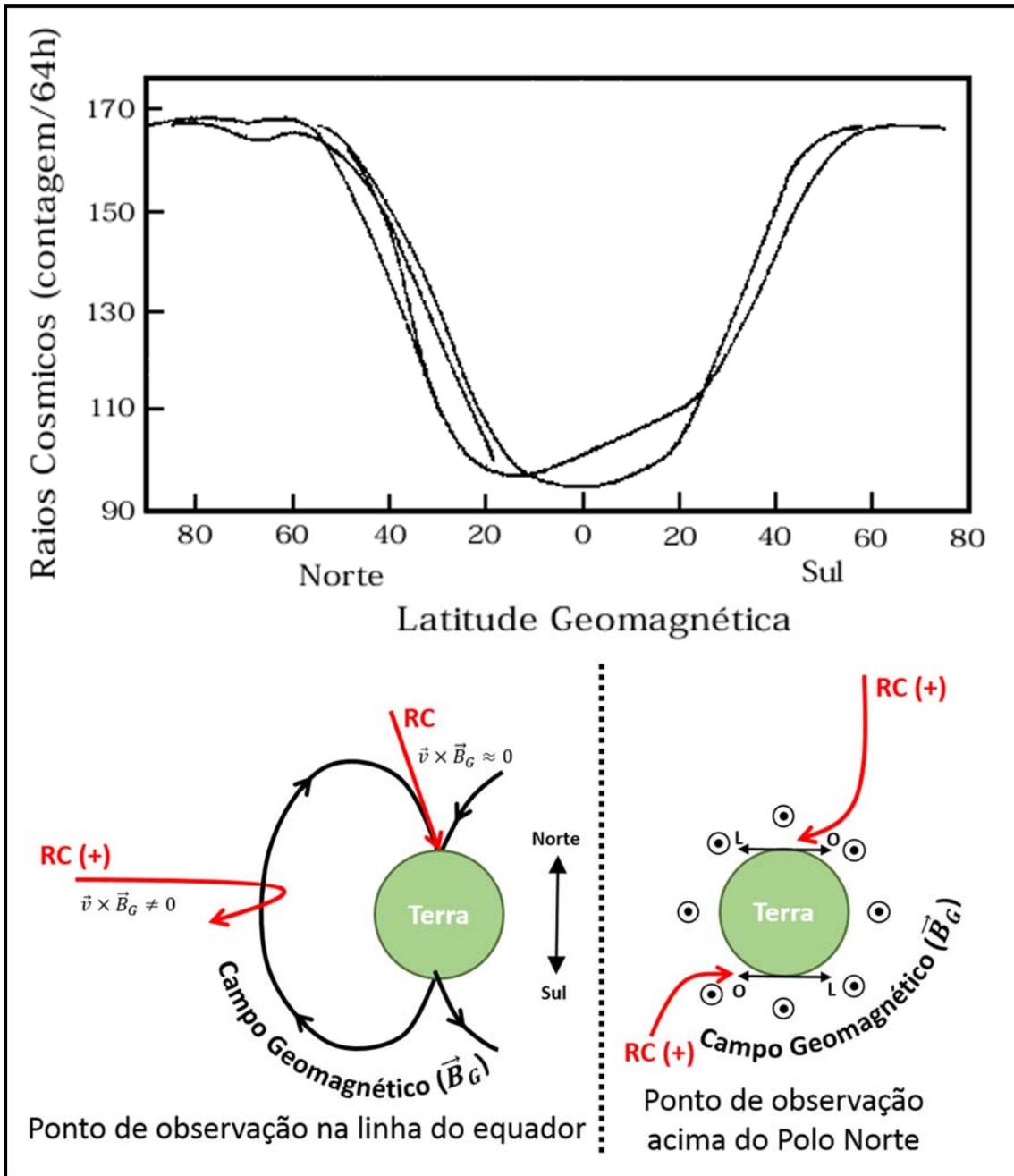


Figura 1.10 – Exemplo do Efeito Longitudinal observado da intensidade de raios cósmicos registrada por detectores dispostos na superfície terrestre juntamente com detalhes da sua causa e do Efeito Leste-Oeste. No quadro superior é mostrada a variação da intensidade de raios cósmicos registrada por um monitor de nêutrons durante viagens de navio entre os Polos Norte e Sul ao longo de uma mesma região longitudinal (ZIEGLER, 1996). No lado inferior esquerdo, é ilustrada a deflexão pelo campo geomagnético (\vec{B}_G) de uma partícula cósmica (RC, linha vermelha) seguindo em direção à Terra na região equatorial e a não influência de \vec{B}_G , quando a mesma partícula segue em direção à Terra próxima ao Polo Norte. No lado inferior direito, é mostrado o desvio de trajetória sofrido pelas partículas cósmicas, que não foram refletidas ou aprisionadas pelo campo geomagnético, responsável por causar o Efeito Leste-Oeste.

Geralmente, o cálculo da rigidez geomagnética de corte é feito considerando-se a trajetória inversa das partículas cósmicas que incidem num dado local. Em outras palavras, ao invés de se considerar a trajetória de uma partícula primária vinda do espaço e chegando verticalmente num determinado local da Terra, considera-se a trajetória de uma partícula de mesma massa, porém sinal contrário, liberada verticalmente com uma dada energia neste local. Conforme é mostrado no lado direito da Figura 1.11, dependendo da energia (rigidez) inicial fornecida, a partícula conseguirá ou não escapar da região de influência do campo geomagnético. Considera-se como R_C , o menor valor de rigidez que resultou na saída da partícula cósmica da magnetosfera. De modo geral, o cálculo da rigidez geomagnética de corte costuma ser feito considerando-se a configuração do campo geomagnético terrestre fornecida pela combinação do IGRF (*International Geomagnetic Reference Field*) e do Modelo Tsyganenko. Maiores informações sobre o primeiro podem ser obtidas em “<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/igrf/>”, e sobre o segundo em “<http://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/magnetos/tsygan.html>”.

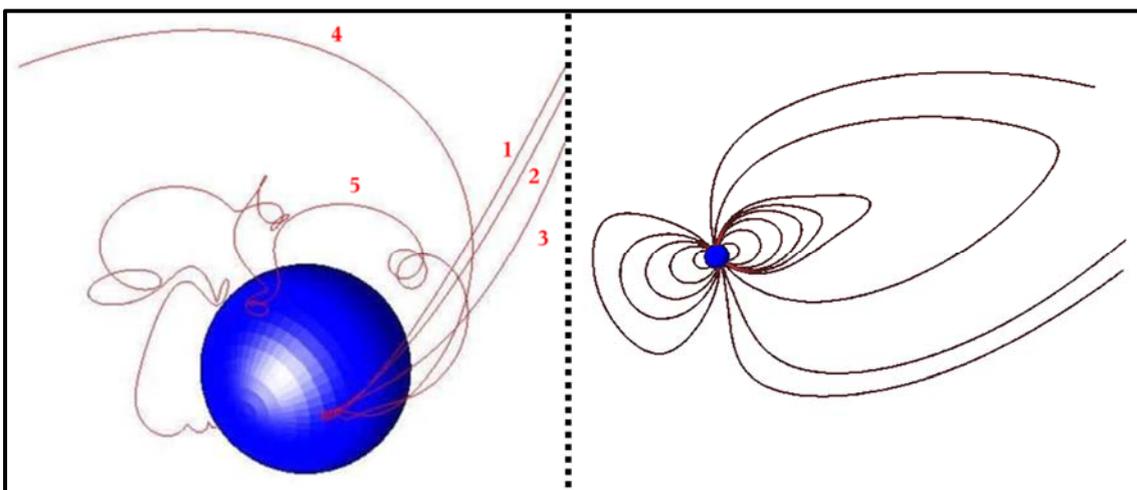


Figura 1.11 – Exemplos do manual do modelo PLANETOCOSMICS (Desorgher, 2005) mostrando, no lado esquerdo, as trajetórias desenvolvidas por partículas lançadas verticalmente de um dado local da Terra com rigidez magnética igual a 20 (linha 1), 15 (linha 2), 10 (linha 3), 5 (linha 4) e 4,5 GV (linha 5). No lado direito, são mostradas as linhas do campo geomagnético obtidas através da junção dos dados fornecidos por IGRF 2005 e Tsyganenko 2001 em condições típicas de períodos calmos (sem a influência de fenômenos interplanetários ou solares).

No lado direito da Figura 1.11, é mostrado um exemplo da configuração das linhas do campo geomagnético obtidas através da combinação dos dados fornecidos pelo IGRF 2005 e pela versão do modelo Tsyganenko desenvolvida no ano de 2001, calculada através do modelo PLANETOCOSMICS. Tanto este modelo, que foi desenvolvido por Desorgher (2005), quanto o modelo desenvolvido por Smart & Shea (2001), que são amplamente utilizados no cálculo da

rigidez geomagnética de corte (e de outros parâmetros envolvendo a interação dos raios cósmicos com o campo geomagnético), fazem uso desta combinação.

A forma atual em que R_C é calculado depende mais da geometria do campo geomagnético do que de sua intensidade (HERBST et al., 2013). Por isso, conforme é possível se observar na Figura 1.12, a anomalia do campo magnético terrestre presente na região próxima da América do Sul (conhecida como Anomalia Magnética do Atlântico Sul) não é observada nos mapas que mostram o valor da rigidez magnética de corte em todo o globo terrestre. No primeiro quadro (de cima para baixo) desta figura, é possível se observar que, no mapa do módulo do campo geomagnético (B), há uma anomalia principalmente na região da América do Sul, onde a intensidade deste campo é bem abaixo daquela observada no restante do globo. Porém, conforme é mostrado no segundo quadro, no mapa do parâmetro δB (que está relacionado a geometria do campo geomagnético), a anomalia na região da América do Sul praticamente não existe. Da mesma forma, no mapa da rigidez geomagnética de corte, que é mostrado no terceiro quadro, o valor de R_C na região da América do Sul segue o mesmo padrão observado no restante do globo. Em outras palavras, não há uma região de menor rigidez de corte na região onde a Anomalia Magnética do Atlântico Sul é observada. O comportamento global de R_C calculado pelos modelos atuais tende a ser muito mais parecido com o apresentado por δB do que o apresentado por B .

Apesar não haver um claro efeito da Anomalia Magnética do Atlântico Sul no mapa da rigidez geomagnética de corte calculada através dos dois modelos mais utilizados atualmente, é possível se observar a influência desta anomalia comparando-se a evolução no tempo do valor de R_C obtido por estes modelos (SMART & SHEA, 2007; HERBS et al., 2013). Conforme é mostrado na Figura 1.13, há uma grande diminuição no valor desta grandeza principalmente na região da Anomalia do Atlântico Sul (e um aumento equivalente ao leste da América do Norte), ao se comparar os valores de R_C obtidos considerando-se a configuração do campo geomagnético no ano de 1900 e no ano de 2010.

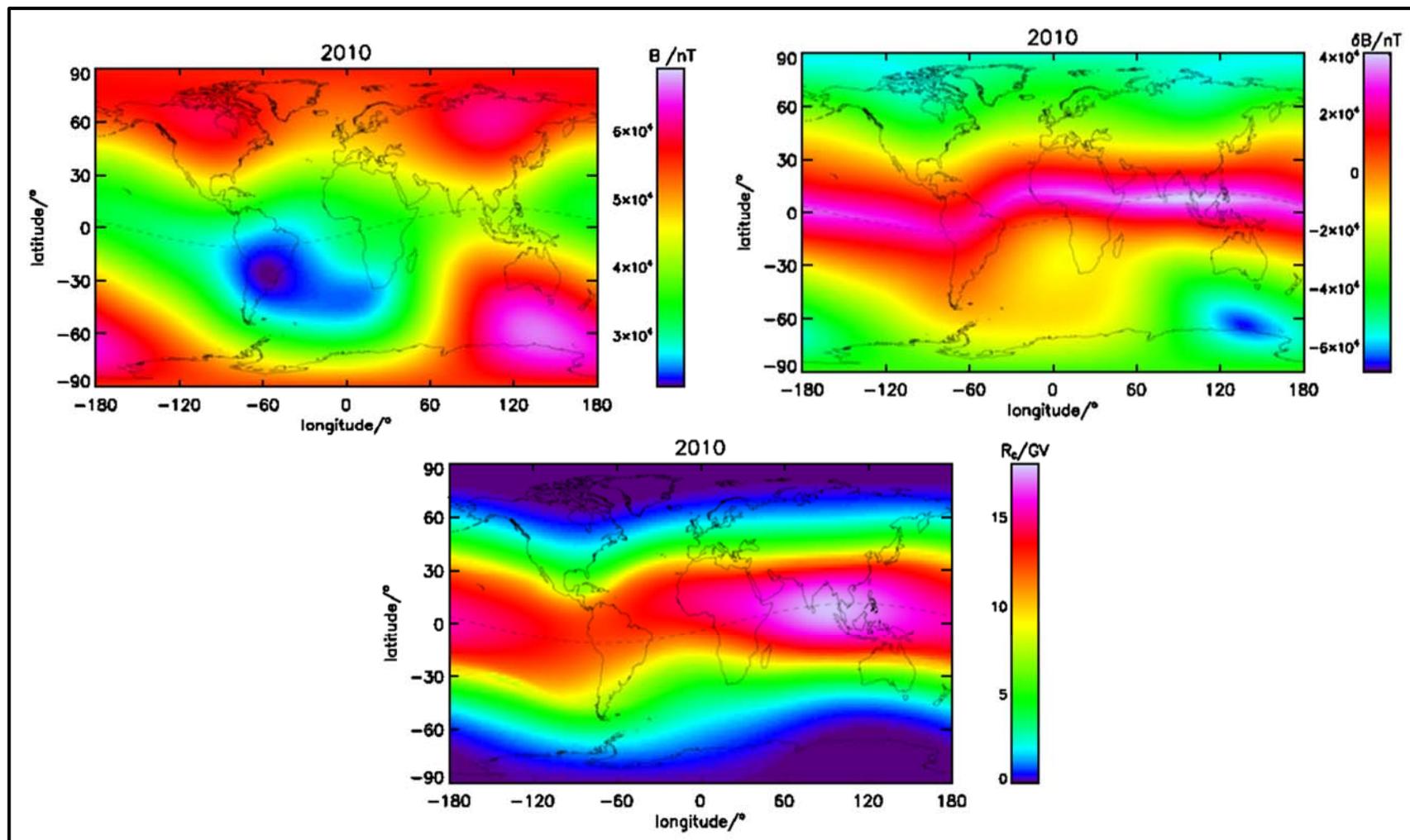


Figura 1.12 – Valores da intensidade do campo geomagnético (B), do parâmetro relacionado à geometria deste campo (δB) e da rigidez geomagnética de corte (R_c) na superfície terrestre. O parâmetro δB corresponde à subtração entre o módulo da componente horizontal e o módulo da componente vertical do campo geomagnético em coordenadas esféricas.

Fonte: Modificado de Herbst et al. (2013).

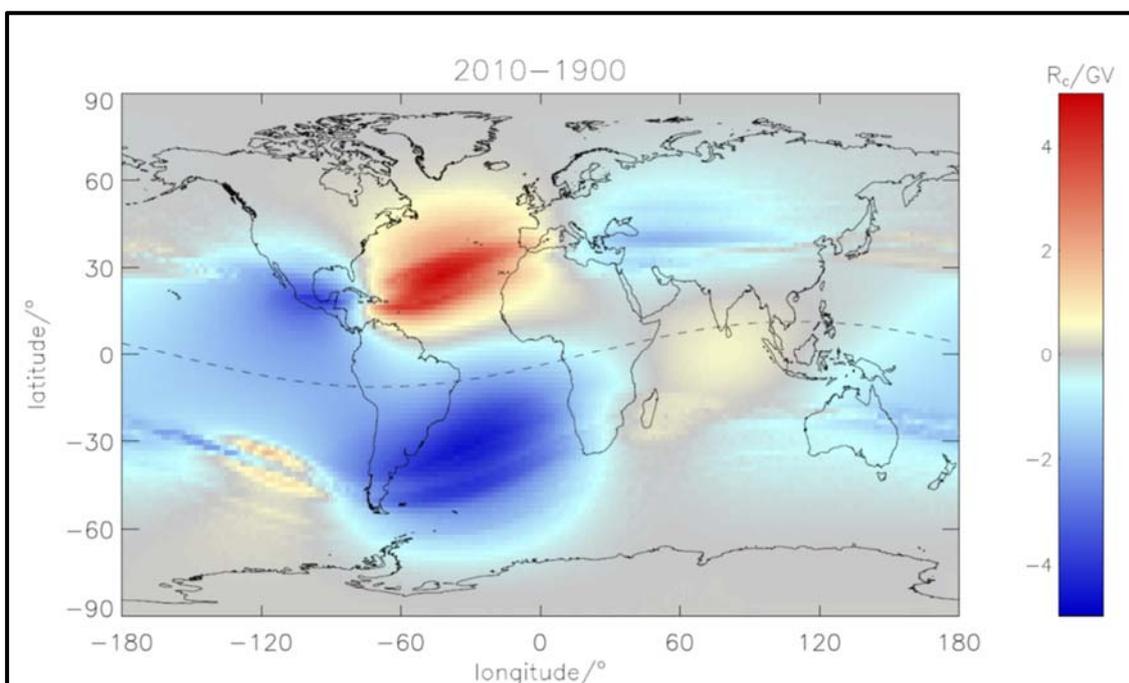


Figura 1.13 – Rigidez geomagnética de corte (R_C) calculada para o ano de 2010 subtraída pela calculada para o ano de 1900.

Fonte: Herbs et al. (2013).

Após interagirem com o campo geomagnético, os raios cósmicos que continuam seguindo em direção à superfície terrestre têm uma grande probabilidade de colidir com as partículas presentes na atmosfera. Conforme é mostrado na Figura 1.14, nesta colisão são geradas diversas partículas cósmicas, ditas secundárias, num processo denominado de Chuveiro de Raios Cósmicos. Nesta colisão inicial, são gerados principalmente píons (negativos, positivos e neutros), prótons ou nêutrons. Estes dois últimos, por sua vez, se tiverem energia suficiente, também podem colidir com outros átomos da atmosfera e gerar mais prótons e/ou nêutrons (em alguns casos até píons), que também podem gerar outros nucleões em um processo em cadeia que se denomina a componente nucleônica do Chuveiro de Raios Cósmicos. Os píons negativos e positivos gerados na colisão da partícula primária, e em alguns casos gerados na componente nucleônica, decaem para múons e juntamente com estes formam a componente méson-muônica. Os elétrons e os pósitrons gerados pelo decaimento de múons juntamente dos fótons, elétrons e pósitrons gerados pelo decaimento de píons neutros e de outros processos (ionização, produção de pares e cascatas fóton-elétron) formam a componente eletromagnética.

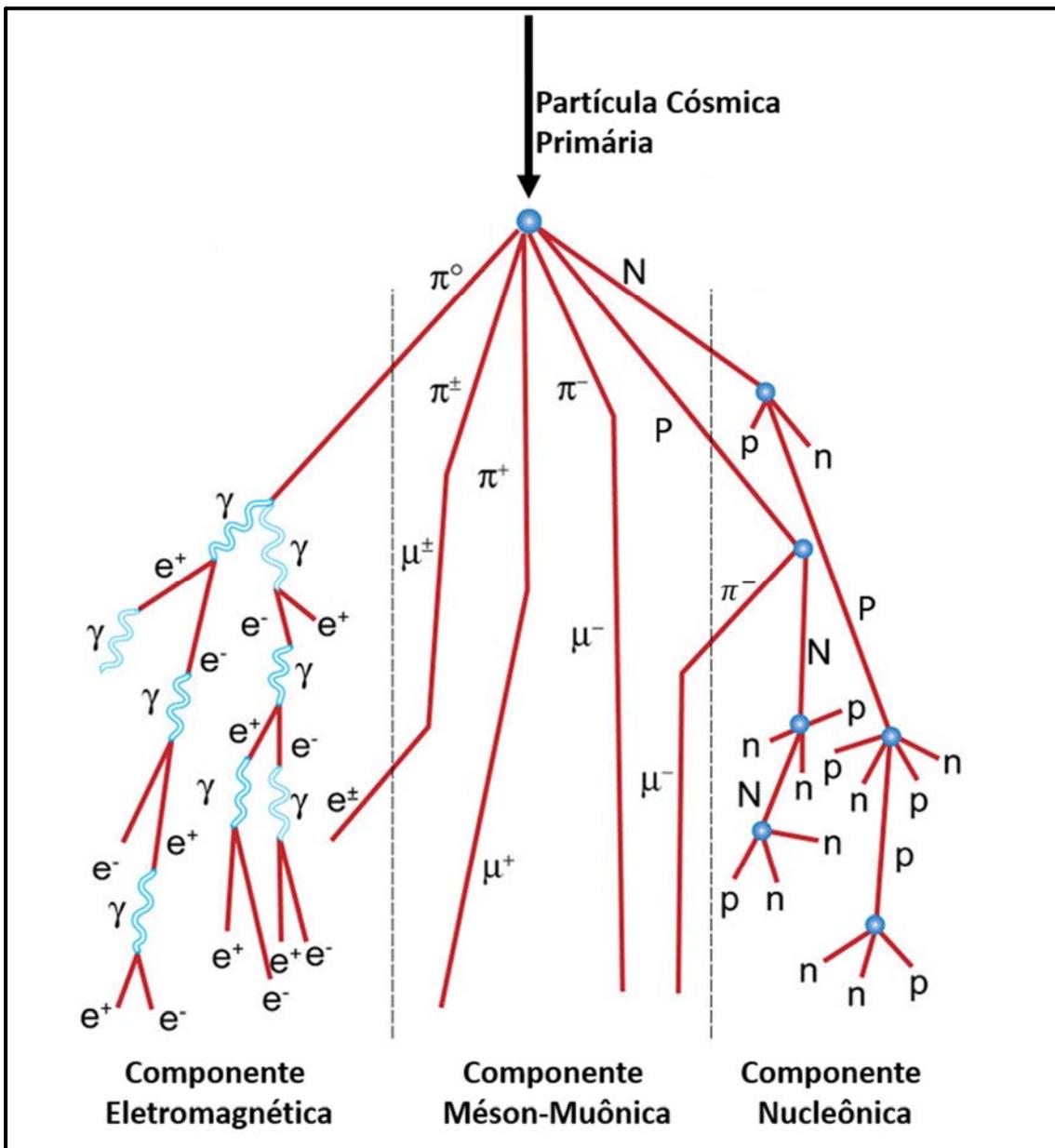


Figura 1.14 – Esquema do Chuveiro de Raios Cósmicos produzido por uma partícula primária, ao entrar na atmosfera terrestre, onde: “n” são nêutrons, “p” são prótons, “e-” são elétrons, “e+” são pósitrons, “π” são píons, “μ” são múons, “γ” são fótons, “N” e “P” representam nêutrons e prótons de alta energia.
 Fonte: Modificado de Otaola & Valdés-Galicia (1995).

Conforme é possível se observar no lado esquerdo da Figura 1.15, a curva que descreve o comportamento da intensidade de partículas cósmicas secundárias com a altura, geralmente chamada de Curva de Pfozter, apresenta um valor máximo numa altitude de aproximadamente 15-16 km acima do nível do mar (GRIEDER, 2001). Antes da altura onde ocorre o máximo, a intensidade de raios cósmicos aumenta gradativamente com a altura, já após, ela decai bruscamente com a altura. Esta curva representa o comportamento geral de todas as partículas

secundárias. Conforme é mostrado no lado direito da Figura 1.15, a variação do fluxo de cada um dos tipos de partículas cósmicas secundárias com a altura não é completamente semelhante. No nível do mar há um maior fluxo de múons. A dilatação temporal experimentada por essas partículas, devido à sua grande velocidade, possibilita que estas sejam observadas na superfície. Sem esta dilatação, devido ao seu curto tempo de vida média ($2,2 \times 10^{-6}$ s), os múons decairiam para elétrons ou pósitrons muito antes de se aproximarem do nível do mar (ROSSI, 1964).

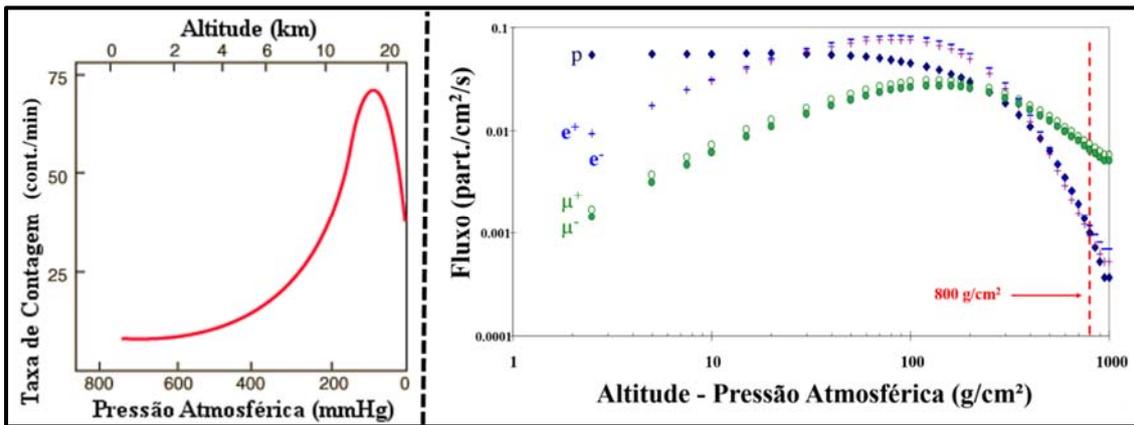


Figura 1.15 – Variação da intensidade total e do fluxo de partículas cósmicas com a altura. No gráfico à esquerda, é mostrada a variação da intensidade total de partículas cósmicas com a altura. Modificado de Ziegler (1996). Já no gráfico à direita é mostrada a variação com a pressão atmosférica (altitude) do fluxo de múons positivos e negativos (μ^+ e μ^-), elétrons (e^-), pósitrons (e^+) e prótons (p^+).
 Fonte: Comunicação pessoal com Prof. Dr. Vladimir S. Makhmutov do Instituto de Física Lebedev.

Basicamente todos os instrumentos utilizados para se observar os raios cósmicos que ficam dispostos em nosso planeta (seja aqueles localizados na superfície, no interior de montanhas ou em algum lugar da baixa atmosfera) registram, na realidade, a intensidade de um ou mais tipos de partículas secundárias. Em outras palavras, observam indiretamente as partículas cósmicas primárias após sua colisão com algum constituinte da atmosfera. Dentre os diversos tipos de equipamentos utilizados para este fim, os mais clássicos são os monitores de nêutrons e os detectores de múons. Como já dito em seus nomes, o primeiro observa nêutrons, enquanto o segundo registra a intensidade de múons.

Tanto os monitores de nêutrons quanto os detectores de múons registram variações na intensidade de raios cósmicos relacionadas a fenômenos solares, interplanetários, geomagnéticos e atmosféricos. Como os três primeiros interferem no fluxo de raios cósmicos primários, influenciam de forma semelhante os dados coletados por ambos detectores. Por outro lado, os fenômenos atmosféricos influenciam as partículas secundárias, podendo assim, haver diferenças entre um tipo de detector e outro.

Desta forma, para se analisar as influências de estruturas interplanetárias na intensidade de múons registrada por um ou mais detectores de múons dispostos na superfície de nosso planeta (análises apresentadas no Capítulo 6), é necessário se levar em consideração, além da modulação relacionada aos fenômenos interplanetários e geomagnéticos (Capítulo 5), os efeitos que os fenômenos atmosféricos causam na intensidade de raios cósmicos registrada por detectores de múons. A descrição e o resultado das correções destes efeitos podem ser visualizadas no Capítulo 4. Já no Capítulo 3 são apresentados maiores detalhes da Rede Global de Detectores de Múons (GMDN – *Global Muon Detector Network*) e dos quatro detectores a que formam, cujo dados foram utilizados nas análises realizadas apresentadas nos capítulos mencionados acima. Por fim no capítulo a seguir (2) são apresentados os objetivos gerais e específicos deste trabalho.

2 OBJETIVOS

O objetivo principal desta tese é o estudo de variações da intensidade de raios cósmicos precursoras à passagem de uma estrutura interplanetária sobre o nosso planeta utilizando-se os dados fornecidos pela Rede Global de Detectores de Múons (GMDN). Tem-se como objetivos específicos:

- O estudo e a eliminação dos efeitos atmosféricos presentes na intensidade de raios cósmicos registrada pela GMDN;
- A comparação e escolha do melhor método para se corrigir o efeito da temperatura na intensidade de múons observada na superfície;
- A criação de uma metodologia para uma melhor visualização do comportamento global da intensidade de raios cósmicos ao longo do tempo;
- A análise contínua, e não por estudo de casos como fora feita por trabalhos anteriores, das variações da intensidade de raios cósmicos registrada na superfície terrestre que sejam precursoras à passagem de estruturas interplanetárias sobre a Terra.

3 REDE GLOBAL DE DETECTORES DE MUONS (GMDN)

As análises propostas no capítulo anterior realizadas, neste trabalho, utilizando-se os dados fornecidos pela Rede Global de Detectores de Múons, conhecida pela sigla GMDN (do inglês *Global Muon Detector Network*). Esta rede é atualmente formada por quatro detectores multidirecionais de múons instalados em Nagoya (Japão), Hobart (Austrália), São Martinho da Serra (Brasil) e Cidade do Kuwait (Kuwait). A Figura 3.1 mostra uma foto e a localização aproximada de cada um destes detectores.

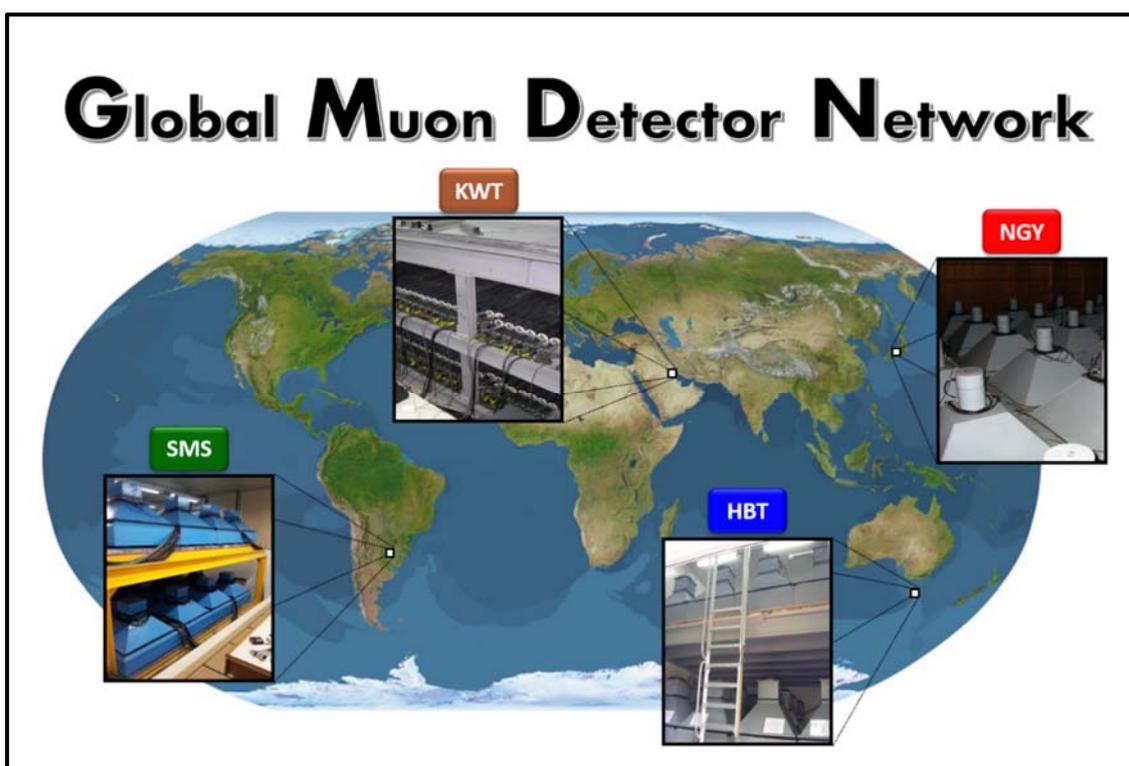


Figura 3.1 – Foto e localização aproximada dos detectores de São Martinho da Serra (SMS), Kuwait (KWT), Hobart (HBT) e Nagoya (NGY) que formam a Rede Global de Detectores de Múons (GMDN – *Global Muon Detector Network*).

Fonte: Comunicação pessoal com Dr. Carlos Roberto Braga.

O detector de Nagoya (NGY), cuja instalação ocorreu na década de 1970, é o mais antigo da GMDN, que foi fundada cerca de 20 anos depois, em 1992, com o início das operações do detector de Hobart (HBT). Nesta época, NGY e HBT tinham respectivamente 36 m² e 9 m² de área de detecção. Juntos, estes dois detectores observavam a intensidade de raios cósmicos incidente nos dois hemisférios na região longitudinal do globo terrestre entre o Leste Asiático e o Oceano Pacífico. Este fato dificultava a análise de variações de curta duração (algumas horas)

da intensidade de raios cósmicos relacionadas a fenômenos espaciais (MUNAKATA et al., 2000). Em março de 2001, um pequeno detector, com área de detecção de 4 m², foi instalado em São Martinho da Serra (SMS) visando melhorar a cobertura da GMDN, que passou a cobrir também a região do hemisfério sul entre o lado oeste do Oceano Pacífico e o lado leste da África. Quatro anos depois, este detector foi ampliado (passando para 28 m²), o que melhorou bastante a confiabilidade dos dados. No ano de 2006, foi posto em operação na Cidade do Kuwait (KWT) o quarto detector da rede que, nesta época, possuía 9 m² de área de observação. Em 2010 e em 2012, HBT e SMS, respectivamente, tiveram suas áreas de detecção ampliadas. Recentemente, em março de 2014, KWT também passou por uma expansão. No presente momento, os detectores de Nagoya, São Martinho da Serra, Kuwait e Hobart possuem respectivamente áreas de detecção iguais a 36, 32, 21.5 e 16 m². Desde 2011, são feitos esforços para a ampliação da GMDN através da instalação de dois novos detectores: um no Canadá e outro no México (NAKANO et al., 2011; BOUDJEMLINE et al., 2012).

Conforme é ilustrado na Figura 3.2, HBT, NGY e SMS são formados por dois conjuntos horizontais de invólucros detectores. Cada invólucro possui em seu interior um fotomultiplicador e um “tapete” de plásticos cintiladores com área de aproximadamente 1 m². Quando uma partícula cósmica secundária passa sobre o plástico cintilador, este emite luz, que por sua vez, é captada pelo fotomultiplicador e transformada em um pulso elétrico que pode ser contado pela eletrônica do detector. Como ilustra a Figura 3.2, há uma camada de chumbo de 5 cm de espessura logo abaixo do conjunto horizontal superior de invólucros detectores, que, por sua vez, fica 1,73 m acima da base do conjunto inferior. Esta configuração permite que somente múons com energia superior a 320 MeV sejam capazes de cruzar o invólucro superior, a camada de chumbo e o invólucro inferior no intervalo de tempo em que a detecção em coincidência é realizada pela eletrônica do detector.

Observando-se quais dos invólucros superiores e inferiores detectam um múon em coincidência, é possível se inferir a direção de incidência desta partícula. Conforme mostra a linha vermelha na Figura 3.2, considerando-se que um múon passou em um dado invólucro superior e em seu correspondente invólucro inferior (que fica na mesma posição horizontal), diz-se que esta partícula incidiu no detector com direção vertical. Na realidade, esta situação indica que o ângulo de sua direção de incidência com a vertical é entre 0° a 30°. Selecionando-se algumas combinações entre os invólucros superiores e inferiores, como por exemplo, as indicadas pelas

linhas laranja, azul e verde, é possível se observar a incidência de múons em diferentes cones de visualização.

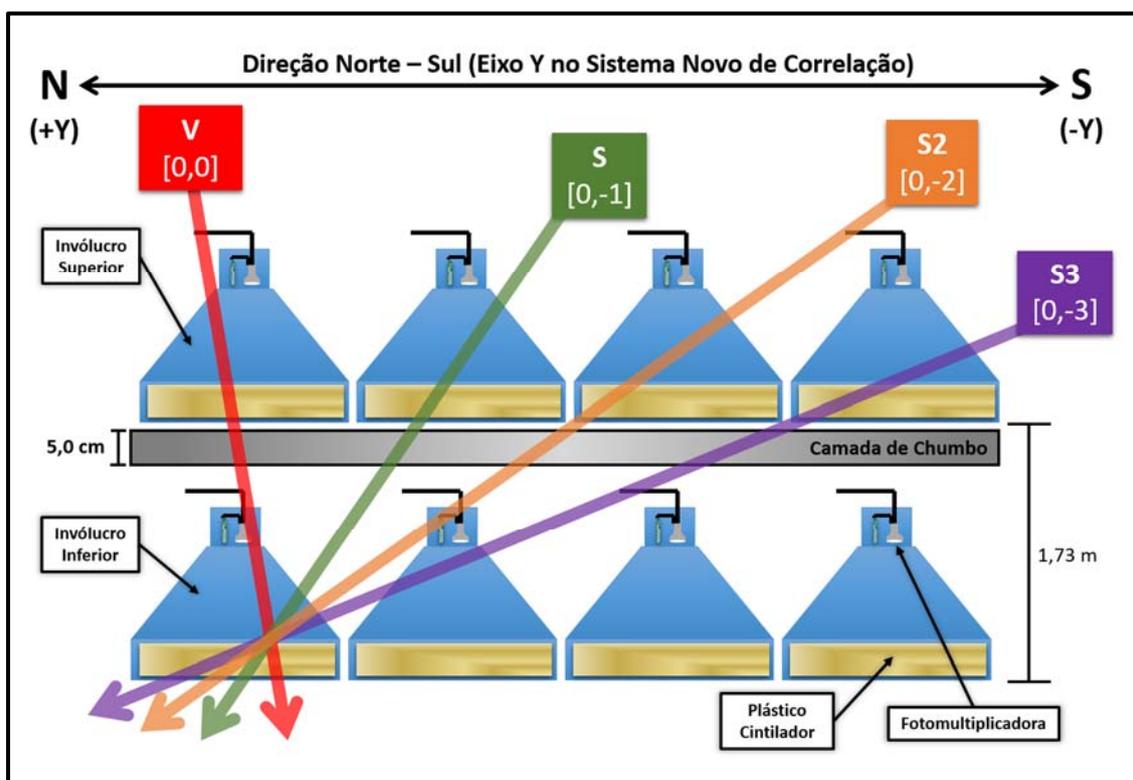


Figura 3.2 – Ilustração das características dos detectores de Hobart, Nagoya e São Martinho da Serra. Supondo-se que este conjunto esteja alinhado com a Direção Norte – Sul, o múon de trajetória ilustrada pela seta vermelha será contabilizado pela eletrônica do detector como tendo direção vertical, que no sistema novo é representado pela simbologia [0,0]. Já as partículas cuja trajetória é mostrada pela seta verde serão contabilizadas no canal direcional “Sul” pelo sistema convencional e no canal direcional [0,-1] pelo sistema novo de correlação, uma vez que elas foram detectadas na camada superior por um invólucro ao sul da posição em que foram detectadas na camada inferior. Da mesma forma, uma partícula com trajetória dada pela seta laranja será contabilizada no canal direcional “Sul2” pelo sistema convencional e [0,-2] pelo sistema novo, pois passou na camada superior dois invólucros ao sul da posição em que foi detectada na camada inferior. Seguindo o mesmo raciocínio, os múons com trajetória dada pela seta roxa serão contabilizados no canal direcional “Sul3” pelo sistema convencional e [0,-3] pelo sistema novo.

Fonte: Modificado de Braga (2015).

Até 2006/2007, os detectores de Nagoya (NGY) e São Martinho da Serra (SMS) tinham, cada um, 17 diferentes direções de observação (também chamadas de canais direcionais), enquanto Hobart (HBT) possuía 13. Com a instalação de um novo sistema de correlação, cujos detalhes são descritos por Yasue et al. (2003), NGY passou a ter até 121, SMS até 119 e HBT até 49 canais direcionais. Este novo sistema de correlação não substituiu o antigo, ambos funcionam em paralelo, havendo duas formas distintas de dados: uma convencional (com menor número de canais direcionais); e outra denominada “nova” (com maior número de canais direcionais).

Neste trabalho, todas as análises e estudos foram feitos utilizando-se os dados fornecidos pelo sistema novo de correlação.

O detector de Kuwait (KWT) não é formado por plásticos cintiladores, como os outros três detectores descritos acima. Conforme é ilustrado na Figura 3.3, ele é composto por cilindros (de 10 cm de diâmetro e 5 m de comprimento) preenchidos com gás, de forma muito similar aos contadores Geiger-Müller.

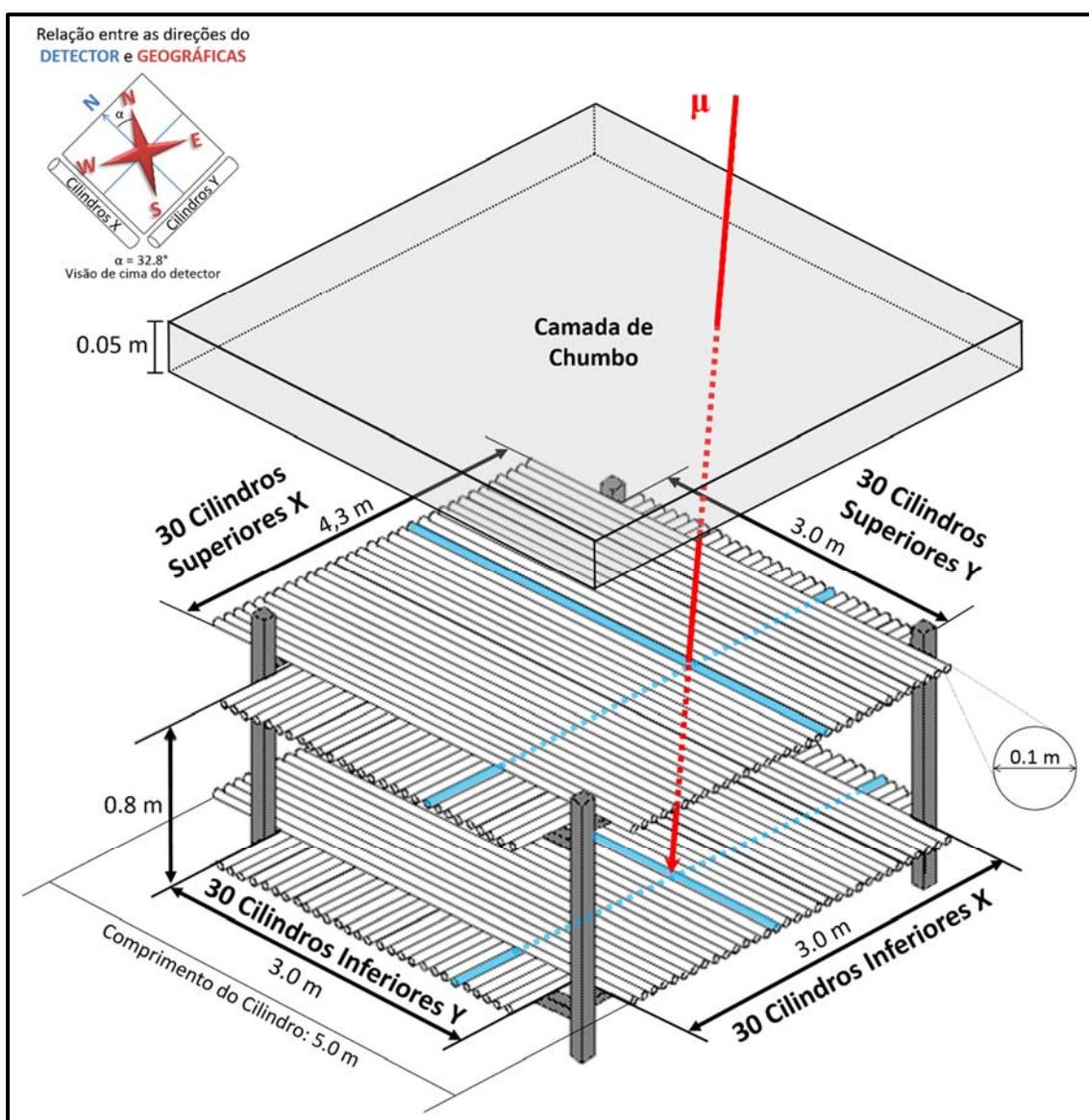


Figura 3.3 – Esquema das características do detector de Kuwait. A detecção em coincidências entre dois pares de cilindros X e Y (destacados em azul), um na camada superior e outro na camada inferior, possibilitam inferir a trajetória (em vermelho) de um múon que passe sobre o detector.

Até março de 2015, o detector de Kuwait era composto por duas camadas horizontais separadas por uma distância de 80 cm. Cada camada era formada por um grupo de 30 cilindros alinhados com a direção Norte-Sul (X) e outro grupo de 30 cilindros alinhados com a direção Leste-Oeste (Y). Acima do detector, há uma placa de chumbo de 5 cm de espessura para absorver partículas cósmicas secundárias de menor energia, possibilitando que o detector seja sensível principalmente aos múons.

Ao passar sobre o detector, uma partícula tem sua direção (linha vermelha na Figura 3.3) identificada a partir da localização X-Y (destacada em azul) em que ela foi detectada na parte superior e inferior do detector. No total, KWT observa a incidência de múons em 529 direções diferentes. Para se manter uma similaridade com os dados fornecidos pelo sistema de correlação antigo de HBT, NGY e SMS, os dados fornecidos por estes canais direcionais são processados de forma a produzir 13 direções ditas convencionais. Neste trabalho são utilizados os dados originais fornecidos pelo detector (com maior número de canais direcionais).

A Figura 3.4 mostra as direções assintóticas (posição de entrada das partículas cósmicas primárias antes da influência do campo geomagnético) dos canais direcionais dos dois sistemas de correlação (convencional e novo) de todos os quatro detectores da Rede Global de Detectores de Múons (GMDN). Estas direções foram calculadas através do modelo desenvolvido por Smart & Shea (2001). Para este cálculo, foi considerado o valor da rigidez mediana das partículas cósmicas primárias observadas (indiretamente) pela GMDN. Neste trabalho foram utilizados os valores de rigidez mediana mostrados na Figura 3.5, que foram obtidos, para cada canal direcional, através do modelo desenvolvido por Kuwabara (2005). No mapa mostrado na Figura 3.4, é possível se observar claramente a maior cobertura dos dados fornecidos pelo sistema novo. Porém, como é mostrado na Figura 3.6, a margem de erro ($100/\sqrt{\text{cont. média}}$) é bastante superior a 1% nos canais direcionais deste sistema de correlação, que observam partículas incidindo com alto grau de inclinação em relação a vertical. A fim de se evitar o alto ruído presente nestes canais, foram utilizadas, neste trabalho, somente as direções de observação com margem de erro inferior (ou próximo) à 1%. Na Figura 3.6, estas direções encontram-se no interior do quadrado definido pela linha tracejada preta e branca. A fim de uma melhor visualização, a Figura 3.7 mostra novamente o mapa das direções assintóticas (Figura 3.4), destacando-se somente as direções assintóticas dos canais direcionais utilizados neste trabalho.

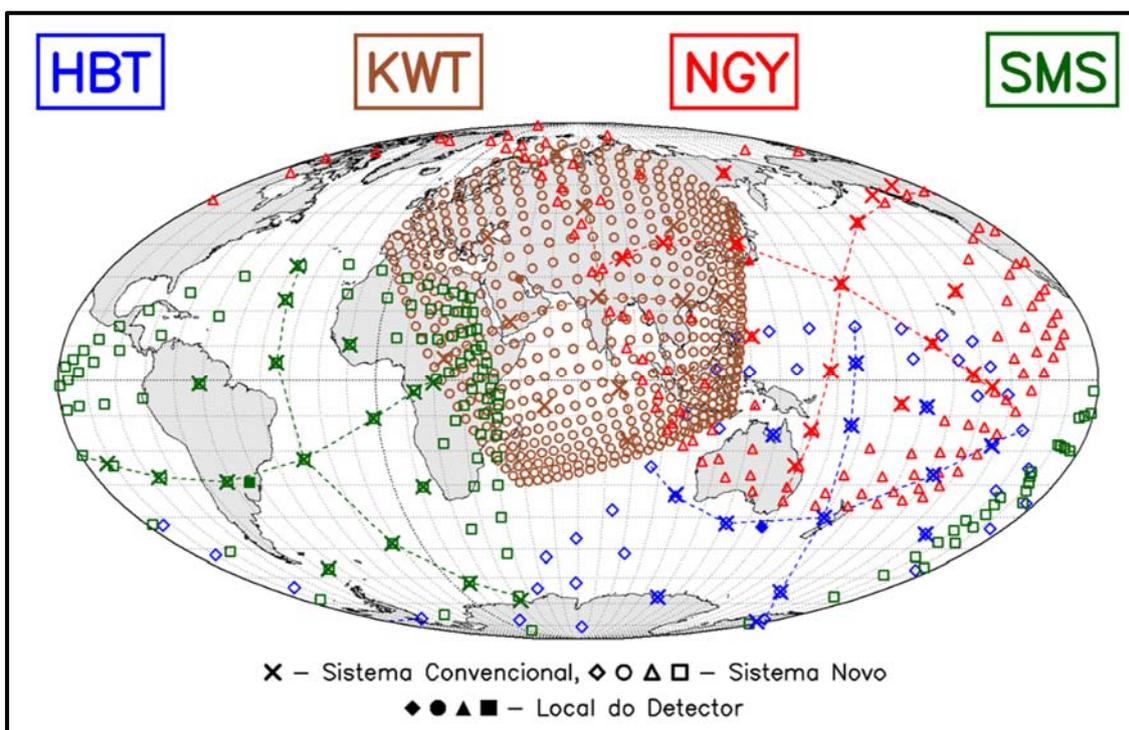


Figura 3.4 – Direções assintóticas de todos os canais direcionais da GMDN. Os símbolos de cor azul, marrom, vermelho e verde escuro mostram respectivamente os canais direcionais do detector de Hobart (HBT), Kuwait (KWT), Nagoya (NGY) e São Martinho da Serra (SMS). Os símbolos “X” representam as direções assintóticas referentes aos canais direcionais do sistema convencional de correlação. As circunferências, juntamente com os losangos, triângulos e quadrados sem preenchimento representam as direções assintóticas dos canais direcionais do sistema novo de correlação de KWT, HBT, NGY e SMS, respectivamente. A circunferência, o losango, o triângulo e quadrado preenchidos mostram a localização de cada detector. As linhas tracejadas coloridas representam as direções Norte-Sul (linha mais alinhada com a vertical) e Leste-Oeste (linha mais alinhada com a horizontal) definidas em cada detector. A direção assintótica do canal vertical de cada detector encontra-se no cruzamento destas duas linhas. Os canais ao norte encontram-se acima da linha mais alinhada com a horizontal, enquanto os canais ao leste encontram-se à direita da linha mais alinhada com a vertical. A diferença angular entre as linhas “verticais” e os meridianos (ou entre as linhas “horizontais” e as linhas paralelas ao equador) está relacionada com a diferença angular entre a direção Norte-Sul real e aquela definida em cada detector. Este mapa refere-se à configuração dos canais direcionais após o giro de HBT em dezembro de 2010.

Um sumário (em inglês) contendo as principais características de cada detector da GMDN que foi desenvolvido ao longo deste trabalho pode ser visto no Apêndice A. Entre outros aspectos, neste sumário são mostradas a formatação da tabela de dados gerada por cada detector e a relação entre os canais direcionais do sistema convencional e os canais do sistema novo. Além disto, é possível se observar neste anexo que o detector de Hobart foi girado 28° em sentido anti-horário durante sua expansão em dezembro de 2010. Desta forma, as Figura 3.4 e 3.7 possuem duas versões: uma posterior e outra anterior ao giro de HBT. As versões mostradas aqui, correspondem ao período posterior ao giro. As versões referentes ao período anterior a esta data podem ser visualizadas no Apêndice B.

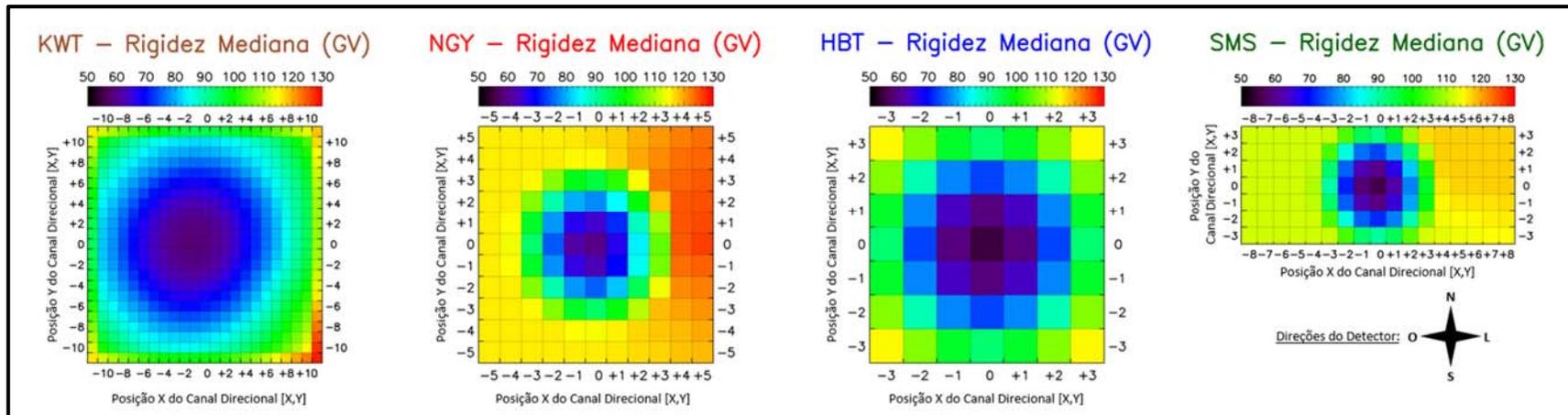


Figura 3.5 – Rigidez Mediana das partículas cósmicas primárias calculada para cada canal direcional do sistema novo de correlação dos detectores de Kuwait (KWT), Nagoya (NGY), Hobart (HBT) e São Martinho da Serra (SMS). A posição “X” representa a direção da partícula ao longo da direção Leste-Oeste definida em cada detector, enquanto a posição “Y” está associada a direção Norte-Sul. O par [0,0] indica que a partícula incidiu verticalmente, enquanto o par [0,1], por exemplo, indica que a partícula incidiu inclinada em um detector na direção Norte (foi detectada na camada superior um detector ao norte daquele em que foi detectada na camada inferior).

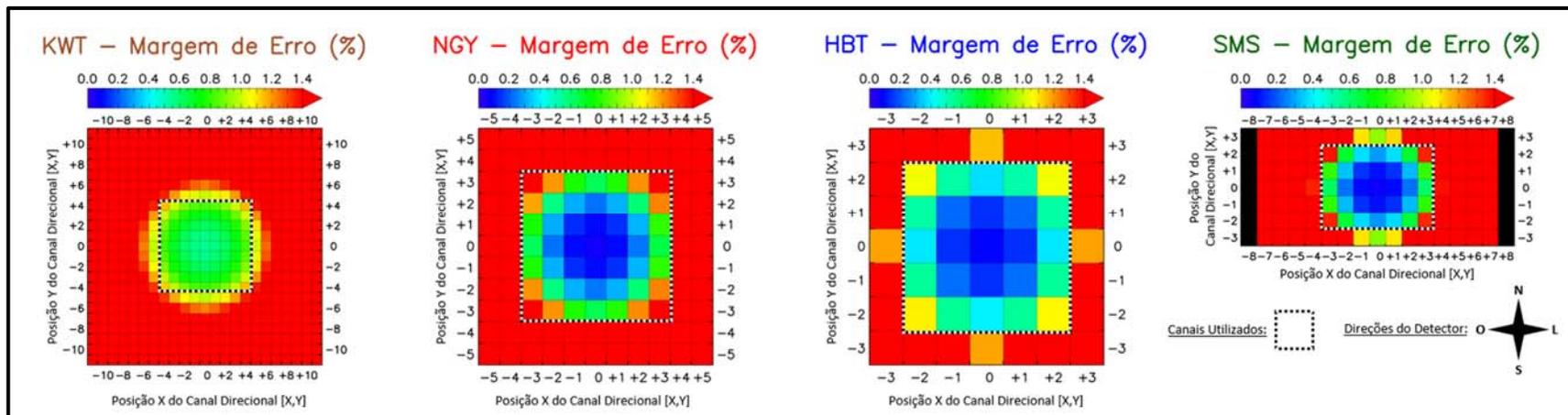


Figura 3.6 – Margem de Erro de cada canal direcional do sistema novo de correlação dos detectores de Kuwait (KWT), Nagoya (NGY), Hobart (HBT) e São Martinho da Serra (SMS). A cor preta nos canais direcionais de SMS localizados na borda do detector indica a inexistência de dados (estas direções só existirão após a expansão do detector). A região quadrada delimitada pela linha tracejada identifica os canais direcionais utilizados nas análises feitas neste trabalho. Neste figura (e neste trabalho) considerou-se a margem de erro dos detectores de HBT e SMS após a suas respectivas expansões.

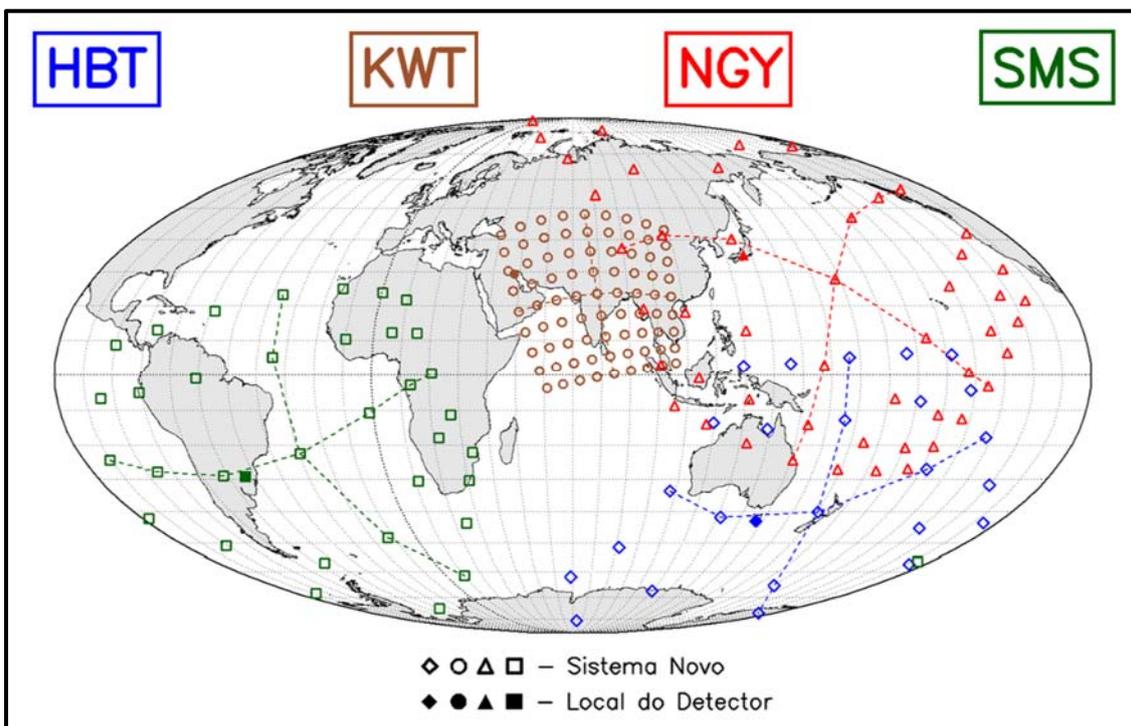


Figura 3.7 – Direções assintóticas dos canais direcionais da GMDN utilizados nas análises desenvolvidas ao longo deste trabalho. Os símbolos sem preenchimento de cor azul, marrom, vermelho e verde escuro mostram respectivamente os canais direcionais do detector de Hobart (HBT), Kuwait (KWT), Nagoya (NGY) e São Martinho da Serra (SMS). Os símbolos preenchidos indicam a localização de cada detector. As linhas tracejadas coloridas representam as direções Norte-Sul (linha mais alinhada com a vertical) e Leste-Oeste (linha mais alinhada com a horizontal) definidas em cada detector. A direção assintótica do canal vertical encontra-se, em cada detector, no cruzamento destas duas linhas. Os canais ao norte encontram-se acima da linha mais alinhada com a horizontal, enquanto os canais ao leste encontram-se à direita da linha mais alinhada com a vertical. A diferença angular entre as linhas “verticais” e os meridianos (ou entre as linhas “horizontais” e as linhas paralelas ao equador) está relacionada com a diferença angular entre a direção Norte-Sul real e aquela definida em cada detector. Este mapa refere-se à configuração dos canais direcionais após o giro de HBT em dezembro de 2010.

3.1 Análise e remoção de instabilidades na intensidade de raios cósmicos relacionadas a problemas em um detector

Conforme mencionado acima, alguns detectores da GMDN (Hobart e São Martinho da Serra) passaram por expansões em suas áreas de observação em algum momento do período selecionado para se fazer as análises propostas neste trabalho. Como é mostrado no quadro superior da Figura 3.8, há uma diferença entre o valor médio da contagem de raios cósmicos registrada no período posterior e no período anterior à expansão de um detector. A contagem registrada após a expansão é maior, pois há um aumento na área da superfície na qual a incidência de partículas cósmicas é contada. A presença desta alteração na contagem de raios cósmicos atrapalha a realização de uma análise contínua dos dados. A fim de se resolver este problema, é feito um ajuste de nível baseado na relação entre a média da contagem observada

antes e após a expansão. O resultado deste ajuste é mostrado no gráfico inferior da Figura 3.8. Neste gráfico é possível se observar que a contagem de raios cósmicos registrada após a expansão é transformada de forma a se equiparar com aquela observada no período que antecede a expansão.

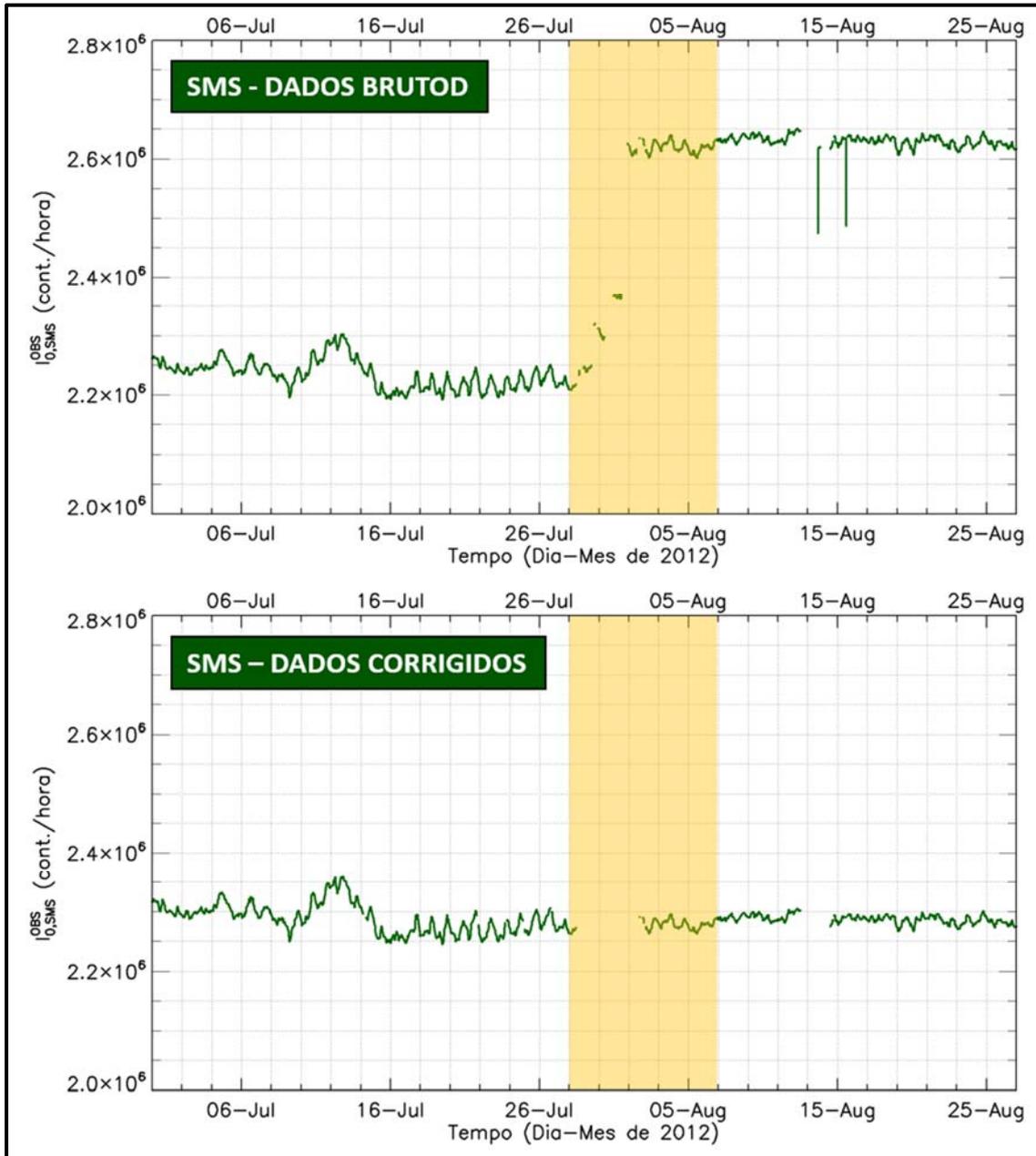


Figura 3.8 – Comparação entre a intensidade de raios cósmicos registrada pelo canal vertical do detector São Martinho da Serra ($I_{0,SMS}^{OBS}$) sem qualquer tipo de correção (quadro superior) e a mesma após o ajuste de nível relacionado às mudanças causadas pela expansão do detector (quadro inferior). A área destacada em amarelo representa o período em que a expansão foi realizada.

Além deste problema relacionado ao processo de expansão de um detector, existem outras instabilidades na contagem de raios cósmicos associadas a problemas em um ou mais invólucros detectores.

Conforme é possível se observar na Figura 3.9, quando por algum motivo qualquer há o desligamento (permanente ou provisório) ou a redução na tensão elétrica de entrada de um dos invólucros detectores, ocorre uma queda na contagem dos canais direcionais que utilizam este invólucro na composição de seus dados. Em alguns casos, esta redução na contagem é ajustada de forma similar ao que foi feito no caso da expansão, em outros descartam-se os dados no período em que este tipo de problema foi identificado.

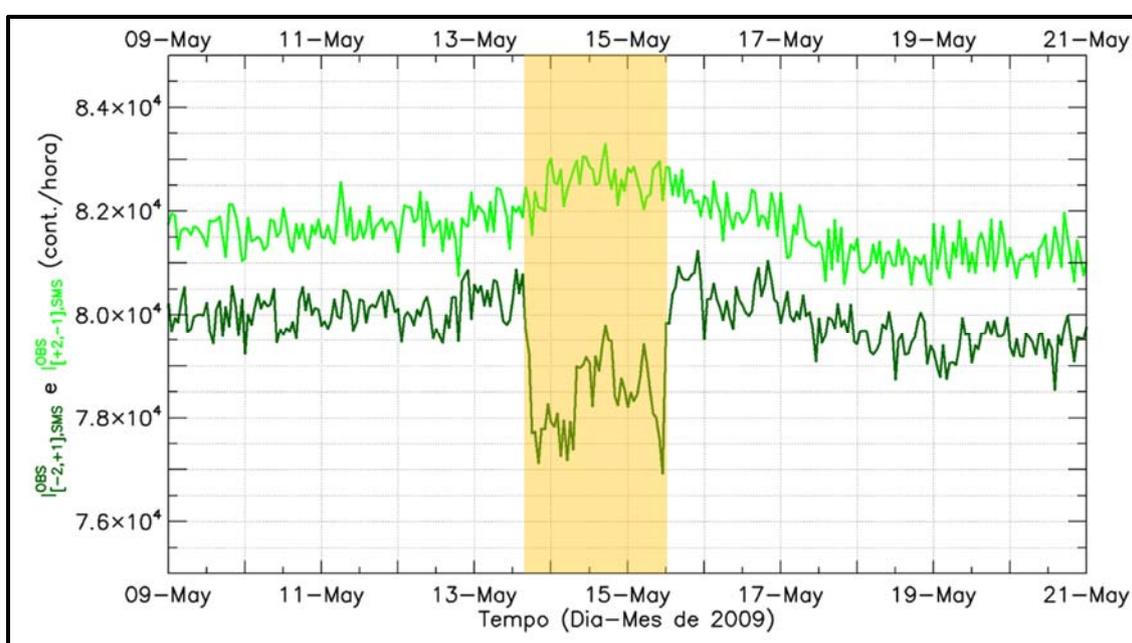


Figura 3.9 – Exemplo do comportamento de dois canais direcionais distintos do detector de São Martinho da Serra em torno do período em que um invólucro detector (U30) esteve desligado temporariamente (região destacada em amarelo).

Além do desligamento (ou redução na tensão de entrada), também podem ocorrer problemas na eletrônica de um invólucro detector fazendo com que a contagem de partículas por ele registrada apresente aumentos ou decréscimos intensos e repentinos (vide Figura 3.10) ou variações atípicas daquelas costumeiramente observadas por este invólucro em outros períodos ou, no mesmo período, por outros invólucros (vide Figura 3.11). Nestes dois casos, não há como se realizar um ajuste nos dados para se resolver o problema, logo os dados coletados no período são rejeitados.

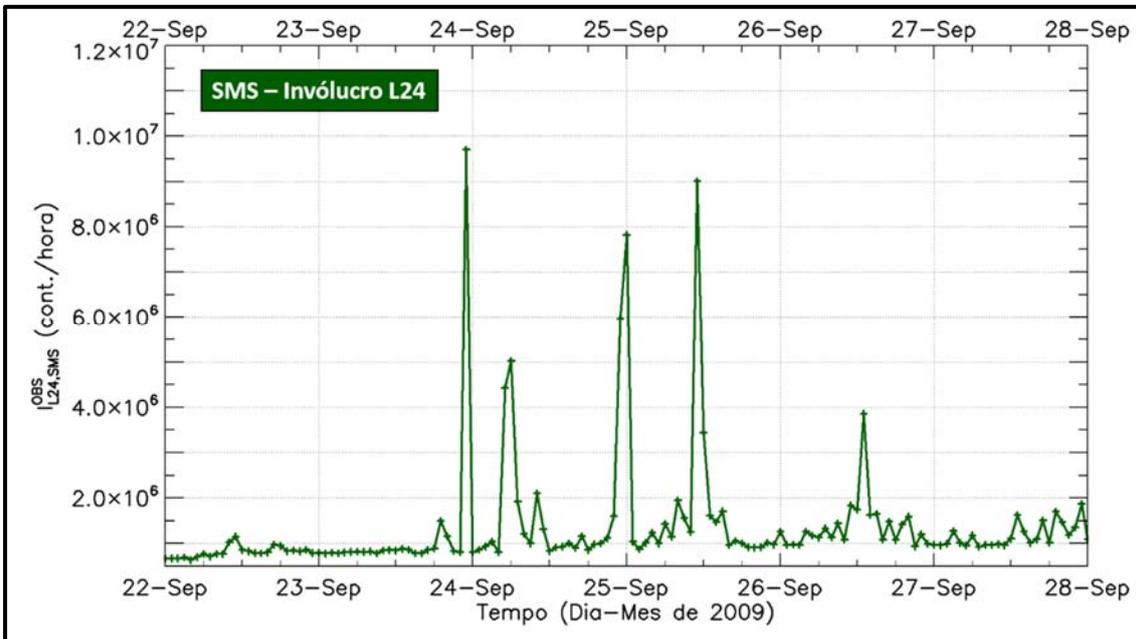


Figura 3.10 – Exemplo de acréscimos intensos e de curta duração observados nos dados registrados pelo invólucro detector L24 de São Martinho da Serra que podem influenciar o registro da contagem de raios cósmicos de um ou mais canais direcionais deste detector.

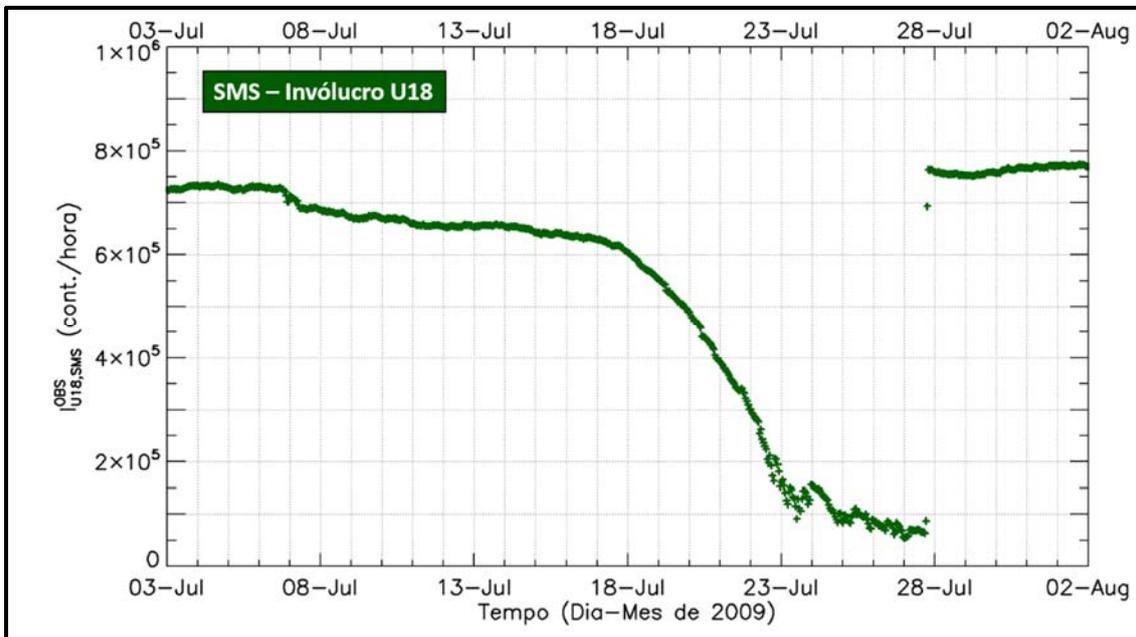


Figura 3.11 – Exemplo de variações atípicas da intensidade de partículas cósmicas observada no invólucro detector U18 de São Martinho da Serra que podem influenciar o registro da contagem de raios cósmicos de um ou mais canais direcionais deste detector.

Numa busca por instabilidades na contagem de raios cósmicos relacionadas a problemas nos invólucros detectores, foram observados, entre janeiro de 2007 e dezembro de 2012, 48 eventos em Hobart, 10 em Nagoya e 114 em São Martinho da Serra (em Kuwait não foi feita a verificação dos dados). Na grande maioria dos casos, estes eventos têm curta duração (são de algumas horas, no máximo um ou dois dias). Nos casos onde foi possível, o problema foi resolvido através de ajustes de níveis. Naqueles, onde esse ajuste não era possível, os dados coletados no período em que o problema foi observado foram excluídos. Uma vez que estas instabilidades foram identificadas, solucionadas e eliminadas, os dados estão prontos para a realização da análise e correção dos efeitos atmosféricos.

4 INFLUÊNCIAS ATMOSFÉRICAS NA INTENSIDADE DE MÚONS OBSERVADA NA SUPERFÍCIE

As influências da atmosfera terrestre na intensidade de raios cósmicos têm sido observadas e analisadas de forma direta e indireta desde o descobrimento destas partículas (DORMAN, 2004). Conforme já explicado na Secção 1.1, a principal e mais importante relação entre as partículas cósmicas primárias e a atmosfera terrestre ocorre no Chuveiro de Raios Cósmicos. Neste processo, um dos principais fatores que regem a probabilidade de um raio cósmico primário colidir com uma partícula da atmosfera numa dada altura é a densidade do gás atmosférico nesta altura. Com base nas equações da Teoria Cinética dos Gases, sabe-se que, quanto maior a densidade de ar numa dada faixa de altura, menor será o livre caminho médio das partículas cósmicas neste pedaço da atmosfera. Logo, maior será a probabilidade desta partícula cósmica primária iniciar o seu chuveiro, ou em outras palavras, ser “absorvida” pela atmosfera.

A densidade do ar numa dada altura, por sua vez, conforme a Lei dos Gases Ideais, está relacionada à pressão e à temperatura observadas nesta altura. Para fins práticos, geralmente considera-se a pressão atmosférica como dependente da temperatura e da densidade do ar. Assim, a probabilidade de uma partícula cósmica primária ser “absorvida” pela atmosfera é, costumeiramente, vinculada à pressão atmosférica e não à densidade. Quanto maior a pressão atmosférica observada numa dada altitude, maior é a probabilidade de uma partícula cósmica primária colidir com uma partícula presente na atmosfera, não sendo observada em altitudes menores.

De forma similar ao que ocorre com as partículas primárias, a chance de uma partícula cósmica secundária (como nêutrons ou múons) ser termalizada numa dada altura também está associada à pressão atmosférica observada nesta altura. Considerando-se todas as outras características constantes, espera-se que dois detectores de múons (ou monitores de nêutrons) sob diferentes valores de pressão atmosférica, apresentem distintas taxas de contagem.

Como a pressão atmosférica num mesmo local não é constante no tempo, espera-se uma variação temporal da intensidade de partículas cósmicas secundárias relacionada à mudança temporal desta grandeza. Um exemplo bem claro deste processo, que costuma ser chamado de efeito barométrico, é mostrado na Figura 4.1. Nesta figura, é possível se observar, no quadro inferior, uma grande diminuição da pressão atmosférica medida sobre o detector de Nagoya

(NGY) durante a passagem de um tufão (chamado Melor) no início de outubro de 2009. No quadro superior, é mostrado o consequente aumento da intensidade de raios cósmicos registrada por NGY no mesmo período.

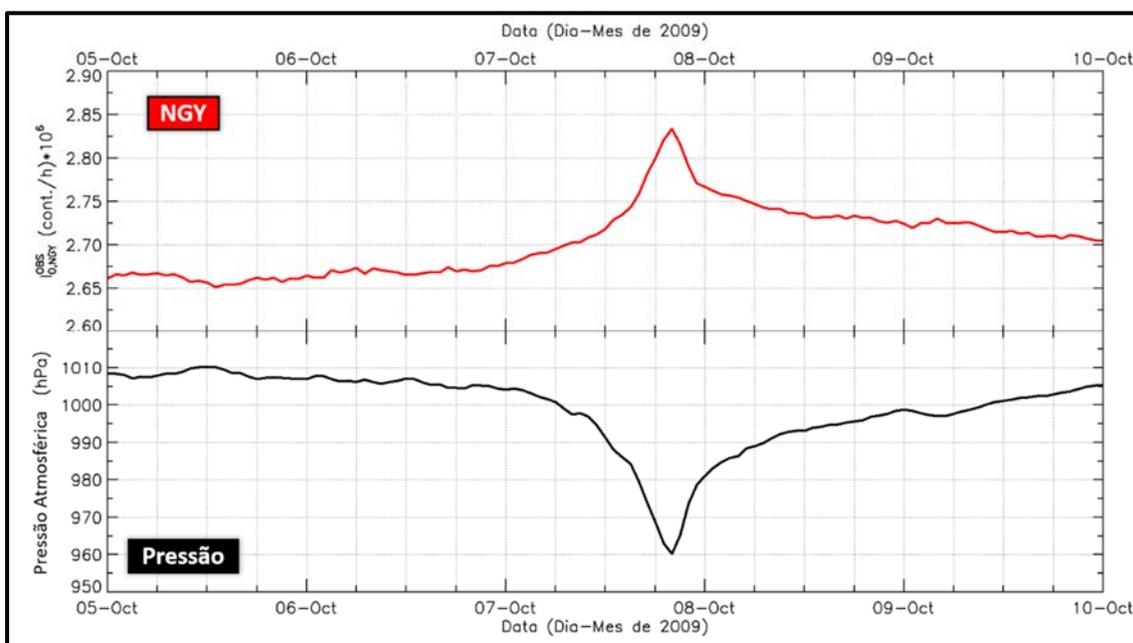


Figura 4.1 – Contagem do canal vertical do sistema novo de correlação do detector de Nagoya ($I_{0,NGY}^{OBS}$) e Pressão Atmosférica registrada sob este detector durante a passagem de um Tufão em outubro de 2009.

Além da modulação pelo efeito barométrico, sabe-se que a intensidade de múons que incidem na superfície terrestre (I^{OBS}) é influenciada pela mudança de temperatura ocorrida ao longo do tempo (DORMAN, 2004). A principal consequência desta influência da temperatura consiste numa variação sazonal. Conforme é possível se observar na Figura 4.2, I^{OBS} apresenta uma variação harmônica anticorrelacionada com a temperatura medida próxima ao solo. Nos dados dos detectores localizados em ambos os hemisférios é possível se observar um máximo de intensidade de raios cósmicos durante o inverno (início do ano no hemisfério norte e meio do ano no hemisfério sul). Além disto, na Figura 4.2, é possível se observar que a variação sazonal da intensidade de múons registrada no canal vertical dos detectores dispostos no hemisfério norte ($I_{0,KWT}^{OBS}$ e $I_{0,NGY}^{OBS}$) apresenta-se em fase com a variação sazonal do desvio em relação à média da pressão atmosférica (ΔP) registrada na região de cada detector. Por outro lado, nos dados coletados no hemisfério sul, a pressão e a intensidade de raios cósmicos tendem a apresentar variação sazonal em antifase.

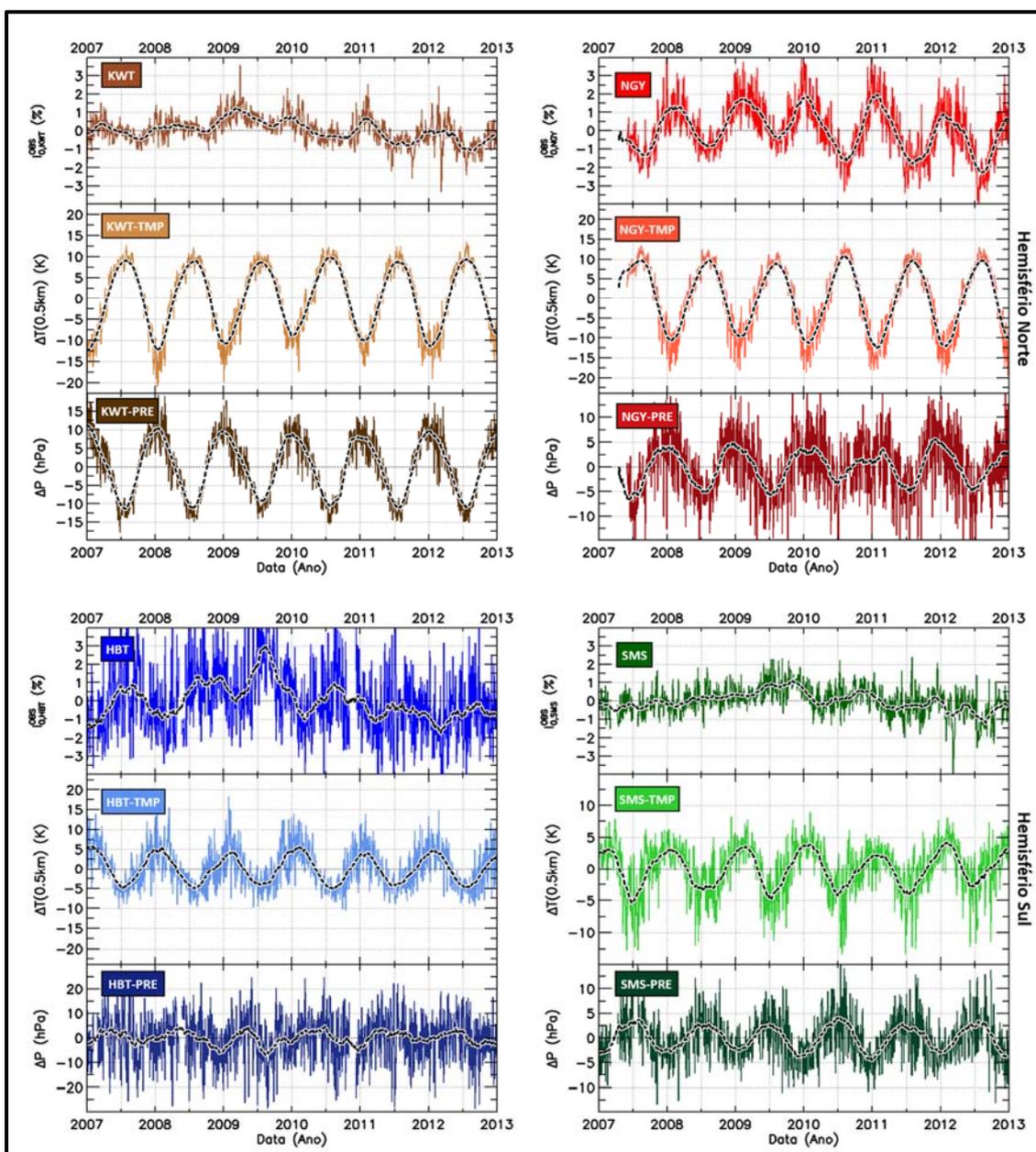


Figura 4.2 – Variação sazonal da intensidade de raios cósmicos, da pressão atmosférica e da temperatura na região em que se localizam os detectores da GMDN. Em cada conjunto de gráficos, o quadro superior mostra a variação em relação à média no período mostrado da intensidade de múons registrada pelo canal vertical do sistema novo de correlação de Kuwait ($I_{0,KWT}^{OBS}$), Nagoya ($I_{0,NGY}^{OBS}$), Hobart ($I_{0,HBT}^{OBS}$) e São Martinho da Serra ($I_{0,SMS}^{OBS}$). O quadro do meio mostra o desvio em relação à média da temperatura registrada por balões meteorológicos na altura mais próxima ao chão, $\Delta T(0.5km)$. E o quadro inferior mostra o desvio em relação à média da pressão atmosférica (ΔP) medida no solo. As curvas coloridas mostram os dados diários, já as curvas pretas tracejadas mostram a média corrida de 3 meses destes dados.

Conforme já mencionado e mostrado na Figura 4.1, espera-se que a intensidade de raios cósmicos secundários registrada por um detector disposto na superfície seja anticorrelacionada com as mudanças da pressão atmosférica. A princípio, a aparente correlação entre I^{OBS} e ΔP no

hemisfério norte (vide Figura 4.2) está relacionada ao fato de Nagoya e Kuwait passarem por uma maior mudança de temperatura ao longo do ano em comparação a Hobart e São Martinho da Serra.

Acredita-se que o efeito da temperatura na intensidade de múons observada na superfície terrestre seja composto por duas partes: uma denominada positiva relacionada a produção de múons e outra, denominada negativa, relacionada ao decaimento destas partículas (DORMAN, 2004). Mais especificamente, o efeito positivo está relacionado ao fato de que, na teoria do Chuveiro de Raios Cósmicos, a taxa de decaimento de píons é diretamente proporcional a temperatura (SAGISAKA, 1986). Logo, quanto maior a temperatura, maior a taxa de decaimento de píons, maior a produção de múons e maior a quantidade destas partículas chegando ao solo. Por outro lado, devido ao efeito negativo espera-se que uma maior temperatura produza uma menor intensidade de múons na superfície (BARRETT et al., 1952). Neste caso, conforme é possível se observar no esquema mostrado na Figura 4.3, espera-se que a expansão da atmosfera durante o verão (período de maior temperatura) aumente a altura na qual ocorre a máxima produção de múons. Com isto, neste período, os múons terão um maior caminho a percorrer até chegar ao chão, o que aumenta a possibilidade de estes decaírem antes de incidirem na superfície.

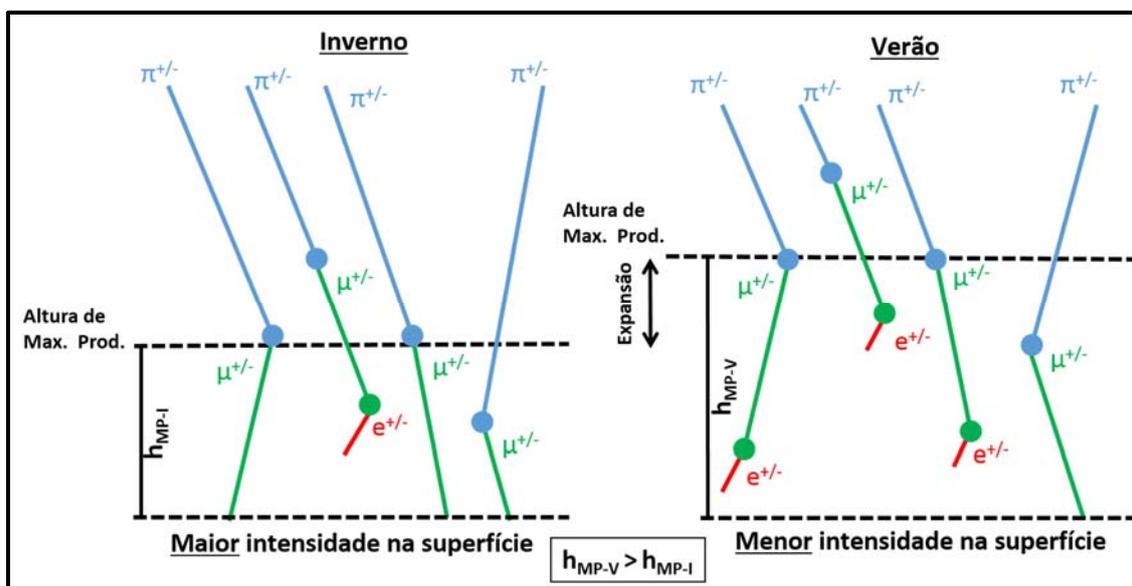


Figura 4.3 – Esquema do efeito negativo da temperatura na intensidade de múons observada na superfície. Devido à expansão da atmosfera, no verão, os múons negativos ou positivos ($\mu^{+/-}$) são gerados, pelo decaimento de píons de mesma carga ($\pi^{+/-}$), numa altitude superior em relação ao inverno. Devido ao maior caminho que estas partículas devem percorrer, um maior número delas decaem em elétrons ou pósitrons ($e^{+/-}$) antes de chegar ao chão.

Através das Figura 4.1 e 4.2, fica evidente a significativa influência dos efeitos atmosféricos na intensidade de múons observada na superfície terrestre. Por isso, é imprescindível a eliminação (ou redução) destes efeitos antes de se realizar uma análise concreta de variações da intensidade de raios cósmicos relacionadas a fenômenos interplanetários através de dados fornecidos por detectores de múons.

4.1 Análise do Efeito Barométrico

O estudo e a eliminação das influências da pressão atmosférica nos dados do sistema convencional de correlação da Rede Global de Detectores de Múons (GMDN) já foram realizados em outros trabalhos (SILVA, 2005; BRAGA, 2011; VIEIRA, 2012). A eliminação deste fenômeno, inclusive, é realizada de forma automática pelas rotinas computacionais que processam os dados do sistema convencional da GMDN antes de sua disponibilização para uso público na internet. No entanto, não existem relatos de análise ou correção do efeito barométrico nos dados do sistema novo de correlação, cujos dados coletados entre janeiro de 2007 e dezembro de 2012 são utilizados neste trabalho.

Conforme já mencionado, é possível que os resultados obtidos por uma análise do efeito barométrico utilizando-se dados de detectores de múons coletados num período grande de tempo sejam comprometidos pela influência da temperatura. Além disto, deve-se levar em consideração as modulações de longa e curta duração relacionadas a fenômenos solares e/ou interplanetários, que também podem dificultar a análise do efeito da pressão atmosférica na intensidade de raios cósmicos registrada na superfície terrestre.

Para evitar estes problemas, neste trabalho, a análise do efeito barométrico foi realizada utilizando-se dados coletados no ano de 2009 (de baixa atividade solar) considerando-se o período máximo de um mês. No caso do detector de Nagoya (NGY), foram selecionados os dados referentes ao mês de outubro de 2009. Como já mostrado na Figura 4.1, neste período, devido a passagem do tufão Melor sobre o Japão, há uma clara correlação entre a intensidade de múons registrada por NGY e o desvio em relação à média da pressão atmosférica. Nas regiões dos outros detectores da rede (Kuwait, Hobart e São Martinho da Serra) não há a ocorrência deste tipo de fenômeno atmosférico (tufão ou furacão). Por isso, nestes detectores, realizou-se uma seleção de um mês de 2009, onde foi observada a maior correlação entre a intensidade de raios

cósmicos observada pelo canal vertical (I_0^{OBS}) e o desvio da pressão atmosférica (ΔP). Em Kuwait a maior correlação foi obtida no mês de dezembro, em Hobart no mês de junho e em São Martinho da Serra em setembro.

Considerando-se que o efeito barométrico representa a atenuação do fluxo de partículas cósmicas pela atmosfera terrestre, é possível se escrever a seguinte expressão:

$$I = I_0 e^{-\mu(P-P_0)}, \quad (4.1)$$

onde I é a intensidade de raios cósmicos sob pressão atmosférica P ; I_0 é a intensidade de raios cósmicos sob a pressão atmosférica P_0 e μ é o coeficiente de atenuação.

Através da Equação 4.1, diz-se que a intensidade de partículas cósmicas I_0 é atenuada ao passar por uma faixa vertical de atmosfera (definida entre os níveis de pressão P e P_0), apresentando o valor I ao chegar no solo (cuja pressão atmosférica é P). Para se levar em conta o efeito que a variação temporal da pressão atmosférica causa na intensidade de raios cósmicos registrada por um dado detector, considera-se que I_0 e P_0 representam respectivamente a média da intensidade de raios cósmicos e da pressão atmosférica. Assim, é possível se dizer que a intensidade de raios cósmicos devida ao desvio da pressão atmosférica ($\Delta P(t) = P(t) - P_M$) ocorrido num dado instante de tempo t será:

$$I^P(t) = I_M e^{0.01 \cdot \beta \cdot \Delta P[t]}, \quad (4.2)$$

onde I_M é a intensidade média de raios cósmicos e β o coeficiente barométrico, que apresenta valor negativo e é dado em %/hPa (DORMAN, 2004).

Supondo-se que nos meses citados acima (onde fora encontrada a mais alta correlação entre I_0^{OBS} e ΔP no ano de 2009) as influências de outros fenômenos terrestres ou extraterrestres são desprezíveis, é possível se calcular o coeficiente barométrico através de uma regressão linear dos dados considerando-se, com base na Equação 4.2, que:

$$\ln \left(\frac{I_{k,d}^{OBS}}{\langle I_{k,d}^{OBS} \rangle} \right) = \Delta I_{k,d}^{OBS} = \beta_{k,d} * \Delta P_d, \quad (4.3)$$

sendo $\langle I_{k,d}^{OBS} \rangle$ a média, obtida no mês selecionado para a análise, da intensidade de múons observada pelo canal direcional “ k ” do detector “ d ”; $\beta_{k,d}$ o coeficiente barométrico obtido para este canal, e ΔP_d o desvio da pressão atmosférica registrado no local de cada detector.

A Figura 4.4 mostra a regressão linear obtida para cada detector da GMDN utilizando-se os dados do canal vertical ($k = 0$). Nesta figura, é possível se observar que os coeficientes barométricos encontrados em Kuwait, Nagoya e São Martinho da Serra apresentam praticamente o mesmo valor (aproximadamente $-0.12\%/hPa$). Por outro lado, o coeficiente encontrado em Hobart é um pouco maior (aproximadamente $-0.17\%/hPa$).

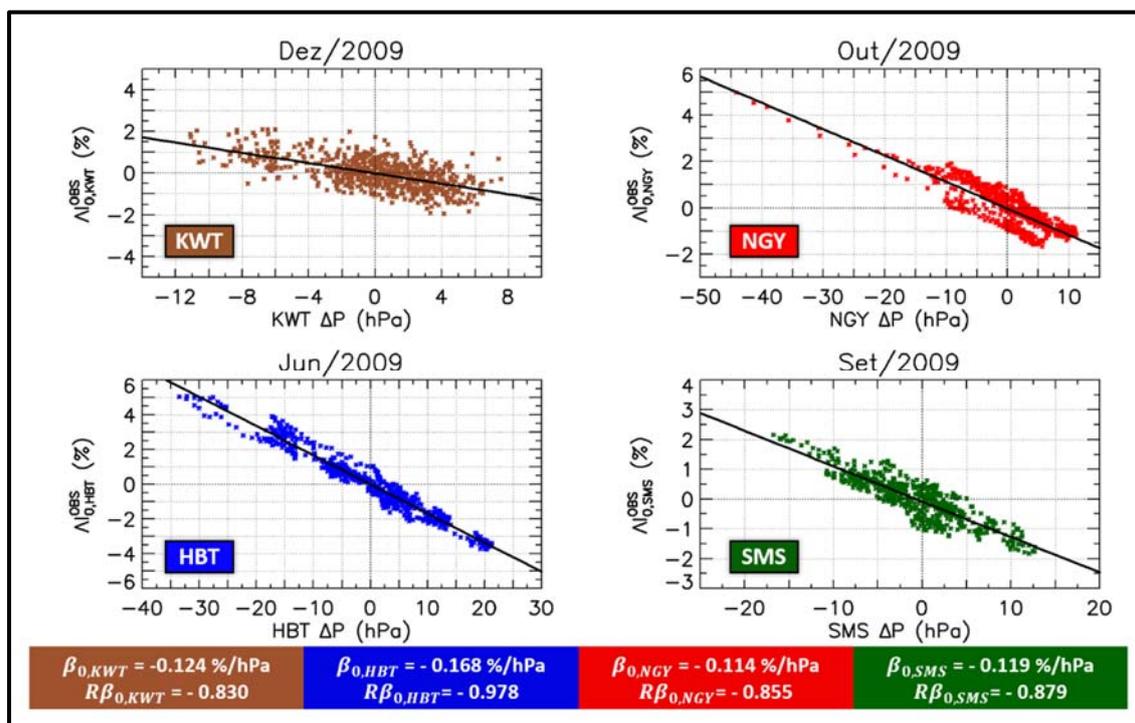


Figura 4.4 – Correlação entre o desvio em relação à média da pressão atmosférica (ΔP) e a variação logarítmica relativa à média da intensidade de raios cósmicos registrada pelo canal vertical do sistema novo de correlação (ΔI_0^{OBS}). Os dados de cor marrom referem-se ao detector de Kuwait (KWT), os de cor vermelha a Nagoya (NGY), os de cor azul a Hobart (HBT) e os de cor verde referem-se a São Martinho da Serra (SMS). Acima de cada gráfico é mostrado o mês em que os dados foram selecionados para se realizar esta análise. Nos quadros coloridos na parte inferior da figura, são mostrados os valores do coeficiente barométrico (β_0) e do coeficiente de correlação ($R\beta_0$) entre ΔP e ΔI_0^{OBS} obtidos para cada detector.

A Figura 4.5, mostra os coeficientes de correlação ($R\beta_{k,d}$) entre $\Delta I_{k,d}^{OBS}$ e ΔP_d obtidos para cada um dos canais direcionais " $k = [x, y]$ " de todos os detectores " d " da GMDN. Nesta figura, é possível se observar uma menor correlação entre a variação da pressão atmosférica e a intensidade de raios cósmicos obtida nos canais direcionais mais inclinados (na figura localizados próximos a borda do quadro que define cada detector). Esta baixa correlação está relacionada ao alto ruído presente nos dados destes canais (maior margem de erro).

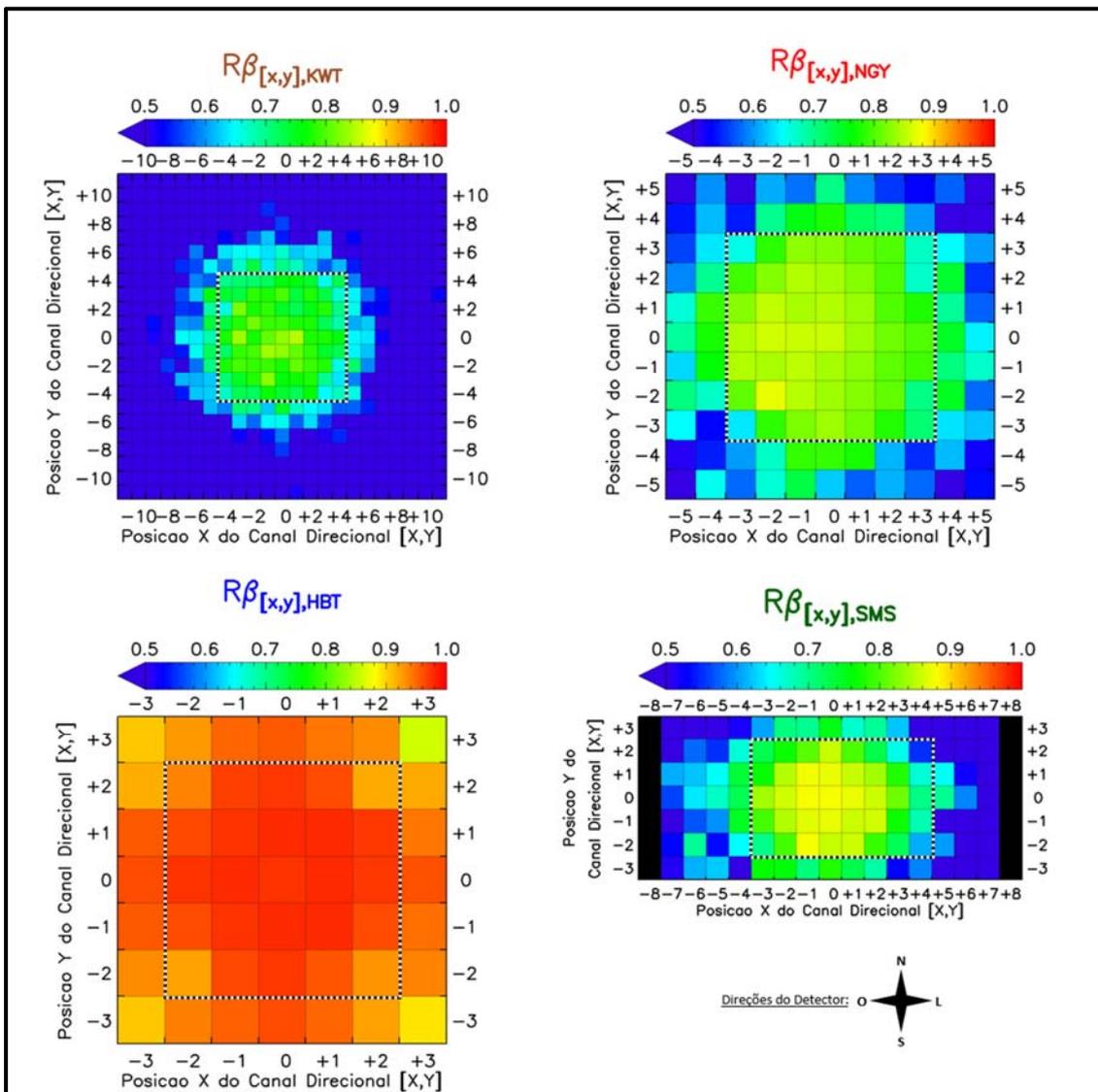


Figura 4.5 – Coeficientes de correlação entre o desvio da pressão atmosférica e a intensidade de múons registrada por cada canal direcional dos detectores de Kuwait (KWT), Nagoya (NGY), Hobart (HBT) e São Martinho da Serra (SMS). A posição “X” representa a direção da partícula ao longo da direção Leste-Oeste definida em cada detector, enquanto a posição “Y” está associada a direção Norte-Sul. O par [0,0] indica que a partícula incidiu verticalmente, enquanto o par [0,1] indica que a partícula incidiu inclinada em um detector na direção Norte (foi detectada na camada superior por um detector ao norte daquele em que foi detectada na camada inferior). A cor preta nos canais direcionais de SMS localizados na borda do detector indica a inexistência de dados (estas direções só existirão após a expansão do detector). A região quadrada delimitada pela linha tracejada preta identifica os canais direcionais (com margem de erro menor ou próxima a 1%). Os valores do último conjunto de canais direcionais (X ou Y > 2) de HBT e das duas últimas colunas (X = -7 ou X = +7) foram obtidos utilizando-se os dados coletados em 06/2011 e 09/2012.

Também é possível se observar na Figura 4.5 que, assim como ocorre no caso do canal vertical (Figura 4.4), os coeficientes de correlação obtidos em Hobart são maiores (apresentam cores mais avermelhadas) do que aqueles obtidos nos outros detectores. Esta diferença pode estar relacionada ao fato de HBT ter uma menor rigidez geomagnética de corte (R_0) que os outros

detectores da GMDN. Enquanto R_0 em KWT, NGY e SMS apresentam valores entre 9 e 13 GV, em HBT ele é apenas 1,8 GV. Logo, Hobart é sensível a partículas primárias de energia bem mais baixas do que os outros detectores da rede. Estas partículas primárias de baixas energias, geram múons de menor energia que são mais influenciados pelo efeito barométrico (DORMAN, 2004). Esta relação de $R\beta_{k,d}$ com a energia dos raios cósmicos também pode ser vista comparando-se os coeficientes encontrados nos canais direcionais que observam partículas vindas do leste (X positivo) com os que observam partículas provenientes do oeste (X negativo). Em geral, os canais direcionais à direita (leste) apresentam $R\beta$ um pouco menor do que os canais dispostos à esquerda (oeste). Em São Martinho da Serra, por exemplo, em média, os canais ao leste ($x > 2$) têm $R\beta$ igual a -0,53, enquanto a média dos canais ao oeste ($x < -2$) é igual a -0,61. Essa diferença, muito provavelmente, ocorre devido ao Efeito Leste-Oeste, mencionado na Secção 1.1, que faz com que as partículas incidindo do oeste tenham menor energia do que as partículas que vêm do leste.

A Figura 4.6, mostra o coeficiente barométrico ($\beta_{k,d}$) obtido em cada canal direcional “ $k = [x, y]$ ” de cada detector “ d ” da Rede Global de Detectores de Múons. Nesta figura, é possível se observar uma grande variação nos valores dos coeficientes barométricos obtidos para os canais direcionais mais inclinados do detector de Kuwait devido à alta margem de erro destes. Uma pequena relação entre o valor do coeficiente barométrico e o Efeito Leste-Oeste também pode ser observada nesta figura. Isto ocorre principalmente no quadro referente ao detector de Nagoya, onde $\beta_{k,NGY}$ tende a ser mais próximo de zero (o que indica um menor efeito da pressão) nos canais direcionais que observam partículas vindo do leste (maior energia).

Considerando-se como valor padrão, a pressão média (P_M) obtida nos períodos em que a análise descrita acima foi realizada, é possível se eliminar o efeito barométrico dos dados através da seguinte expressão:

$$I_{k,d}^{CP}(t) = I_{k,d}^{OBS}(t) * e^{(-0.01)*\beta_{k,d}*(P(t)-P_M)_d}, \quad (4.4)$$

onde $I_{k,d}^{OBS}(t)$ é a intensidade de raios cósmicos observada pelo canal direcional “ k ” do detector “ d ” num dado instante de tempo t ; $P(t)$ é a pressão atmosférica medida neste instante de tempo; $I_{k,d}^{CP}(t)$ é a intensidade de raios cósmicos corrigida pelo efeito da pressão atmosférica; e $\beta_{k,d}$ é o coeficiente barométrico (cujo valor para cada canal direcional é dado na Figura 4.6). Quando $P(t)$ for igual a P_M , o efeito barométrico será considerado nulo e nenhuma correção é

feita. Quando $P(t)$ for maior que P_M , a intensidade de raios cósmicos diminui por causa do efeito barométrico. Logo, para se corrigir este efeito, $I_{k,d}^{OBS}$ é aumentado. Na situação contrária ($P(t) < P_M$), $I_{k,d}^{OBS}$ é reduzido ao se fazer a correção dos dados, pois espera-se que a intensidade de raios cósmicos tenha aumentado por causa da diminuição da pressão atmosférica.

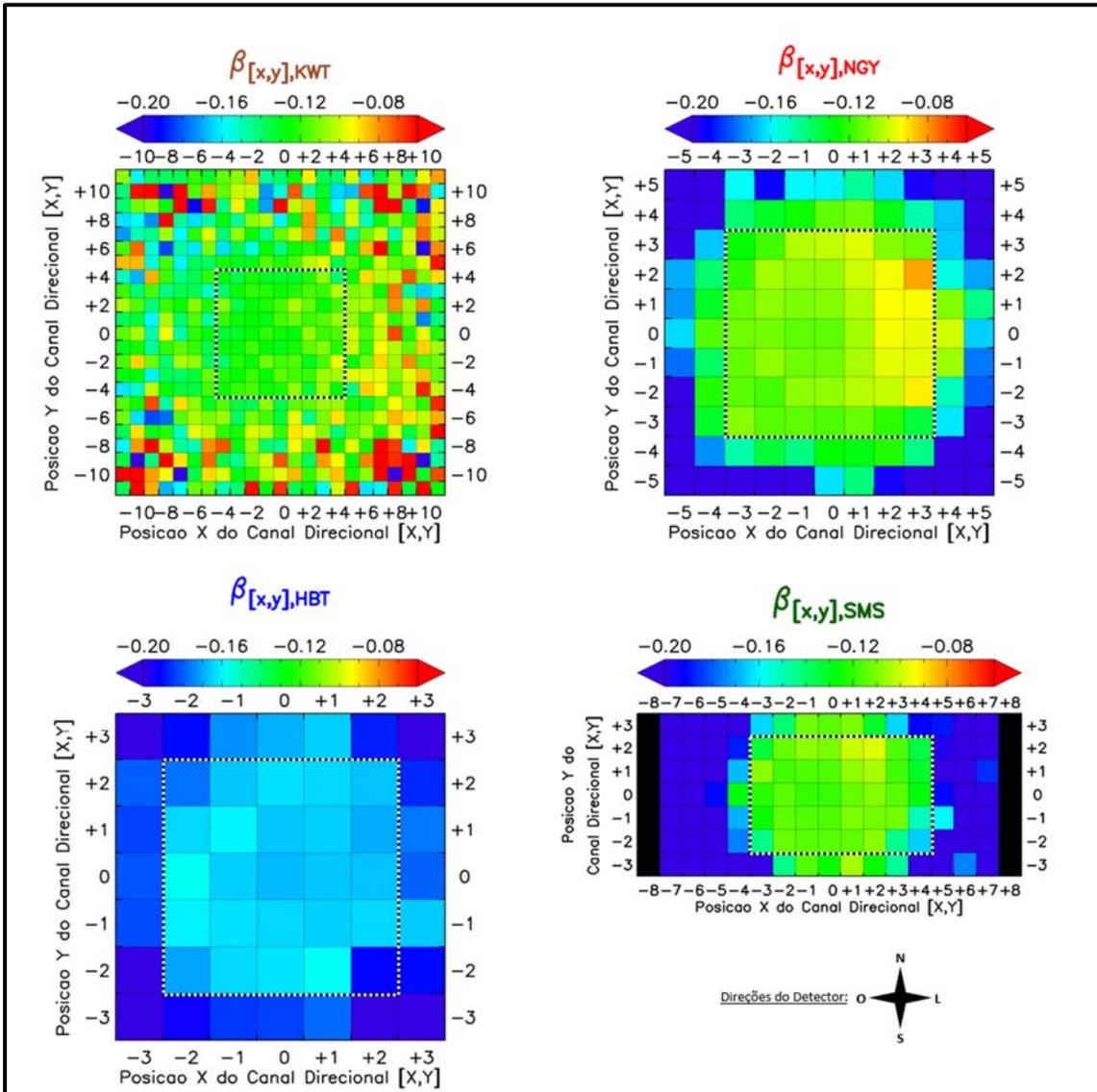


Figura 4.6 – Coeficiente barométrico ($\beta_{[x,y],d}$) obtido para cada canal direcional dos detectores de Kuwait (KWT), Nagoya (NGY), Hobart (HBT) e São Martinho da Serra (SMS). A posição “X” representa a direção da partícula ao longo da direção Leste-Oeste definida em cada detector, enquanto a posição “Y” está associada a direção Norte-Sul. O par [0,0] indica que a partícula incidiu verticalmente, enquanto o par [0,1] indica que a partícula incidiu inclinada em um detector na direção Norte (foi detectada na camada superior por um detector ao norte daquele em que foi detectada na camada inferior). A cor preta nos canais direcionais de SMS localizados na borda do detector indica a inexistência de dados (estas direções só existirão após a expansão do detector). A região quadrada delimitada pela linha tracejada preta e branca identifica os canais direcionais com margem de erro menor ou próxima a 1%. Os valores do último conjunto de canais direcionais (X ou Y > 2) de HBT e das duas últimas colunas (X = -7 ou X = +7) foram obtidos utilizando-se os dados coletados em 06/2011 e 09/2012.

A Figura 4.7 mostra uma comparação entre a intensidade de múons registrada pelo canal vertical de cada detector da GMDN antes (I_0^{OBS}) e após (I_0^{CP}) a correção pela pressão. Os dados mostrados nesta figura são referentes a março de 2012, quando ocorreu um grande decréscimo da intensidade de raios cósmicos relacionado a passagem de uma estrutura interplanetária pela Terra. Sabe-se que estes decréscimos devem ser abruptos e possuir uma lenta recuperação (vide exemplo na Figura 6.1). Principalmente no caso de Hobart e Nagoya, esta característica é melhor visualizada nos dados corrigidos, o que evidencia a importância da eliminação do efeito barométrico antes da análise de variações no fluxo de raios cósmicos relacionadas a fenômenos de origem solar ou interplanetária.

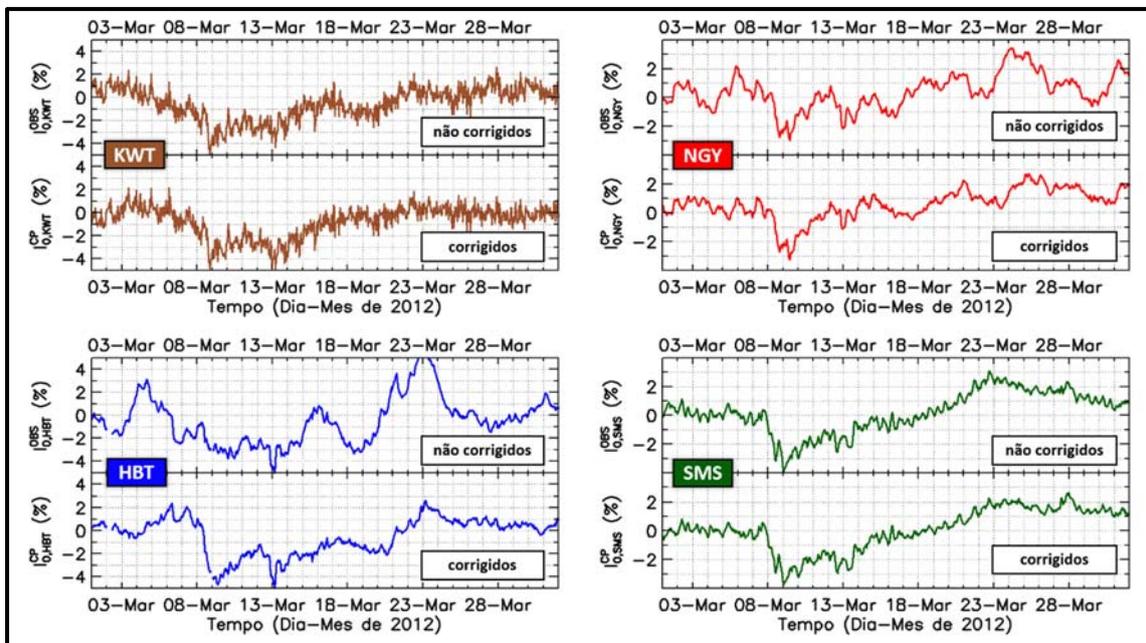


Figura 4.7 – Comparação entre a intensidade de raios cósmicos medida pelo canal vertical sem qualquer tipo de correção (I_0^{OBS}) e após ser corrigida pelo efeito barométrico (I_0^{CP}). As curvas de cor marrom representam os dados do detector de Kuwait (KWT), as curvas vermelhas os dados de Nagoya (NGY), as azuis os dados de Hobart (HBT) e as verdes os dados de São Martinho da Serra (SMS).

Além da melhora na visualização das variações da intensidade de raios cósmicos relacionadas a fenômenos interplanetários, a correção dos dados pela pressão também evidencia a variação relacionada às mudanças de temperatura ao longo do ano. Conforme é mostrado na Figura 4.8, a intensidade de partículas cósmicas do canal vertical corrigida pelo efeito barométrico (I_0^{CP}), em todos os detectores, apresenta uma maior amplitude em sua variação sazonal quando comparada com os dados não corrigidos (gráficos superiores da Figura 4.2).

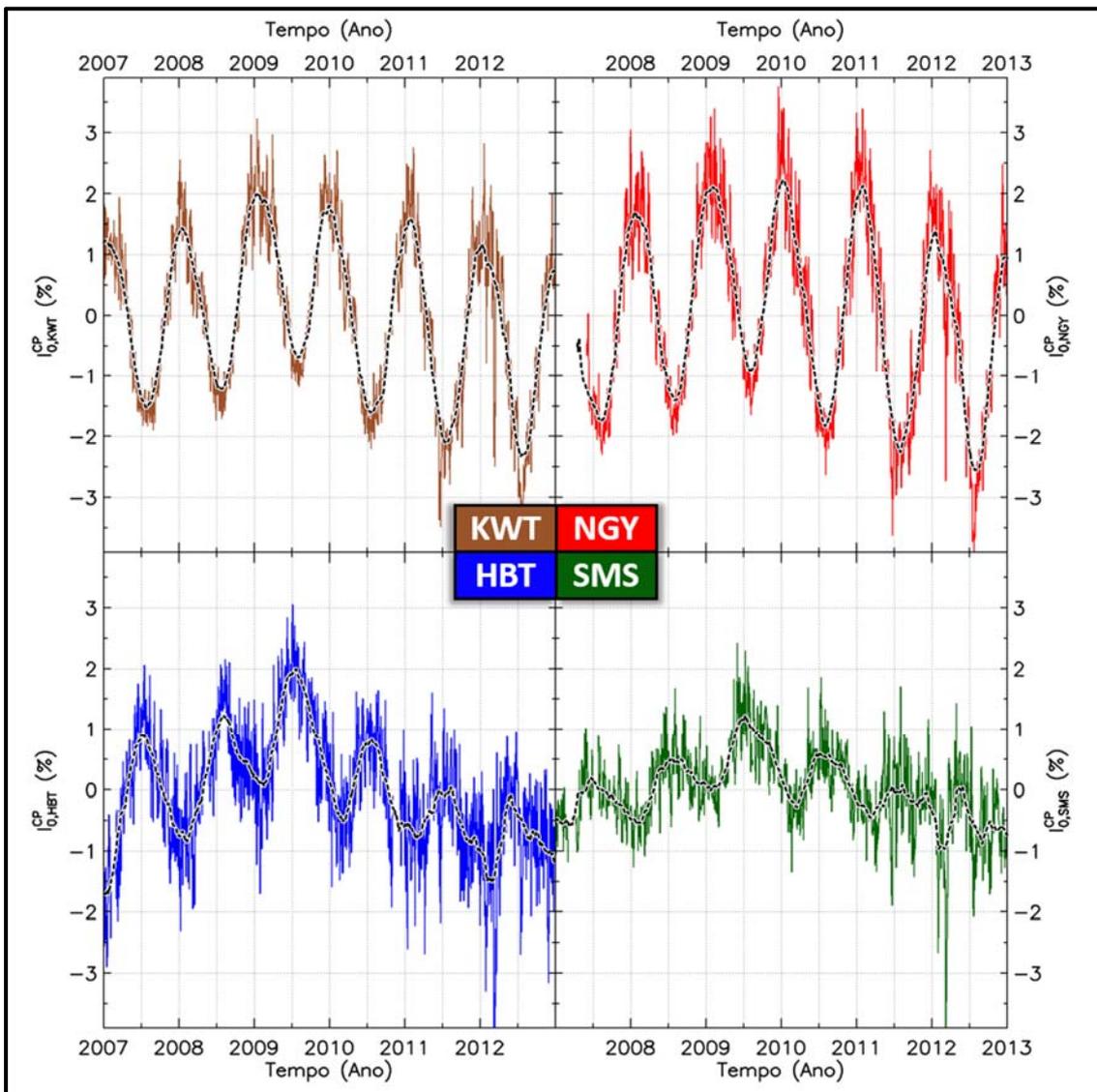


Figura 4.8 – Intensidade de raios cósmicos do canal vertical corrigida pela pressão (I_0^{CP}) registrada em cada detector da GMDN entre 01/01/2007 e 31/12/2012. As curvas contínuas de cor marrom, vermelha, azul e verde mostram a intensidade diária registrada nos detectores de Kuwait (KWT), Nagoya (NGY), Hobart (HBT) e São Martinho da Serra (SMS), respectivamente. As curvas tracejadas pretas mostram a média móvel de 3 meses dos dados diários.

Na Figura 4.8, também é possível se observar que a modulação relacionada ao ciclo de atividade solar (espera-se uma máxima intensidade de raios cósmicos ao final de 2009) é um pouco mais evidente nos dados corrigidos pelo efeito barométrico. Porém, a visualização desta modulação ainda é bastante ofuscada, principalmente nos detectores dispostos no hemisfério norte, pelo efeito da temperatura.

4.2 Análise e eliminação do efeito da temperatura

Para a realização da análise do efeito da temperatura nos dados coletados pelo sistema novo de correlação da Rede Global de Detectores de Múons entre 2007 e 2012 foram utilizados perfis diários de temperatura atmosférica construídos através de dados de balões meteorológicos e pelo instrumento SABER (*Sounding of the Atmosphere using Broadband Emission Radiometry*), que está a bordo do satélite TIMED (*Thermosphere, Ionosphere, Mesosphere Energetics and Dynamics*).

O instrumento SABER consiste num radiômetro que, entre outras funções, pode inferir a temperatura da alta e média atmosfera observando a emissão em infravermelho do dióxido de carbono (CO₂) e óxidos nítricos por meio de uma técnica que tem sido amplamente utilizada desde o seu desenvolvimento na década de 1970 (GILLE & HOUSE, 1971). Maiores informações sobre este instrumento e sobre os seus dados podem ser visualizadas na descrição feita por Mlynczak et al. (2007) ou no endereço a seguir: <http://saber.gats-inc.com>.

Como o SABER não consegue medir a temperatura em altitudes inferiores a 14-15 km, são utilizados de forma complementar os dados de radiossondas a bordo de balões meteorológicos, que medem o perfil de temperatura da atmosfera até 30 km de altitude. Os dados de radiossondagem utilizados neste trabalho são fornecidos pelo *Integrated Global Radiosonde Archive* mantido pela NOAA/ESRL *Radiosonde Database*. Maiores informações sobre estes dados podem ser vistas em: http://www.esrl.noaa.gov/raobs/General_Information.html.

As temperaturas medidas por estes dois instrumentos, que cobrem uma faixa entre 0,5 e 110 km de altitude, são processadas de forma a se obter um perfil médio diário com um ponto de temperatura a cada 0,5 km. O quadro no lado esquerdo da Figura 4.9, mostra um exemplo do perfil de temperatura medido pelo SABER (em azul) e por balões meteorológicos (em vermelho). Já o quadro no lado direito mostra o perfil de temperatura obtido após o processamento (média) dos dados destes dois instrumentos.

A Figura 4.10 mostra o desvio em relação à média da temperatura medida, entre janeiro de 2007 e dezembro de 2012, em duas diferentes altitudes acima da região onde se localiza cada detector da GMDN: a mais próxima da superfície, $\Delta T(h_{SUP})$, onde $h_{SUP} = 0,5$ km, e aquela na qual ocorre a máxima produção de múons no Chuveiro de Raios Cósmicos, $\Delta T(h_{MPM})$,

considerando-se $h_{MPM} = 16,5$ km. Nesta figura é possível se observar que $\Delta T[h_{SUP}]$ (curvas de cor mais escura) obtido para cada detector apresenta uma variação sazonal, cujo máximo valor de amplitude ocorre durante o verão (do hemisfério onde o detector se encontra). Por outro lado, $\Delta T[h_{MPM}]$ (curvas de cor mais clara) apresentam uma variação sazonal em antifase com $\Delta T[h_{SUP}]$ apresentando seu pico de amplitude durante o inverno.

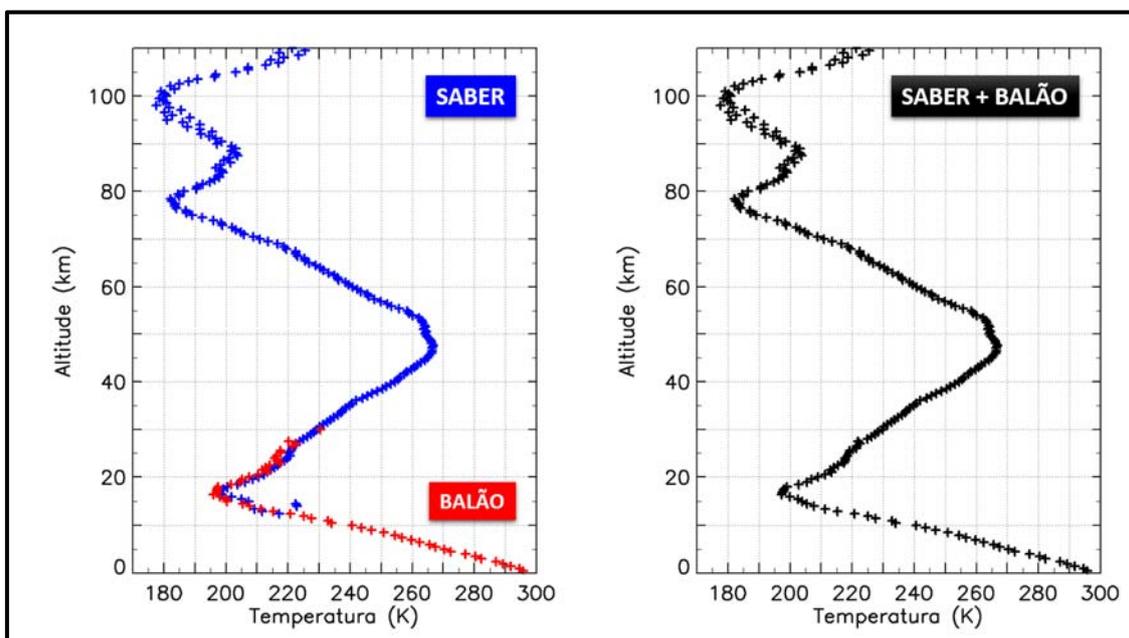


Figura 4.9 – Exemplo do perfil atmosférico de temperatura sobre o detector de São Martinho da Serra no dia 06/11/2009. No lado esquerdo, são mostrados os dados medidos pelo instrumento SABER (pontos azuis) e por balões meteorológicos (pontos vermelhos). No lado direito, é mostrado o perfil médio obtido após a combinação dos dados fornecidos pelos dois instrumentos.

Através da Figura 4.11, é possível se observar que, mesmo quando a temperatura é agrupada conforme um mesmo valor de pressão atmosférica (ao invés de um mesmo valor de altitude), há uma variação sazonal em antifase entre a temperatura medida próximo ao chão e aquela medida em 100 hPa (onde ocorre a máxima produção de raios cósmicos secundários). Nesta figura são mostrados os valores do desvio de temperatura observado acima de cada detector da GMDN na superfície isobárica de 100 hPa (onde ocorre a máxima produção de partículas cósmicas secundárias). Diferentemente dos dados mostrados na Figura 4.10, os dados representados na Figura 4.11 não foram processados durante a realização deste trabalho. Eles foram fornecidos pelo IZMIRAN (*Nikolay Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation of the Russian Academy of Sciences*) através do banco de dados de detectores múons (Muon Detector Database), cujas informações podem ser encontradas no seguinte endereço: <http://cr20.izmiran.ru/MDDB/>. Para a construção deste banco de dados são

utilizados os dados do modelo de previsão numérica *Global Forecast System* (GFS) desenvolvido pelo NCEP (*National Centers for Environmental Prediction*) da NOAA (*National Oceanic and Atmospheric Administration*), cujos detalhes podem ser visualizados em: www.ncdc.noaa.gov/data-access/model-data/model-datasets/global-forecast-system-gfs.

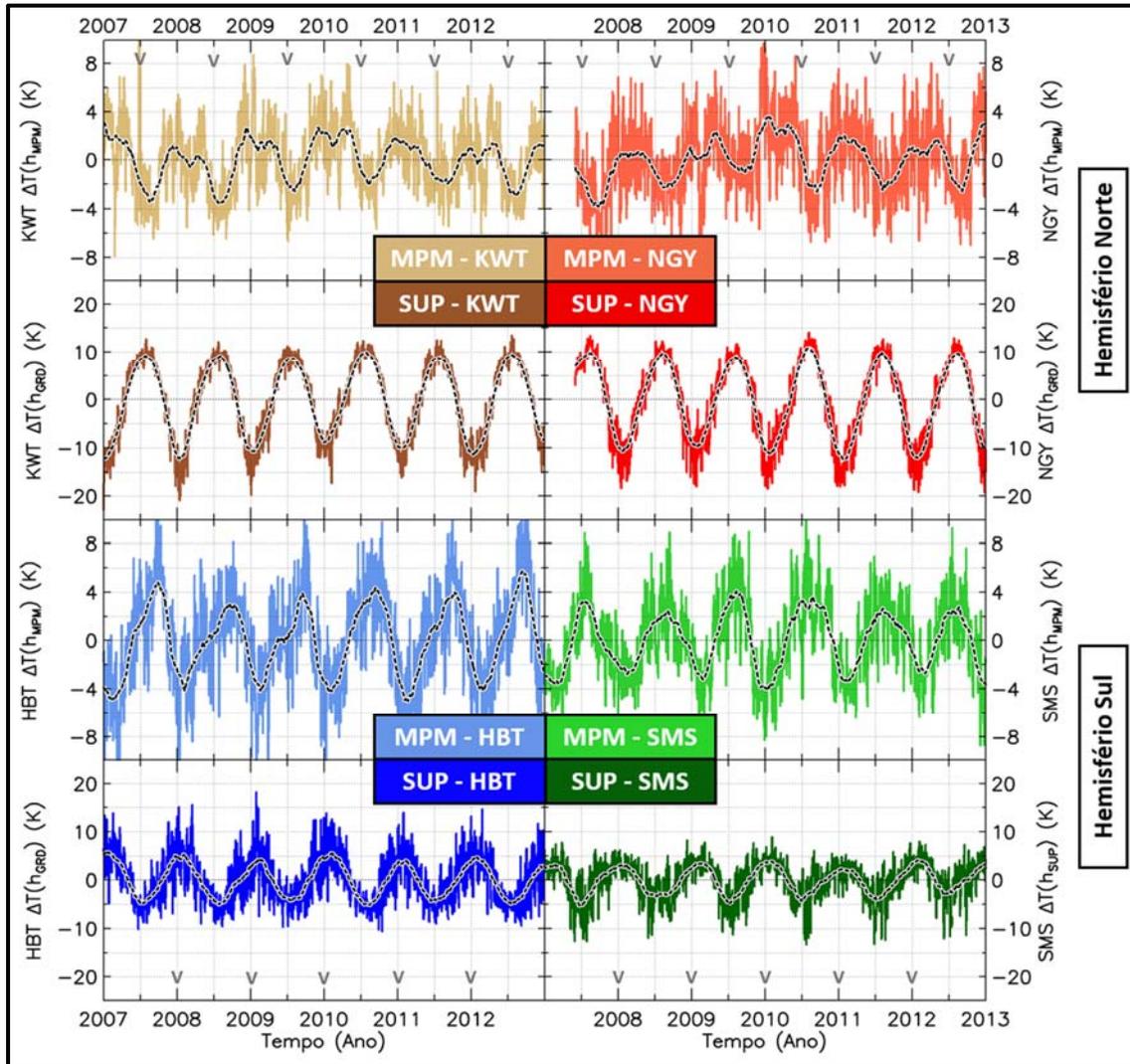


Figura 4.10 – Desvio em relação à média da temperatura próxima a superfície ($\Delta T(h_{SUP})$) e perto da altitude em que ocorre a máxima produção de raios cósmicos secundários ($\Delta T(h_{MPM})$). As curvas coloridas representam os dados diários, enquanto as curvas tracejadas pretas representam a média móvel de 3 meses destes dados. As letras “V” no eixo superior do tempo indicam o período em que ocorre o verão no hemisfério norte, enquanto as dispostas no eixo inferior indicam o mesmo para o hemisfério sul.

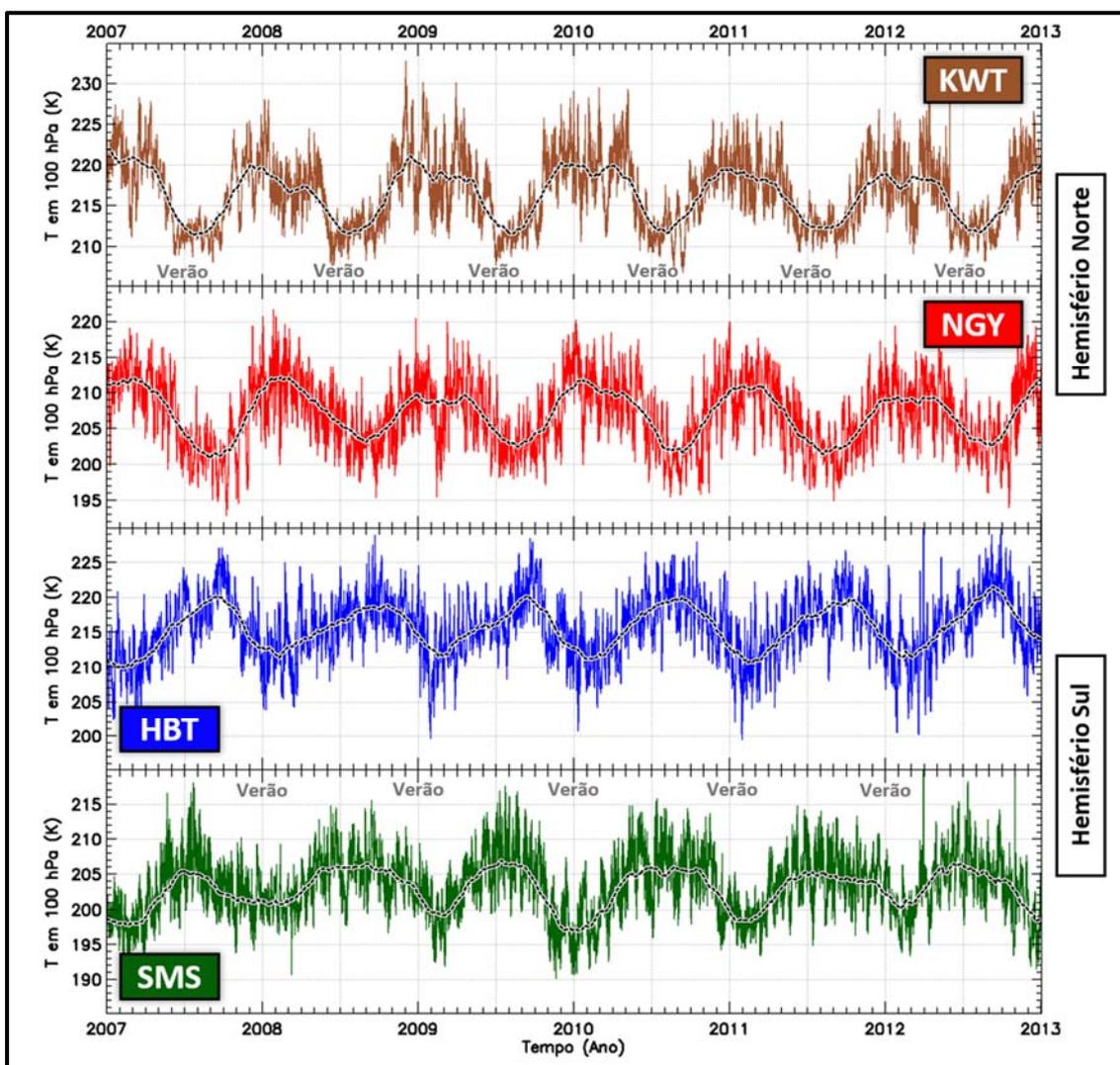


Figura 4.11 – Variação da temperatura em 100 hPa calculada pelo modelo GFS (Global Forecast System) nas regiões de Kuwait (KWT), Nagoya (NGY), Hobart (HBT) e São Martinho da Serra (SMS). As curvas coloridas representam os dados horários, enquanto as curvas tracejadas pretas representam a média móvel de 3 meses destes dados. O termo “Verão” no gráfico de KWT destaca o período em que esta estação do ano ocorre no hemisfério norte, enquanto o mesmo termo no gráfico de SMS indica o período de verão no hemisfério sul.

Considerando-se a antifase existente entre a temperatura atmosférica observada próximo ao chão e aquela medida na altitude de máxima produção de partículas secundárias, espera-se que a intensidade de múons na superfície apresente um menor valor durante o verão devido a ambos os efeitos da temperatura (positivo e negativo). Devido ao efeito negativo, espera-se um decréscimo na intensidade de múons observada no solo relacionado à expansão da atmosfera associada, por sua vez, ao aumento de temperatura próximo ao chão durante o verão. Neste mesmo período, devido ao efeito positivo, também espera-se um decréscimo na intensidade de

múons na superfície relacionado à menor taxa de decaimento de píons, que ocorre devido a diminuição de temperatura na altitude onde ocorre a máxima produção de múons.

Como é possível se observar na Figura 4.12, além do intervalo próximo à altitude de máxima produção de raios cósmicos secundários (16,5 km), foram observados outros intervalos onde a temperatura durante o inverno tende a ser maior do que no verão.

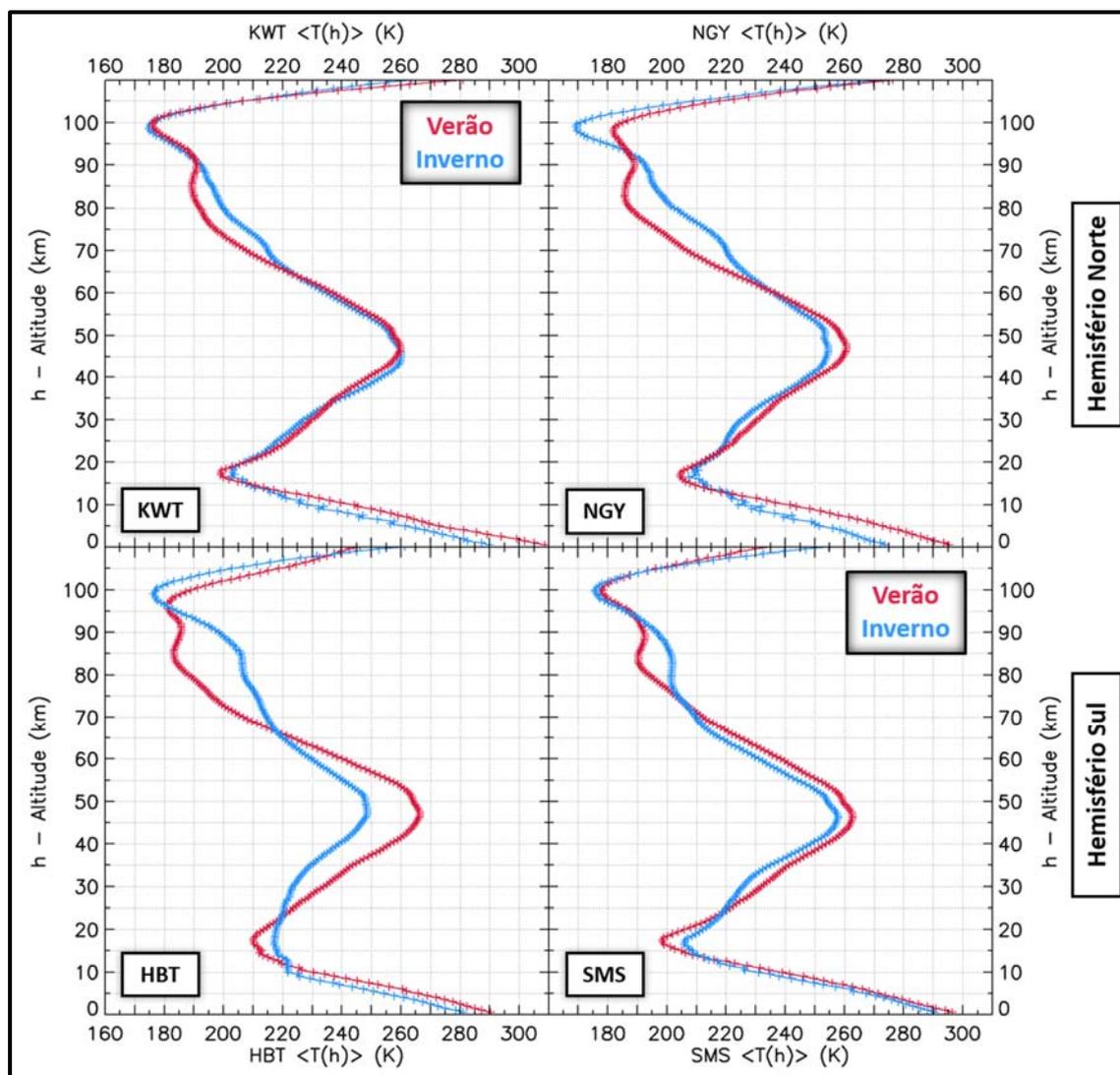


Figura 4.12 – Perfil atmosférico da temperatura média, $\langle T(h) \rangle$, calculada nos meses de verão (pontos vermelhos) e nos meses de inverno (pontos azuis) nas regiões dos detectores de Kuwait (KWT), Nagoya (NGY), Hobart (HBT) e São Martinho da Serra (SMS).

Na Figura 4.12 é possível notar que a diferença entre a temperatura média, $\langle T(h) \rangle$, no inverno e no verão ao longo da altura é diferente conforme o local do detector a que se refere. Em todos os detectores, $\langle T(h) \rangle$ é maior no verão do que no inverno em altitudes próximas a superfície (h

< 10 km) principalmente no hemisfério norte. Como já mencionado acima, $\langle T(h) \rangle$ obtido entre 10 e 25 km de altitude apresenta um comportamento contrário ao observado no chão. Em outras palavras, em todo os locais onde se localizam os detectores da GMDN, o inverno tende a ser mais quente que o verão nesta faixa de altura. Além disto, é possível se observar que essa diferença entre $\langle T(h) \rangle$ no inverno e no verão nesta faixa de altura tende a ser maior no hemisfério sul do que no norte. Entre 25 e 75 km, a média da temperatura no verão volta a ser maior do que a média da temperatura no inverno, exceto na localidade do detector de Kuwait, onde o inverno tende a ser um pouco mais quente que o verão na faixa entre 25 e 45 km. A partir de 75 km de altitude, é possível se observar novamente uma inversão no comportamento da temperatura média obtida no inverno e a obtida no verão. Este comportamento se mantém até 95 km de altitude, quando a $\langle T(h) \rangle$ obtida no verão volta a ser maior que a temperatura média obtida no inverno.

Como os perfis de temperatura tem resolução diária, para a realização da análise do efeito da temperatura nas intensidades de raios cósmicos registradas pela Rede Global de Detectores de Múons (GMDN), foram feitas médias de 24 pontos dos dados, que originalmente têm resolução horária. Além disto, para se evitar a influência do ciclo de atividade solar de 11 anos, utilizou-se a variação de curta periodicidade da intensidade de raios cósmicos corrigida por pressão, $I_{k,d}^{PC-SRT}(t)$, que é calculada conforme a seguir:

$$I_{k,d}^{CP-SRT}(t) = I_{k,d}^{CP}(t) - \langle I_{k,d}^{CP}(t) \rangle_{13}, \quad (4.5)$$

onde $I_{k,d}^{CP}(t)$ é a intensidade de raios cósmicos registrada no canal “k” do detector “d” no instante de tempo t e $\langle I_{k,d}^{CP}(t) \rangle_{13}$ é a média móvel de 13 meses de $I_{k,d}^{CP}(t)$. Conforme é possível se observar na Figura 4.13, a variação de longa periodicidade presente em $I^{CP}(t)$ (vide Figura 4.8) que apresentava um máximo de intensidade no ano de 2009 e está relacionada ao ciclo de atividade solar é eliminada ao se calcular $I^{CP-SRT}(t)$.

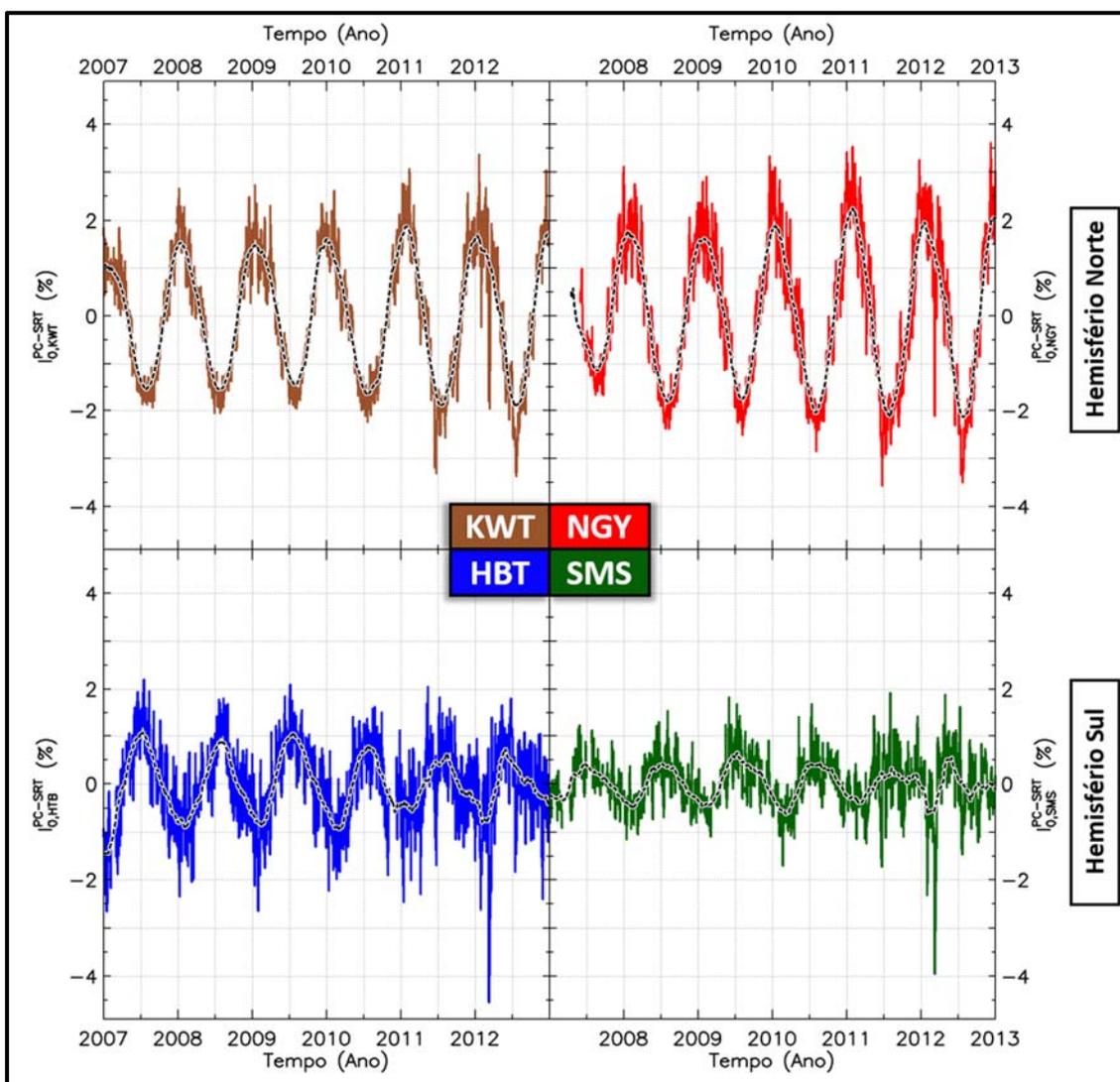


Figura 4.13 – Variação da intensidade de raios cósmicos registrada pelo canal vertical após a remoção do efeito barométrico e da modulação de longa escala associada ao ciclo de atividade solar. A curva marrom mostra os dados de Kuwait ($I_{0,KWT}^{CP-SRT}$), a curva vermelha os de Nagoya ($I_{0,NGY}^{CP-SRT}$), a curva azul os de Hobart ($I_{0,HBT}^{CP-SRT}$) e a curva verde os de São Martinho da Serra ($I_{0,SMS}^{CP-SRT}$).

Existem diversas maneiras de se analisar e corrigir o efeito da temperatura presente na intensidade de múons registrada por detectores dispostos em nosso planeta. Os métodos mais simples consistem numa comparação da variação da intensidade de raios cósmicos com: a variação da temperatura observada no solo, a mudança na altitude em que ocorre a máxima produção destas partículas ou com a variação da temperatura nesta altitude (BLACKETT, 1938; HESS, 1940; DUPERIER, 1949; TREFALL, 1955; FRENCH Jr. & CHASSON, 1959; OKAZAKI et al., 2008; DE MENDONÇA et al, 2013). Já os métodos mais complexos consideram através de análises teóricas ou empíricas a variação da temperatura ao longo de toda atmosfera (BARRETT

et al., 1952; SAGISAKA, 1986; AMBROSIO et al, 1997; DORMAN, 2004; BERKOVA et al., 2011; DE MENDONÇA et al., 2013).

Em todos estes métodos considera-se que a variação da intensidade de raios cósmicos registrada por um dado detector após a correção pelo efeito barométrico (I^{CP}) é composta de dois termos: um dependente da temperatura (I^T) e outro independente, que corresponde aos dados corrigidos pelo efeito da pressão e da temperatura (I^{CPT}). Desta forma, I^{CPT} pode ser escrito conforme a seguir:

$$I^{CPT} = I^{CP} - I^T. \quad (4.6)$$

O detalhamento e os resultados obtidos utilizando-se as sete principais maneiras de se descrever I^T , assim como a combinação e a modificação de alguns destes métodos são mostradas nas subsecções a seguir.

4.2.1 Método da Temperatura de Superfície (SUP)

Assim como mostrado na Equação 4.7, este método empírico descreve a variação da intensidade de múons esperada devido ao efeito da temperatura (I^T) como uma função linear de $\Delta T(h_{SUP})$, que representa o desvio em relação à média da temperatura da superfície:

$$I^T = \alpha_{SUP} * \Delta T(h_{SUP}), \quad (4.7)$$

onde α_{SUP} é o coeficiente de temperatura de superfície dado em %/K. Neste trabalho, h_{SUP} é igual a 0,5 km de altitude, devido a indisponibilidade de dados da temperatura na superfície. A variação de $\Delta T(h_{SUP})$ entre janeiro de 2007 e dezembro de 2012 registrado na região de cada detector da GMDN pode ser visto na Figura 4.10.

A fim de se calcular o valor de α_{SUP} , considerou-se que a variação da intensidade de raios cósmicos corrigida por pressão de curta periodicidade (I^{CP-SRT} mostrado na Figura 4.13) é mais influenciada pelo efeito da temperatura do que por outros fenômenos (solares ou interplanetários). Desta forma, α_{SUP} pode ser calculado através de um regressão linear entre I^{CP-SRT} e $\Delta T(h_{SUP})$.

A regressão e os valores de coeficiente de temperatura de superfície obtidos utilizando-se os dados referentes a cada detector da GMDN podem ser visualizados na Figura 4.14. Nesta figura, é possível se observar uma significativa diferença entre α_{SUP} obtido em Nagoya (NGY) e o obtido

em São Martinho da Serra (SMS). O coeficiente encontrado em NGY é quase duas vezes maior do que o encontrado em SMS. De modo geral, os detectores dispostos no hemisfério sul (SMS e HBT) tendem a ter um menor valor de α_{SUP} em relação aos detectores dispostos no hemisfério norte (NGY e KWT).

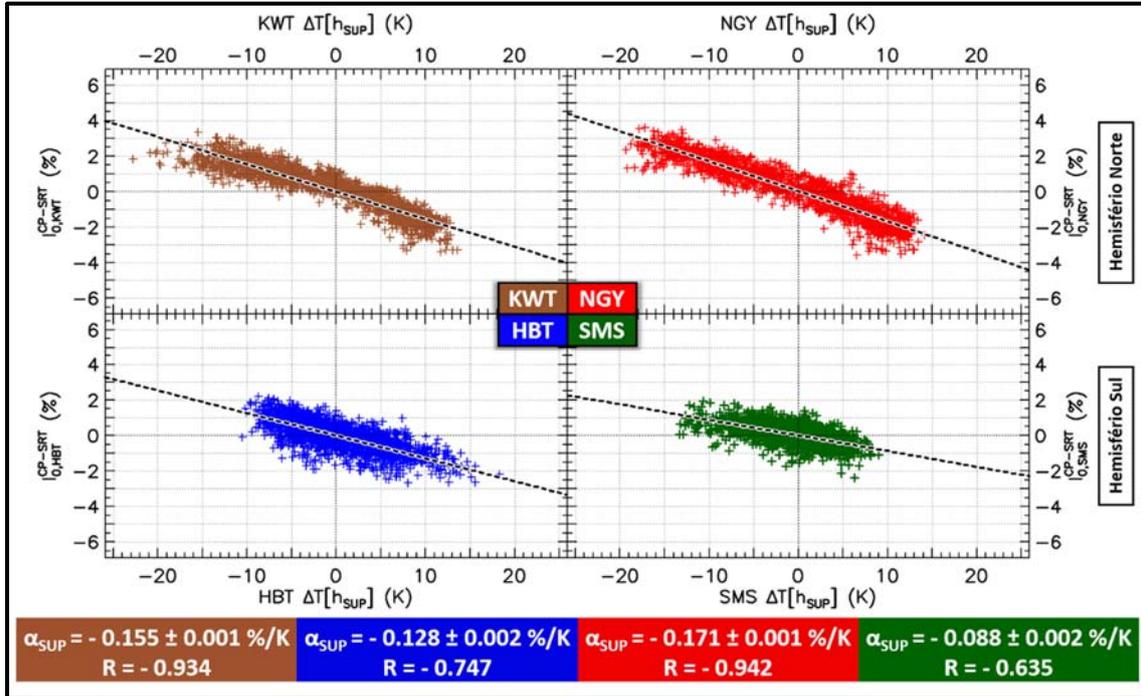


Figura 4.14 – Correlação linear entre o desvio da temperatura medido próximo ao solo, $\Delta T(h_{GRD})$, e a intensidade de raios cósmicos após a remoção do efeito barométrico e da modulação de longa escala pelo ciclo de atividade solar registrada pelo canal vertical do detector de Kuwait ($I_{0,KWT}^{CP-SRT}$), Nagoya ($I_{0,NGY}^{CP-SRT}$), Hobart ($I_{0,HBT}^{CP-SRT}$) e São Martinho da Serra ($I_{0,SMS}^{CP-SRT}$). O coeficiente de temperatura de superfície (α_{SUP}) e coeficiente de correlação (R) entre $\Delta T(h_{SUP})$ e I^{CP-SRT} encontrados em cada detector são mostrados na parte inferior da figura. Os dados de cor marrom referem-se a Kuwait, os vermelhos a Nagoya, os azuis a Hobart e os verdes a São Martinho da Serra.

4.2.2 Método da temperatura de máxima produção de múons (MPM)

Conforme mostrado a seguir, este método descreve a variação da intensidade de múons devido ao efeito da temperatura (I^T) em função da variação de temperatura registrada na altitude em que ocorre a máxima produção destas partículas:

$$I^T = \alpha_{MPM} * \Delta T(h_{MPM}), \quad (4.8)$$

onde α_{MPM} é o coeficiente da temperatura de máxima produção de múons dado em %/K e $\Delta T(h_{MPM})$ é o desvio em relação à média da temperatura registrada na altura em que ocorre a máxima produção de múons (h_{MPM}), que neste trabalho foi assumida como sendo igual a 16,5

km. A variação ao longo do tempo de $\Delta T(h_{MPM})$ observado acima de cada detector é mostrada na Figura 4.10.

Similarmente ao que foi feito no Método SUP, o coeficiente de temperatura de máxima produção de múons é calculado através de uma regressão linear entre I^{CP-SRT} e $\Delta T(h_{MPM})$, que pode ser visualizada na Figura 4.15. Nesta figura é possível se observar que, ao contrário do que ocorre em todos os outros métodos analisados neste trabalho, os coeficientes de temperatura encontrados neste método (α_{MPM}) são positivos. Conforme já mostrado na Figura 4.13, a variação sazonal de I^{CP-SRT} está em fase com $\Delta T(h_{MPM})$, que por sua vez, está em antifase com a variação de temperatura observada próxima ao solo. Valores positivos de α_{MPM} também foram encontrados em outros trabalhos, onde a intensidade de raios cósmicos observada por câmeras de ionização e outros tipos de detectores de raios cósmicos foi comparada com a variação de temperatura registrada no nível isobarico de 100 hPa (DUPERIER, 1949; TREFALL, 1955; FRENCH Jr. & CHASSON, 1959).

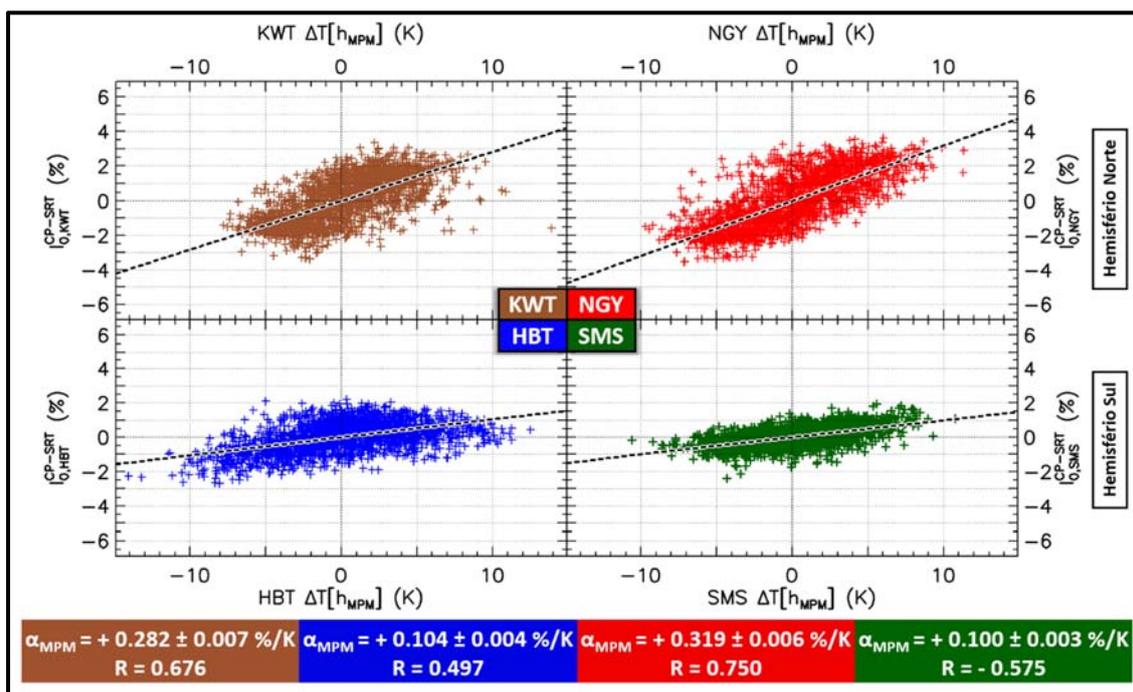


Figura 4.15 – Correlação linear entre o desvio da temperatura medido próximo a altitude em que ocorre a máxima produção de partículas cósmicas secundárias, $\Delta T(h_{MPM})$, e a intensidade de raios cósmicos registrada pelo canal vertical de cada detector “d” da GMDN após a remoção do efeito barométrico e da modulação de longa escala pelo ciclo de atividade solar ($I_{0,d}^{CP-SRT}$). O coeficiente de temperatura de máxima produção de múons (α_{MPM}) e o coeficiente de correlação (R) entre $\Delta T(h_{MPM})$ e I^{CP-SRT} encontrados em cada detector são mostrados na parte inferior da figura. Os dados de cor marrom referem-se a Kuwait, os vermelhos a Nagoya, os azuis a Hobart e os verdes a São Martinho da Serra.

4.2.3 Combinação entre os métodos SUP e MPM (SUP+MPM e MPM+SUP)

Acredita-se que o Método da Temperatura de Superfície (SUP) está associado principalmente ao efeito negativo da temperatura, enquanto o Método da Temperatura de Máxima Produção de Múons (MPM) está associado principalmente ao efeito positivo. Portanto, ambos os métodos, provavelmente, consideram apenas uma parte do efeito da temperatura. A fim de estudar as duas partes em conjunto, analisou-se a combinação destes dois métodos.

No Método SUP+MPM, primeiramente a variação da intensidade de múons é corrigida utilizando-se o método SUP e depois utilizando-se o método MPM. Calcula-se a intensidade de raios cósmicos corrigida pela pressão e pela temperatura através do método da temperatura de superfície ($SUP I^{CPT}$) usando-se as Equações 4.6 e 4.7 juntamente dos valores de α_{SUP} mostrados na Figura 4.14. Depois disto, calcula-se um segundo coeficiente de temperatura de máxima produção de múons (α_{MPM2}) através de uma regressão linear entre $SUP \Delta I_{TPC}$ e $\Delta T(h_{MPM})$. Como é possível se observar na Tabela 4.1, um baixo coeficiente de correlação (R) entre estas duas grandezas foi obtido em todos os detectores, o que pode indicar uma maior influência do efeito negativo na intensidade de múons observada no solo.

Tabela 4.1 – Valores encontrados para o novo coeficiente de temperatura de máxima produção de múons (α_{MPM2}) calculado através da combinação do Método da Temperatura de Superfície com o Método da Temperatura na altura de Máxima Produção de Múons (SUP+MPM).

Método SUP+MPM		
$I^T = I^{T-SUP} + I^{T-MPM2}$, onde $I^{T-MPM2} = \alpha_{MPM2} * \Delta T(h_{MPM})$		
Detector	α_{MPM2} (%/K)	R
KWT	+ 0.028 ± 0.003	0.172
NGY	+ 0.024 ± 0.003	0.233
HBT	+ 0.005 ± 0.003	0.039
SMS	+ 0.031 ± 0.003	0.232

No método MPM+SUP, primeiramente foi obtida a intensidade de raios cósmicos corrigida pela pressão e pelo efeito da temperatura através do método da temperatura de máxima produção de múons ($MPM I^{CPT}$) usando-se as Equações 4.8 e 4.6 juntamente de valores de α_{MPM} mostrados na Figura 4.15. Depois, através da regressão linear entre $MPM I^{CPT}$ e $\Delta T(h_{SUP})$

calculou-se um segundo coeficiente de temperatura de superfície (α_{SUP2}). Neste caso, conforme é possível se observar na Tabela 4.2, uma baixa anticorrelação foi encontrada somente no detector de São Martinho da Serra.

Tabela 4.2 – Valores encontrados para o novo coeficiente de temperatura de superfície (α_{SUP2}) calculado através da combinação do Método da Temperatura na altura de Máxima Produção de Múons com o Método da Temperatura de Superfície (MPM+SUP).

Método MPM+SUP		
$I^T = I^{T-MPM} + I^{T-SUP2}$, onde $I^{T-SUP2} = \alpha_{SUP2} * \Delta T(h_{SUP})$		
Detector	α_{SUP2} (%/K)	R
KWT	- 0.081 ± 0.002	- 0.690
NGY	- 0.072 ± 0.002	- 0.637
HBT	- 0.074 ± 0.003	- 0.502
SMS	- 0.038 ± 0.002	- 0.331

4.2.4 O método Teórico (TEO) e sua variação (TEO-M)

O método teórico, também chamado de método da integral, considera a teoria por trás do efeito da temperatura descrita por Sagisaka (1986). Neste método, a variação da intensidade de múons devido ao efeito da temperatura (I^T) é descrita como:

$$I^T = \int_0^{x_{SUP}} \alpha_{TEO}(x) * \Delta T(x) * dx, \quad (4.9)$$

onde x é a profundidade atmosférica, dada em g/cm²; $\Delta T(x)$ é o desvio da temperatura e $\alpha_{TEO}(x)$, dado em %/(K.g.cm⁻²), é o coeficiente de temperatura teórico parcial nesta profundidade atmosférica. Neste trabalho, a integração numérica desde o topo da atmosfera ($x = 0$) até a superfície (x_{SUP}) destas variáveis é feita utilizando-se o Método de Boole (BOOLE & MOULTON, 1860).

A Equação 4.10 mostra a expressão utilizada neste trabalho para se calcular a profundidade atmosférica para cada altura. Através dos perfis atmosféricos diários de temperatura e pressão fornecidos pelo SABER e por balões meteorológicos, calculou-se um perfil da profundidade

atmosférica, contendo seus valores a cada meio quilômetro no intervalo entre 0,5 e 110 km de altitude. Utilizando-se os perfis diários obtidos entre 01 de janeiro de 2007 e 31 de dezembro de 2012 calculou-se o perfil médio mostrado na Figura 4.16, que é utilizado na Equação 4.9.

$$x(h) = \int_h^{\infty} \rho(h) dh, \quad \rho(h) = \frac{P(h)}{T(h)} * \frac{M_{Mol}}{R}, \quad (4.10)$$

onde $P(h)$, $T(h)$ e $\rho(h)$ são, respectivamente, a pressão atmosférica, a temperatura e a densidade do ar numa dada altitude h ; M_{Mol} é a massa molar média do ar e R a constante universal dos gases.

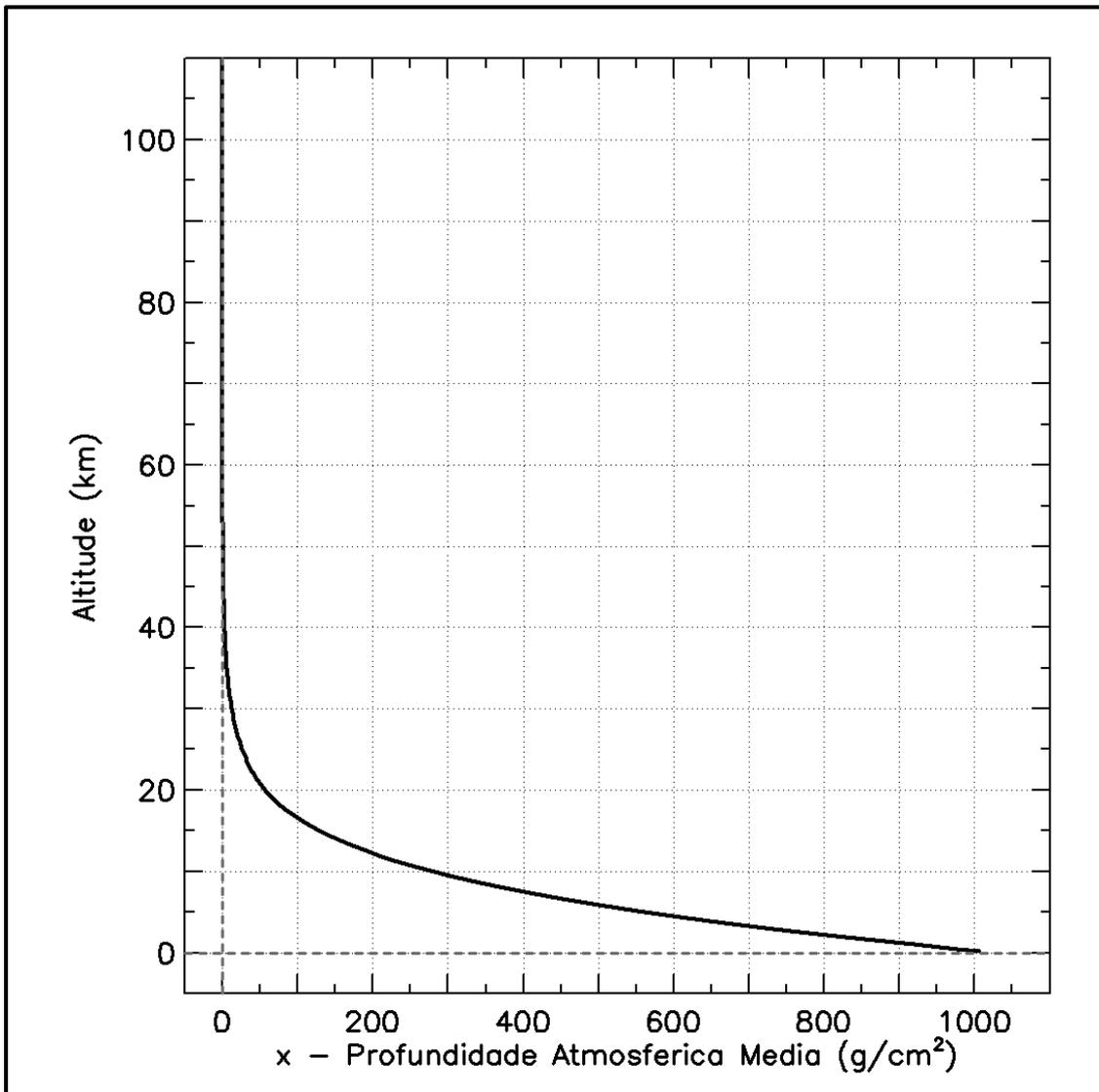


Figura 4.16 – Profundidade Atmosférica Média (x).

Para o cálculo de I^T foram utilizados os valores de $\alpha_{TEO}(x)$ obtidos por Sagisaka (1986) considerando-se 0° de ângulo zenital e uma energia de corte de 0,32 GeV, cujo comportamento ao longo da atmosfera pode ser visualizado na Figura 4.17. O quadro no lado esquerdo desta figura mostra o comportamento de $\alpha_{TEO}(x)$ ao longo da profundidade atmosférica. O quadro do meio mostra $\alpha_{THR}(x)$ ao longo de um eixo linear da altura (escala logarítmica da profundidade atmosférica). Já o quadro no lado direito mostra o comportamento do produto entre $\alpha_{THR}(x(h_i))$ e Δx , que é a diferença entre a profundidade atmosférica obtida num nível atmosférico de uma dada altura, $x(h_i)$, e a obtida no nível logo acima, $x(h_{i+1})$. O somatório deste produto resulta no coeficiente de temperatura teórico total, que neste caso é -0,304 %/K, ou seja, que prevê uma variação negativa da intensidade de raios cósmicos de 0,304 % para cada aumento de 1 kelvin de temperatura na atmosfera como um todo.

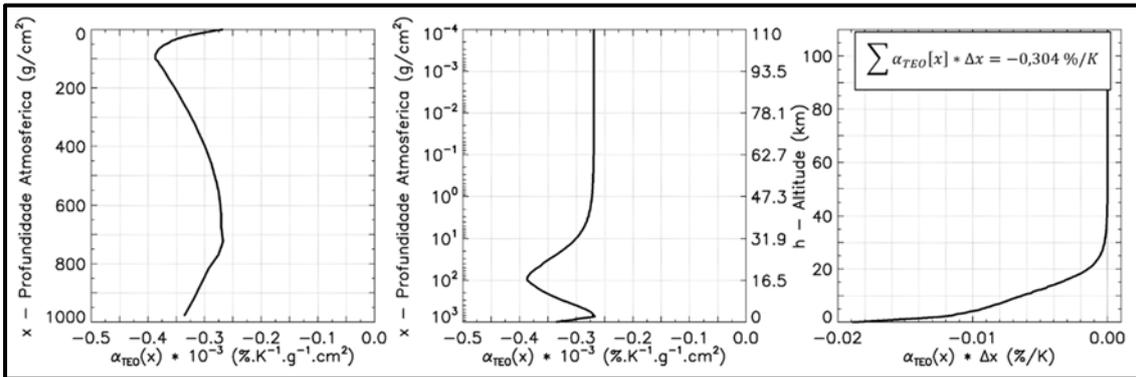


Figura 4.17 – Coeficiente de temperatura teórico parcial, $\alpha_{TEO}(x)$, calculados por Sagisaka (1986) considerando-se 0° de ângulo zenital e energia de corte de 0,32 GeV. No quadro esquerdo, é mostrado os valores de $\alpha_{TEO}(x)$ conforme a profundidade atmosférica (x). No quadro do meio, são mostrados os mesmos valores de $\alpha_{TEO}(x)$, porém sob um escala logarítmica de x (escala linear da altitude). No quadro direito, é mostrado o produto entre o coeficiente de temperatura teórico parcial e $\Delta x = x_i - x_{i+1}$ (variação da profundidade atmosférica entre dois pontos, ou seja, a cada 0,5 km de altitude).

O comportamento de $\alpha_{TEO}(x)$ ao longo da altura nas condições utilizadas neste trabalho, assim como aqueles calculados para outros ângulos e/ou energia de corte, podem ser visualizados na Figura 3 de Sagisaka (1986).

Diferentemente de todos os outros métodos analisados neste trabalho, o Método Teórico (TEO) impõe um mesmo coeficiente de temperatura em todos os detectores. Por curiosidade, criou-se uma modificação deste método, chamada de TEO-M, que introduz uma dependência local neste coeficiente. Neste caso, a variação da intensidade de múons devido ao efeito da temperatura (I^T) é dada por:

$$I^T = L * I^{T-TEO}, \quad (4.11)$$

onde I^{T-TEO} é a variação da intensidade de múons devido ao efeito da temperatura esperada conforme o Método Teórico (TEO) descrita na Equação 4.10; e L é o coeficiente que varia conforme o local de cada detector, que é calculado através de uma regressão linear entre I^{T-TEO} e a variação da intensidade de raios cósmicos registrada pelo canal vertical de um dado detector da GMDN após a remoção do efeito barométrico e das influências de longa escala do ciclo de atividade solar (I^{CP-SRT}). Através deste método, obteve-se L igual a 0,940 para o detector de Kuwait (KWT), 0,904 para o detector de Nagoya (NGY), 0,712 para o detector de Hobart (HBY) e 0,673 para o detector de São Martinho da Serra (SMS). Considerando que L próximo de 1,0 indica uma boa similaridade entre a variação sazonal presente nos dados observados e a presente nos dados calculados pelo Método Teórico, é possível se dizer que este método consegue prever sem grandes problemas o comportamento sazonal da intensidade de múons registrada pelos detectores dispostos no hemisfério norte (KWT e NGY). Por outro lado, o fato de L ser menor que 0,7 em HBT e SMS pode indicar uma insuficiente reprodução do efeito da temperatura nos detectores dispostos no hemisfério sul. Este fato pode também, indicar a presença de algum outro fenômeno mais proeminente no Sul do que no Norte que mascara o efeito da temperatura nos detectores do hemisfério sul tornando-o menor do que aquele que se observa no hemisfério norte (que é bem previsto pela teoria).

4.2.5 Método da Temperatura Ponderada pela Massa (MSS)

Este método, que tem sido utilizado em alguns trabalhos (YANCHUKOVSKY et al., 2007; BERKOVA et al., 2011), consiste numa aproximação do Método Teórico. Nesta aproximação, a variação da intensidade de múons devido ao efeito da temperatura (I^T) é dada por:

$$I^T = \alpha_{MSS} * \Delta T_{MSS}; \quad (4.12)$$

$$T_{MSS} = \sum_{i=0}^n w(h_i) * T(h_i); e \quad w(h_i) = \frac{x(h_i) - x(h_{i+1})}{x(h_0)}; \quad (4.13)$$

onde α_{MSS} é o coeficiente de temperatura ponderado pela massa dado em %/K; ΔT_{MSS} é o desvio em relação à média da temperatura ponderada pela massa (T_{MSS}); $w(h)$ é a função peso baseada na massa do ar (profundidade atmosférica); $T(h_i)$ é a temperatura em Kelvin observada na altitude h_i ; $x(h_i)$ é a profundidade atmosférica nesta mesma altitude; h_0 é a

altitude mais próxima do chão (neste trabalho 0,5 km); h_n é a altitude mais próxima do topo da atmosfera (neste trabalho 110 km). Para o cálculo de $w(h_n)$, considera-se que $x(h_{n+1})$ seja igual a zero. Como é possível se observar na Figura 4.18, $w(h)$ tem o mesmo comportamento com a altura que a profundidade atmosférica, i.e., um valor máximo perto do chão e um decaimento exponencial conforme o aumento da altitude.

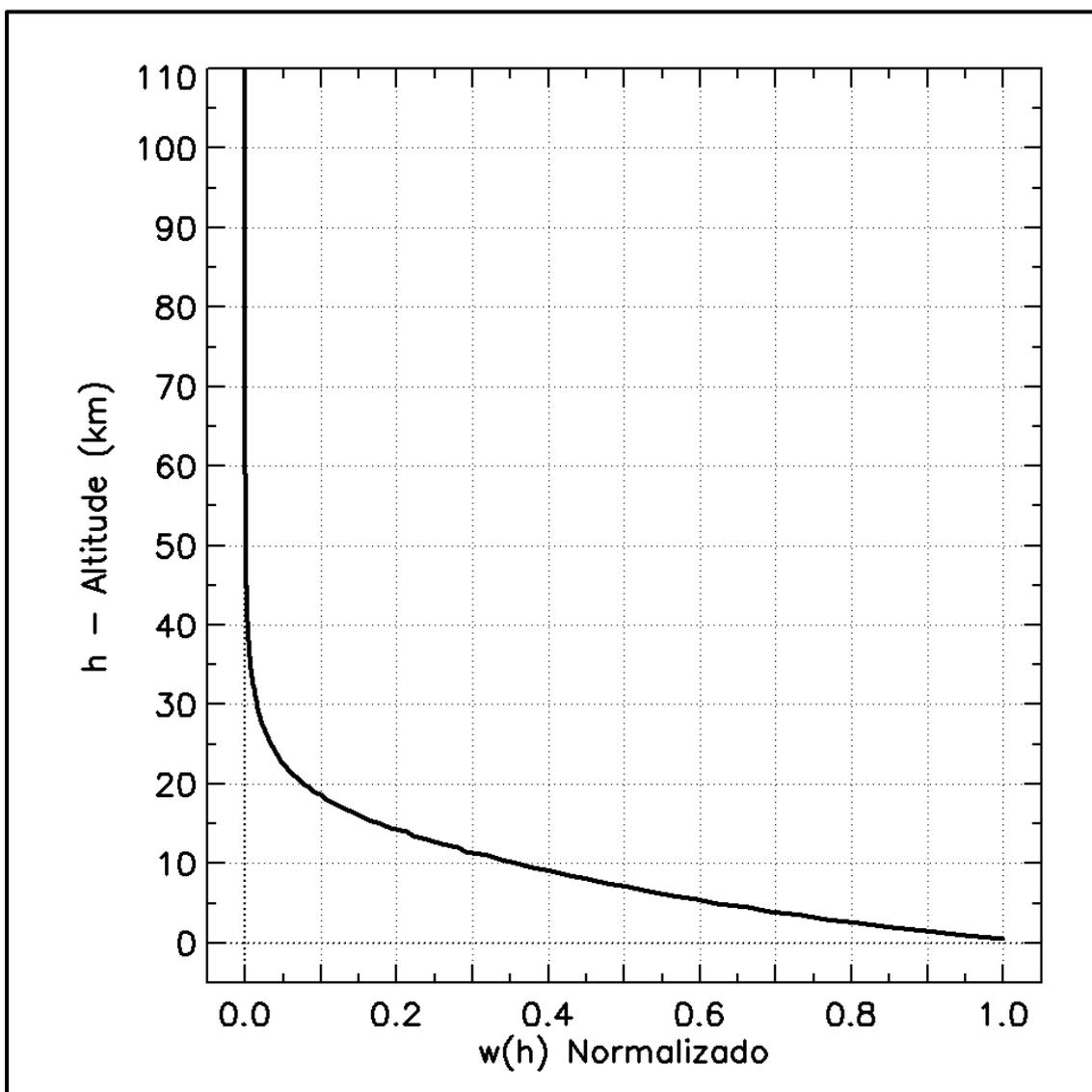


Figura 4.18 – Função Peso do Método Ponderado pela Massa - $w(h)$.

A Figura 4.19, mostra o valor diário de T_{MSS} obtido na região de cada um dos quatros detectores da GMDN. Nesta figura é possível se observar que a temperatura ponderada pela massa apresenta uma variação sazonal cujo máximo valor de amplitude ocorre no verão (em antifase com a variação presente nos dados da Rede Global de Detectores de Múons após a eliminação

dos efeitos da pressão atmosférica e da modulação de longa escala do ciclo solar, I^{CR-SRT} mostrado na Figura 4.13).

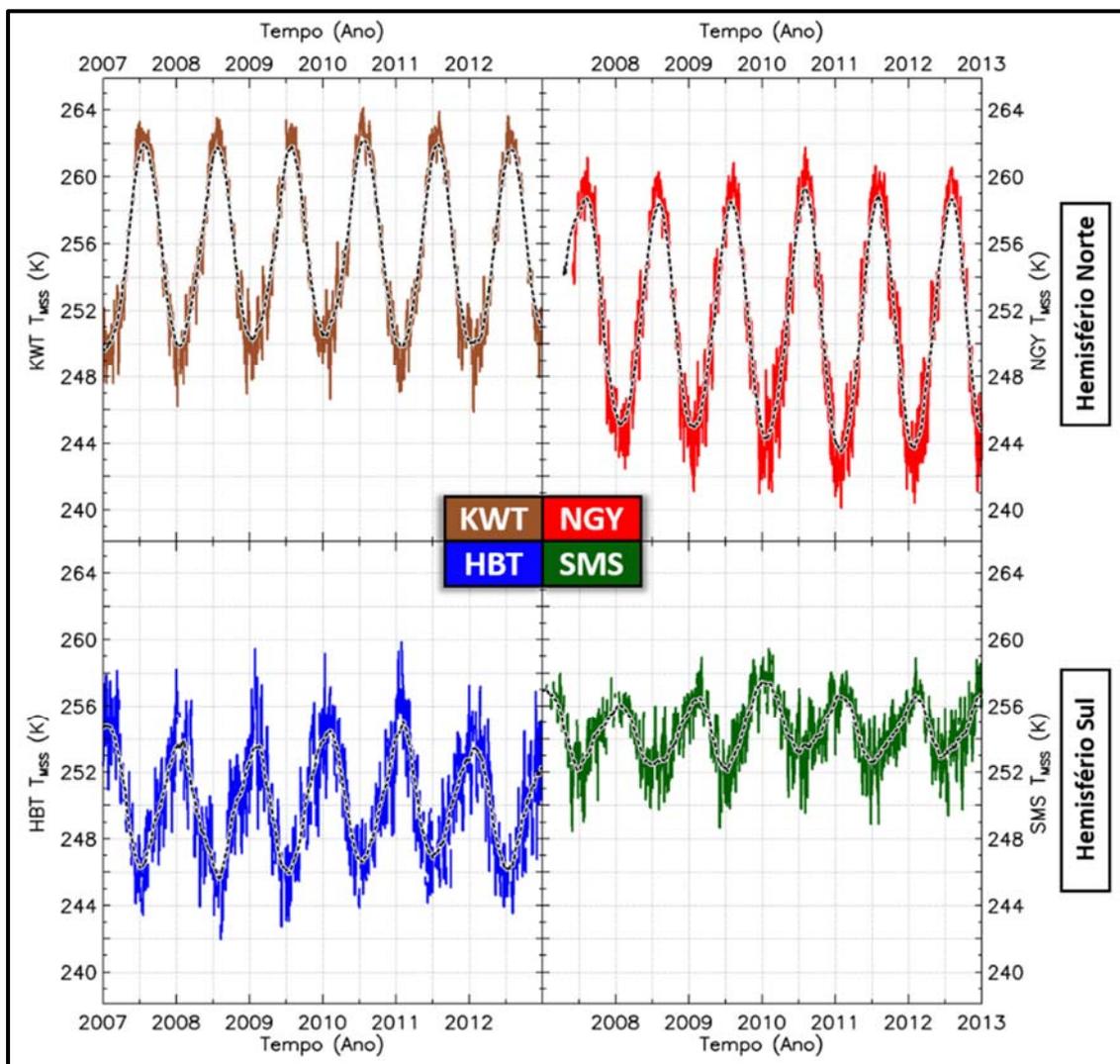


Figura 4.19 – Valor da Temperatura Ponderada pela Massa (T_{MSS}) obtida entre janeiro de 2007 e dezembro de 2012 para os detectores de Kuwait (KWT), Nagoya (NGY), Hobart (HBT) e São Martinho da Serra (SMS). As curvas coloridas mostram dados diários, enquanto a curva tracejada preta mostra a média móvel de 3 meses destes dados.

O Método da Temperatura Ponderada pela Massa possui um único coeficiente de temperatura que leva em consideração as influências da temperatura ao longo de toda a atmosfera. Porém, diferentemente do Método Teórico, neste método é calculado um coeficiente de temperatura (α_{MSS}) para cada detector. Este cálculo é feito através de uma regressão linear entre I^{CR-SRT} e ΔT_{MSS} referente a cada detector. A Figura 4.20 mostra a correlação obtida entre estas duas grandezas ao se utilizar os dados do canal vertical de cada detector. Também são mostrados os

valores de α_{MSS} e do coeficiente de correlação (R) entre I^{CR-SRT} e ΔT_{MSS} . Nesta figura, é possível se observar que todos os detectores apresentaram uma alta anticorrelação ($R < -0,7$) e que, numa aproximação de primeira ordem, α_{MSS} é igual a $-0,3 \text{ \%}/\text{K}$ nos detectores dispostos no hemisfério norte e $-0,2 \text{ \%}/\text{K}$ nos detectores dispostos no hemisfério sul.

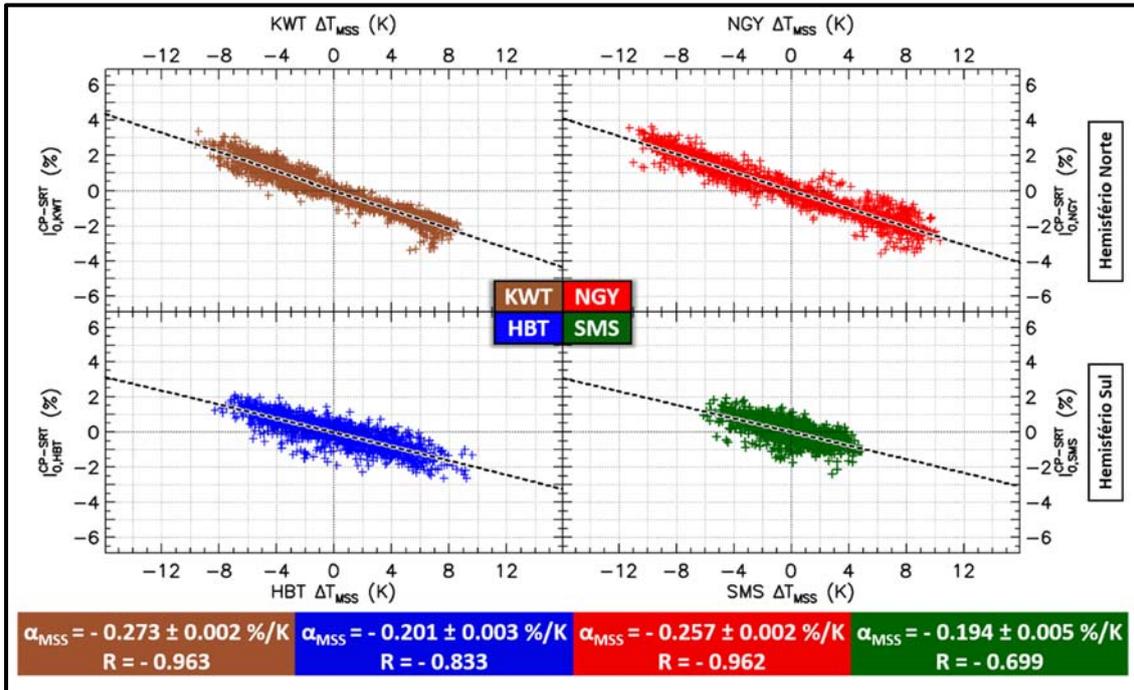


Figura 4.20 – Correlação linear entre o desvio em relação à média da temperatura ponderada pela massa (ΔT_{MSS}) e a intensidade de raios cósmicos registrada pelo canal vertical de cada detector “ d ” da GMDN após a remoção do efeito barométrico e da modulação de longa escala pelo ciclo de atividade solar ($I_{0,d}^{CP-SRT}$). O coeficiente de temperatura ponderada pela massa (α_{MSS}) e o coeficiente de correlação (R) entre ΔT_{MSS} e I^{CP-SRT} encontrados em cada detector são mostrados na parte inferior da figura. Os dados de cor marrom referem-se a Kuwait (KWT), os vermelhos a Nagoya (NGY), os azuis a Hobart (HBT) e os verdes a São Martinho da Serra (SMS).

Considerando-se o produto entre o coeficiente de temperatura teórico total ($-0,304 \text{ \%}/\text{K}$) e os valores do coeficiente local do Método Teórico Modificado (L) obtidos para cada detector (0,940 para KWT, 0,904 para NGY, 0,712 para HBT e 0,673 para SMS) na secção anterior, obtêm-se os seguintes valores para os coeficientes de temperatura locais: $-0,285 \text{ \%}/\text{K}$ para Kuwait, $-0,274 \text{ \%}/\text{K}$ para Nagoya, $-0,216 \text{ \%}/\text{K}$ para Hobart e $-0,205 \text{ \%}/\text{K}$ para São Martinho da Serra. Estes valores são similares aos valores de α_{MSS} obtidos em cada detector. Desta forma, é possível se afirmar que:

$$\alpha_{MSS} \approx L * \int_0^{x_{SUP}} \alpha_{THR}(x) dx, \quad (4.14)$$

onde L representa as especificidades de cada local, seja por causa de diferenças no processo causador do efeito da temperatura, seja por influências de outros efeitos locais. Em outras palavras, é possível dizer que o Método da Temperatura Ponderada pela Massa corresponde ao Método Teórico com influências (diferenças) locais de cada detector.

4.2.6 Método da Temperatura Efetiva (EFF) e sua modificação (EFF-M)

Este método é apresentado por Barrett et al. (1952), e em sua forma aprimorada por Ambrosio et al. (1997). Ele foi desenvolvido levando-se em consideração o efeito da temperatura em detectores de múons de altas energias (localizados no interior de montanhas). Este não é o caso da Rede Global de Detectores de Múons (GMDN), que é formada somente por detectores alocados na superfície. Mesmo assim, analisou-se quais seriam os resultados ao se utilizar este método nos dados da GMDN.

De forma similar ao que é feito no Método da Temperatura Ponderada pela Massa, o Método da Temperatura Efetiva, conforme é mostrado na Equação 4.15 abaixo, e também na Equação 5 de Ambrosio et al. (1997), considera-se que a intensidade de múons devido ao efeito da temperatura (I^T) está relacionada ao perfil de temperatura ao longo de toda a atmosfera através de um único parâmetro denominado temperatura efetiva (T_{EFF}). Este parâmetro, por sua vez, também é calculado através do produto entre a temperatura observada em cada altura, $T(h)$, e uma função peso $\omega(h)$. Porém, neste método, a função peso também está relacionada a atenuação de píons e núcleos na atmosfera, conforme mostrado a seguir:

$$I^T = \alpha_{EFF} * \Delta T_{EFF}; \quad (4.15)$$

$$T_{EFF} = \frac{\int_0^{x_{GRD}} \omega(x) * T(x) dx}{\int_0^{x_{GRD}} \omega(x) dx}, \quad \omega(x) = \frac{1}{x} * \left(e^{-\frac{x}{\lambda_\pi}} - e^{-\frac{x}{\lambda_n}} \right), \quad (4.16)$$

onde α_{EFF} é o coeficiente de temperatura efetiva; ΔT_{EFF} é o desvio em relação à média de T_{EFF} ; x é a profundidade atmosférica; λ_π e λ_n são, respectivamente, os coeficientes de atenuação atmosférica para os píons e para os núcleos, que são iguais a 160 g/cm² e 120 g/cm². A integração é feita desde o topo da atmosfera ($x = 0$) até a superfície (x_{SUP}). Como é possível se observar na Figura 4.21, $\omega(x)$ dá uma maior importância para temperaturas observadas acima de 30 km de altitude.

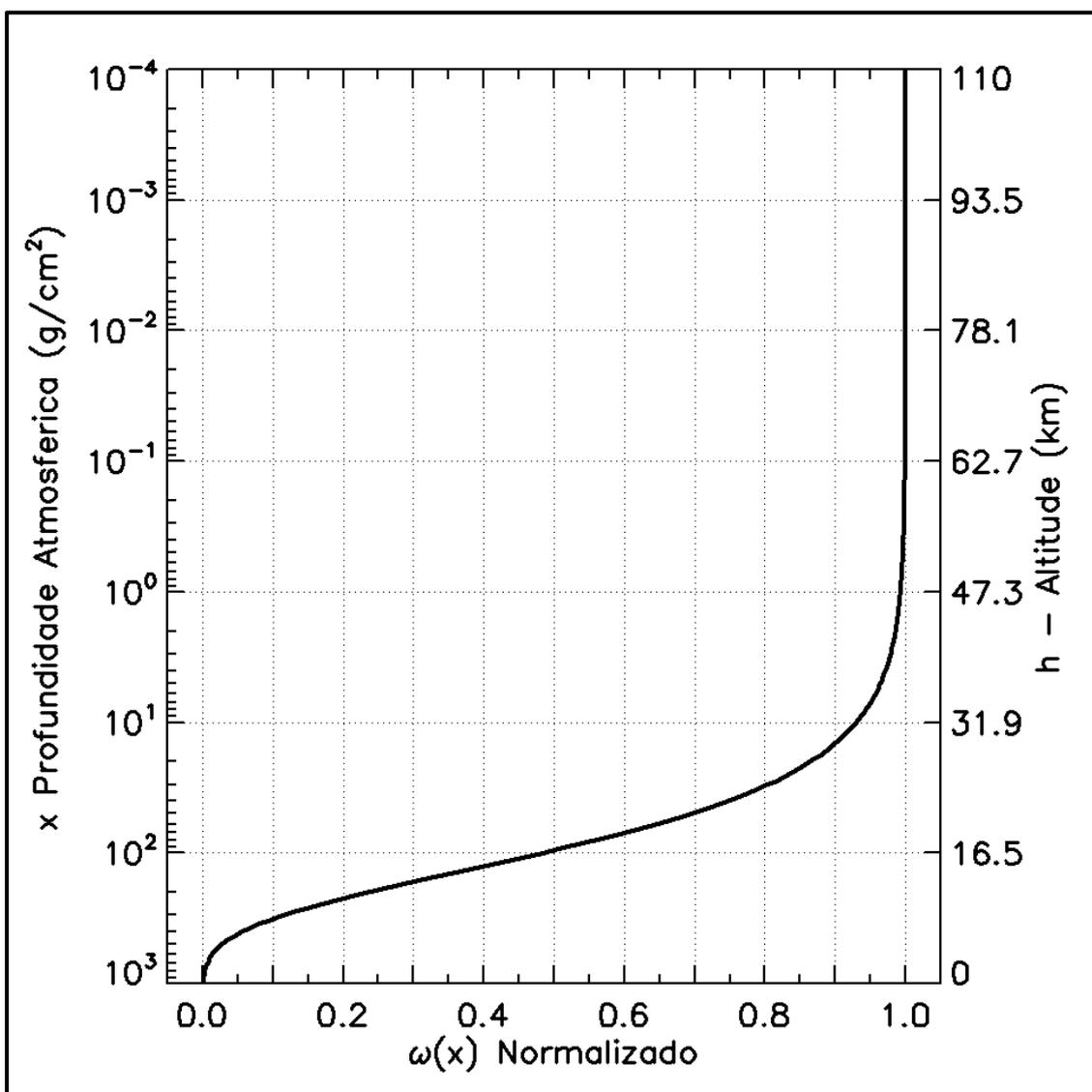


Figura 4.21 – Função Peso do Método da Temperatura Efetiva - $\omega(h)$.

O comportamento da temperatura efetiva obtida para a região de cada detector da GMDN entre janeiro de 2007 e dezembro de 2012 pode ser visualizado na Figura 4.22. Nesta figura, é fácil se notar que T_{EFF} obtido na região de São Martinho da Serra não apresenta uma clara variação sazonal (principalmente no período anterior a 2010). Nos outros três detectores da rede, por outro lado, há uma significativa variação sazonal de T_{EFF} , cujo valor máximo ocorre durante o verão (janeiro em Hobart e agosto em Nagoya e Kuwait).

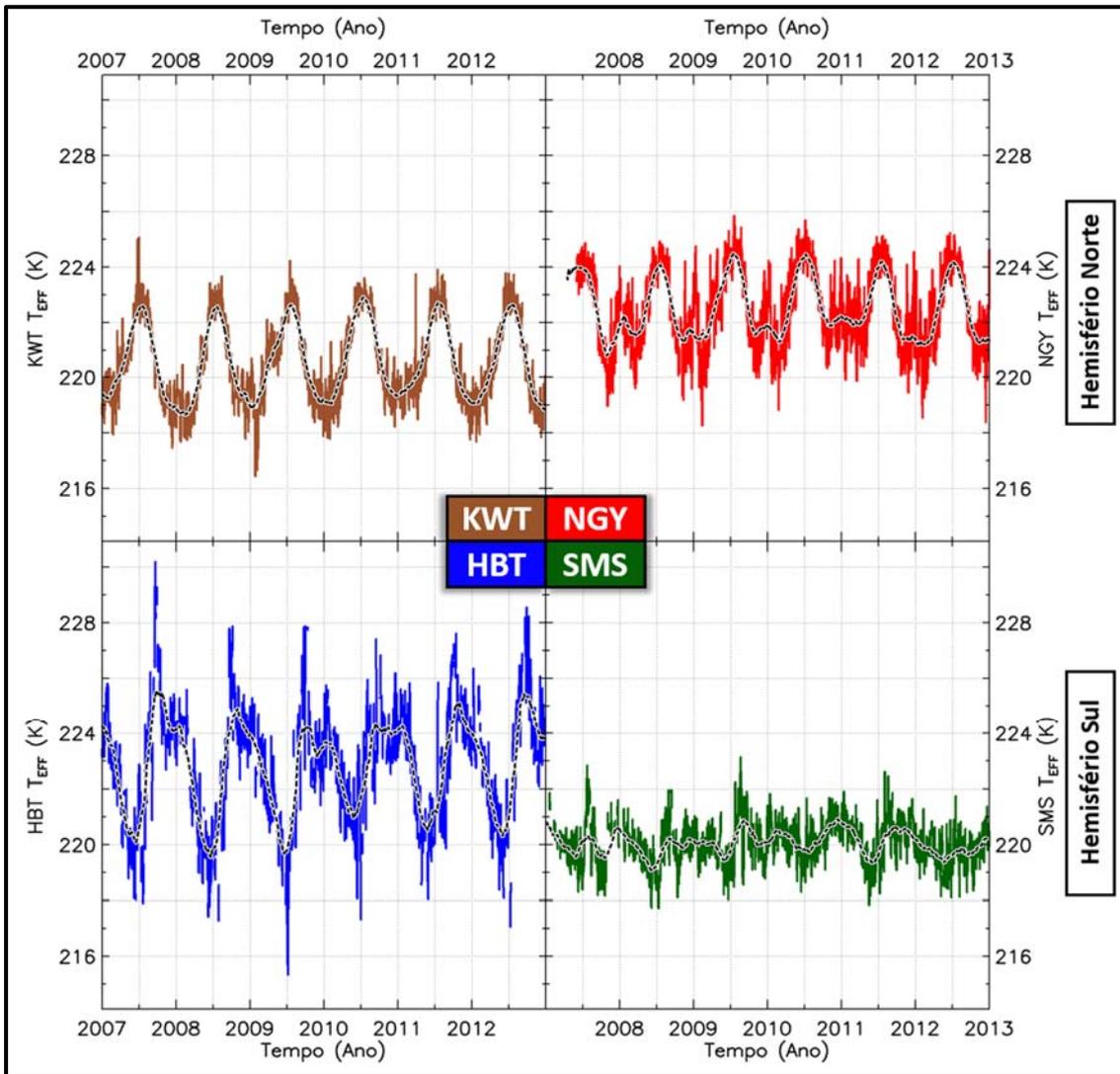


Figura 4.22 – Valor da Temperatura Efetiva (T_{EFF}) obtida entre janeiro de 2007 e dezembro de 2012 para os detectores de Kuwait (KWT), Nagoya (NGY), Hobart (HBT) e São Martinho da Serra (SMS). As curvas coloridas mostram dados diários, enquanto a curva tracejada preta mostra a média móvel de 3 meses destes dados.

A Figura 4.23 mostra a correlação entre a intensidade de múons registrada pelo canal vertical de cada detector após a remoção das influências do efeito barométrico e da modulação de longa escala do ciclo de atividade solar (I^{CP-SRT}) e o desvio da temperatura efetiva (ΔT_{EFF}) utilizada para se calcular o valor do coeficiente de temperatura efetivo (α_{EFF}). Como é possível se observar nesta figura, I^{CP-SRT} e ΔT_{EFF} apresentam uma anticorrelação, pelo menos razoável, nos detectores localizados no hemisfério norte. O coeficiente de correlação (R) encontrado utilizando-se os dados de Kuwait é -0,81 e o encontrado em Nagoya é -0,52. Porém, nos detectores localizados no hemisfério sul a anticorrelação entre estas duas grandezas é baixa, em torno de -0,3 em Hobart e praticamente zero em São Martinho da Serra.

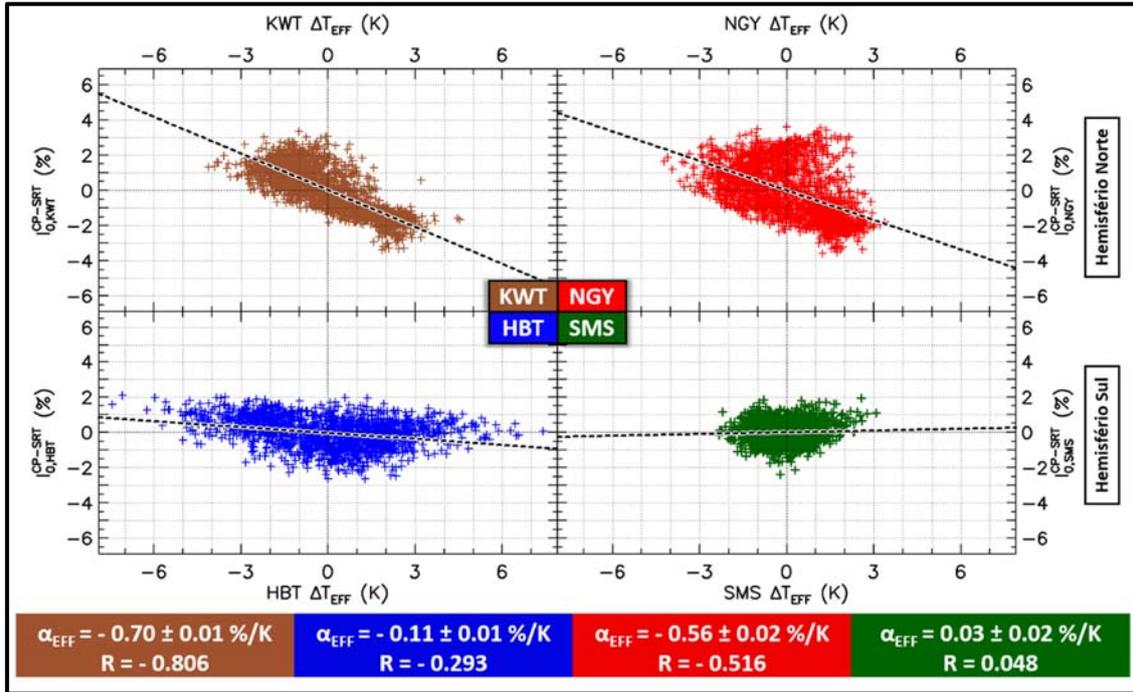


Figura 4.23 – Correlação linear entre o desvio em relação à média da temperatura efetiva (ΔT_{EFF}) e a intensidade de raios cósmicos registrada pelo canal vertical do detector de cada detector “d” da GMDN após a remoção do efeito barométrico e da modulação de longa escala pelo ciclo de atividade solar ($I_{0,d}^{CP-SRT}$). O coeficiente de temperatura efetiva (α_{EFF}) e o coeficiente de correlação (R) entre ΔT_{EFF} e $I_{0,d}^{CP-SRT}$ encontrados em cada detector são mostrados na parte inferior da figura. Os dados de cor marrom referem-se a Kuwait (KWT), os vermelhos a Nagoya (NGY), os azuis a Hobart (HBT) e os verdes a São Martinho da Serra (SMS).

Tendo em vista o comportamento da função peso do Método da Temperatura Ponderada pela Massa, $w(h)$, que prioriza altitudes mais baixas, realizou-se uma modificação no Método da Temperatura Efetiva, denominada de EFF-M. Neste método, calcula-se a temperatura efetiva modificada (T_{EFF-M}) através de uma nova função peso, $\omega_M(x)$, que dá uma maior consideração à temperatura da baixa atmosfera. Conforme é mostrado a seguir, $\omega_M(x)$ consiste numa inversão do primeiro termo da função peso original $\omega(x)$

$$T_{EFF-M} = \frac{\int_0^{x_{GRD}} \omega_M(x) * T(x) dx}{\int_0^{x_{GRD}} \omega_M(x) dx}, \quad \omega_M(x) = x * \left(e^{-\frac{x}{\lambda_\pi}} - e^{-\frac{x}{\lambda_n}} \right), \quad (4.17)$$

onde T_{EFF-M} é a temperatura efetiva modificada; $T(x)$ é a temperatura atmosférica registrada na profundidade atmosférica x ; $\omega_M(x)$ é a função peso modificada; $\lambda_\pi = 160 \text{ g/cm}^2$ and $\lambda_n = 120 \text{ g/cm}^2$ são os coeficientes de atenuação atmosférica para pions e núcleos. Conforme é possível se observar na Figura 4.24, a função peso modificada prioriza as temperaturas

observadas entre 5 e 16,5 km de altitude (região logo abaixo daquela em que ocorre a máxima produção de raios cósmicos secundários).

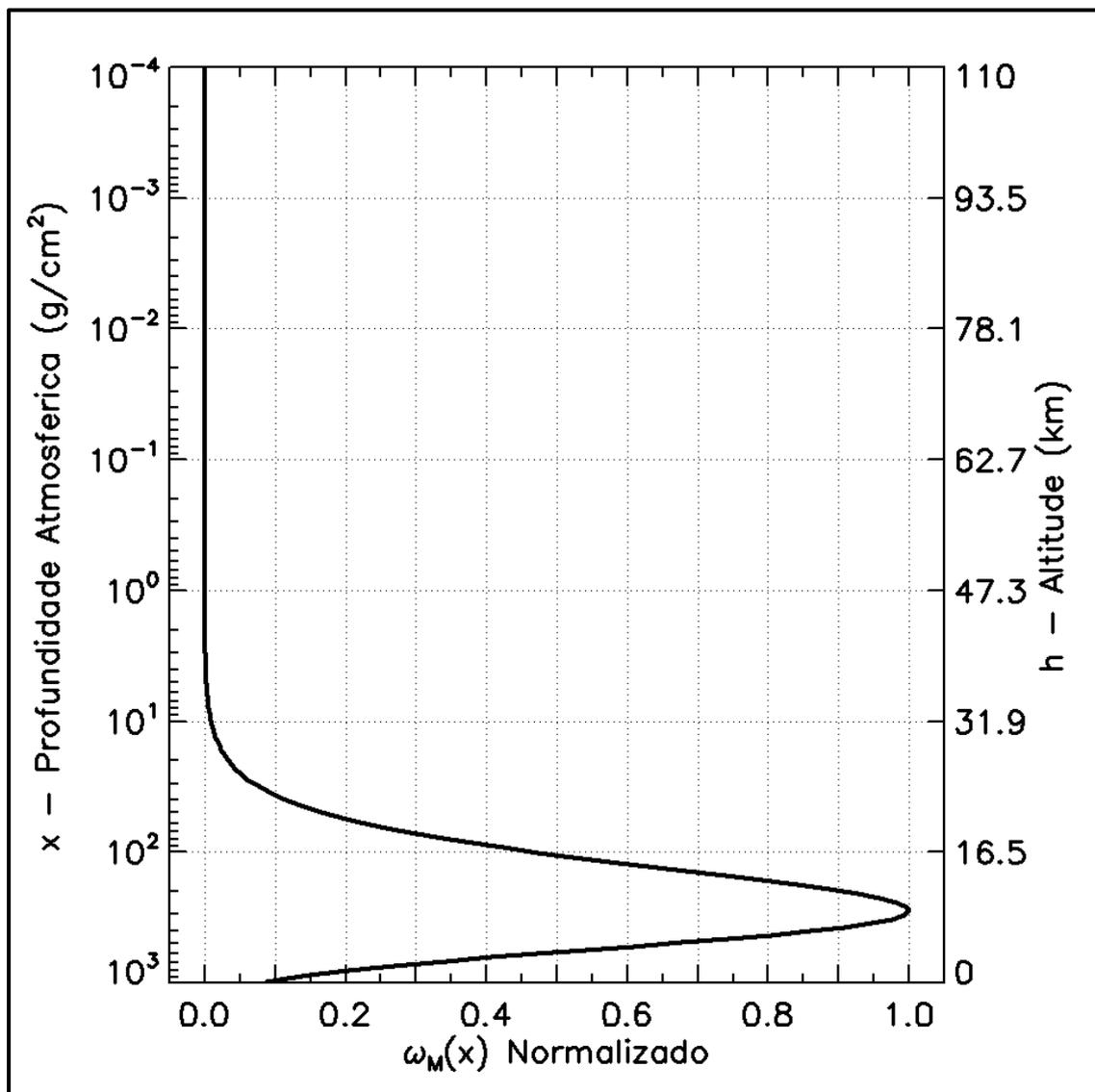


Figura 4.24 – Função Peso do Método da Temperatura Efetiva Modificado - $\omega_M(x)$.

Diferentemente do que ocorre com a temperatura efetiva original, T_{EFF-M} , que é mostrado na Figura 4.25, apresenta uma clara variação sazonal (com máximo valor de amplitude durante o verão) em todos os detectores.

Além disto, como é possível se observar na Figura 4.26, o valor em módulo do coeficiente de correlação (R) entre a intensidade de múons registrada pelo canal vertical de cada detector após a remoção das influências do efeito barométrico e da modulação de longa escala do ciclo de

atividade solar (I^{CP-SRT}) e o desvio da temperatura efetiva modificada (ΔT_{EFF-M}) é maior que 0,8 em Kuwait, Nagoya e Hobart e maior que 0,6 em São Martinho da Serra. Em outras palavras, há uma melhor relação entre a intensidade de múons observada na superfície e a temperatura atmosférica ponderada por uma função peso diretamente proporcional à profundidade atmosférica.

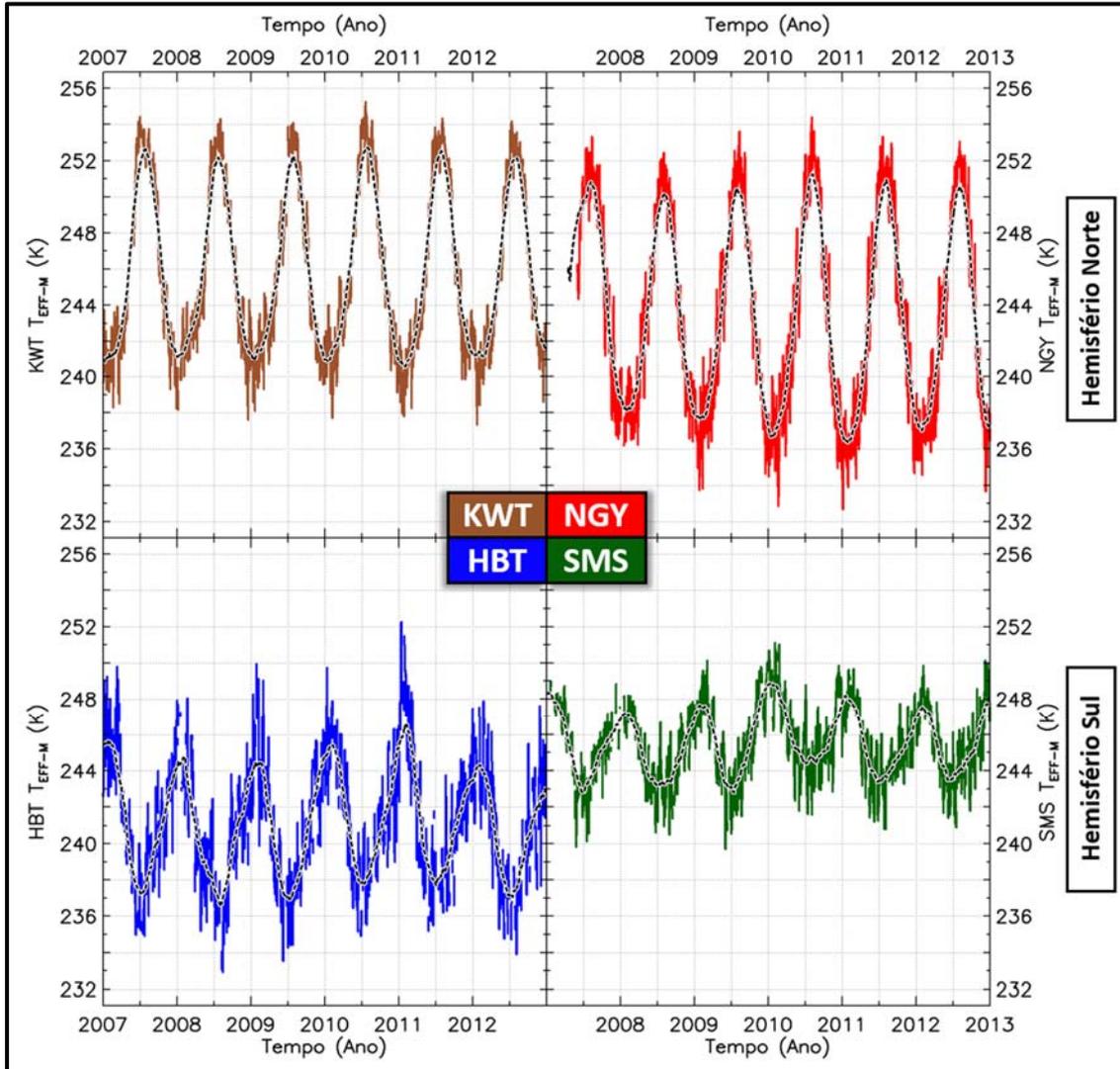


Figura 4.25 – Temperatura Efetiva Modificada (T_{EFF-M}) obtida entre janeiro de 2007 e dezembro de 2012 para os detectores de Kuwait (KWT), Nagoya (NGY), Hobart (HBT) e São Martinho da Serra (SMS). As curvas coloridas mostram dados diários, enquanto a curva tracejada preta mostra a média móvel de 3 meses destes dados.

Outro fato a se destacar é a proximidade dos valores dos coeficientes de temperatura encontrados através desta modificação do Método da Temperatura Efetiva (α_{EFF-M}), vide parte

inferior da Figura 4.26, com os valores dos coeficientes de temperatura encontrados no Método da Temperatura Ponderada pela Massa (α_{MSS}) mostrados na parte inferior da Figura 4.20.

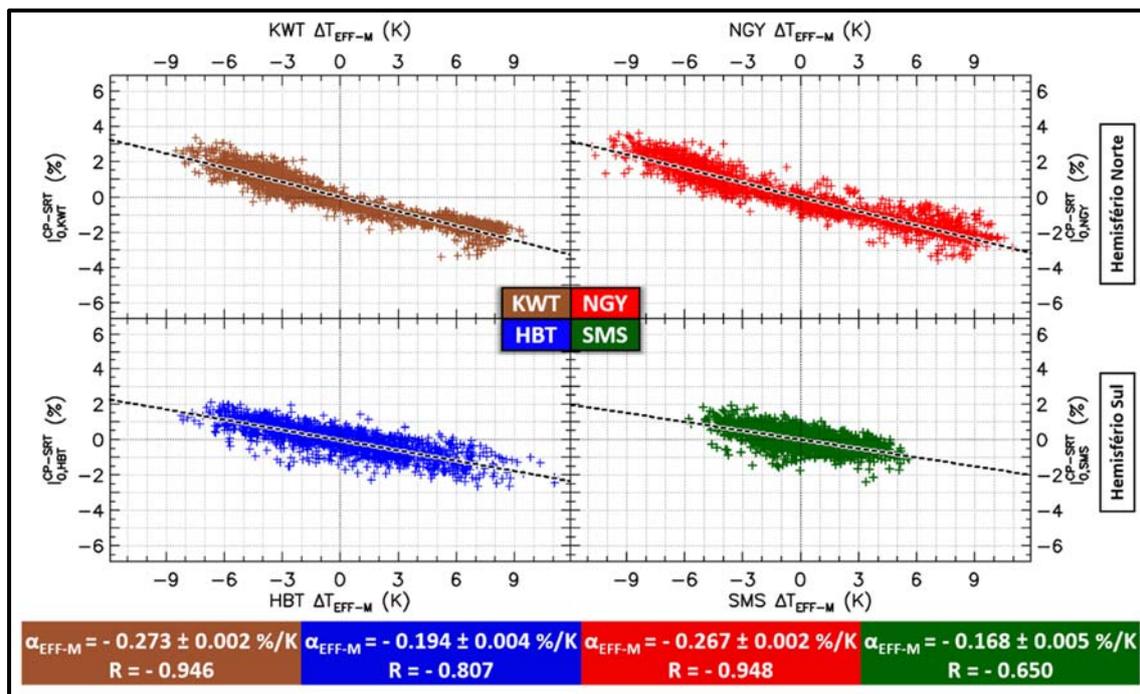


Figura 4.26 – Correlação linear entre o desvio em relação à média da temperatura efetiva modificada (ΔT_{EFF-M}) e a intensidade de raios cósmicos registrada pelo canal vertical de cada detector “d” da GMDN após a remoção do efeito barométrico e da modulação de longa escala pelo ciclo de atividade solar ($I_{0,d}^{CP-SRT}$). O coeficiente de temperatura efetiva modificada (α_{EFF-M}) e o coeficiente de correlação entre ΔT_{EFF-M} e $I_{0,d}^{CP-SRT}$ encontrados em cada detector são mostrados na parte inferior da figura. Os dados de cor marrom referem-se a Kuwait (KWT), os vermelhos a Nagoya (NGY), os azuis a Hobart (HBT) e os verdes a São Martinho da Serra (SMS).

4.2.7 Método da Expansão Atmosférica (EAT)

Este método, que foi utilizado por Okazaki et al. (2008) para corrigir os dados do detector de Nagoya, considera somente o efeito da temperatura relacionado ao processo de expansão da atmosfera (BLACKETT, 1938). Conforme é mostrado a seguir, nele, a variação da intensidade de múons devido ao efeito da temperatura (I^T) é linearmente relacionada à mudança de altura da linha isobárica de 100 hPa (onde ocorre a máxima produção de raios cósmicos secundários):

$$I^T = \alpha_{EAT} * \Delta H(100 \text{ hPa}), \quad (4.18)$$

onde α_{EAT} é o coeficiente de temperatura devido à expansão atmosférica, que é dado em %/km; e $\Delta H(100 \text{ hPa})$ é o desvio em relação a média da altura onde é observada a pressão atmosférica de 100 hPa.

O comportamento ao longo do tempo de $H(100hPa)$ obtido sobre a região em que cada detector da GMDN está localizado pode ser visualizado na Figura 4.27. Nesta figura, é possível se notar que esta grandeza apresenta uma variação sazonal em todos os detectores, cujo valor máximo ocorre durante o verão (quando ocorre a expansão da atmosfera). No entanto, a amplitude da variação sazonal de $H(100hPa)$ não é igual entre um detector e outro. Ela é em torno de 0,4 em Kuwait, 0,3 em Nagoya, 0,25 em Hobart e 0,15 em São Martinho da Serra.

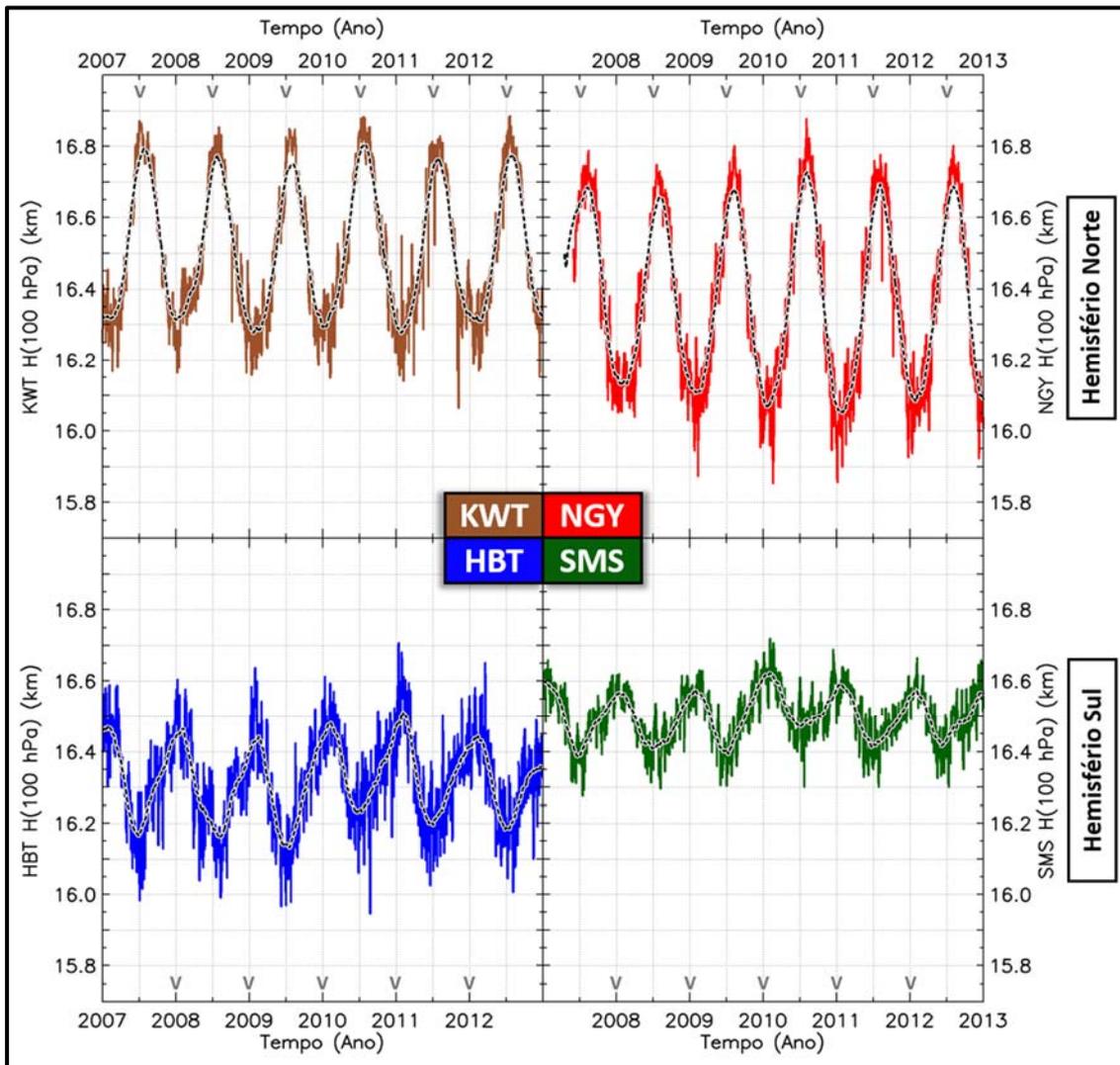


Figura 4.27 – Altura onde é observada a pressão atmosférica de 100 hPa, $H(100 hPa)$, registrada no período entre janeiro de 2007 e dezembro de 2012 para os detectores de Kuwait (KWT), Nagoya (NGY), Hobart (HBT) e São Martinho da Serra (SMS). As curvas coloridas mostram dados diários, enquanto a curva tracejada preta mostra a média móvel de 3 meses destes dados. As letras “V” no eixo superior do tempo indicam o verão no hemisfério norte, enquanto as dispostas no eixo inferior indica o verão no hemisfério sul.

A Figura 4.28 mostra a regressão linear entre I^{CP-SRT} e $\Delta H(100hPa)$ que é utilizada para se calcular o valor de α_{ATE} . Em todos os detectores foi obtida uma boa anticorrelação entre estas

duas grandezas, mas, assim como ocorreu em outros métodos, ela tende a ser maior nos detectores localizados no hemisfério norte do que naqueles localizados no hemisfério sul. Além disto, também de forma similar ao que foi encontrado em outros métodos empíricos, os valores dos coeficientes de temperatura encontrados neste método tendem a ser maiores no hemisfério norte (em torno de -6 %/km) do que no hemisfério sul (em torno de -6 %/km).

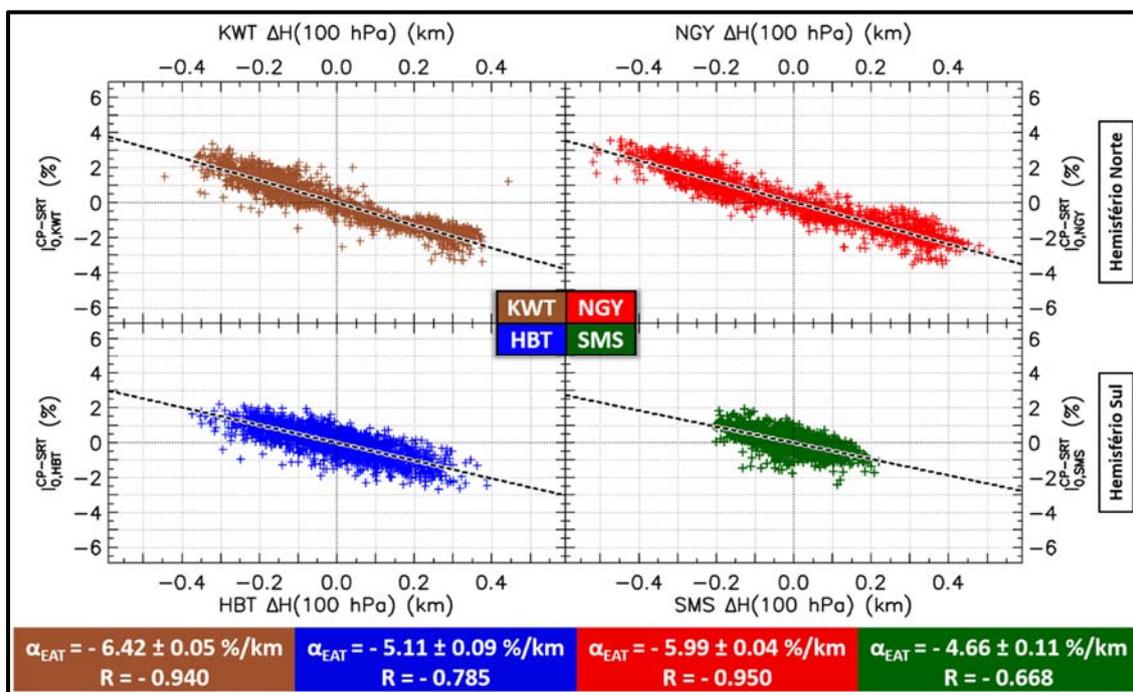


Figura 4.28 – Correlação linear entre o desvio em relação à média da altura da linha isobárica de 100 hPa ($\Delta H[100 \text{ hPa}]$) e a intensidade de raios cósmicos registrada pelo canal vertical de cada detector “d” da GMDN após a remoção do efeito barométrico e da modulação de longa escala pelo ciclo de atividade solar ($I_{0,d}^{CP-SRT}$). O coeficiente de temperatura efetiva modificada (α_{EAT}) e o coeficiente de correlação (R) entre $\Delta H[100 \text{ hPa}]$ e I^{CP-SRT} encontrados em cada detector são mostrados na parte inferior da figura. Os dados de cor marrom referem-se a Kuwait (KWT), os vermelhos a Nagoya (NGY), os azuis a Hobart (HBT) e os verdes a São Martinho da Serra (SMS).

4.2.8 Comparação entre os resultados dos diferentes métodos analisados

A fim de se decidir qual o melhor método para se descrever e corrigir o efeito da temperatura, analisou-se qual deles melhor reproduz a variação sazonal existente nos dados registrados pelo canal vertical de cada detector da GMDN após a correção pelo efeito barométrico e a eliminação da modulação de longa escala associada ao ciclo de atividade solar (I^{CP-SRT}). Além disto, os dados corrigidos por cada método foram comparados com a intensidade de raios cósmicos (corrigida pela pressão) registrada por monitores de nêutrons, que praticamente não é afetada pelas mudanças de temperatura.

Para a análise do quanto a variação sazonal da intensidade de múons devido ao efeito da temperatura (I^T) prevista por cada método é próxima daquela observada em I^{CP-SRT} , calculou-se a Raiz do Erro Médio Quadrático Normalizada ($REMQN$) entre a média móvel de 3 meses da variação da intensidade de múons sem as influências da pressão atmosférica e da modulação do ciclo solar de 11 anos ($\langle I^{CP-SRT} \rangle_{3M}$) e a média móvel de 3 meses da variação da intensidade de múons prevista por cada método ($\langle I^T \rangle_{3M}$). A expressão desta grandeza é dada a seguir:

$$REMQN_d = \frac{\sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=0}^n (\langle I_{0,d}^{CP-SRT}(t_i) \rangle_{3M} - \langle I_{0,d}^T(t_i) \rangle_{3M})^2}}{\max[\langle I_{0,d}^{CP-SRT}(t) \rangle_{3M}] - \min[\langle I_{0,d}^T(t) \rangle_{3M}]}, \quad (4.19)$$

onde $\langle I_{0,d}^{CP-SRT}(t_i) \rangle_{3M}$ é a média móvel de 3 meses da variação da intensidade de múons registrada pelo canal vertical do detector “d” da GMDN, no tempo t_i , após a correção pelo efeito barométrico e a eliminação da modulação de longa escala associada ao ciclo de atividade solar; $\langle I_{0,d}^T(t_i) \rangle_{3M}$ é a média móvel de 3 meses da variação da intensidade de múons devido ao efeito da temperatura esperada no mesmo canal direcional do mesmo detector conforme um dos métodos descritos acima (Secções 4.2.1 até 4.2.7); $\max[\langle I_{0,d}^{CP-SRT}(t_i) \rangle_{3M}]$ representa o valor máximo de $\langle I_{0,d}^{CP-SRT}(t_i) \rangle_{3M}$ no intervalo de tempo entre t_0 e t_n ; e $\min[\langle I_{0,d}^T(t) \rangle_{3M}]$ o valor mínimo de $\langle I_{0,d}^T(t) \rangle_{3M}$ neste mesmo intervalo de tempo.

Através da Equação 4.19, é possível se observar que: quanto menor o valor de $REMQN$, maior é a semelhança entre $\langle I^{CP-SRT} \rangle_{3M}$ e $\langle I^T \rangle_{3M}$. Por exemplo, como é possível se observar na Figura 4.29, $REMQN$ do Método Teórico (TEO) obtido em Nagoya e Kuwait é menor que aquele obtido em Hobart e São Martinho da Serra, uma vez que, a variação da intensidade de múons calculada por este método (I^{T-TEO}) é mais parecida com I^{CP-SRT} registrada pelos detectores dispostos no hemisfério norte. Nesta figura também é possível se notar que, apesar da alta similaridade, na maior parte do período analisado, entre os dados calculados pelo Método TEO e os dados observados em Nagoya, a Raiz do Erro Médio Quadrático Normalizada encontrada neste detector é maior do que a encontrada no detector de Kuwait. Isto ocorre principalmente devido à alta discrepância entre $\langle I_{0,NGY}^{T-TEO} \rangle_{3M}$ e $\langle I_{0,NGY}^{CP-SRT} \rangle_{3M}$ em meados de 2007.

A outra forma de se comparar os resultados obtidos por cada método consiste numa correlação entre a intensidade média de raios cósmicos registrada por monitores de nêutrons de alta energia e os dados da GMDN corrigidos pelo efeito da temperatura utilizando-se cada um dos

diferentes métodos de se descrever este efeito. Essa comparação é feita considerando-se que a variação de longa escala relacionada ao ciclo de atividade solar de 11 anos da intensidade de múons corrigida pela pressão e pela temperatura (I^{CPT}) seja similar àquela observada nos dados dos monitores de nêutrons, uma vez que estes não são afetados pelas mudanças de temperatura.

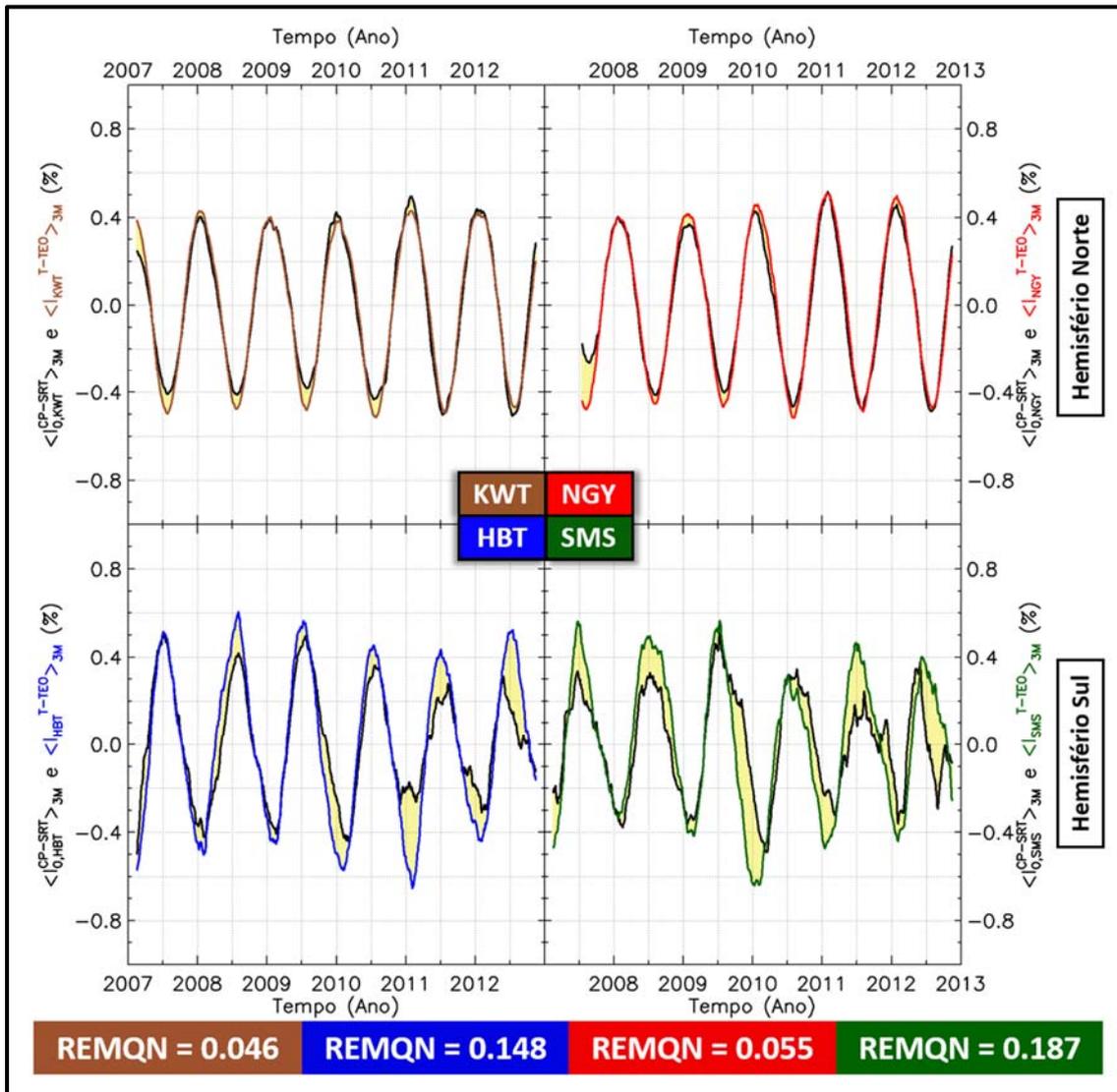


Figura 4.29 – Comparação entre a média móvel de 3 meses da variação da intensidade de múons registrada pelo canal vertical de cada detector da GMDN após a remoção do efeito barométrico e da modulação de longa escala associada ao ciclo de atividade solar ($\langle I^{CP-SRT} \rangle_{3M}$) e a média móvel de 3 meses da variação da intensidade de múons esperada devido ao efeito da temperatura descrito conforme o Método Teórico ($\langle I^{T-TEO} \rangle_{3M}$). As curvas pretas mostram os dados observados, enquanto as curvas coloridas mostram os dados calculados. As áreas em amarelo destacam a diferença entre os dados observados e os dados esperados. A Raiz do Erro Médio Quadrático Normalizada encontrada para cada detector é mostrada nos quadros dispostos na parte inferior desta figura. Todos os dados plotados são normalizados pelo valor máximo, a fim de se obter uma mesma amplitude da variação sazonal em todos os detectores.

Para se calcular esta correlação, utilizou-se a intensidade média de raios cósmicos observada em monitores de nêutrons localizados em regiões cuja rigidez geomagnética de corte é superior a 6 GV. No cálculo desta grandeza são considerados os dados corrigidos por pressão fornecidos por cinco monitores de nêutrons: Alma-Ata B ($R_c = 6.69$ GV); Athens ($R_c = 8.53$ GV), Mexico City ($R_c = 8.28$ GV), Rome ($R_c = 6.27$ GV) and Tsumeb ($R_c = 9.21$ GV). A Figura 4.30 mostra a intensidade média de raios cósmicos registrada por este conjunto de monitores de nêutrons e o erro vinculado a esta média.

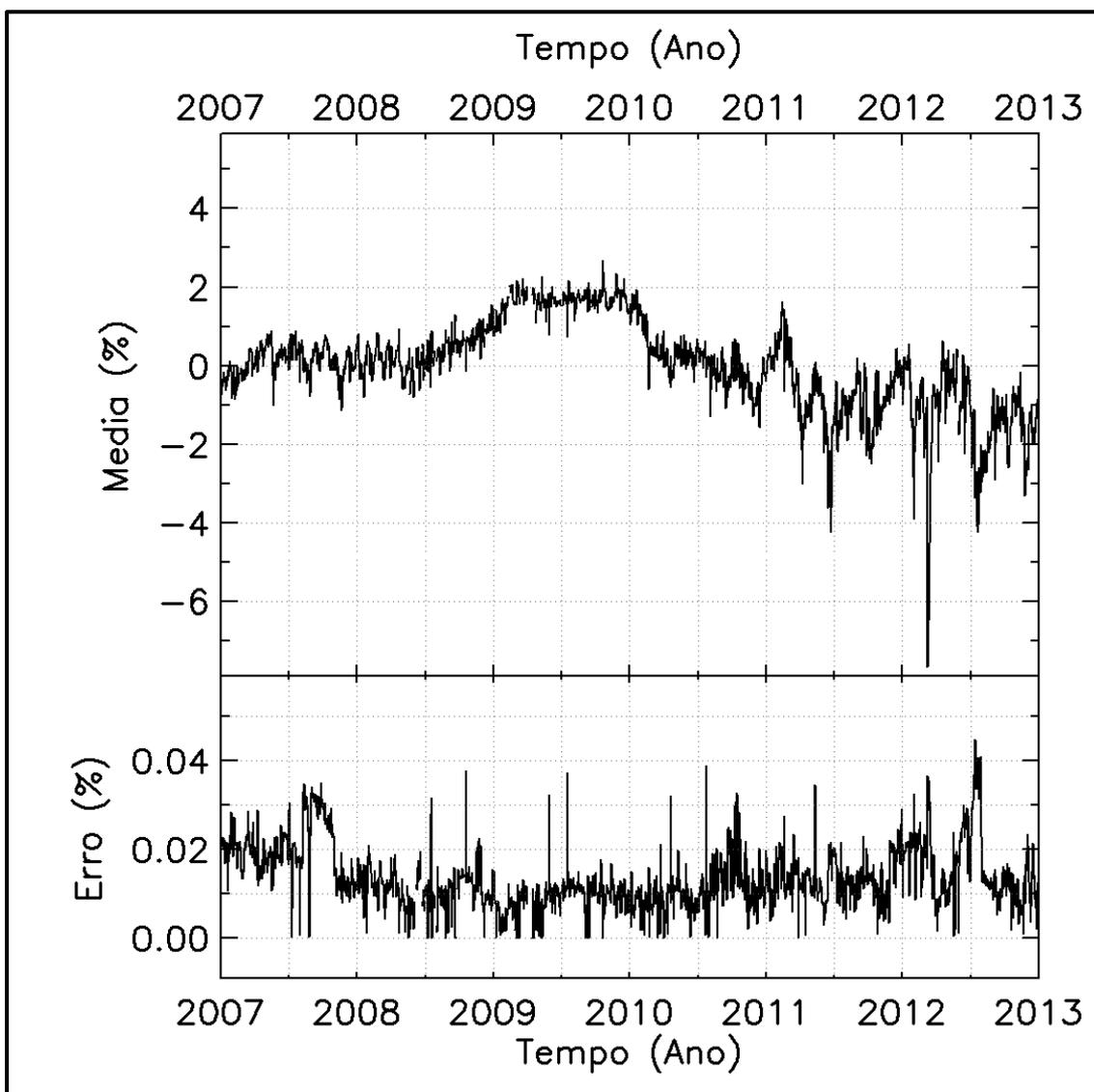


Figura 4.30 – Intensidade média de raios cósmicos observada por Monitores de Nêutrons de alta energia ($R_c > 6$ GV).

Considera-se que quanto maior a remoção do efeito da temperatura por um método, maior a correlação (R_{NM}) entre a intensidade média de raios cósmicos registrada pelos monitores de

nêutrons de alta energia e a intensidade de múons corrigida pela pressão e pela temperatura (I^{CPT}) calculada através da Equação 4.6 utilizando-se I^T calculado por este método.

A Tabela 4.3 mostra os valores de REM_{QN} e R_{NM} obtidos em cada método utilizando-se os dados registrados pelo canal vertical de cada detector da GMDN. A Tabela 4.4 mostra uma compilação destes dados, de forma a facilitar a comparação entre o resultado obtido em um método e outro. Nesta tabela, o valor da Raiz do Erro Médio Quadrático Normalizada (REM_{QN}) é dado em comparação (percentual) ao menor valor encontrado em cada detector. Por exemplo, na coluna referente ao detector de Kuwait (KWT), todos os valores de REM_{QN} são mostrados em comparação ao valor encontrado no Método Teórico Modificado (TEO-M), que é o menor valor de REM_{QN} obtido neste detector. Nesse caso, por exemplo, o valor de REM_{QN} obtido no Método da Temperatura de Superfície (SUP) é aproximadamente 41 % maior que aquele obtido para TEO-M. Na Tabela 4.4, os valores da correlação entre a intensidade de múons corrigida pela pressão e pela temperatura e a intensidade de raios cósmicos observada nos monitores de nêutrons (R_{NM}) é mostrada em comparação ao valor obtido quando a correlação encontrada no caso da intensidade de múons corrigida somente pela pressão. Desta forma, por exemplo, o valor de R_{NM} obtido para o detector de Nagoya utilizando-se o Método da Temperatura de Superfície (SUP) é aproximadamente 70 % maior que aquele obtido quando R_{NM} é calculado utilizando-se os dados sem qualquer tipo de correção pela temperatura. Nos dois lados da Tabela 4.4, as colunas denominadas “TODOS” mostram os resultados considerando-se os valores médios de REM_{QN} e R_{NM} mostrados na Tabela 4.3.

Através dos dados mostrados no lado esquerdo destas duas tabelas, é possível se observar, considerando-se os detectores como um todo, que o Método da Temperatura Ponderada pela Massa (MSS) é o que melhor reproduz a variação sazonal presente nos dados. Em outras palavras, a variação sazonal da intensidade de raios cósmicos devido ao efeito da temperatura calculada por este método é a que apresenta a menor discrepância com a variação sazonal presente nos dados da GMDN. Outro ponto importante é similaridade entre os valores de REM_{QN} obtidos nesse método e os obtidos no Método Teórico Modificado (TEO-M). Por outro lado, a discrepância entre os dados observados e os calculados pelo Método Teórico (TEO) tende a ser, em média, 35 % maior que a encontrada ao se utilizar o Método da Temperatura Ponderada pela Massa (MSS).

Tabela 4.3 – No lado esquerdo: valores da Raiz do Erro Médio Quadrático Normalizada (REM_{QN}) obtida para cada método de se descrever o efeito da temperatura. No lado direito: valores da correlação entre os dados corrigidos por cada método e os dados registrados por monitores de nêutrons (R_{NM}). Em cada detector, o menor valor de REM_{QN} e o maior valor de R_{NM} estão sublinhados e destacados em negrito.

Métodos	REM _{QN}					R _{NM}				
	KWT	NGY	HBT	SMS	Média	KWT	NGY	HBT	SMS	Média
Nada						0.438	0.429	0.579	0.596	0.510
SUP	0.0620	0.0529	0.1067	0.1305	0.0880	0.746	0.746	0.810	0.732	0.759
MPM	0.1845	0.1637	0.2064	0.1443	0.1747	0.501	0.451	0.680	0.716	0.587
SUP+MP M	0.0577	0.0522	0.1066	<u>0.1275</u>	0.0860	0.742	0.734	0.813	0.732	0.755
MPM+S UP	0.0803	0.0923	0.1546	0.1310	0.1146	0.547	0.456	0.780	0.755	0.634
THR	0.0461	0.0551	0.1485	0.1871	0.1092	0.789	0.761	0.848	0.759	0.789
THR-L	<u>0.0440</u>	0.0462	<u>0.0967</u>	0.1371	0.0810	0.831	0.842	0.876	0.779	0.832
MSS	0.0441	<u>0.0459</u>	0.0971	0.1358	<u>0.0807</u>	<u>0.834</u>	<u>0.850</u>	<u>0.878</u>	<u>0.783</u>	<u>0.836</u>
EFF	0.1142	0.2111	0.2224	0.2342	0.1955	0.566	0.475	0.583	0.595	0.555
EFF-M	0.0580	0.0569	0.1024	0.1392	0.0891	0.762	0.789	0.854	0.757	0.790
ATE	0.0574	0.0552	0.0990	0.1351	0.0866	0.730	0.802	0.815	0.752	0.775

Tabela 4.4 – No lado esquerdo: diferença percentual com o menor valor de REM_{QN} encontrado em cada detector. No lado direito: comparação percentual com a valor de R_{NM} obtido utilizando-se os dados corrigidos somente por pressão.

Métodos	Diferença com o menor valor de REM_{QN} (%)					Comparação com R_{NM} dos dados não corrigidos (%)				
	KWT	NGY	HBT	SMS	TODOS	KWT	NGY	HBT	SMS	TODOS
Nada						0	0	0	0	0
SUP	+41.1	+15.2	+10.3	+2.4	+9.0	+70.5	+74.1	+39.9	+22.9	+48.7
MPM	+319.7	+256.7	+113.3	+13.2	+116.4	+14.5	+5.1	+17.5	+20.2	+15.0
SUP+MPM	+31.3	+13.6	+10.2	0.0	+6.5	+69.5	+71.3	+40.4	+22.9	+48.0
MPM+SUP	+82.7	+101.1	+59.8	+2.8	+41.9	+24.9	+6.3	+34.7	+26.7	+24.3
THR	+4.8	+20.0	+53.5	+46.7	+35.2	+80.3	+77.4	+46.5	+27.4	+54.7
THR-L	0.0	+0.6	0.0	+7.5	+0.3	+89.9	+96.4	+51.3	+30.7	+63.0
MSS	+0.3	0.0	+0.4	+6.5	0.0	+90.5	+98.3	+51.6	+31.4	+63.9
EFF	+159.8	+359.8	+129.9	+83.7	+142.1	+29.3	+10.8	+0.7	-0.2	+8.7
EFF-M	+32.0	+23.9	+5.9	+9.2	+10.4	+74.1	+83.9	+47.5	+27.1	+54.9
ATE	+30.5	+20.1	+2.3	+6.0	+7.3	+66.8	+87.1	+40.7	+26.2	+51.8

Também é possível se notar nos resultados mostrados no lado esquerdo das Tabelas 4.3 e 4.4, uma grande diferença na variação sazonal presente nos dados observados e a presente nos dados calculados pelo Método da Temperatura na Altura de Máxima Produção de Múons (MPM) e o pelo Método da Temperatura Efetiva (EFF). O primeiro destes dois métodos considera a variação da temperatura na altitude de 16,5 km, já o segundo considera altitudes iguais ou superiores a esta. Em ambos os casos, o valor de REM_{QN} diminui consideravelmente ao se modificar estes métodos de forma a se considerar altitudes inferiores àquela em que ocorre a máxima produção de partículas cósmicas secundárias (16,5 km). Por exemplo, o valor de REM_{QN} obtido pelo Método da Temperatura Efetiva (EFF) no detector de Nagoya, que é mais do que 350 % maior que o menor valor, torna-se apenas 24 % maior quando aplica-se a modificação deste método que leva em consideração mudanças de temperatura em altitudes mais baixas (EFF-M).

Através dos dados mostrados no lado direito das Tabelas 4.3 e 4.4, é possível se notar que a intensidade de múons corrigida somente pelo efeito barométrico registrada no hemisfério sul apresenta uma melhor correlação com os dados dos monitores de nêutrons do que a registrada no hemisfério norte. No Sul, R_{NM} é em torno de 0,6 e no Norte ele é em torno de 0,4. Isto, provavelmente, se deve ao fato da menor amplitude da variação sazonal nos dados registrados em Hobart e São Martinho da Serra (vide a Figura 4.8 ou 4.13). Devido a esta diferença entre os dados coletados no hemisfério norte e os coletados no hemisfério sul, há um maior incremento de R_{NM} em Nagoya e Kuwait na maioria dos métodos. Isto somente não ocorre no caso do Método da Temperatura na Altura de Máxima Produção de Múons (MPM), onde a maior melhora no valor de R_{NM} ocorre em São Martinho da Serra.

Também é possível se notar, no lado direito da Tabela 4.4, que o Método da Temperatura Efetiva (EFF) não apresenta praticamente nenhuma melhora no valor de R_{NM} obtido nos detectores localizados no hemisfério sul (HBT e SMS). Por outro lado, há uma melhora significativa no valor de R_{NM} obtido nestes detectores ao se utilizar a modificação deste método (EFF-M), que dá uma maior importância para temperaturas observadas em altitudes mais baixas. Considerando-se todos os detectores, há uma melhora de 55 % na correlação com a intensidade de raios cósmicos registrada pelos monitores de nêutrons ao se corrigir os dados da GMDN através deste método. Esta melhora no valor de R_{NM} é praticamente a mesma encontrada ao se utilizar o Método Teórico (TEO) para corrigir os dados. Este, por sua vez, tem melhores resultados, ao se

considerar uma dependência local no efeito da temperatura (Método TEO-M). Devido às semelhanças entre os métodos TEO-M e MSS (vide Equação 4.14), os resultados de ambos são parecidos.

Assim como ocorre no lado esquerdo da Tabela 4.3 e 4.4, há uma significativa melhora nos resultados (aumento no valor de R_{NM}) ao se incluir, no Método da Temperatura na Altitude de Máxima Produção de Múons (MPM), uma dependência com a temperatura observada próxima ao solo. Em outras palavras, ao se transformar MPM em MPM+SUP. Por outro lado, praticamente não há diferença nos valores de R_{NM} obtidos ao se utilizar o Método da Temperatura de Superfície (SUP) ou o Método SUP+MPM. Este fato indica que o efeito da temperatura existente nos dados da GMDN está mais relacionado às mudanças na temperatura registrada em baixas altitudes. Por fim, é possível se notar que há uma significativa melhora na correlação entre os dados da GMDN e os dados de Monitores de Nêutrons ao se utilizar os Métodos da Temperatura de Superfície (SUP) e da Expansão Atmosférica (EAT). A diferença no valor médio de R_{NM} obtido nestes dois métodos com o obtido ao se utilizar o Método Teórico (TEO) é da mesma ordem de grandeza que a diferença nos resultados obtidos por este e pelo Método da Temperatura Ponderada pela Massa (MSS). Desta forma, se a diferença nos resultados de MSS e TEO for considerada insignificante, a diferença entre os resultados de TEO e SUP (ou EAT) também deve ser considerada insignificante.

Considerando-se as duas formas escolhidas para se analisar os resultados obtidos pelos diferentes métodos de se descrever o efeito da temperatura analisados neste trabalho, o Método da temperatura Ponderada pela Massa é o que apresenta o melhor resultado. A menor discrepância entre a média corrida de 3 meses da variação da intensidade de múons esperada devido ao efeito da temperatura, $\langle I^T \rangle_{3M}$, e a média corrida de 3 meses da intensidade de múons registrada pelos detectores da GMDN após a remoção do efeito barométrico e da modulação de longa escala associada ao ciclo de atividade solar, $\langle I^{CP-SRT} \rangle_{3M}$, ocorre quando $\langle I^T \rangle_{3M}$ é calculado através deste método. Este fato indica que a variação sazonal da intensidade de raios cósmicos prevista por este método é a mais próxima, entre todos os métodos, daquela que é observada. Além disto, a intensidade de múons corrigida por este método apresenta o maior coeficiente de correlação com a intensidade média dos raios cósmicos registrada em monitores de nêutrons de rigidez geomagnética de corte superior a 6 GV (R_{NM}). Como os dados dos monitores de nêutrons não são afetados pelo efeito da temperatura, o fato acima indica uma

melhor remoção deste efeito ao se considerar o Método da temperatura Ponderada pela Massa para se corrigir os dados da GMDN. Por isto, neste trabalho adotou-se este método para se descrever o efeito da temperatura ao se fazer a correção da intensidade de múons por esse efeito.

A Figura 4.31 mostra a correlação entre a intensidade de múons registrada no canal vertical de cada detector da GMDN após a eliminação pelo efeito barométrico e a correção do efeito da temperatura através do Método da Temperatura Ponderada pela Massa ($I^{CPT-MSS}$) e a intensidade média de raios cósmicos registrada pelos monitores de nêutrons de alta energia (NM_{6GV}). Na parte inferior desta figura são mostrados os coeficientes de correlação (R_{NM}) e a equação da reta obtida através da regressão linear entre $I^{CPT-MSS}$ e NM_{6GV} . Nesta figura, é possível se observar que o coeficiente angular desta reta é aproximadamente 50 % maior em Hobart. Isto pode estar relacionado ao fato de Hobart ser o detector da rede mais sensível a partículas cósmicas de baixa energia, pois possui rigidez geomagnética de corte de ≈ 2 GV.

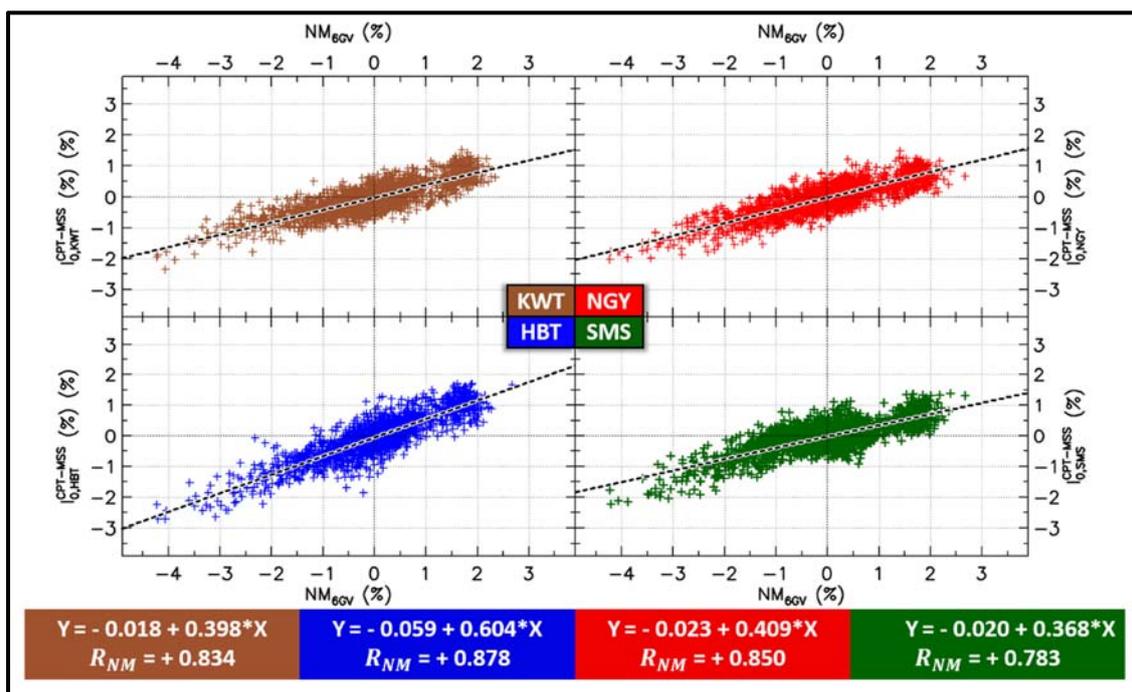


Figura 4.31 – Correlação linear entre os valores diários da intensidade média de raios cósmicos corrigida pelo efeito barométrico registrada em monitores de nêutrons com rigidez geomagnética de corte superior a 6 GV (NM_{6GV}) e a intensidade de múons registrada pelo canal vertical de cada detector “d” da GMDN após a correção do efeito barométrico e a correção pelo efeito da temperatura através do Método da Temperatura Ponderada pela Massa ($I_{0,d}^{CPT-MSS}$). Na parte inferior da figura são mostrados os valores do coeficiente de correlação (R_{NM}) entre $I_{0,d}^{CPT-MSS}$ e NM_{6GV} obtido em cada detector, assim como a equação da reta obtida através da regressão linear destes dois parâmetros.

A Figura 4.32 mostra uma comparação entre a intensidade de raios cósmicos registrada pelo canal vertical de cada detector da GMDN após a remoção dos efeitos da pressão e a correção do efeito da temperatura pelo Método da Temperatura Ponderada pela Massa (I^{CPT}), os dados corrigidos somente pela pressão (I^{CP}) e a intensidade média de raios cósmicos registrada por monitores de nêutrons de alta energia (NM_{6GV}). Nesta figura é possível se observar uma clara diferença na variação de longo prazo dos dados corrigidos pelo efeito da temperatura (curva colorida) e os dados não corrigidos (curvas cinzas).

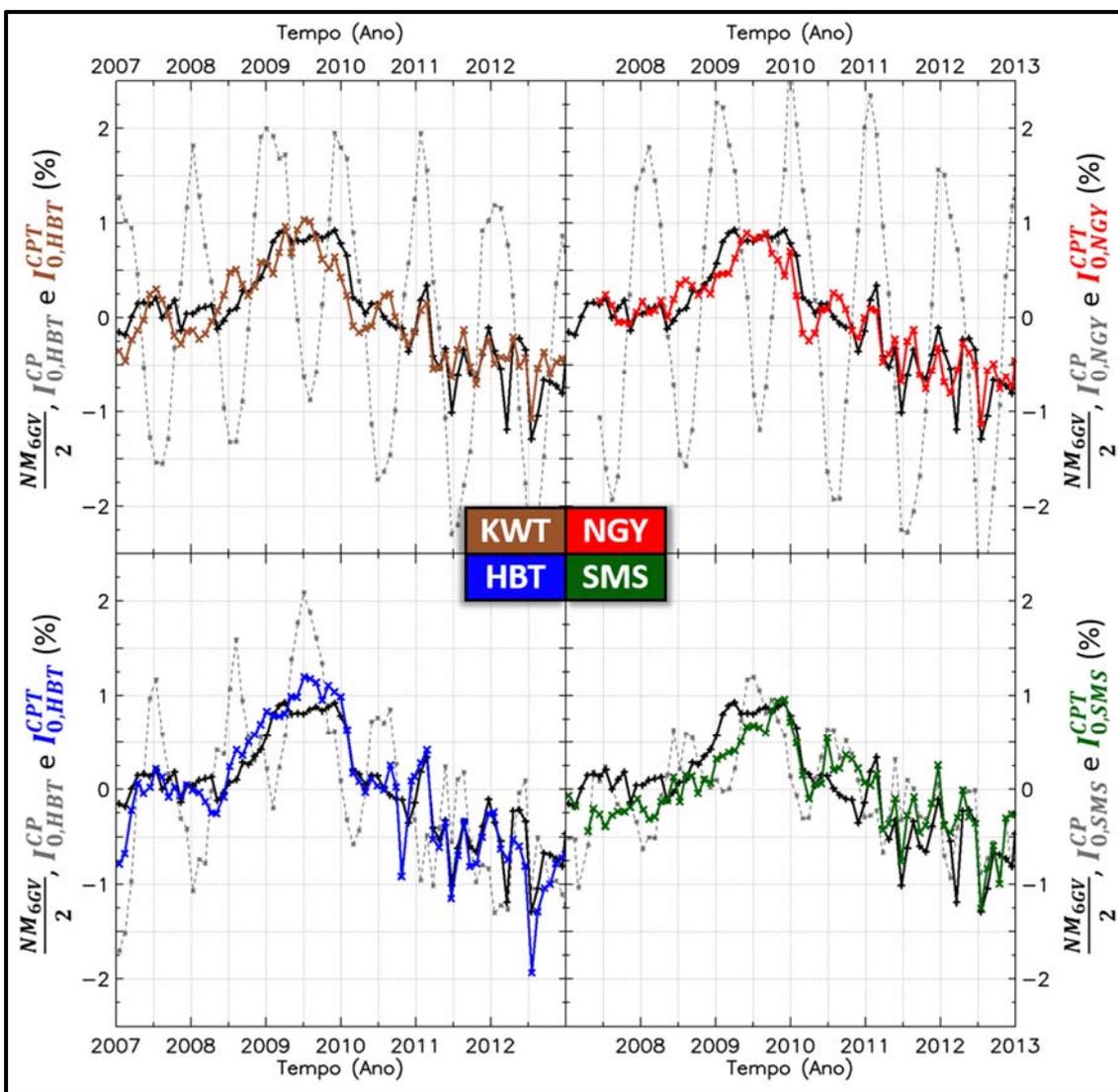


Figura 4.32 – Comparação entre a intensidade de raios cósmicos registrada por monitores de nêutrons de alta energia (NM_{6GV} , curva preta), a intensidade de múons corrigida pela pressão e pela temperatura através do Método da Temperatura Ponderada pela Massa (I^{CPT} , curva marrom, vermelha, azul ou verde a depender do detector) e a intensidade de múons corrigida somente pelo efeito barométrico (I^{CP} , curva cinza). Cada curva mostra os valores médios mensais de cada grandeza. Os dados referentes aos monitores de nêutrons são divididos pela metade para um melhor ajuste no gráfico.

Por fim, a Figura 4.33 mostra, numa escala pequena de tempo, as diferenças entre os dados corrigidos somente pelo efeito barométrico (I_0^{CP}) e os dados corrigidos pelo efeito barométrico e pelo efeito da temperatura (I_0^{CPT}). Nesta figura, assim como na Figura 4.7, são mostrados os dados durante uma variação da intensidade de raios cósmicos conhecida como Decréscimo de Forbush. É possível se observar uma pequena melhora na visualização deste decréscimo após a correção dos dados pela temperatura deixando-o mais parecido com o que se é tipicamente observado (vide Figura 6.1). Esta melhora ocorre principalmente no período correspondente a fase de recuperação da intensidade de múons registrada no detector de Nagoya (NGY) e Hobart (HBT).

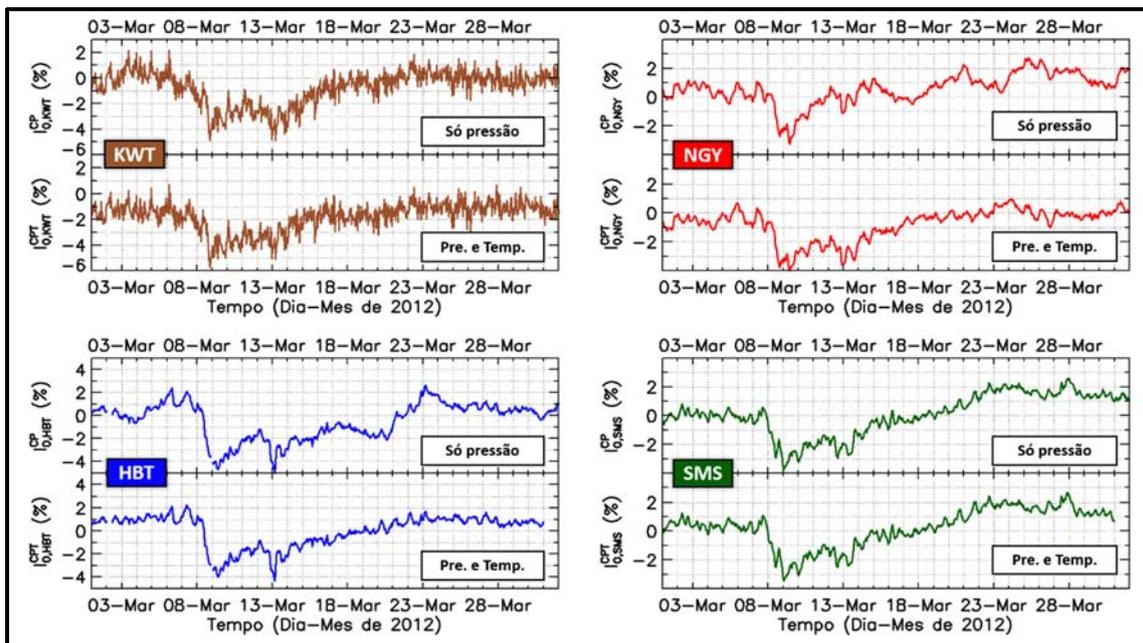


Figura 4.33 – Comparação entre a intensidade de raios cósmicos medida pelo canal vertical após a correção pelo efeito barométrico (I_0^{CP}) e após ser corrigida também pelo efeito da temperatura (I_0^{CPT}). As curvas de cor marrom representam os dados do detector de Kuwait (KWT), as curvas vermelhas os dados de Nagoya (NGY), as azuis os dados de Hobart (HBT) e as verdes os dados de São Martinho da Serra (SMS).

Uma vez estabelecido que o método que melhor descreve o efeito da temperatura presente nos dados da Rede Global de Detector de Múons é o da Temperatura Ponderada pela Massa, é possível se eliminar as variações da intensidade de múons relacionadas a mudança de temperatura possibilitando uma análise mais criteriosa das variações relacionadas a fenômenos extraterrestres.

5 ANISOTROPIA E VARIAÇÃO DIURNA SOLAR DA INTENSIDADE DE RAIOS CÓSMICOS

Até os primeiros anos da década de 1930, os estudos envolvendo raios cósmicos eram realizados através de experimentos praticamente pontuais no tempo e no espaço e a precisão dos instrumentos utilizados nestes experimentos não era muito grande. Neste período havia muita controvérsia sobre a variação temporal da intensidade de raios cósmicos. Muitos experimentos indicavam uma ou mais variações temporais, esporádicas e talvez periódicas, no entanto outros experimentos não as observavam.

Um dos resultados experimentais que ajudaram a extinguir a hipótese de os raios cósmicos serem produzidos pelo Sol, o que possibilitou a conclusão de que eles tinham origem espacial e ajudou a entrega do prêmio Nobel em 1936 ao primeiro a visualizar este fato (Victor F. Hess), foi a não variação da intensidade de raios cósmicos em relação ao dia e à noite e durante eclipses (POMERANTZ; DUGGAL, 1971). Hoje, sabe-se que diversos fenômenos, alguns com origem interplanetária e solar, são responsáveis por produzir uma variação diurna solar na intensidade de raios cósmicos vistos na superfície terrestre. Provavelmente, caso a variação diurna da intensidade de raios cósmicos fosse observada com clareza nesta época, a refutação da ideia de que os raios cósmicos eram provenientes do Sol poderia ter levado mais tempo para ocorrer.

A ampla aceitação pela comunidade científica da existência de variações temporais na intensidade de raios cósmicos só foi ocorrer nos anos finais da década de 1920 através de experimentos que mostraram a existência do efeito barométrico (DORMAN, 2004). A partir desta data, de um modo geral todas as variações periódicas da intensidade de raios cósmicos descobertas eram associadas a fenômenos meteorológicos (POMERANTZ; DUGGAL, 1971). Na realidade, houve experimentos que observaram variações na intensidade de raios cósmicos com periodicidade de 24 horas solares e siderais associadas ao Sol ou a outros astros de nossa galáxia. No entanto, estes experimentos não eram convincentes o suficiente. A observação, de forma mais convincente, da variação diurna solar, cujo pico de intensidade ocorre entre 12 e 18 horas locais, só ocorreu em meados da década de 1930 (DORMAN, 2004). No entanto, a completa confirmação e aceitação de que esta variação seria originada por fenômenos originados fora da Terra só ocorreu cerca de 20 anos depois (POMERANTZ; DUGGAL, 1971). Já a variação diurna sideral, cujo pico ocorre por volta das 06 horas siderais no hemisfério norte e das 18 horas siderais no hemisfério sul, só foi tida como verdadeira após a década de 1970 (HALL et al., 1996).

Até os dias de hoje ainda é complicado se observar a variação diurna sideral da intensidade de raios cósmicos diretamente nos dados dos detectores, pois ela possui uma amplitude de apenas $\sim 0.03\%$, cerca de dez vezes menor que a amplitude da variação diurna solar (MUNAKATA et al., 2014).

As Figura 5.1 e 5.2, mostram as variações semidiurna e diurna da intensidade de raios cósmicos esperadas no canal vertical de cada detector (“ d ”) da Rede Global de Detectores de Múons (GMDN) conforme os efeitos barométrico ($\overline{\Delta I}_{0,d}^P$) e da temperatura ($\overline{\Delta I}_{0,d}^T$). Para a construção destas figuras, primeiramente calculou-se a variação da intensidade de múons estritamente relacionada ao desvio de pressão através da Equação 4.2 e a variação estritamente associada ao efeito da temperatura através do Método da Temperatura Ponderada pela Massa (Equação 4.12 mostrada na Secção 4.2.5). Depois foi feita uma média destas variações para cada hora do dia conforme a equação abaixo:

$$\overline{\Delta I}_{0,d}^\lambda(t_h) = \frac{1}{n} \sum_{D=0}^n \overline{\Delta I}_{0,d}^\lambda(t_{h,D}) \{ \forall h \wedge D \in \mathbb{N} | 0 \leq h \leq 23 \}, \quad (5.1)$$

onde h é o índice que representa a hora do dia; D é o índice que representa o dia; $D = 0$ representa o dia 01/01/2006; $D = n$ representa o dia 31/12/2012; t é o tempo ; $\overline{\Delta I}_{0,d}^\lambda$ é a variação da intensidade de raios cósmicos registrada no canal vertical do detector “ d ” em relação à média do dia; λ é o índice que representa o tipo de dado ($\lambda \equiv P$, $\lambda \equiv T$, $\lambda \equiv OBS$ e $\lambda \equiv CPT$ indicam respectivamente a intensidade de raios cósmicos esperada devido ao efeito barométrico, a intensidade esperada devido ao efeito da temperatura, a intensidade observada e a intensidade corrigida por pressão e temperatura).

A Figura 5.3, mostra a variação diurna solar obtida utilizando-se a intensidade de múons registrada pelo canal vertical de cada detector “ d ” da GMDN após a correção pelos efeitos barométrico e da temperatura ($\overline{\Delta I}_{0,d}^{CPT}$). Comparando-se a variação mostrada nesta figura com as mostradas na Figura 5.1 e 5.2, podemos entender o porquê de tamanha confusão na definição destas variações diurnas e semidiurnas no início do século XX. A amplitude de $\overline{\Delta I}^P$ é praticamente a mesma magnitude que aquela observada na variação diurna solar de $\overline{\Delta I}^{CPT}$. Apesar da amplitude de $\overline{\Delta I}^T$ ser aproximadamente três vezes menor do que a amplitude de $\overline{\Delta I}^{CPT}$, ela pode influenciar na análise do comportamento (mudanças de fase e amplitude) da variação diurna solar. Estudos sobre essas mudanças de fase e amplitude podem, por exemplo,

ajudar a confirmar a existência da deriva de raios cósmicos na heliosfera (MUNAKATA et al., 2014).

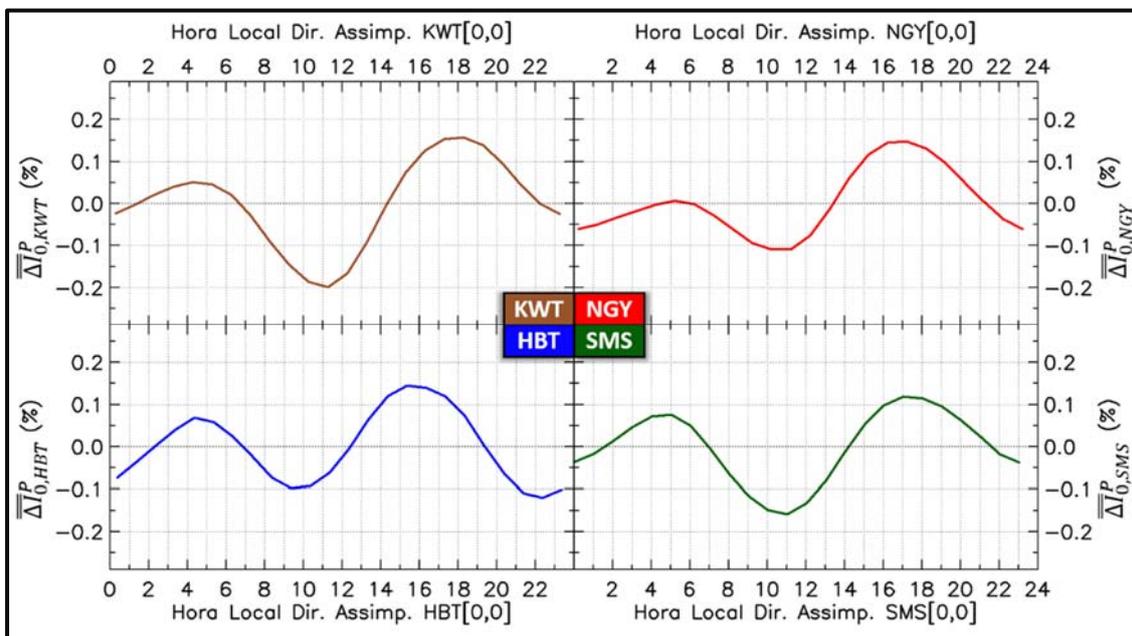


Figura 5.1 – Variação diurna e semidiurna da intensidade de raios cósmicos esperada devido ao efeito barométrico. As curvas marrom, azul, vermelho e verde mostram respectivamente os dados referentes ao canal vertical dos detectores de Kuwait ($\overline{\Delta I}_{0,KWT}^P$), Hobart ($\overline{\Delta I}_{0,HBT}^P$), Nagoya ($\overline{\Delta I}_{0,NGY}^P$) e São Martinho da Serra ($\overline{\Delta I}_{0,SMS}^P$). A hora local é dada em relação à longitude da direção assimpótica.

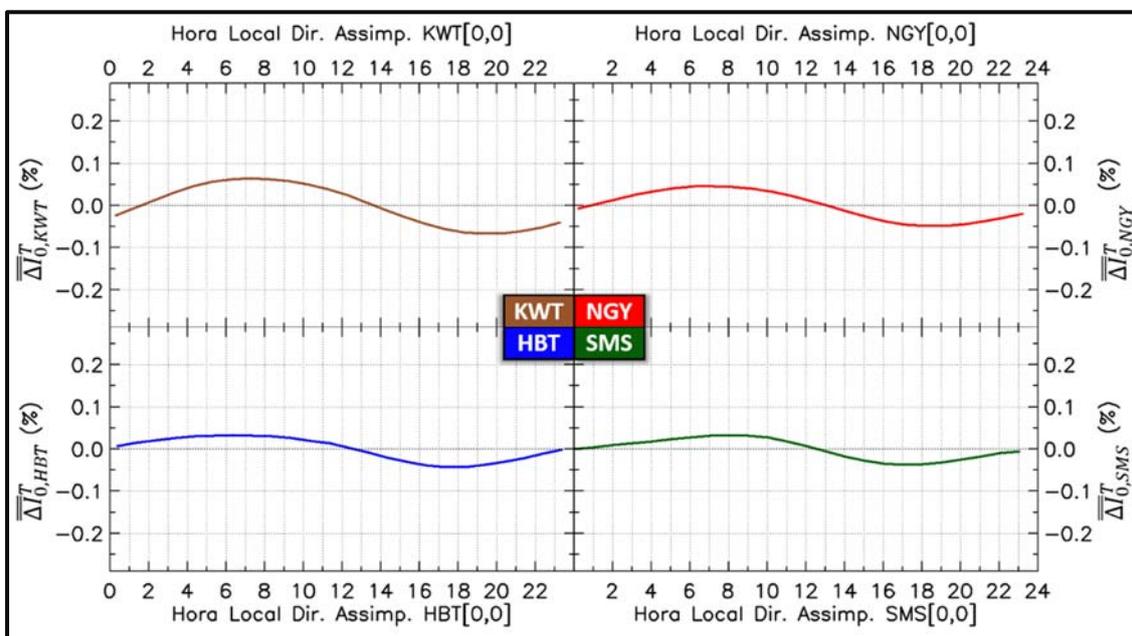


Figura 5.2 – Variação diurna da intensidade de raios cósmicos esperada conforme o Método da Temperatura Ponderada pela Massa de se descrever o efeito da temperatura. As curvas marrom, azul, vermelho e verde mostram respectivamente os dados referentes ao canal vertical dos detectores de Kuwait ($\overline{\Delta I}_{0,KWT}^T$), Hobart ($\overline{\Delta I}_{0,HBT}^T$), Nagoya ($\overline{\Delta I}_{0,NGY}^T$) e São Martinho da Serra ($\overline{\Delta I}_{0,SMS}^T$). A hora local é dada em relação à longitude da direção assimpótica de cada canal direcional.

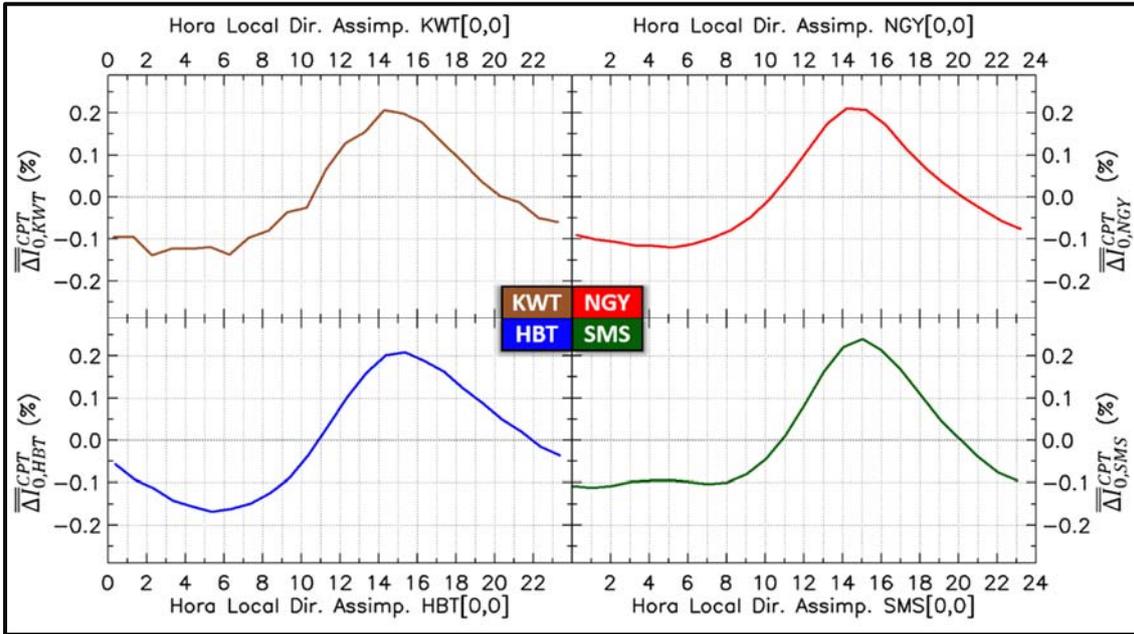


Figura 5.3 – Variação diurna da intensidade de raios cósmicos corrigida pelos efeitos de pressão e temperatura. As curvas marrom, azul, vermelho e verde mostram respectivamente os dados referentes ao canal vertical dos detectores de Kuwait ($\overline{\Delta I_{0,KWT}^{CPT}}$), Hobart ($\overline{\Delta I_{0,HBT}^{CPT}}$), Nagoya ($\overline{\Delta I_{0,NGY}^{CPT}}$) e São Martinho da Serra ($\overline{\Delta I_{0,SMS}^{CPT}}$). A hora local é dada em relação a longitude da direção assintótica de cada canal direcional.

Após a dedução da equação que descreve o movimento de partículas eletricamente carregadas no meio interplanetário na década de 1960, iniciou-se a busca pelo entendimento de quais eram os processos relacionados a esta equação que causavam a variação diurna solar da intensidade de raios cósmicos. Esta busca só foi concluída entre o final da década de 1980 e início da década de 1990 (HALL et al., 1996). Atualmente, acredita-se que variação diurna solar da intensidade de partículas cósmicas seja causada pela combinação dos processos de difusão paralela (ao campo magnético) e convecção destas partículas no meio interplanetário. Além disto, também há a influência do movimento de translação da Terra relacionado ao Efeito Compton-Getting.

Conforme é mostrado na Figura 5.4, considerando-se vetores (anisotropia) no plano da elíptica que apontem para as regiões de maior concentração de raios cósmicos, é possível se observar: (I) $\vec{\xi}_{DF}$ - um vetor paralelo a linha do campo magnético interplanetário e com sentido para fora do Sol relacionado ao processo de difusão paralela das partículas cósmicas no meio interplanetário; (II) $\vec{\xi}_{CV}$ - um vetor com direção radial apontando para as bordas da heliosfera relacionado ao processo de convecção dos raios cósmicos; (III) $\vec{\xi}_{CGT}$ - um vetor paralelo à velocidade de translação da Terra relacionado ao Efeito Compton-Getting causado por este movimento. Considerando-se os raios cósmicos estáticos em relação ao movimento da Terra,

pode-se dizer de forma simples que, ao se mover, a Terra empurra os raios cósmicos a sua frente (criando uma maior concentração de partículas nesta região) e deixa um vácuo em suas costas (criando uma região de menor concentração).

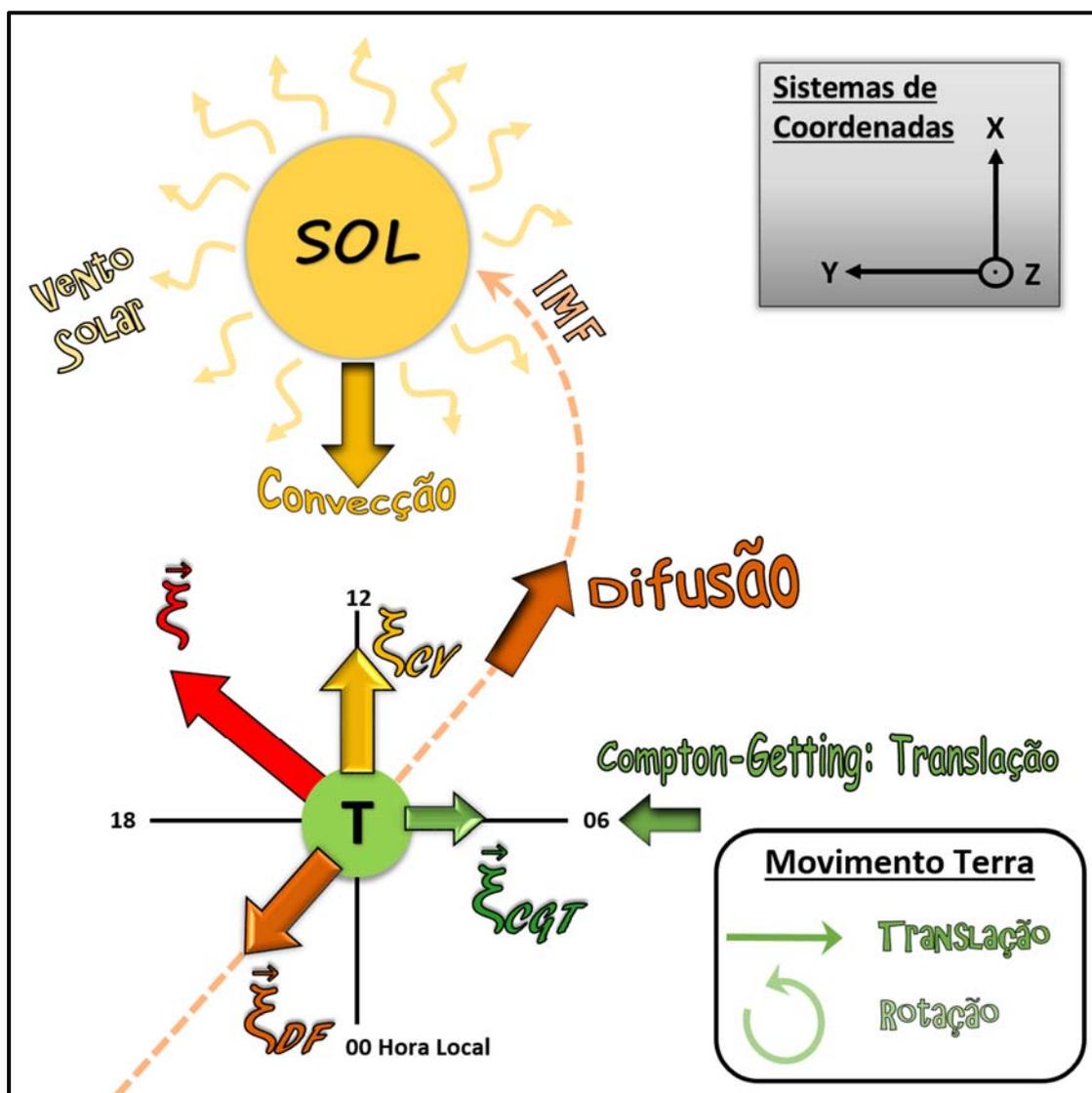


Figura 5.4 – Esquema representativo dos diferentes fenômenos, e suas respectivas anisotropias, responsáveis por produzir a variação diurna solar. O vetor difusão indica a direção do movimento de difusão paralela as linhas do campo magnético interplanetário (IMF – *Interplanetary Magnetic Field*), enquanto $\vec{\xi}_{DF}$ aponta para a região de maior concentração de partículas cósmicas causada por este efeito. O vetor Convecção mostra a direção do movimento de convecção dos raios cósmicos relacionada à sua interação com o vento solar, enquanto $\vec{\xi}_{CV}$ indica a direção da região em que ocorre a máxima intensidade de partículas cósmicas relacionada a este fenômeno. O vetor Compton-Getting indica a direção do movimento “aparente” dos raios cósmicos devido à translação da Terra, enquanto $\vec{\xi}_{CGT}$ mostra o vetor anisotropia associado a este processo. O vetor resultante $\vec{\xi}$ mostra o horário (direção) em que se é esperado o pico de intensidade da variação diurna solar relacionadas a estes três efeitos.

O somatório de $\vec{\xi}_{DF}$, $\vec{\xi}_{CV}$ e $\vec{\xi}_{CGT}$ resulta numa anisotropia resultante ($\vec{\xi}$) associada à variação diurna solar observada na intensidade de raios cósmicos incidente em nosso planeta. Como a variação da velocidade de translação da Terra é muito pequena, $\vec{\xi}_{CGT}$ praticamente sempre o mesmo módulo e direção, o que não produz alterações nas características da variação diurna solar. Assim, as variações do módulo e direção de $\vec{\xi}$ (variações na amplitude e fase da variação diurna solar) dependem principalmente de alterações na configuração do campo magnético interplanetário (principal controlador da difusão paralela) e de mudanças na velocidade do vento solar (regente da convecção). Conforme é mostrado na Figura 5.3, em geral, a variação diurna solar relacionada anisotropia resultante apresenta um pico de intensidade entre 12 e 18 horas locais. Se o processo de convecção for dominante a fase da variação diurna solar tenderá a se aproximar das 12 horas, se o processo de difusão paralela for dominante o horário do pico desta variação tenderá a ocorrer mais próximo das 18 horas.

5.1 Dedução da relação entre a Intensidade de Raios Cósmicos observada na superfície e o Vetor Anisotropia existente no espaço

Conforme o estudo desenvolvido por Nagashima (1971), considerando-se uma anisotropia de raios cósmicos definida ao longo do segmento \overline{OA} mostrado na Figura 5.5, a intensidade de raios cósmicos (I) incidente no ponto O com direção dada pelo segmento \overline{OI} será:

$$I(t) = \int \int_{R_0}^{\infty} f(\psi) G(R) dR d\Omega, \quad (5.2)$$

onde Ω é o ângulo sólido, ψ é o ângulo entre os segmentos \overline{OA} e \overline{OI} , $f(\psi)$ é a função de distribuição dos raios cósmicos, R é a rigidez magnética; R_0 é a rigidez geomagnética de corte e $G(R)$ é o espectro diferencial de rigidez dos raios cósmicos, que fornece, para cada intervalo de rigidez, o número de partículas por rigidez, por segundo, e por unidade de esterradiano.

Sem a presença de qualquer anisotropia a Função Distribuição de raios cósmicos é simétrica em todas as direções. Com a presença da anisotropia na reta definida pelo segmento \overline{OA} , $f(\psi)$ só apresentará simetria em relação a esta reta. Como o Laplaciano da Função Distribuição de raios cósmicos deve ser igual a zero, ela pode ser escrita em função de Polinômios de Legendre (P_n) conforme mostra a equação a seguir:

$$f(\psi) = \sum_{n=0}^{\infty} \eta_n P_n(\cos \psi). \quad (5.3)$$

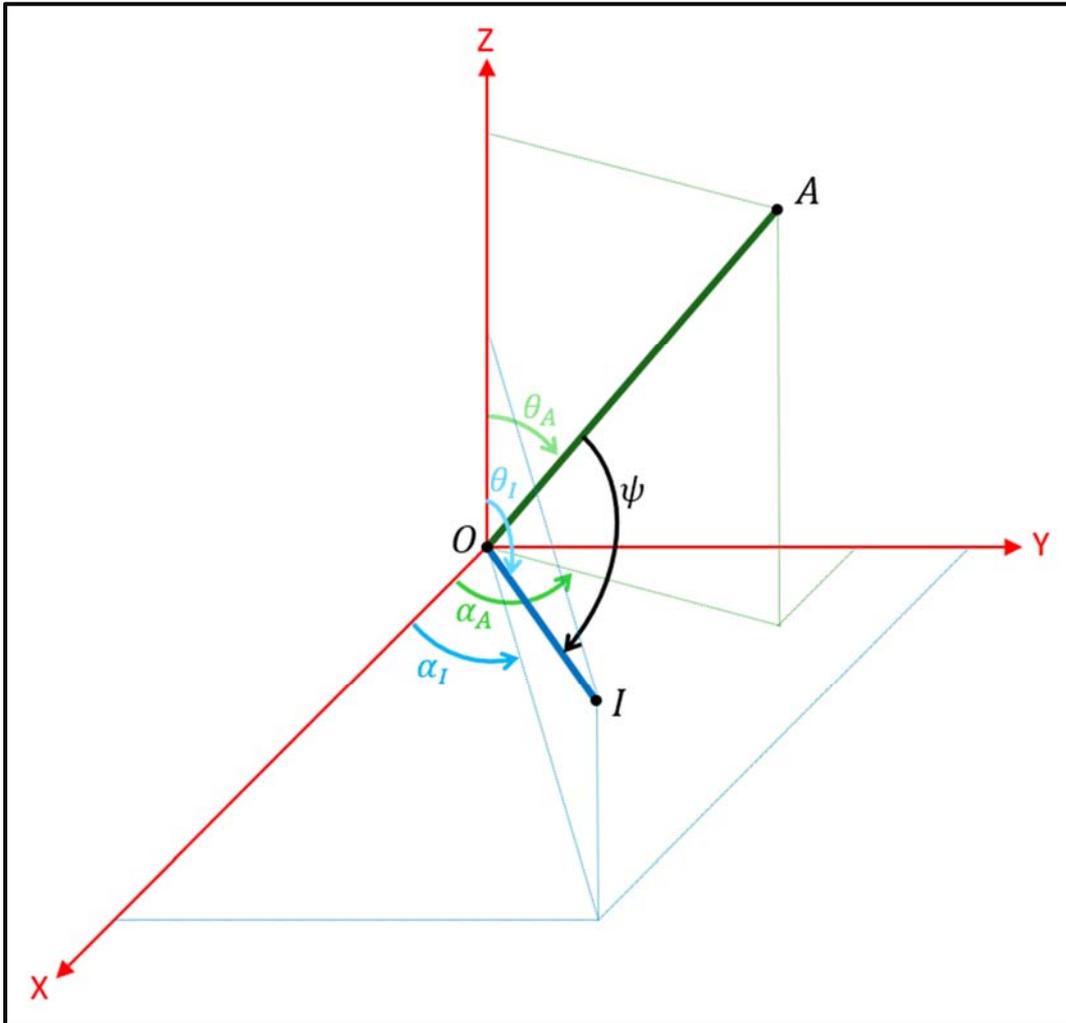


Figura 5.5 – Esquema representando o ângulo (ψ) entre dois segmentos de reta \overline{OA} e \overline{OI} .

Considerando-se os ângulos θ_I , θ_A , α_I e α_A definidos na Figura 5.5, podemos escrever os vetores \overline{OI} e \overline{OA} como:

$$\overline{OI} = |\overline{OI}| (\text{sen } \theta_I \cos \alpha_I \hat{x} + \text{sen } \theta_I \text{sen } \alpha_I \hat{y} + \cos \theta_I \hat{z}); \quad (5.4)$$

$$\overline{OA} = |\overline{OA}| (\text{sen } \theta_A \cos \alpha_A \hat{x} + \text{sen } \theta_A \text{sen } \alpha_A \hat{y} + \cos \theta_A \hat{z}). \quad (5.5)$$

Desta forma, o produto escalar entre eles será:

$$\overline{OI} \cdot \overline{OA} = |\overline{OI}| |\overline{OA}| [\text{sen } \theta_I \text{sen } \theta_A (\cos \alpha_I \cos \alpha_A + \text{sen } \alpha_I \text{sen } \alpha_A) + \cos \theta_I \cos \theta_A] \quad (5.6)$$

$$\overline{OI} \cdot \overline{OA} = |\overline{OI}| |\overline{OA}| \{ \text{sen } \theta_I \text{sen } \theta_A \cos(\alpha_I - \alpha_A) + \cos \theta_I \cos \theta_A \}. \quad (5.7)$$

Como:

$$\overline{OI} \cdot \overline{OA} = |\overline{OI}| |\overline{OA}| \cos \psi, \quad (5.8)$$

pode-se concluir que:

$$\cos \psi = \cos \theta_I \cos \theta_A + \sin \theta_I \sin \theta_A \cos(\alpha_I - \alpha_A). \quad (5.9)$$

Dada esta relação, através do Teorema da Adição de Harmônicos Esféricos, pode-se escrever:

$$P_n(\cos \psi) = P_n(\cos \theta_I)P_n(\cos \theta_A) + \sum_{m=1}^n Y \quad (5.10)$$

$$Y = 2 \frac{(n-m)!}{(n+m)!} P_n^m(\cos \theta_I) P_n^m(\cos \theta_A) \cos(m[\alpha_I - \alpha_A]), \quad (5.11)$$

onde P_n^m representa os Polinômios Associados de Legendre.

Considerando-se os Harmônicos Esféricos Semi-Normalizados de Schmidt (Y_n^m) dados por:

$$Y_n^m(\cos \varphi) = \begin{cases} P_n(\cos \varphi) & p/m = 0 \\ \sqrt{2} \frac{(n-m)!}{(n+m)!} P_n(\cos \varphi) & p/m \neq 0 \end{cases}, \quad \forall \varphi \in \mathbb{R} \wedge n, m \in \mathbb{N} \quad (5.12)$$

as Equações 5.10 e 5.11 podem ser escrita da seguinte forma:

$$P_n(\cos \psi) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n Y_n^m(\cos \theta_I) Y_n^m(\cos \theta_A) \cos(m[\alpha_I - \alpha_A]). \quad (5.13)$$

Em um sistema de coordenadas geográfico estático, cujos eixos X e Y estão no plano do Equador, pode-se inferir que os ângulos α_I e α_A irão representar a longitude geográfica de \overline{OI} e \overline{OA} , enquanto θ_I e θ_A representarão a colatitude geográfica (vide esquema superior da Figura 5.6).

As partículas cósmicas, ao moverem nas proximidades da Terra (ponto O), sofrerão um processo de deflexão devido ao campo geomagnético (vide maiores detalhes na Figura 1.1). Conforme é mostrado no esquema inferior da Figura 5.6, este processo fará com que a direção do cone de observação de um dado detector não seja coincidente com a direção assíntótica das partículas cósmicas que incidem sobre este detector. Em outras palavras, a direção de incidência das partículas cósmicas na superfície não é coincidente com a direção em que elas apresentavam antes de passarem por qualquer influência geomagnética. No esquema da Figura 5.5, a direção assíntótica das partículas cósmicas é representada pelo vetor \overline{OI} .

A deflexão de partículas cósmicas por um campo magnético está relacionada à rigidez magnética destas partículas. Duas partículas com rigidez e direção assíntótica diferentes podem incidir na superfície terrestre numa mesma direção. No entanto, duas partículas de diferente rigidez, porém com mesma direção assíntótica, não apresentarão uma mesma direção de incidência

na superfície. Desta forma, ao se fixar uma dada direção de observação, pode-se dizer que \vec{OI} (direção assintótica), assim como sua longitude α_I e sua colatitude θ_I , apresentarão uma dependência com a rigidez (R). Assim, $\vec{OI} \equiv \vec{OI}(R)$, $\alpha_I \equiv \alpha_I(R)$ e $\theta_I \equiv \theta_I(R)$. Logo, no caso de detectores dispostos no interior da magnetosfera, a Equação 5.13 deverá ser reescrita da seguinte forma:

$$P_n(\cos \psi(R)) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n Y_n^m(\cos \theta_I(R)) Y_n^m(\cos \theta_A) \cos(m[\alpha_I(R) - \alpha_A]), \quad (5.14)$$

para cada grupo de partículas cósmicas de mesma rigidez.

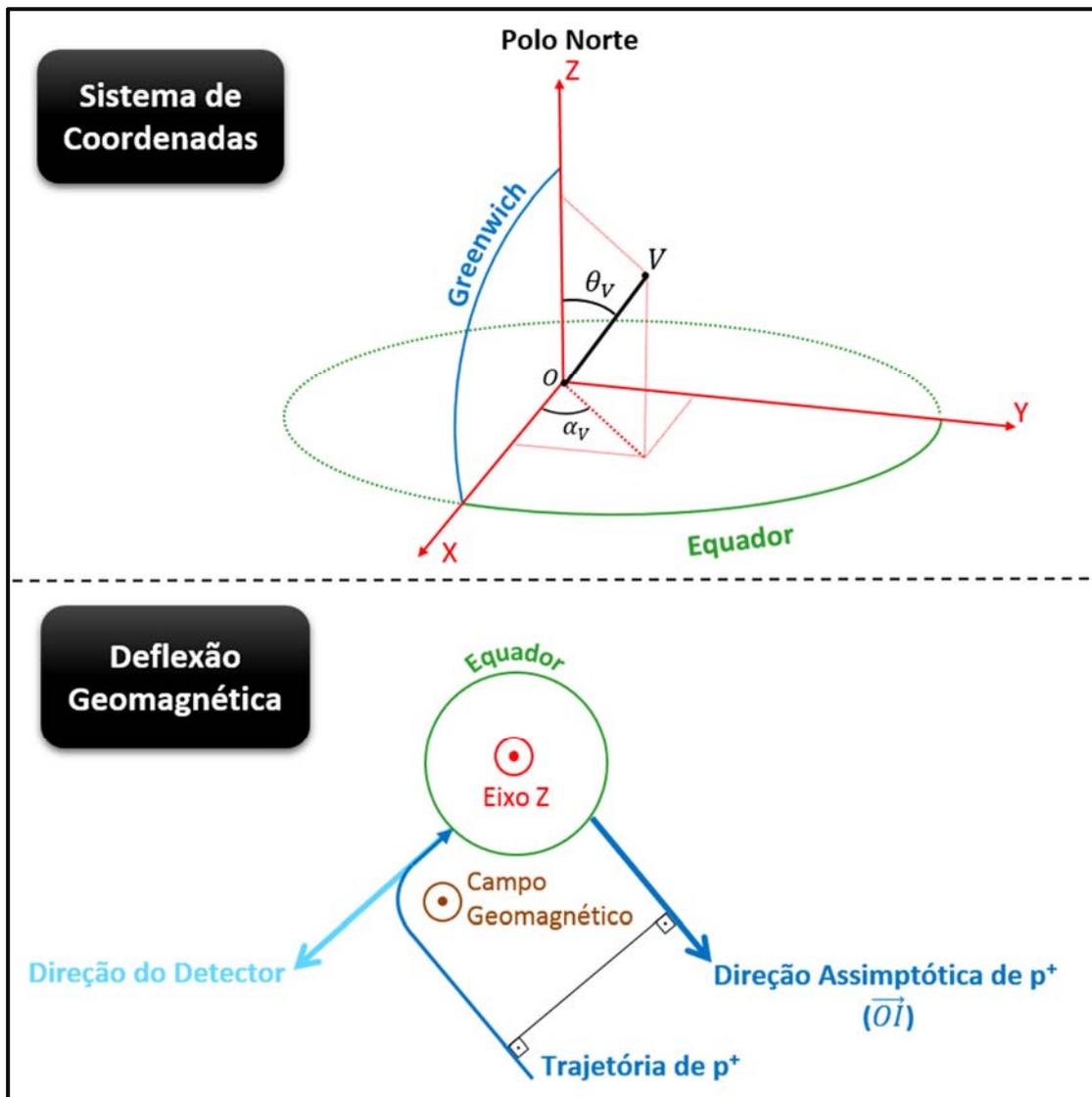


Figura 5.6 – No quadro superior: sistema de coordenadas centrado no ponto O (Terra), cujo Eixo X aponta na direção na qual ocorre a interseção entre a Linha do Equador e o Meridiano de Greenwich e o Eixo Z aponta na direção do Polo Norte. No quadro inferior: Esquema do desvio sofrido por um próton cósmico (p^+) que se movimenta próximo à Terra devido a presença do campo geomagnético.

A relação entre a longitude da direção de um detector (α_d) e a longitude da direção de incidência no espaço de um conjunto de partículas cósmicas de uma dada rigidez R , $\alpha_l(R)$, é mostrada na Figura 5.7. Nesta figura também são mostradas as relações destas duas variáveis com: a longitude da direção de referência da anisotropia de raios cósmicos (α_A), o ângulo entre o Meridiano de Greenwich e a direção Terra-Sol (α_S), o tempo em hora local de um dado detector (t_d) e o tempo de referência da anisotropia (t_A). Caso não houvessem influências geomagnéticas e atmosféricas no fluxo de raios cósmicos, o máximo de intensidade da variação diurna solar vista por um detector ocorreria quando $t_d = t_A$. Através das relações mostradas nesta figura é possível se escrever:

$$\alpha_A = \frac{2\pi}{24}t_A + \alpha_d - \frac{2\pi}{24}t_d = \frac{2\pi}{24}(t_A - t_d) + \alpha_d. \quad (5.15)$$

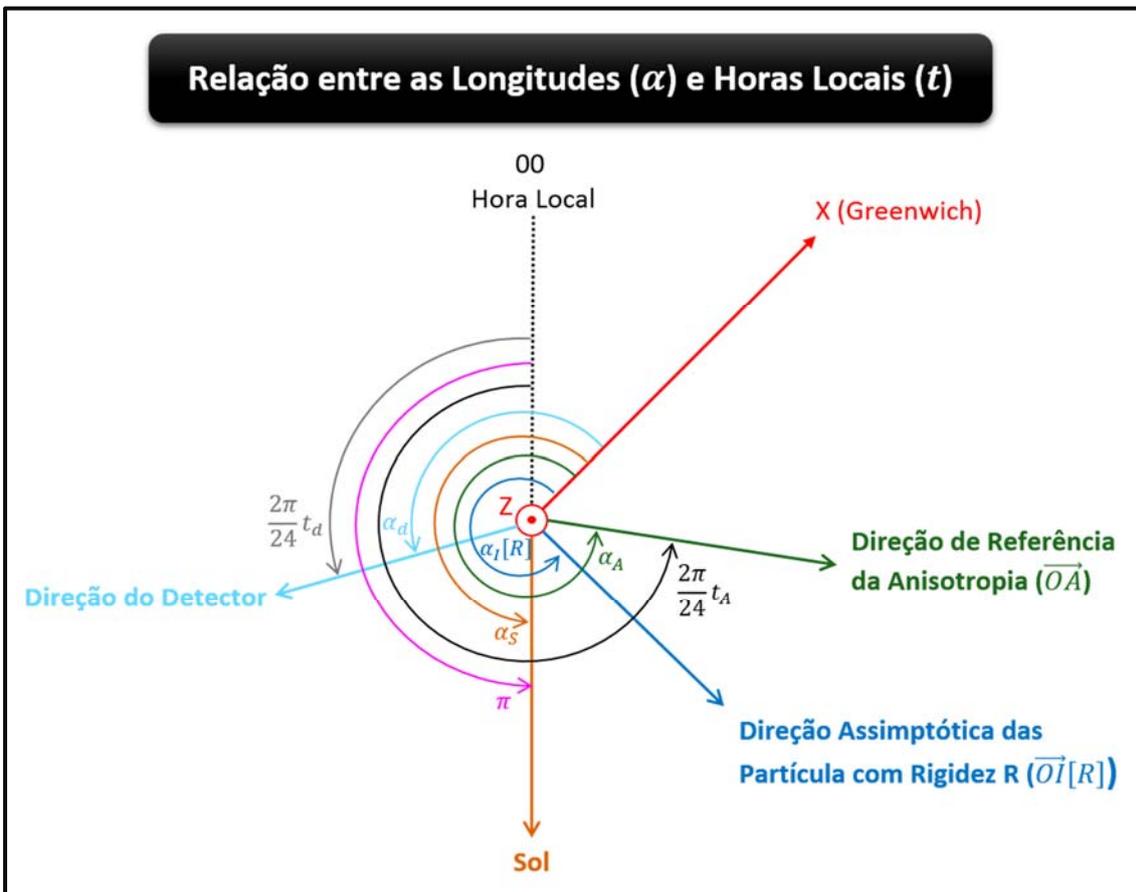


Figura 5.7 – Relação entre a longitude da direção de um dado detector (α_d) sob hora local t_d , o ângulo entre o meridiano de Greenwich e a direção Terra-Sol, $\alpha_l(R)$ que representa a longitude da direção assintótica de um conjunto de partículas cósmicas de uma dada rigidez R , a longitude (α_A) e hora local (t_A) da direção de referência da anisotropia \vec{OA} .

Desta forma, o último termo da Equação 5.14 pode ser reescrito como:

$$\cos(m[\alpha_I(R) - \alpha_A]) = \cos\left(m[\alpha_I(R) - \alpha_d] + m\frac{2\pi}{24}(t_d - t_A)\right). \quad (5.16)$$

Através da propriedade do cosseno da diferença de dois arcos, pode-se escrever:

$$\begin{aligned} \cos(m[\alpha_I(R) - \alpha_A]) = & \\ & + \cos(m[\alpha_I - \alpha_d]) \cos\left(m\frac{2\pi}{24}(t_d - t_A)\right) \\ & - \text{sen}(m[\alpha_I - \alpha_d]) \text{sen}\left(m\frac{2\pi}{24}(t_d - t_A)\right). \end{aligned} \quad (5.17)$$

Substituindo-se esta relação na Equação 5.14 tem-se que:

$$\begin{aligned} P_n(\cos \psi(R)) = & \\ & + \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n Y_n^m(\cos \theta_I(R)) Y_n^m(\cos \theta_A) \cos(m[\alpha_I - \alpha_d]) \cos\left(m\frac{2\pi}{24}(t_d - t_A)\right) \\ & - \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n Y_n^m(\cos \theta_I(R)) Y_n^m(\cos \theta_A) \text{sen}(m[\alpha_I - \alpha_d]) \text{sen}\left(m\frac{2\pi}{24}(t_d - t_A)\right). \end{aligned} \quad (5.18)$$

Substituindo-se a Equação 5.18 na Equação 5.3, é possível se escrever a função distribuição como:

$$\begin{aligned} f(\psi(R)) = & \\ & + \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n \eta_n Y_n^m(\cos \theta_I(R)) Y_n^m(\cos \theta_A) \cos(m[\alpha_I - \alpha_d]) \cos\left(m\frac{2\pi}{24}(t_d - t_A)\right) \\ & - \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n \eta_n Y_n^m(\cos \theta_I(R)) Y_n^m(\cos \theta_A) \text{sen}(m[\alpha_I - \alpha_d]) \text{sen}\left(m\frac{2\pi}{24}(t_d - t_A)\right). \end{aligned} \quad (5.19)$$

Em uma forma mais compacta:

$$f(\psi(R)) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n L_n^m K_m(R) [\cos \hat{Q}_m(R) \cos \hat{W}_m - \text{sen} \hat{Q}_m(R) \text{sen} \hat{W}_m(t_d)], \quad (5.20)$$

onde:

$$L_n^m = \eta_n Y_n^m(\cos \theta_A), \quad (5.21)$$

$$K_m(R) = Y_n^m(\cos \theta_I(R)), \quad (5.22)$$

$$\hat{Q}_m(R) = m[\alpha_I(R) - \alpha_d], e \quad (5.23)$$

$$\widehat{W}_m(t_d) = m \frac{2\pi}{24} (t_d - t_A). \quad (5.24)$$

Assim, conforme a Equação 5.2, a intensidade de raios cósmicos observada por um detector disposto no interior da magnetosfera será:

$$\begin{aligned} I(t) = & \\ & + \int \int_{R_0}^{\infty} G(R) \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n L_n^m K_m(R) \cos \widehat{Q}_m(R) \cos \widehat{W}_m(t_d) dR d\Omega \\ & - \int \int_{R_0}^{\infty} G(R) \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n L_n^m K_m(R) \sen \widehat{Q}_m(R) \sen \widehat{W}_m(t_d) dR d\Omega. \end{aligned} \quad (5.25)$$

Como L_n^m e $\widehat{W}_m(t_L)$ não dependem da rigidez (R) ou do cone de visão do detector (que está relacionado ao ângulo sólido Ω), ambos podem ser retirados das integrais. Logo:

$$\begin{aligned} I[t] = & \\ & + \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n L_n^m \cos \widehat{W}_m(t_d) \int \int_{R_0}^{\infty} G(R) K_m(R) \cos \widehat{Q}_m(R) dR d\Omega \\ & - \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n L_n^m \sen \widehat{W}_m(t_d) \int \int_{R_0}^{\infty} G(R) K_m(R) \sen \widehat{Q}_m(R) dR d\Omega. \end{aligned} \quad (5.26)$$

Devido ao Chuveiro de Raios Cósmicos, a intensidade descrita na Equação 5.26 não é válida para detectores dispostos na superfície terrestre. Conforme já mencionado no final da Secção 1.1, uma partícula cósmica vinda do espaço, ao interagir com uma partícula da atmosfera, gera diversas partículas secundárias, que compõem a maior parte da intensidade de raios cósmicos registrada por detectores dispostos em baixas altitudes. A taxa de geração de partículas secundárias no nível do mar depende da energia da partícula primária (logo de sua rigidez). As partículas primárias de baixa rigidez produzem partículas secundárias de baixa energia que são termalizadas antes de chegarem ao nível do solo. Por outro lado, as partículas primárias de altíssima rigidez têm uma baixa probabilidade de colisão (passam com altíssima velocidade sobre a atmosfera) e também não geram grandes quantidades de partículas secundárias. A relação entre a rigidez das partículas primárias e a intensidade de partículas secundárias é dada pela chamada Função Resposta $\Gamma(R)$. O comportamento desta função pode ser deduzido de forma empírica ou utilizando-se modelos de chuveiro de raios cósmicos (CLEM & DORMAN, 2000). Desta forma, para se calcular a intensidade de raios cósmicos secundários, $I_{II}(t)$,

observados por um detector disposto na superfície terrestre num dado instante de tempo t , deve-se incluir $\Gamma(R)$ na Equação 5.2, conforme é mostrado a seguir:

$$I_{II}(t) = \frac{\int \int_{R_0}^{\infty} \Gamma(\mathbf{R}) \cdot F(\psi) \cdot G(R) dR d\Omega}{\int \int_{R_0}^{\infty} \Gamma(\mathbf{R}) dR d\Omega}. \quad (5.27)$$

Assim, a Equação 5.26 é reescrita da seguinte forma considerando-se a partículas secundárias:

$$\begin{aligned} I_{II}[t] = & \\ & + \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n L_n^m \cos \widehat{W}_m(t_d) \frac{\int \int_{R_0}^{\infty} \Gamma(R) G(R) K_m(R) \cos \widehat{Q}_m(R) dR d\Omega}{\int \int_{R_0}^{\infty} \Gamma(R) dR d\Omega} \\ & - \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n L_n^m \sen \widehat{W}_m(t_d) \frac{\int \int_{R_0}^{\infty} \Gamma(R) G(R) K_m(R) \sen \widehat{Q}_m(R) dR d\Omega}{\int \int_{R_0}^{\infty} \Gamma(R) dR d\Omega}, \end{aligned} \quad (5.28)$$

onde L_m é dado pela Equação 5.21, $\widehat{W}_m(t_d)$ é dado pela Equação 5.24, $\Gamma(R)$ é a Função Resposta para o tipo de partículas secundárias que o detector observa, $K_m(R)$ é dado pela Equação 5.22, $\widehat{Q}_m(R)$ é dado pela Equação 5.23, R é a rigidez da partícula cósmica primária e Ω é o ângulo sólido.

Considerando-se:

$$\mathbf{c}_n^m = \frac{\int \int_{R_0}^{\infty} \Gamma(R) G(R) K_m(R) \cos \widehat{Q}_m(R) dR d\Omega}{\int \int_{R_0}^{\infty} \Gamma(R) dR d\Omega} e \quad (5.29)$$

$$\mathbf{s}_n^m = \frac{\int \int_{R_0}^{\infty} \Gamma(R) G(R) K_m(R) \sen \widehat{Q}_m(R) dR d\Omega}{\int \int_{R_0}^{\infty} \Gamma(R) dR d\Omega} \quad (5.30)$$

podemos escrever a intensidade de raios cósmicos secundários observada por um detector na superfície da Terra como:

$$I_{II}(t) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n L_n^m [\mathbf{c}_n^m \cos \widehat{W}_m(t_d) - \mathbf{s}_n^m \sen \widehat{W}_m(t_d)]. \quad (5.31)$$

Substituindo-se $\widehat{W}_m(t_L)$ (dado pela Equação 5.24, tem-se que:

$$I_{II}(t) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n L_n^m \left[\mathbf{c}_n^m \cos \left(m \frac{2\pi}{24} (t_d - t_A) \right) - \mathbf{s}_n^m \sen \left(m \frac{2\pi}{24} (t_d - t_A) \right) \right]. \quad (5.32)$$

Através da propriedade do cosseno e do seno da diferença de dois arcos, pode-se escrever:

$$\begin{aligned} \cos\left(m\frac{2\pi}{24}(t_d - t_A)\right) = \\ \cos\left(m\frac{2\pi}{24}t_d\right)\cos\left(m\frac{2\pi}{24}t_A\right) + \operatorname{sen}\left(m\frac{2\pi}{24}t_d\right)\operatorname{sen}\left(m\frac{2\pi}{24}t_A\right) e \end{aligned} \quad (5.33)$$

$$\begin{aligned} \operatorname{sen}\left(m\frac{2\pi}{24}(t_d - t_A)\right) = \\ \operatorname{sen}\left(m\frac{2\pi}{24}t_d\right)\cos\left(m\frac{2\pi}{24}t_A\right) - \cos\left(m\frac{2\pi}{24}t_d\right)\operatorname{sen}\left(m\frac{2\pi}{24}t_A\right). \end{aligned} \quad (5.34)$$

Desta forma:

$$\begin{aligned} I_{II}(t) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n L_n^m c_n^m \cos\left(m\frac{2\pi}{24}t_d\right)\cos\left(m\frac{2\pi}{24}t_A\right) \\ + L_n^m c_n^m \operatorname{sen}\left(m\frac{2\pi}{24}t_d\right)\operatorname{sen}\left(m\frac{2\pi}{24}t_A\right) \\ - L_n^m s_n^m \operatorname{sen}\left(m\frac{2\pi}{24}t_d\right)\cos\left(m\frac{2\pi}{24}t_A\right) \\ + L_n^m s_n^m \cos\left(m\frac{2\pi}{24}t_d\right)\operatorname{sen}\left(m\frac{2\pi}{24}t_A\right). \end{aligned} \quad (5.35)$$

Colocando-se $L_n^m \cos(m 2\pi/24 t_d)$ e $L_n^m \operatorname{sen}(m 2\pi/24 t_d)$ em evidência, tem-se que:

$$\begin{aligned} I_{II}(t) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n L_n^m \cos\left(m\frac{2\pi}{24}t_d\right) \left[c_n^m \cos\left(m\frac{2\pi}{24}t_A\right) + s_n^m \operatorname{sen}\left(m\frac{2\pi}{24}t_A\right) \right] \\ + L_n^m \operatorname{sen}\left(m\frac{2\pi}{24}t_d\right) \left[-s_n^m \cos\left(m\frac{2\pi}{24}t_A\right) + c_n^m \operatorname{sen}\left(m\frac{2\pi}{24}t_A\right) \right]. \end{aligned} \quad (5.36)$$

Considerando-se, para cada par n e m , um vetor associado ao tempo de referência da anisotropia de raios cósmicos:

$$\vec{\xi}^{n,m} = \xi_i^{n,m} \hat{i} + \xi_j^{n,m} \hat{j} = L_n^m \cos\left(m\frac{2\pi}{24}t_A\right) \hat{i} + L_n^m \operatorname{sen}\left(m\frac{2\pi}{24}t_A\right) \hat{j}, \quad (5.37)$$

é possível se escrever a intensidade de partículas secundárias para cada par n e m como:

$$\begin{aligned} I_{II}^{n,m}(t) = (c_n^m \xi_i^{n,m} + s_n^m \xi_j^{n,m}) \cos\left(m\frac{2\pi}{24}t_d\right) \\ + (-s_n^m \xi_i^{n,m} + c_n^m \xi_j^{n,m}) \operatorname{sen}\left(m\frac{2\pi}{24}t_d\right). \end{aligned} \quad (5.38)$$

Considerando-se o vetor mostrado a seguir:

$$\vec{E}^{n,m} = E_i^{n,m}\hat{i} + E_j^{n,m}\hat{j} = (\mathbf{c}_n^m \xi_i^{n,m} + \mathbf{s}_n^m \xi_j^{n,m})\hat{i} + (-\mathbf{s}_n^m \xi_i^{n,m} + \mathbf{c}_n^m \xi_j^{n,m})\hat{j}, \quad (5.39)$$

é possível se escrever a intensidade de raios cósmicos como:

$$I_{II}^{n,m}(t) = E_i^{n,m} \cos\left(m \frac{2\pi}{24} t_d\right) + E_j^{n,m} \text{sen}\left(m \frac{2\pi}{24} t_d\right) = \vec{d}^m \cdot \vec{E}^{n,m} \quad (5.40)$$

$$\vec{d}^m = \cos\left(m \frac{2\pi}{24} t_d\right)\hat{i} + \text{sen}\left(m \frac{2\pi}{24} t_d\right)\hat{j}. \quad (5.41)$$

Através da Equação 5.39, é possível se observar que \mathbf{c}_n^m e \mathbf{s}_n^m são componentes de uma matriz transformação que rotaciona e atenua o vetor $\vec{\xi}^{n,m}$, conforme a seguir:

$$\begin{bmatrix} E_i^{n,m} \\ E_j^{n,m} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{c}_n^m & \mathbf{s}_n^m \\ -\mathbf{s}_n^m & \mathbf{c}_n^m \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \xi_i^{n,m} \\ \xi_j^{n,m} \end{bmatrix}. \quad (5.42)$$

Desta forma, para cada par n e m , é possível se dizer que:

- I. $\vec{\xi}^{n,m}$ representa a direção de referência da anisotropia dos raios cósmicos primários, em outras palavras, $\vec{\xi}^{n,m}$ representa o vetor de fase da variação da intensidade de partículas cósmicas primárias no espaço;
- II. $\vec{E}^{n,m}$ representa a direção de referência da anisotropia das partículas cósmicas secundárias (vetor de fase da variação da intensidade de partículas cósmicas secundárias na superfície terrestre);
- III. os coeficientes \mathbf{c}_n^m e \mathbf{s}_n^m , geralmente chamados de coeficientes de acoplamento, representam a transformação da anisotropia presente no fluxo de partículas cósmicas primárias ($\vec{\xi}^{n,m}$) na anisotropia que será vista no fluxo de partículas observada na superfície terrestre ($\vec{E}^{n,m}$), que ocorre devido à presença do campo geomagnético e à atmosfera terrestre;
- IV. \vec{d}^m representa a direção do detector em relação às 00 UTC. Neste caso, num dado instante de tempo universal t , a intensidade de partículas cósmicas secundárias $I_{II}^{n,m}(t)$ registrada por um detector com direção \vec{d}^m será igual à projeção, em relação a esta direção, da anisotropia existente no fluxo de partículas secundárias ($\vec{E}^{n,m}$).

Conforme os resultados da análise desenvolvida por Nagashima (1971), $I_{II}^{n,m}(t)$ apresentará variação com periodicidade diurna a partir de $n = 1$. Desta forma, numa primeira aproximação, pode-se descrever a variação da intensidade de raios cósmicos observada na superfície da Terra como:

$$I_{II}(t) = \sum_{n=0}^1 \sum_{m=0}^n I_{II}^{n,m} = I_{II}^{0,0} + I_{II}^{1,0} + I_{II}^{1,1}, \quad (5.43)$$

onde, conforme a Equação 5.36:

$$I_{II}^{0,0} = L_0^0 \cos\left(\mathbf{0} \frac{2\pi}{24} t_d\right) \left[\mathbf{c}_0^0 \cos\left(\mathbf{0} \frac{2\pi}{24} t_A\right) + \mathbf{s}_0^0 \sen\left(\mathbf{0} \frac{2\pi}{24} t_A\right) \right] \\ + L_0^0 \sen\left(\mathbf{0} \frac{2\pi}{24} t_d\right) \left[-\mathbf{s}_0^0 \cos\left(\mathbf{0} \frac{2\pi}{24} t_A\right) + \mathbf{c}_0^0 \sen\left(\mathbf{0} \frac{2\pi}{24} t_A\right) \right] \quad (5.44)$$

$$I_{II}^{0,0} = L_0^0 * \mathbf{c}_0^0; \quad (5.45)$$

$$I_{II}^{1,0} = L_1^0 \cos\left(\mathbf{0} \frac{2\pi}{24} t_d\right) \left[\mathbf{c}_1^0 \cos\left(\mathbf{0} \frac{2\pi}{24} t_A\right) + \mathbf{s}_1^0 \sen\left(\mathbf{0} \frac{2\pi}{24} t_A\right) \right] \\ + L_1^0 \sen\left(\mathbf{0} \frac{2\pi}{24} t_d\right) \left[-\mathbf{s}_1^0 \cos\left(\mathbf{0} \frac{2\pi}{24} t_A\right) + \mathbf{c}_1^0 \sen\left(\mathbf{0} \frac{2\pi}{24} t_A\right) \right], \quad (5.46)$$

$$I_{II}^{1,0} = L_1^0 * \mathbf{c}_1^0; e \quad (5.47)$$

$$I_{II}^{1,1} = L_1^1 \cos\left(1 \frac{2\pi}{24} t_d\right) \left[\mathbf{c}_1^1 \cos\left(1 \frac{2\pi}{24} t_A\right) + \mathbf{s}_1^1 \sen\left(1 \frac{2\pi}{24} t_A\right) \right] \\ + L_1^1 \sen\left(1 \frac{2\pi}{24} t_d\right) \left[-\mathbf{s}_1^1 \cos\left(1 \frac{2\pi}{24} t_A\right) + \mathbf{c}_1^1 \sen\left(1 \frac{2\pi}{24} t_A\right) \right]. \quad (5.48)$$

Substituindo-se, conforme a Equação 5.21, L_0^0 , L_1^0 e L_1^1 pelas respectivos Harmônicos Esféricos Semi-Normalizados de Schmidt (Y_0^0 , Y_1^0 e Y_1^1), tem-se que:

$$I_{II}^{0,0} = \eta_0 Y_0^0(\cos \theta_A) * \mathbf{c}_0^0, \quad (5.49)$$

$$I_{II}^{1,0} = \eta_1 Y_1^0(\cos \theta_A) * \mathbf{c}_1^0, \quad (5.50)$$

$$I_{II}^{1,1} = \eta_1 Y_1^1(\cos \theta_A) \cos\left(\frac{2\pi}{24} t_d\right) \left[\mathbf{c}_1^1 \cos\left(\frac{2\pi}{24} t_A\right) + \mathbf{s}_1^1 \sen\left(\frac{2\pi}{24} t_A\right) \right] \\ + \eta_1 Y_1^1[\cos \theta_A] \sen\left(\frac{2\pi}{24} t_d\right) \left[-\mathbf{s}_1^1 \cos\left(\frac{2\pi}{24} t_A\right) + \mathbf{c}_1^1 \sen\left(\frac{2\pi}{24} t_A\right) \right]. \quad (5.51)$$

Colocando-se em evidencia o seno e o cosseno do tempo de referência da anisotropia (t_A) na Equação 5.51, tem-se que:

$$I_{II}^{1,1} = \eta_1 Y_1^1(\cos \theta_A) \cos\left(\frac{2\pi}{24} t_d\right) \left[\mathbf{c}_1^1 \cos\left(\frac{2\pi}{24} t_d\right) - \mathbf{s}_1^1 \sen\left(\frac{2\pi}{24} t_d\right) \right] \\ + \eta_1 Y_1^1(\cos \theta_A) \sen\left(\frac{2\pi}{24} t_d\right) \left[\mathbf{c}_1^1 \sen\left(\frac{2\pi}{24} t_d\right) + \mathbf{s}_1^1 \cos\left(\frac{2\pi}{24} t_d\right) \right]. \quad (5.52)$$

Os coeficientes de acoplamento (c_0^0 , c_1^0 , c_1^1 , s_0^0 , s_1^0 e s_1^1) são constantes que dependem principalmente da direção de observação e do tipo de partícula cósmica que um detector observa. Desta forma, considerando-se as características dos Harmônicos Esféricos Semi-Normalizados de Schmidt, é possível dizer que:

$$Y_0^0(\cos \theta_A) \propto I^{ISO} \Rightarrow I_{II}^{0,0} \propto I^{ISO}, \{\forall I^{ISO} \mid I^{ISO} \equiv cte\} e \quad (5.53)$$

$$Y_1^0(\cos \theta_A) \propto \cos \theta_A \Rightarrow I_{II}^{1,0} \propto \cos \theta_A. \quad (5.54)$$

Conforme mostram as Equações 5.53 e 5.54, o primeiro termo da Equação 5.43 ($I_{II}^{0,0}$) será proporcional a uma variável (I^{ISO}) independente da direção do vetor de referência da anisotropia, que representará a componente isotrópica da intensidade de raios cósmicos incidente na Terra. Já o segundo termo ($I_{II}^{1,0}$) será proporcional ao cosseno da colatitude do vetor de referência da anisotropia, em outras palavras, conforme o sistema de coordenadas definido na parte superior da Figura 5.6, $I_{II}^{1,0}$ será proporcional à projeção do vetor de fase da anisotropia no Eixo Z (ξ_z).

Como:

$$Y_1^1(\cos \theta_A) \propto -\text{sen } \theta_A, \quad (5.55)$$

é possível se descrever $I_{II}^{1,1}$ da seguinte forma:

$$I_{II}^{1,1} = B * \left[c_1^1 \cos\left(\frac{2\pi}{24} t_L\right) - s_1^1 \text{sen}\left(\frac{2\pi}{24} t_L\right) \right] + C * \left[c_1^1 \text{sen}\left(\frac{2\pi}{24} t_L\right) + s_1^1 \cos\left(\frac{2\pi}{24} t_L\right) \right] \quad (5.56)$$

$$B \propto \text{sen } \theta_A \cos\left(\frac{2\pi}{24} t_A\right) \quad (5.57)$$

$$C \propto \text{sen } \theta_A \text{sen}\left(\frac{2\pi}{24} t_A\right). \quad (5.58)$$

Através da Figura 5.7, é possível se observar que t_A está relacionado à longitude da direção de referência da anisotropia. Logo, conforme o sistema de coordenadas definido na parte superior da Figura 5.6, é possível se inferir que B será proporcional à projeção do vetor de referência da anisotropia no Eixo X (ξ_x), enquanto C será proporcional à projeção deste vetor no Eixo Y (ξ_y).

Desta forma, é possível se considerar que:

$$I^{ISO} = \eta_0 Y_0^0(\cos \theta_A) \quad (5.59)$$

$$\xi_x = \eta_1 Y_1^1(\cos \theta_A) \cos\left(\frac{2\pi}{24} t_A\right) \quad (5.60)$$

$$\xi_y = \eta_1 Y_1^1(\cos \theta_A) \text{sen} \left(\frac{2\pi}{24} t_A \right) \quad (5.61)$$

$$\xi_z = \eta_1 Y_1^0(\cos \theta_A), \quad (5.62)$$

Logo, é possível se escrever as Equações 5.49, 5.50 e 5.52 da seguinte forma:

$$I_{II}^{0,0} = I^{ISO} * \mathbf{c}_0^0 \quad (5.63)$$

$$I_{II}^{1,0} = \xi_z * \mathbf{c}_1^0 \quad (5.64)$$

$$I_{II}^{1,1} = \xi_x \left[\mathbf{c}_1^1 \cos \left(\frac{2\pi}{24} t_d \right) - \mathbf{s}_1^1 \text{sen} \left(\frac{2\pi}{24} t_d \right) \right] + \xi_y \left[\mathbf{c}_1^1 \text{sen} \left(\frac{2\pi}{24} t_d \right) + \mathbf{s}_1^1 \cos \left(\frac{2\pi}{24} t_d \right) \right] \quad (5.65)$$

Substituindo-se as três relações acima na Equação 5.43, é possível se descrever a intensidade de raios cósmicos secundários observada por um detector na superfície da Terra como:

$$I_{II}[t] = I^{ISO} \mathbf{c}_0^0 + \xi_x [\mathbf{c}_1^1 \cos(\omega t_d) - \mathbf{s}_1^1 \text{sen}(\omega t_d)] + \xi_y [\mathbf{c}_1^1 \text{sen}(\omega t_d) + \mathbf{s}_1^1 \cos(\omega t_d)] + \xi_z \mathbf{c}_1^0, \quad (5.66)$$

onde ω é igual a $2\pi/24$.

A intensidade isotrópica de raios cósmicos (I^{ISO}) e o vetor de fase (referência) da anisotropia (ξ), daqui em diante chamada apenas de vetor anisotropia, não são constantes no tempo. O meio interplanetário está em contínua mudança, desta forma, modificando o fluxo de raios cósmicos a cada instante. Além disto, ainda há de se considerar as influências atmosféricas na intensidade de partículas cósmicas incidindo na superfície terrestre discutidas no Capítulo 4. Portanto, no caso da Rede Global de Detectores de Múons (GMDN), diz-se que a intensidade de raios cósmicos registrada por um dado canal direcional “ k ” de um dado detector “ d ” e corrigida pelos efeitos da pressão e temperatura atmosféricas ($I_{c,d}^{CPT}$) será:

$$I_{k,d}^{CPT}(t) = I^{ISO}(t) + \xi_x(t) \left[\mathbf{c}_{1,k,d}^1 \cos(\omega t_d) - \mathbf{s}_{1,k,d}^1 \text{sen}(\omega t_d) \right] + \xi_y(t) \left[\mathbf{c}_{1,k,d}^1 \text{sen}(\omega t_d) + \mathbf{s}_{1,k,d}^1 \cos(\omega t_d) \right] + \xi_z(t) \mathbf{c}_{1,k,d}^0, \quad (5.67)$$

onde t é a hora em Tempo Universal Coordenado (UTC); $I^{ISO}(t)$ é a componente isotrópica da intensidade de raios cósmicos; $\xi_x(t)$, $\xi_y(t)$ e $\xi_z(t)$ são as componentes X, Y e Z do vetor anisotropia, $\mathbf{c}_{1,k,d}^1$ e $\mathbf{s}_{1,k,d}^1$ são os coeficientes de acoplamento calculados para o canal direcional “ k ” do detector “ d ”; t_d é o tempo em horas locais deste detector (tempo universal dividido pela longitude do local onde se encontra o detector) e ω é igual a $2\pi/24$. É importante notar que o vetor anisotropia presente nesta relação é dado num sistema de coordenadas geográfico que

não gira junto com a Terra, cujo Eixo X aponta sempre na direção contrária ao Sol (Zero Hora Locais). A relação de ξ com este sistema de coordenadas pode ser vista mais claramente nas Equações 5.60 e 5.61.

Através das Equações 5.22, 5.23, 5.29 e 5.30, os coeficientes de acoplamento podem ser escritos como:

$$c_{n,k,d}^m = \frac{\int \int_{R_0}^{\infty} \Gamma(R)G(R)Y_n^m(\cos \theta_l(R)) \cos(m[\alpha_l(R) - \alpha_d]) dR d\Omega_{k,d}}{\int \int_{R_0}^{\infty} \Gamma(R) dR d\Omega_{k,d}} e \quad (5.68)$$

$$s_{n,k,d}^m = \frac{\int \int_{R_0}^{\infty} \Gamma(R)G(R)Y_n^m(\cos \theta_l(R)) \sen(m[\alpha_l(R) - \alpha_d]) dR d\Omega_{k,d}}{\int \int_{R_0}^{\infty} \Gamma(R) dR d\Omega_{k,d}}. \quad (5.69)$$

onde R_0 é a rigidez geomagnética de corte das partículas cósmicas no local do detector “d”; $\Gamma(R)$ é a função resposta que relaciona a rigidez das partículas primárias com a intensidade de partículas secundárias; $G(R)$ é o espectro diferencial de rigidez dos raios cósmicos que fornece para cada valor de rigidez o número de partículas por rigidez, por segundo, e por unidade de esterradiano; Y_n^m representa os Harmônicos Esféricos Semi-Normalizados de Schmidt; $\theta_l(R)$ é a colatitude da direção assintótica das partículas cósmicas primárias de rigidez R ; $\alpha_l(R)$ é a longitude desta direção; α_d é a longitude do detector “d” e $\Omega_{k,d}$ é o ângulo sólido, cujos limites dependerão do cone de visão do canal direcional “k” deste detector.

No caso de c_0^0 , os dois últimos termos da integral serão iguais a uma constante de forma que a integral seja apenas do produto entre $\Gamma(R)$ e $G(R)$. Conforme a metodologia adota por Fujimoto et al. (1984) esta integração será igual a 1 para todos os canais direcionais. Por este motivo c_0^0 presente na Equação 5.66 é suprimido na Equação 5.67.

Os coeficientes de acoplamento calculados para cada um dos 804 canais direcionais dos quatro detectores da GMDN utilizados neste trabalho foram calculados utilizando-se as rotinas computacionais desenvolvidas por Fujimoto et al. (1984). As figuras que representam os valores de c_1^1 , s_1^1 e c_1^0 obtidos para todos os canais de cada detector podem ser encontradas em Braga (2015).

5.2 Cálculo do Vetor Anisotropia através da intensidade de partículas observada na superfície

Através da Equação 5.67, é possível se relacionar a intensidade isotrópica de raios cósmicos juntamente com as três componentes do vetor anisotropia num dado instante de tempo ($I^{ISO}(t)$, $\xi_x(t)$, $\xi_y(t)$ e $\xi_z(t)$) com $I_{k,d}^{CPT}(t)$ que representa a intensidade de múons corrigida por pressão e temperatura registrada no mesmo instante de tempo por um canal direcional “ k ” de um dado detector “ d ”. Sabendo-se os valores dos coeficientes de acoplamento ($c_{1k,d}^0$, $c_{1k,d}^1$, $s_{1k,d}^1$) e de $I_{k,d}^{CPT}(t)$ obtêm-se uma equação com quatro incógnitas a serem descobertas. Desta forma, é possível se estimar os valores de $I^{ISO}(t)$, $\xi_x(t)$, $\xi_y(t)$ e $\xi_z(t)$ utilizando-se os dados referentes a quatro canais direcionais. Porém, tanto a intensidade isotrópica quanto o vetor anisotropia representam mudanças globais no fluxo de raios cósmicos. Logo, para a obtenção de resultados consistentes, é necessária a utilização de observações feitas ao redor do mundo. Por exemplo, considerando-se três detectores “A”, “B” e “C” dispostos na superfície terrestre conforme mostrado na Figura 5.8 numa situação em que a intensidade registrada por “A” seja um pouco maior que a registrada por “B” e a intensidade registrada por ambos seja muito menor que a registrada por “C”: (I) o vetor anisotropia apontará na direção de “A” caso não sejam considerados os dados fornecidos pelo detector “C”; (II) no caso em que estes dados são considerados, ele tenderá a apontar principalmente para a direção de “C”.

Neste trabalho, foram utilizados os dados de 190 canais direcionais da Rede Global de Detectores de Muons (GMDN) que apresentam margem de erro menor ou muito próxima de 1%. Desta forma, para cada hora, é obtido um sistema de equações lineares sobredeterminado (190 equações para 4 incógnitas). Resolvendo-se este sistema pelo Método dos Mínimos Quadrados (ponderado pela margem de erro de cada canal direcional), seria possível obter os valores de $I^{ISO}(t)$, $\xi_x(t)$, $\xi_y(t)$ e $\xi_z(t)$ para esta hora. Como já mostrado na Figura 3.7, estes 190 canais cobrem uma parte considerável do globo. No entanto, três dos quatro detectores que compõem a rede estão localizados entre 30° e 140° de longitude. Basicamente, uma semiesfera do globo terrestre é coberta apenas pelo detector de São Martinho da Serra (SMS). No esquema da Figura 5.8, Hobart, Nagoya e Kuwait representariam os detectores “A” e “B”, enquanto SMS representaria o detector “C”. Em outras palavras, a intensidade isotrópica e o vetor anisotropia calculados através da GMDN apresentam uma maior dependência com SMS. Caso não haja dados disponíveis de Hobart (HBT), ainda seria possível se calcular o vetor anisotropia (com menor precisão) utilizando-se os dados de Nagoya, que cobre quase a mesma

faixa longitudinal do globo terrestre que HBT. Porém, caso faltem dados de São Martinho da Serra, não há um detector substituto. Os valores de $I^{ISO}(t)$, $\xi_x(t)$, $\xi_y(t)$ e $\xi_z(t)$ ficariam vinculados apenas às informações sobre fluxo de raios cósmicos em somente uma semiesfera do globo terrestre.

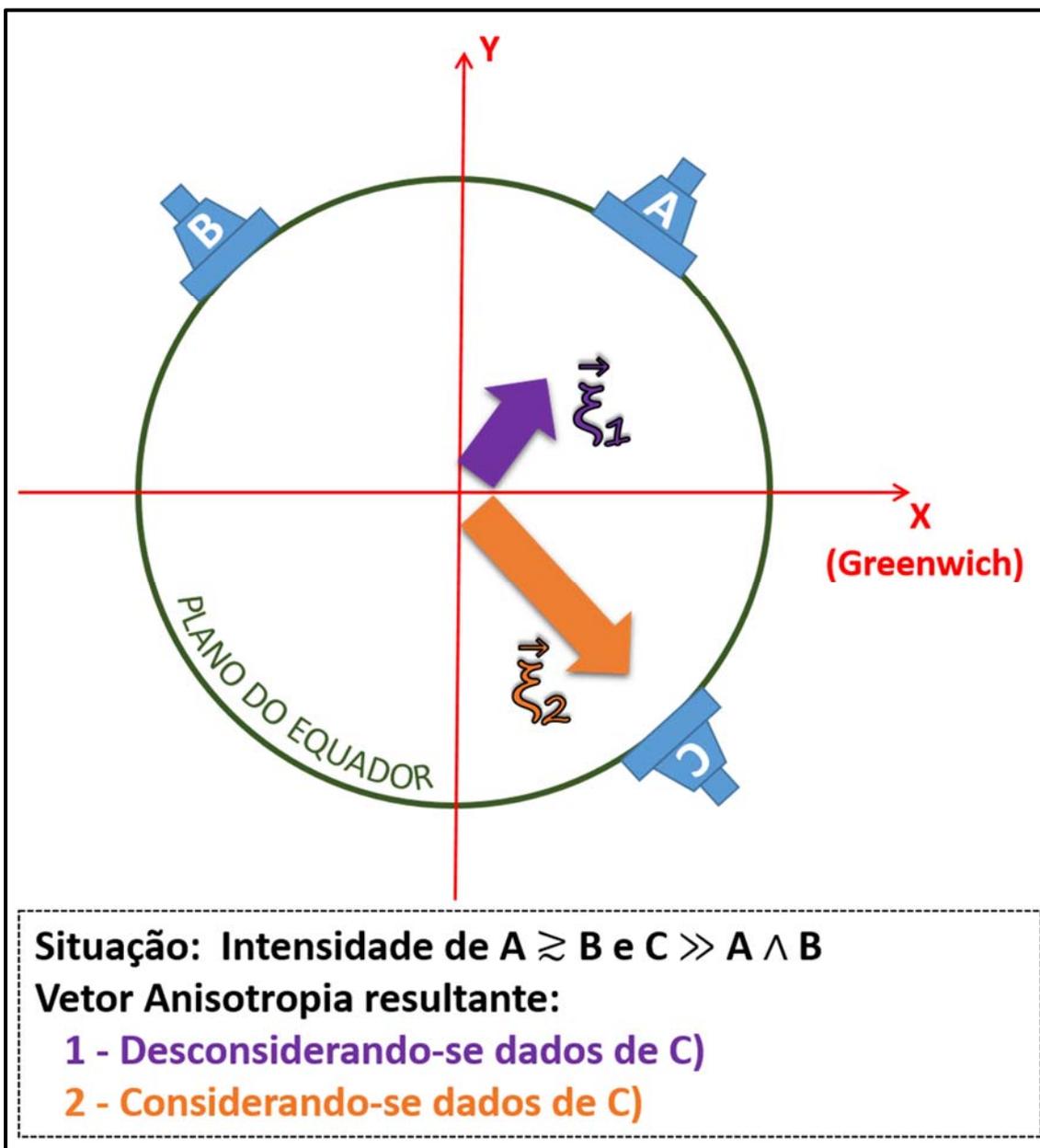


Figura 5.8 – Esquema do comportamento do vetor anisotropia calculado através dos dados fornecidos por três detectores “A”, “B” e “C” dispostos na superfície da Terra em diferentes longitudes. O vetor de cor roxa mostra $(\vec{\xi}_1)$ o resultado obtido no caso em que não foram utilizando as informações fornecidas pelo detector “C”. O vetor de cor laranja $(\vec{\xi}_2)$ mostra o resultado obtido através dos dados dos três detectores.

Como São Martinho da Serra (SMS) está aproximadamente 180° afastado de Nagoya (NGY) e Hobart (HBT), espera-se que as intensidades de raios cósmicos (relacionada somente a fenômenos extraterrestres) registrada por SMS apresentem uma variação diurna em antifase com a registrada por NGY ou HBT. Considerando-se o vetor anisotropia resultante ($\vec{\xi}$) mostrado na Figura 5.4, quando SMS estiver entre 12 e 18 horas locais, ele registrará sua intensidade máxima devido a anisotropia. Já NGY e HBT, que estarão entre 00 e 06 horas locais, registrarão sua intensidade mínima relacionada a anisotropia.

Devido à rotação da Terra, qualquer influência anisotrópica fixa no espaço e de origem extraterrestre sempre produzirá uma variação com periodicidade diurna (ou menor) na intensidade de raios cósmicos registrada por um detector disposto em seu interior. Assim, São Martinho da Serra, em relação a Nagoya e Hobart, deveria sempre apresentar uma variação em antifase com periodicidade igual ou menor que 24 horas.

No entanto, conforme é possível se observar na Figura 5.9, em alguns períodos são observadas variações (em antifase) com periodicidades superiores a 24 horas entre os dados do Oeste (SMS) e do Leste (NGY e HBT). No quadro superior desta figura é mostrada a variação das intensidades corrigidas por pressão e temperatura do canal vertical de Nagoya ($I_{0,NGY}^{CPT}$) e do canal vertical de São Martinho da Serra ($I_{0,SMS}^{CPT}$) em relação ao valor médio entre as duas (I_M). No quadro inferior, ao invés dos dados de Nagoya, é mostrada a relação com os dados de Hobart. Até o dia 21, é possível se observar uma variação em antifase entre o oeste e o leste com periodicidade igual ou inferior a 24 horas. Após este dia, a periodicidade aumenta, tornando-se maior do que um dia. Somente após o dia 25 ela volta a apresentar uma periodicidade diurna.

Esta discrepância com duração maior do que 24 horas entre os dados de NGY e SMS, e de HBT e SMS obrigatoriamente deve estar relacionada: (I) a uma anisotropia extraterrestre no fluxo de raios cósmicos girando e movendo-se da mesma forma que a Terra; ou (II) à influência de algum fenômeno terrestre. Com o conhecimento atual, não existe possibilidade de um fenômeno interplanetário conhecido ou hipotético causar uma anisotropia que gire com a Terra, logo resta-se apenas a segunda opção. Resquícios dos efeitos da temperatura ou pressão, assim como variações temporais não simétricas do campo geomagnético (que alterem a rigidez de corte para um ou mais detectores num período de tempo) podem ser interpretados como possíveis causas

da ocorrência de variações em antifase dos dados observados no oriente e no ocidente com periodicidade maior que um dia.

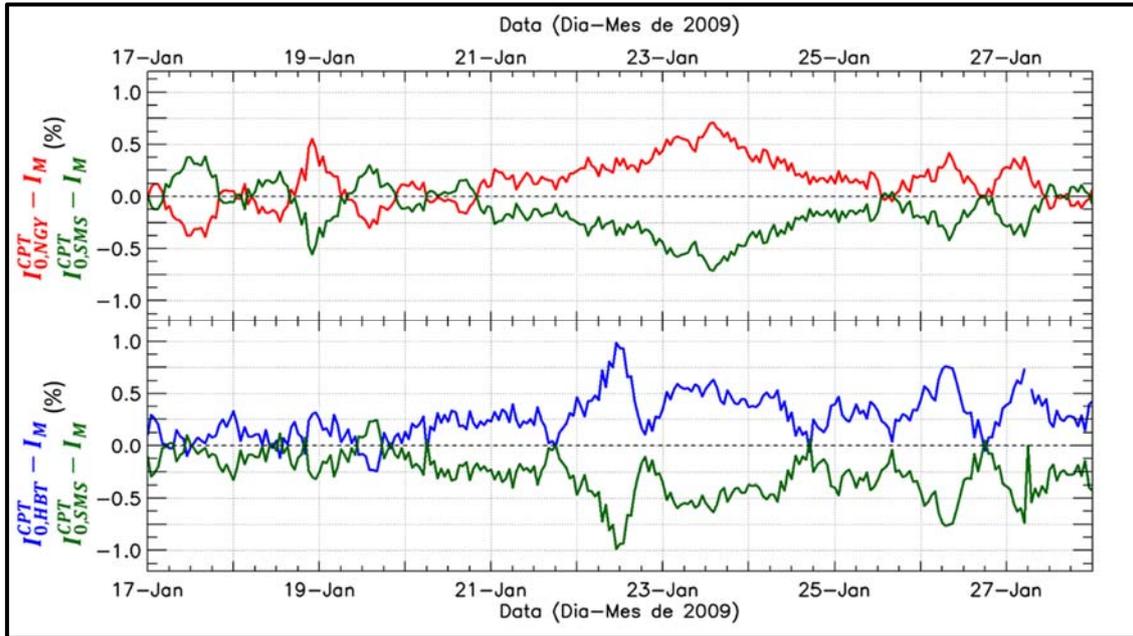


Figura 5.9 – Variação da intensidade de raios cósmicos entre o lado oeste e o lado leste do globo terrestre. A curva vermelha representa os dados do canal vertical de Nagoya (NGY) corrigidos por pressão e temperatura. A curva azul representa o mesmo tipo de dados para Hobart (HBT) e as curvas verdes para São Martinho da Serra (SMS). No quadro superior é mostrada a variação em relação à média, para cada hora, dos dados observados por NGY e SMS. No quadro inferior é mostrada a variação em relação à média entre os dados de HBT e SMS.

Conforme Okazaki et al. (2008), afim de se remover o efeito das discrepâncias entre os dados com duração maior do que um dia, Kuwabara (2005) criou uma metodologia de pré-processamento dos dados. Nesta metodologia, a intensidade de múons corrigida pelos efeito barométrico e da temperatura registrada num dado instante de tempo “ t ” por um dado canal direcional “ k ” de um detector “ d ”, $I_{k,d}^{CPT}(t)$, será transformada, antes de sua utilização para cálculo do vetor anisotropia, da seguinte forma:

$$I_{k,d}^{KWB}(t) = I_{k,d}^{CPT}(t) * \frac{\langle I_{0,NGY}^{CPT}(t) \rangle_{TMA}^{24}}{\langle I_{k,d}^{CPT}(t) \rangle_{TMA}^{24}} e \quad (5.70)$$

$$\langle I_{k,d}^{CPT}(t) \rangle_{TMA}^{24} = \sum_{t-23}^t \frac{I_{k,d}^{CPT}(t)}{24}, \quad (5.71)$$

onde $I_{0,NGY}^{CPT}(t)$ representa os dados do canal vertical ($k = 0$) do detector de Nagoya (NGY) corrigidos por pressão e temperatura e $\langle I_{k,d}^{CPT}(t) \rangle_{TMA}^{24}$ representa a média móvel de 24 pontos

centrada no último ponto à direita (TMA, do inglês *Trailing Moving Average*) de $I_{k,d}^{CPT}(t)$. Conforme é possível se observar na Figura 5.10, ao se aplicar este método a discrepância entre os dados do oriente (HBT e NGY) e do ocidente (SMS) com duração maior do que 24 horas (que ocorriam entre os dias 21 e 25) é praticamente removida.

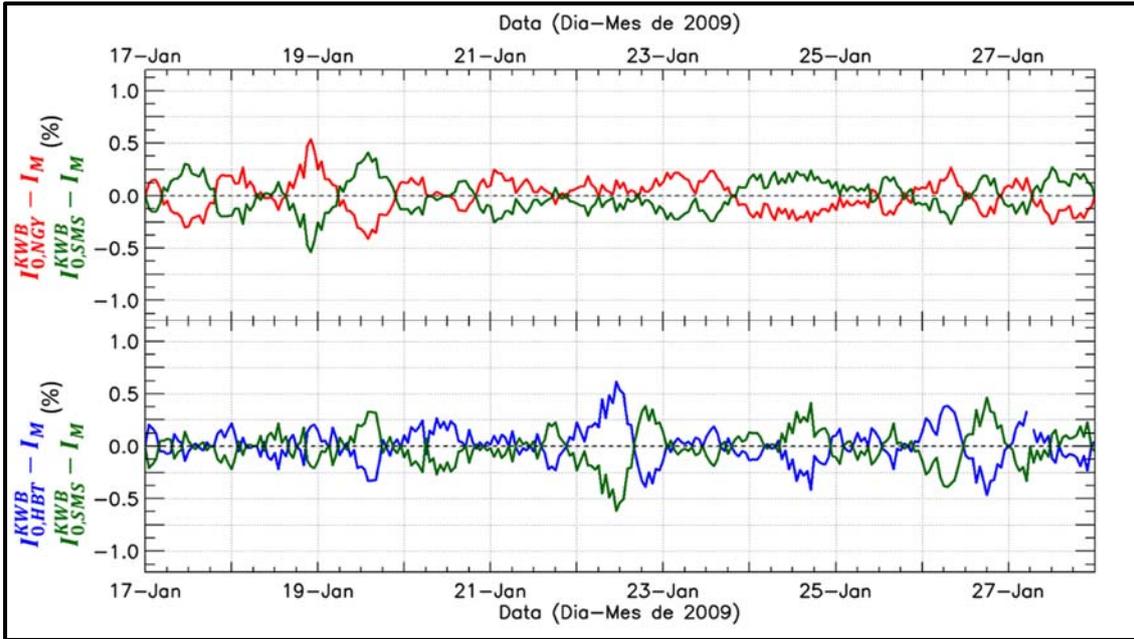


Figura 5.10 – Variação da intensidade de raios cósmicos entre o oriente e o ocidente pré-processados pela metodologia de Kuwabara (2005). A curva vermelha representa os dados referentes ao canal vertical de Nagoya corrigidos por pressão e temperatura e pré-processados por esta metodologia ($I_{0,NGY}^{KWB}$). A curva azul representa o mesmo tipo de dados para Hobart ($I_{0,HBT}^{KWB}$) e as curvas verdes para São Martinho da Serra ($I_{0,SMS}^{KWB}$). Em cada quadro é mostrada a variação de cada curva em relação à média entre as duas curvas calculada para cada hora (I_M^{KWT}). No primeiro quadro, I_M^{KWT} corresponde à média, para cada hora, entre $I_{0,NGY}^{KWB}$ e $I_{0,SMS}^{KWB}$. No segundo, ele corresponde à média entre $I_{0,HBT}^{KWB}$ e $I_{0,SMS}^{KWB}$.

Porém, mesmo com este pré-processamento, durante a análise realizada por Okazaki et al. (2008), ainda foram observadas discrepâncias significativas com duração superior a 24 horas entre os dados de Nagoya ou Hobart e dados de São Martinho da Serra. Acreditando que os efeitos locais causadores destas discrepâncias são iguais em todos os canais direcionais de um mesmo detector, Okazaki et al. (2008) desenvolveu um aprimoramento na metodologia para o cálculo das componentes do vetor anisotropia. Nessa nova metodologia, as componentes de $\vec{\xi}$ são compostas de duas partes, conforme mostrado abaixo:

$$\xi_n(t) = \{\xi_n^{KWB}(t) - \langle \xi_n^{KWB}(t) \rangle_{TMA}^{24}\} + \langle \xi_n^{SBT}(t) \rangle_{TMA}^{24}, \quad (5.72)$$

onde $\xi_n(t)$ representa a componente “n” do vetor anisotropia; $\xi_n^{KWB}(t)$ representa o vetor anisotropia calculado utilizando-se as intensidades pré-processadas pelo método de Kuwabara

(2005); $\langle \xi_n^{KWB}(t) \rangle_{TMA}^{24}$ representa a média corrida de 24 pontos centrada no último ponto a direita (*Trailing Moving Average*) de $\xi_n^{KWB}(t)$; e $\langle \xi_n^{SBT}(t) \rangle_{TMA}^{24}$ representa o *Trailing Moving Average* da componente “n” do vetor anisotropia calculado através da subtração do canal vertical na Equação 5.67 conforme a seguir:

$$\begin{aligned}
I_{k,d}^{CPT}(t) - I_{0,d}^{CPT}(t) &= I^{ISO}(t) + \xi_x(t) \left[c_{1k,d}^1 \cos(\omega t_d) - s_{1k,d}^1 \sin(\omega t_d) \right] \\
&+ \xi_y(t) \left[c_{1k,d}^1 \sin(\omega t_d) + s_{1k,d}^1 \cos(\omega t_d) \right] \\
&+ \xi_z(t) c_{1k,d}^0 \\
&- I^{ISO}(t) - \xi_x[t] \left[c_{10,d}^1 \cos(\omega t_d) - s_{10,d}^1 \sin(\omega t_d) \right] \\
&- \xi_y(t) \left[c_{10,d}^1 \sin(\omega t_d) + s_{10,d}^1 \cos(\omega t_d) \right] \\
&- \xi_z(t) c_{10,d}^0 \text{ e}
\end{aligned} \tag{5.73}$$

$$\begin{aligned}
I_{k,d}^{CPT}(t) - I_{0,d}^{CPT}(t) &= \\
&\xi_x^{SBT}(t) \left[\left(c_{1k,d}^1 - c_{10,d}^1 \right) \cos(\omega t_d) - \left(s_{1k,d}^1 - s_{10,d}^1 \right) \sin(\omega t_d) \right] \\
&+ \xi_y^{SBT}(t) \left[\left(c_{1k,d}^1 - c_{10,d}^1 \right) \sin(\omega t_d) + \left(s_{1k,d}^1 - s_{10,d}^1 \right) \cos(\omega t_d) \right] \\
&+ \xi_z^{SBT}(t) \left(c_{1k,d}^0 - c_{10,d}^0 \right),
\end{aligned} \tag{5.74}$$

onde $k = 0$ representa o canal vertical de uma dado detector d .

Para cada instante de tempo, haverá um sistema sobredeterminado com 196 equações e 3 incógnitas. Resolvendo-se este sistema através do Método dos Mínimos Quadrados ponderado pela margem de erro de cada canal direcional, é possível se obter o vetor anisotropia $\xi^{SBT}(t)$, que devido à subtração do canal vertical apresenta-se bastante ruidoso. No entanto, as variações de longa duração não são afetadas por este ruído. Desta forma, como é mostrado na Equação 5.72, combinando-se as variações com periodicidades maiores que 24 horas deste vetor (último termo desta equação) com as variações de periodicidade inferiores a 24 horas do vetor calculado utilizando os dados pré-processados (termo entre chaves), seria possível se obter um vetor anisotropia sem influência locais.

Na metodologia descrita acima, a intensidade isotrópica de raios cósmicos ($I^{ISO}(t)$) não é calculada em conjunto com as componentes do vetor anisotropia ($\xi_x(t)$, $\xi_y(t)$ e $\xi_z(t)$). No entanto, sabendo-se os valores de $\xi_x(t)$, $\xi_y(t)$ e $\xi_z(t)$ e da intensidade de raios cósmicos corrigida por pressão e temperatura registrada por um canal direcional “ k ” de um dado detector “ d ” ($I_{k,d}^{CPT}(t)$) para um instante de tempo t , é possível se calcular um valor esperado de $I^{ISO}(t)$ para este instante de tempo através da Equação 5.67. Como $I_{k,d}^{CPT}(t)$ não está livre de variações locais, calcula-se a intensidade isotrópica através da média entre $I^{ISO}(t)$ obtidos utilizando-se os canais verticais dos quatro detectores da Rede Global de Detectores de Múons.

5.3 Obtenção do vetor anisotropia relacionado ao processo de difusão dos raios cósmicos

Como já mencionado, o vetor anisotropia (ξ) calculado pelas metodologias descritas na Secção 5.2 é formado pela composição das anisotropias relacionadas à difusão (ξ_{DF}) e à convecção (ξ_{CV}) das partículas cósmicas no meio interplanetário, assim como daquela associada ao movimento de translação da Terra (ξ_{CGT}).

Supondo-se um fluxo de partículas isotrópico com velocidade “ v ” sendo monitorado por um observador em um sistema de referência movendo-se com velocidade “ w ”, conforme Gleeson & Axford (1968), a anisotropia aparente (ξ_w) vista pelo observador será:

$$\xi_w = \frac{3w \mathbf{CG}(T_w)}{v}, \quad (5.75)$$

onde $\mathbf{CG}(T_w)$ é o coeficiente do efeito Compton-Getting dado por:

$$\mathbf{CG}(T_w) = 1 - \frac{1}{3U_w(T_w)} \frac{\partial}{\partial T_w} \{ \alpha * T_w * U_w(T_w) \} \quad (5.76)$$

$$\alpha = \frac{T_w + 2m_0c^2}{T_w + m_0c^2}, \quad (5.77)$$

onde $U_w(T_w)$ é a densidade diferencial de partículas em relação a intervalos de energia cinética T_w calculada no sistema de referência do observador e dada em partículas por unidade de volume por unidade de energia; m_0 é massa de repouso; e c a velocidade da luz. No caso dos raios cósmicos:

$$\left. \begin{array}{l} U_w(T_w) \propto (T_w)^\mu \\ v \rightarrow c \Rightarrow T_w \gg m_0 c^2 \Rightarrow \alpha \rightarrow 1 \end{array} \right\} \Rightarrow \mathbf{CG}(T_w) = \frac{2 + \mu}{3} \Rightarrow \xi_w = (2 + \mu) \frac{w}{c} \quad (5.78)$$

onde μ é o expoente da lei de potência entre a densidade diferencial de raios cósmicos e a energia cinética destas partículas, que rege a forma do espectro de energia das partículas cósmicas.

Em conformidade com trabalhos anteriores realizados utilizando-se os dados da Rede Global de Detectores de Muons (GMDN), neste trabalho, considerou-se $\mu = 2,7$ (BRAGA, *et al.* 2010; FUSHISHITA *et al.*, 2010). Além disto, também foi considerado que o movimento de translação da Terra tenha velocidade constante $\vec{w} = 30 \hat{y}$ (km/s) no sistema GSE (*Geocentric Solar Ecliptic*) de coordenadas (mostrado na Figura 5.4). Desta forma, o vetor anisotropia de raios cósmicos relacionado ao movimento da Terra em torno do Sol conforme o Efeito Compton-Getting ($\vec{\xi}_{CGT}$) será:

$$\vec{\xi}_{CGT} = (2 + 2.7) \frac{30}{3 * 10^5} \hat{y} = \frac{4.7}{10^5} \hat{y}. \quad (5.79)$$

Como já discutido no início da Secção 1.1, o efeito do movimento de convecção das partículas cósmicas também deve ser encarado através do Efeito Compton-Getting. Ao invés das partículas cósmicas se moverem com a velocidade do vento solar, deve-se considerar que a Terra move-se com a velocidade contrária vento solar ($\vec{w} = -\vec{V}_{SW}$) num fluxo de raios cósmicos inerte (o centro de giro das partículas cósmicas não se movimenta ao longo de tempo). Logo, o vetor anisotropia de raios cósmicos observado na Terra devido ao processo de convecção de raios cósmicos ($\vec{\xi}_{CV}$) será:

$$\vec{\xi}_{CV}(t) = -(2 + 2.7) \frac{1}{3 * 10^5} \vec{V}_{SW}(t) = -\frac{4.7}{3 * 10^5} \vec{V}_{SW}(t), \quad (5.80)$$

sendo $\vec{V}_{SW}(t)$ dado em km/s no sistema GSE.

Desta forma, é possível se calcular $\vec{\xi}_{CGT}$ e $\vec{\xi}_{CV}[t]$ independentemente da intensidade de raios cósmicos observada no interior de nosso planeta. Logo, o vetor anisotropia relacionado ao processo de difusão ($\vec{\xi}_{DF}$) pode ser obtida através da seguinte relação:

$$\vec{\xi}_{DF}(t) = \vec{\xi}^{(GSE)}(t) - \vec{\xi}_{CGT} - \vec{\xi}_{CV}(t), \quad (5.81)$$

onde $\vec{\xi}^{(GSE)}(t)$ representa o vetor anisotropia calculado através de uma das metodologias descritas na Secção 5.2 disposto no sistema de coordenadas GSE. Conforme ilustrado na Figura 5.6 e na Figura 5.7, esse vetor é originalmente obtido em um sistema de coordenadas (geográfico) centrado na Terra e que não gira com a mesma.

A Figura 5.11 mostra uma comparação entre a intensidade de raios cósmicos esperada na superfície terrestre devido ao vetor anisotropia resultante, $I(\xi)$, e a intensidade relacionada somente ao processo de difusão $I(\xi_{DF})$. No mapa superior desta figura, é possível se observar que $I(\xi)$ apresenta uma região de mínima intensidade (destacada pela linha tracejada de cor lilás) quase centrada na direção do vetor Sol-Terra (indicada pelo asterisco). Isto ocorre devido à influência do processo de convecção, que como já mostrado, concentra mais raios cósmicos na direção oposta. No mapa inferior, é possível se notar que $I(\xi_{DF})$, além de apresentar um maior valor de mínimo e máximo que $I(\xi)$, apresenta sua região de mínima intensidade (destacada pela linha tracejada de cor lilás) mais centrada em torno da direção do campo magnético interplanetário esperado conforme a Espiral de Parker com sentido voltado para o Sol (indicada por “x” em ambos os mapas). Esta configuração condiz com o esperado, uma vez que, a anisotropia devido à difusão gera uma maior concentração de raios cósmicos na região paralela ao campo magnético interplanetário na face da Terra não voltada para o Sol, e logicamente, uma menor concentração de raios cósmicos na direção voltada para o Sol. A Figura 5.12 mostra uma representação do vetor Sol-Terra, do campo magnético interplanetário observado in situ e aquele esperado conforme a Espiral de Parker, que são indicados respectivamente por pelos símbolos “*”, “+” e “x” nos mapas mostrados na Figura 5.11.

Para o cálculo da intensidade de raios cósmicos relacionada à anisotropia resultante, primeiramente calcula-se, através do método de Okazaki (2008), as três componentes desta anisotropia (ξ_x , ξ_y e ξ_z). Depois utiliza-se essas três na Equação 5.67, considerando-se I^{ANI} igual a zero. De forma semelhante $I(\xi_{DF})$ é calculado através da Equação 5.67, utilizando-se as três componentes de $\vec{\xi}_{DF}$ que são calculadas através da Equação 5.81. Nesse cálculo os valores de $\vec{\xi}$ foram estimados pelo método de Okazaki (2008) e considera-se ξ_{CGT} e ξ_{CV} dados respectivamente pelas Equações 5.79 e 5.80. As cores em cada um dos mapas representam as curvas de níveis das intensidades calculadas para cada um dos canais direcionais da GMDN considerando-se a posição no globo terrestre da direção assíntótica de cada um deles (Figura 3.7).

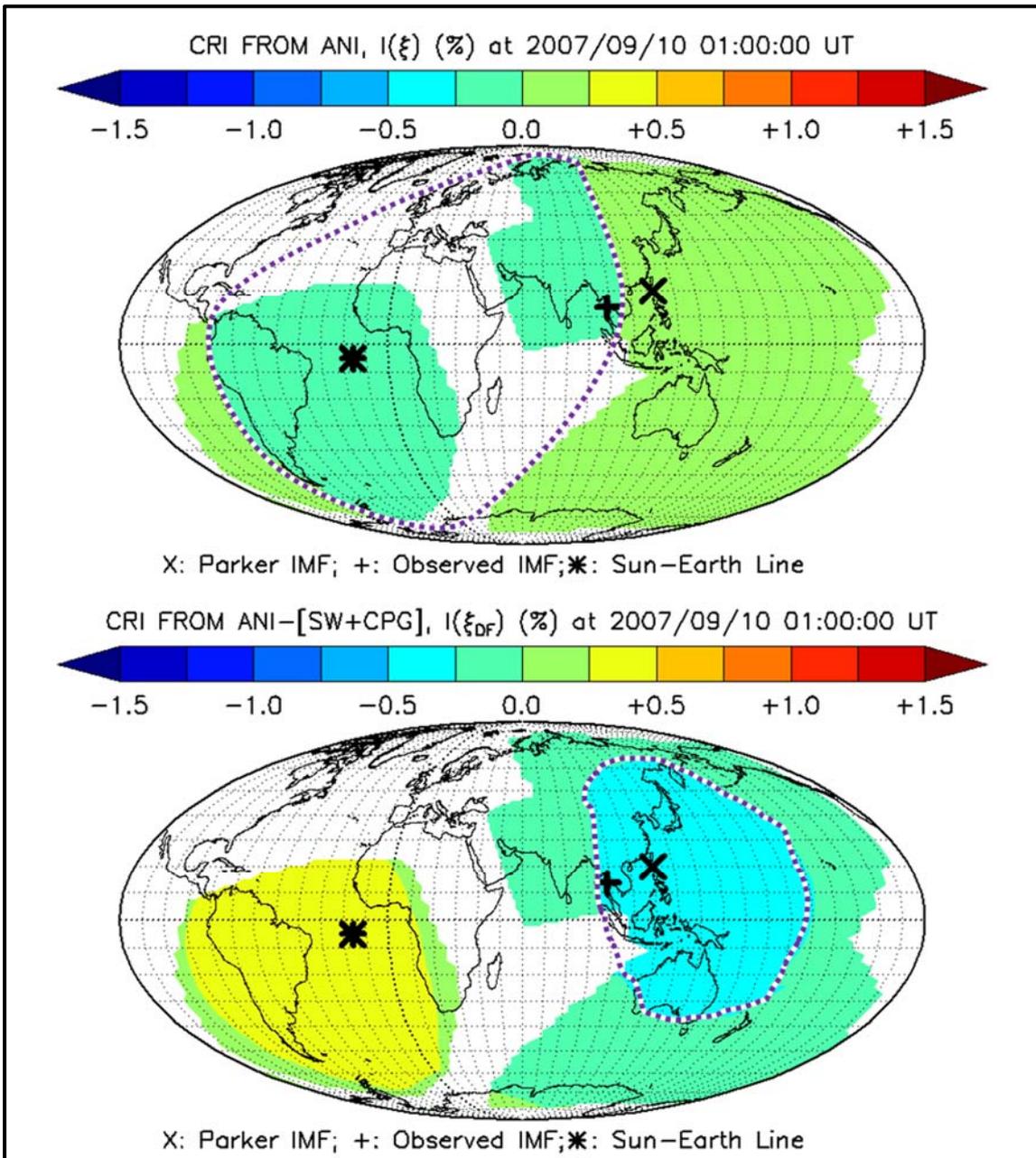


Figura 5.11 – Comparação entre a intensidade de raios cósmicos esperada na superfície terrestre devido à anisotropia resultante ($I(\xi)$) e a anisotropia relacionada somente ao efeito da difusão ($I(\xi_{DF})$). No quadro superior são mostradas as curvas de níveis da intensidade de raios cósmicos calculada através da Eq. (5.67) utilizando-se a anisotropia resultante (ξ) obtida pelo método de Okazaki (2008) e I^{ANI} igual a zero. No mapa inferior são mostrados os resultados utilizando-se, nesta mesma equação, a anisotropia devido à difusão (ξ_{DF}). A região destacada pela linha tracejada de cor lilás indica a região em que foi obtida a menor intensidade. O símbolo “x” indica a direção (com sentido voltado contra o Sol) do campo magnético interplanetário esperado conforme a teoria da Espiral de Parker. O símbolo “+” indica a direção (com sentido voltado contra o Sol) do campo magnético interplanetário observado no Ponto de Lagrange L_1 . O símbolo “*” indica a direção da linha Sol- Terra (voltada para a Terra). O desenho destas direções no Sistema de Coordenadas GSE é mostrado na Figura 5.12.

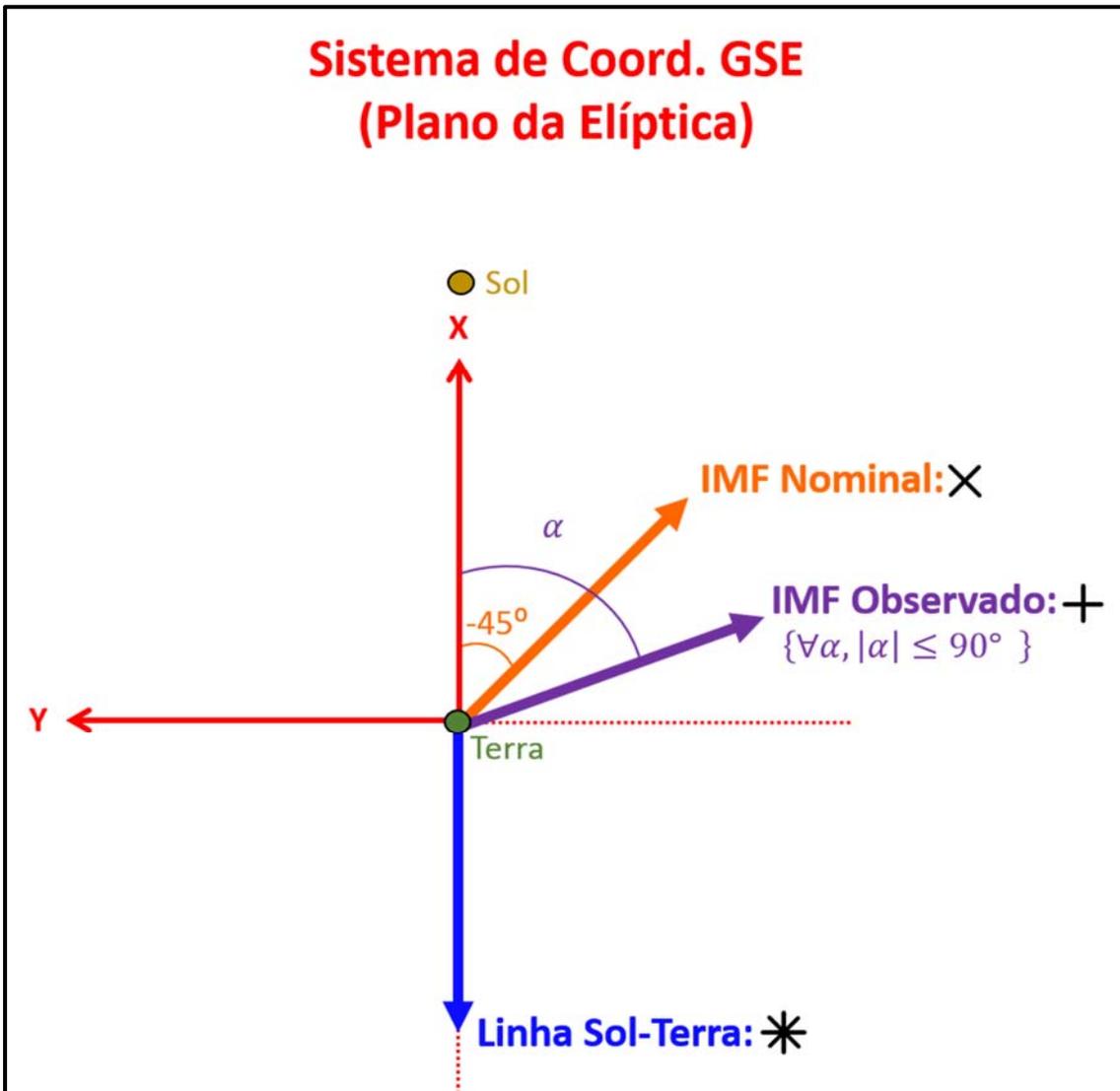


Figura 5.12 – Direções da linha Sol-Terra (*), do campo magnético interplanetário nominal de Parker (x) e do campo magnético observado no Ponto Lagrange L_1 (+) no Sistema de Coordenadas GSE (Geocentric Solar Ecliptic).

No mapa inferior da Figura 5.11, é possível se identificar que a região de menor intensidade não é exatamente centrada na posição em que o campo magnético interplanetário observado ou o esperado conforme a Espiral de Parker cruzam a parte da Terra não voltada para o Sol (símbolos “+” e “x”). A mudança de $I(\xi_{DF})$, assim como a movimentação do campo magnético interplanetário observado e esperado e da Linha Sol-Terra, pode ser visualizada no vídeo disponível no endereço a seguir: <<https://goo.gl/iKrS5s>>.

Neste vídeo é possível se observar que, a região de decréscimo de $I(\xi_{DF})$ apresenta um movimento mais parecido com o apresentado pelo campo da espiral de Parker (“x”). Em outras

palavras, a anisotropia devido à difusão, calculada através da metodologia descrita acima, tende a acompanhar mais o movimento do campo magnético interplanetário esperado conforme a teoria da Espiral de Parker do que o movimento medido em situ por satélites dispostos no Ponto de Lagrange L_1 . O que indica que o processo de difusão pode não ser afetado por mudanças rápidas e de curta duração (menores do que algumas horas) na orientação do campo magnético interplanetário. Há também a possibilidade de que a aproximação de 1ª ordem da anisotropia de raios cósmicos proposta em Nagashima (1971) não seja suficiente para se calcular as mudanças de curta duração da orientação de $\vec{\xi}_{DF}$, sendo necessário para isto utilizar os termos de ordem superior.

Conforme é possível se observar na Figura 5.13, a principal diferença entre o vetor anisotropia resultante ($\vec{\xi}$) e aquele relacionado somente à difusão ($\vec{\xi}_{DF}$) ocorre na componente “x”, que é antiparalela a direção (radial) da velocidade do vento solar no sistema de coordenadas GSE. Como ξ_{DF-x} é menor que ξ_x , $|\vec{\xi}_{DF}|$ apresenta um aumento considerável em relação a $|\vec{\xi}|$.

Observando-se a curva vermelha no primeiro quadro de cima para baixo da Figura 5.13, é possível se notar que $|\vec{\xi}_{DF}|$ apresenta um decréscimo entre os dias 26 e 28 que ocorre anteriormente à passagem de um feixe de vento rápido (representado pelo aumento da velocidade do vento solar no último quadro de cima para baixo) ocorrido entre os dias 28 de fevereiro e 03 de março. Conforme é possível se observar através da curva azul no primeiro quadro, $|\vec{\xi}|$ não apresenta esse decréscimo precursor de forma tão clara quanto $|\vec{\xi}_{DF}|$. No entanto, a componente “z” de ambas as anisotropias (ξ_z e ξ_{DF-z}) apresentam uma diminuição um pouco antes da chegada do feixe de vento rápido. Há a possibilidade de que este decréscimo de $|\vec{\xi}_{DF}|$ esteja relacionado a uma variação do fluxo de raios cósmicos no meio interplanetário próximo a Terra precursora a passagem de um feixe de vento solar rápido. Este e outros tipos de variações de ξ_{DF} precursoras a passagem de estruturas interplanetárias na região próxima à Terra são discutidos e analisados no próximo capítulo.

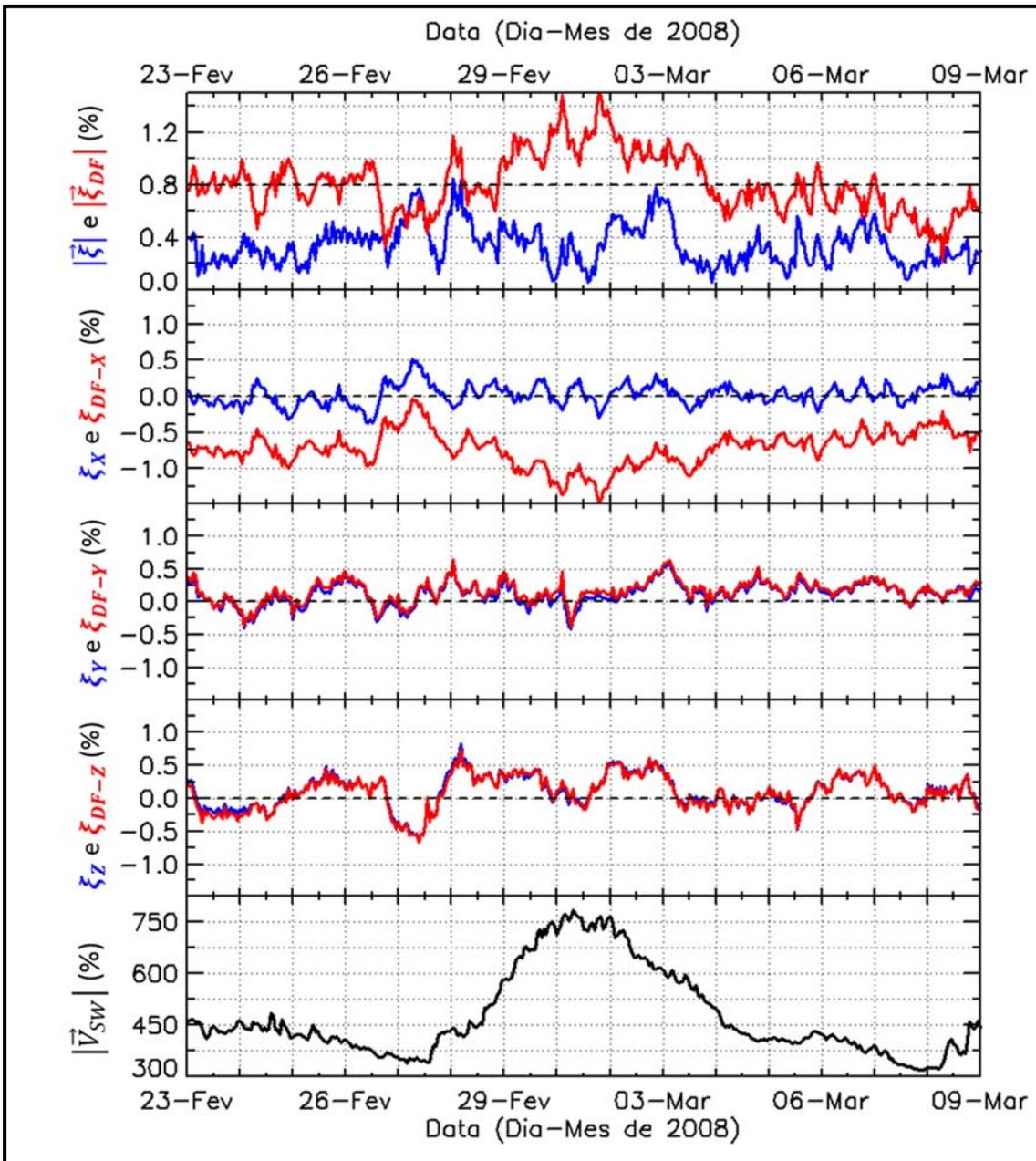


Figura 5.13 – Comparação entre a anisotropia resultante (ξ) calculada através da metodologia de Okazaki (2008) e a sua correção pelos efeitos de convecção e movimento de translação da Terra (ξ_{DF}) que a deixa relacionada somente ao processo de difusão de raios cósmicos no meio interplanetário. Nos quatro primeiros gráficos de cima para baixo, as curvas de cor azul e de cor vermelha representam respectivamente os dados referentes a $\vec{\xi}$ e a $\vec{\xi}_{DF}$. O último quadro mostra o módulo da velocidade do vento solar ($|\vec{V}_{SW}|$).

6 VARIAÇÕES DA INTENSIDADE DE RAIOS CÓSMICOS PRECURSORAS À PASSAGEM DE ESTRUTURAS INTERPLANETÁRIAS NO ESPAÇO PRÓXIMO À TERRA

A principal, e mais conhecida, relação entre a intensidade de raios cósmicos observada em nosso planeta e a passagem de estruturas interplanetárias sobre ele se dá através dos Decréscimos de Forbush. Estes decréscimos “globais” na intensidade de raios cósmicos foram primeiramente observados por Forbush (1937) durante períodos de tempestades geomagnéticas. Nesta época, acreditava-se que estes decréscimos eram relacionados a perturbações no campo geomagnético. Somente em meados da década de 1950 que surgiram as primeiras evidências concretas de que os Decréscimos de Forbush e as tempestades geomagnéticas eram, na verdade, fenômenos independentes causados por uma mesma fonte: a passagem de uma estrutura interplanetária sobre a Terra (SIMPSON, 1954).

Atualmente, costuma-se classificar os Decréscimos de Forbush em duas categorias: (I) esporádicos e (II) recorrentes (CANE, 2000). Os decréscimos esporádicos geralmente estão associados à passagem de uma Ejeção de Massa Coronal Interplanetária (*ICME – Interplanetary Coronal Mass Ejection*), enquanto os recorrentes são geralmente relacionados a feixes de vento solar rápidos de buracos coronais e suas regiões de interação corrotantes (*CIRs – Co-rotating Interactive Regions*). Acredita-se que ambas as estruturas são muito maiores do que a Terra e possuem uma configuração magnética que impossibilite a fácil entrada de partículas cósmicas em seu interior. Desta forma, ao passarem sobre o nosso planeta, elas blindam a entrada de raios cósmicos, gerando um decréscimo na intensidade de partículas em praticamente todo o globo.

Como é mostrado na Figura 6.1, o decréscimo causado por uma ICME tende a ser muito rápido em comparação ao tempo gasto para que a intensidade volte as condições iniciais. No caso dos decréscimos recorrentes relacionados aos feixes de vento rápido, o tempo de queda tende a ser igual, ou pouco menor, que o tempo de recuperação. Em alguns casos, como o da Figura 6.1, quando uma ICME ou feixe de vento rápido está acompanhado por um choque interplanetário, o decréscimo pode ocorrer em duas etapas.

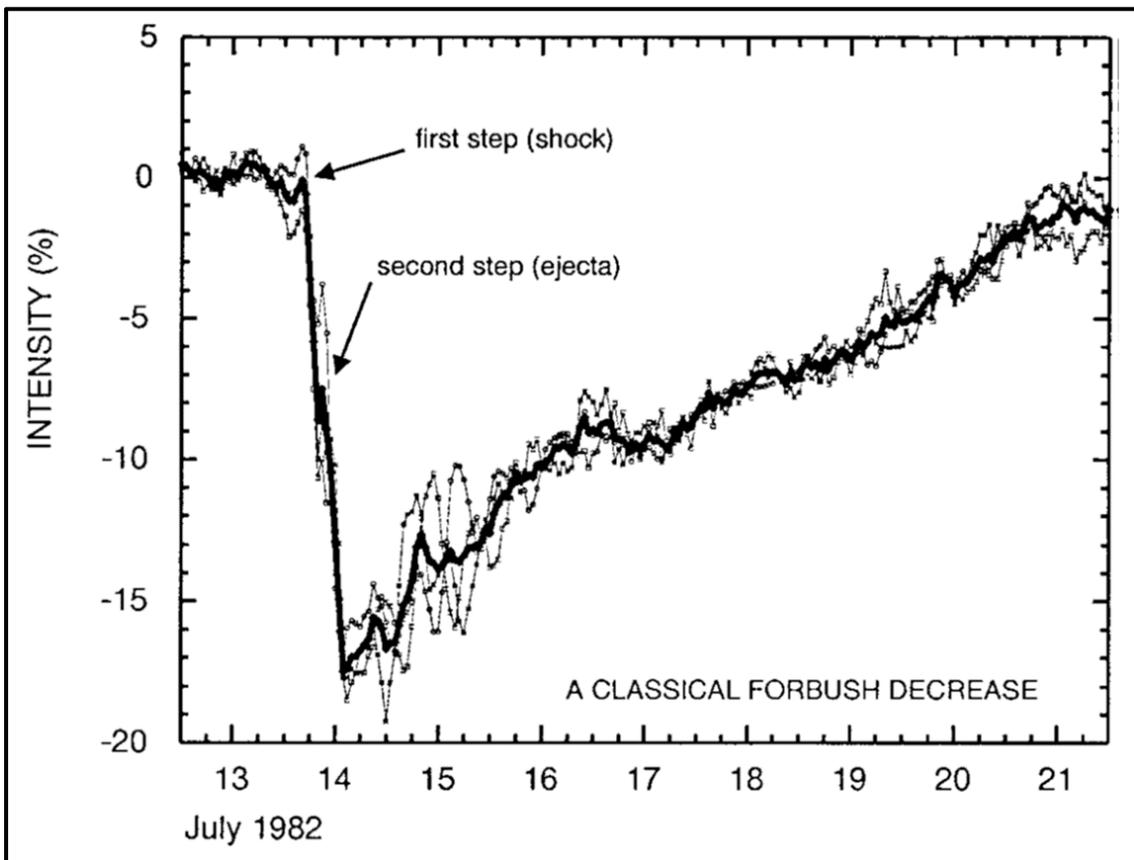


Figura 6.1 – Típico Decréscimo de Forbush associado à passagem de uma Ejeção Coronal de Massa Interplanetária (ICME) acompanhada de uma onda de choque. A primeira seta indica o decréscimo causado pelo choque e a segunda o decréscimo causado pela ICME.
 Fonte: Cane (2000).

Como já mencionado acima, devido ao grande tamanho das estruturas interplanetárias em relação à Terra, espera-se, num primeiro momento, um decréscimo global da intensidade de raios cósmicos. Porém, conforme é mostrado na Figura 6.2, a amplitude desse decréscimo não é igual em todo o planeta. Enquanto o decréscimo de Forbush ocorrido no dia 08 de março de 2012 registrado pelo monitor de nêutrons localizado no México (curva verde) é de aproximadamente 7 %, o decréscimo registrado no Polo Sul é cerca de duas vezes maior. O principal fator regente desta situação, é a diferença na rigidez de corte (R_0) entre as duas regiões. Conforme já discutido na Seção 1.1, devido ao efeito do campo geomagnético, sabe-se que detectores em regiões polares tendem a observar uma maior intensidade de partículas de menor energia (cujo fluxo é mais afetado pela passagem de estruturas interplanetárias) do que aqueles dispostos em regiões de alta latitude. Enquanto no México R_0 é igual 8,28 GV, no Polo Sul partículas cósmicas com rigidez acima de 0,10 GV já são capazes de atingir a superfície. Análises de diferentes eventos mostram que o bloqueio das partículas cósmicas por uma

estrutura interplanetária, em outras palavras, a amplitude do Decréscimo de Forbush (A) depende da rigidez das partículas cósmicas (R) através de uma lei de potência: $A \propto R^\gamma$ (CANE, 2000). Desta forma, detectores de múons, que registram em seus dados partículas secundárias geradas principalmente por partículas primárias de maior rigidez, observam Decréscimos de Forbush com menor amplitude, e com menor frequência, que os monitores de nêutrons. Em alguns casos, pequenos Decréscimos de Forbush podem ser observados somente por monitores de nêutrons em regiões de baixa rigidez de corte.

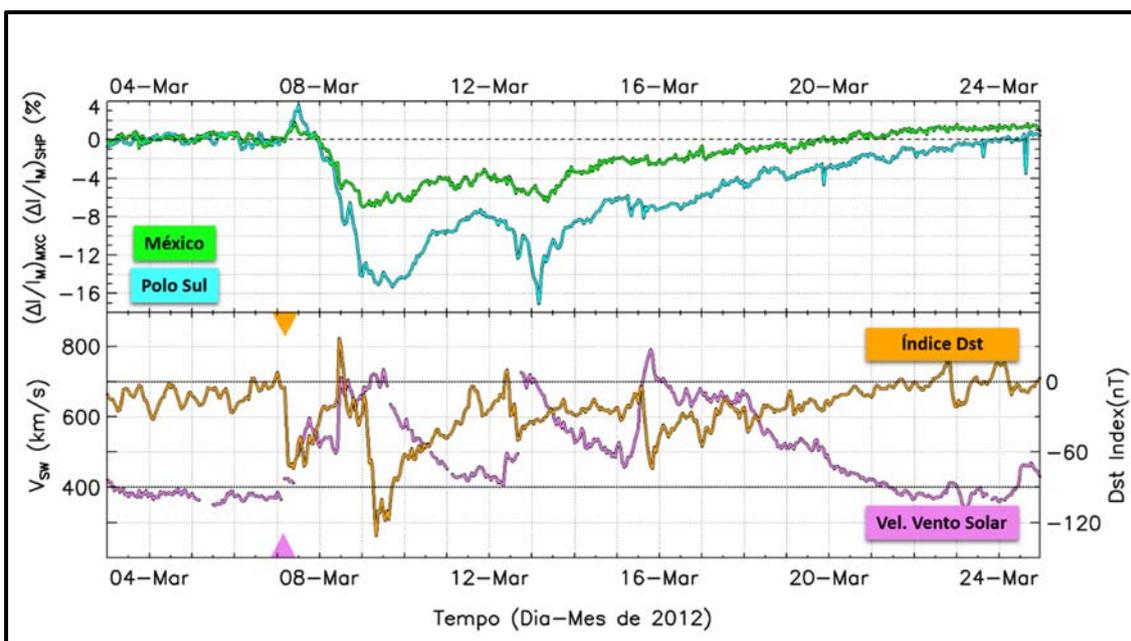


Figura 6.2 – Comparação entre a variação em relação à média dos dias anteriores da intensidade de raios cósmicos observada pelo monitores de nêutrons localizados no México $(\Delta I/I)_{MXC}$ e no Polo Sul $(\Delta I/I)_{SPH}$ durante o Decréscimo de Forbush ocorrido no dia 08 de março de 2012. No quadro superior, a linha verde representa os dados observados no México, enquanto a linha ciano representa os dados coletados no Polo Sul. No quadro inferior, a linha laranja representa os valores do Índice Dst, a linha lilás representa o módulo da velocidade do vento solar (V_{SW}), os triângulos laranja e violeta indicam respectivamente o registro de um início súbito de tempestade (SSC) e de um choque interplanetário.

Nos dados dos dois monitores de nêutrons mostrados na Figura 6.2, é possível se notar, entre os dias 07 e 08, um acréscimo na intensidade de raios cósmicos ocorrido anteriormente ao Decréscimo de Forbush. Estes pré-acréscimos são costumeiramente observados e tendem a ocorrer após o início súbito da tempestade geomagnética (SSC – *Storm Sudden Commencements*) associada à passagem da estrutura interplanetária que causou o Decréscimo de Forbush. Acredita-se que estes pré-acréscimos ocorram devido a mudanças na rigidez de corte relacionadas a perturbação do campo geomagnético após a chegada do choque (CATTANI et al, 1961). Há também a possibilidade que eles sejam causados pelo “varrimento” das

partículas cósmicas por uma onda de choque interplanetária (NAGASHIMA et al., 1992). As partículas cósmicas que incidem em direção a uma onda de choque, se não forem repelidas ou aceleradas pela onda de choque, podem ficar presas na parte frontal desta estrutura, o que causaria o aumento registrado durante a sua chegada na Terra.

Além desta variação pré-Forbush e pós-choque mencionada acima, existem variações da intensidade de raios cósmicos precursoras a chegada do choque ou da ICME (no caso dela não ser acompanhada por uma onda de choque), que, desde a década de 1960, são analisadas e visualizadas através de distintos métodos (FENTON et al., 1959; CATTANI et al., 1961; AXFORD & REID, 1963; NAGASHIMA et al., 1992; BELOV et al., 1995; MUNAKATA et al., 2000; STRUMINSKY, 2002; BELOV et al., 2003; KUWABARA et al., 2006; BRAGA et al., 2010; FUSHISHITA et al., 2010; ROCKENBACH et al., 2011; BRAGA et al., 2011; PAPAILIOU et al., 2012). De modo geral, todos estes trabalhos consideram a existência de dois tipos de variações precursoras: (I) os decréscimos precursores, comumente chamados de Efeito de Cone de Perdas (*Loss Cone Effect*); e (II) os acréscimos precursores.

Acredita-se que os acréscimos precursores sejam causados pela reflexão e/ou aceleração de partículas cósmicas por uma estrutura interplanetária se aproximando da Terra (CANE, 2000). Conforme é mostrado, de forma simplificada na Figura 6.3, as partículas cósmicas, que se movem predominantemente em direção ao Sol e paralelamente às linhas do campo magnético interplanetário (linha vermelha), podem ter o sentido de sua trajetória invertido devido ao efeito de reflexão magnética (linha laranja). Se considerarmos que a estrutura interplanetária tem uma configuração magnética de linhas fechadas, haverá uma maior concentração de linhas campo magnético interplanetário nas redondezas desta estrutura, o que possibilita a ocorrência da reflexão magnética das partículas cósmicas nestas regiões. Neste processo de reflexão, há a possibilidade de que as partículas cósmicas, principalmente as de menor energia, sejam aceleradas através da “colisão” com a onda de choque (FERMI, 1949). Como o ponto de maior intensidade do campo magnético está se movendo, as partículas ganham energia ao se “chocarem” com ele. Considerando-se, que o campo magnético próximo à estrutura seja turbulento, as partículas cósmicas podem entrar em um processo de reflexão em cadeia (linha lilás na Figura 6.3). Caso o número de “colisões” com a estrutura neste processo seja grande, a partícula pode ganhar quantidades significativas de energias, o que possibilita que ela se movimente de forma não paralela às linhas do campo magnético (linha rosa na Figura 6.3).

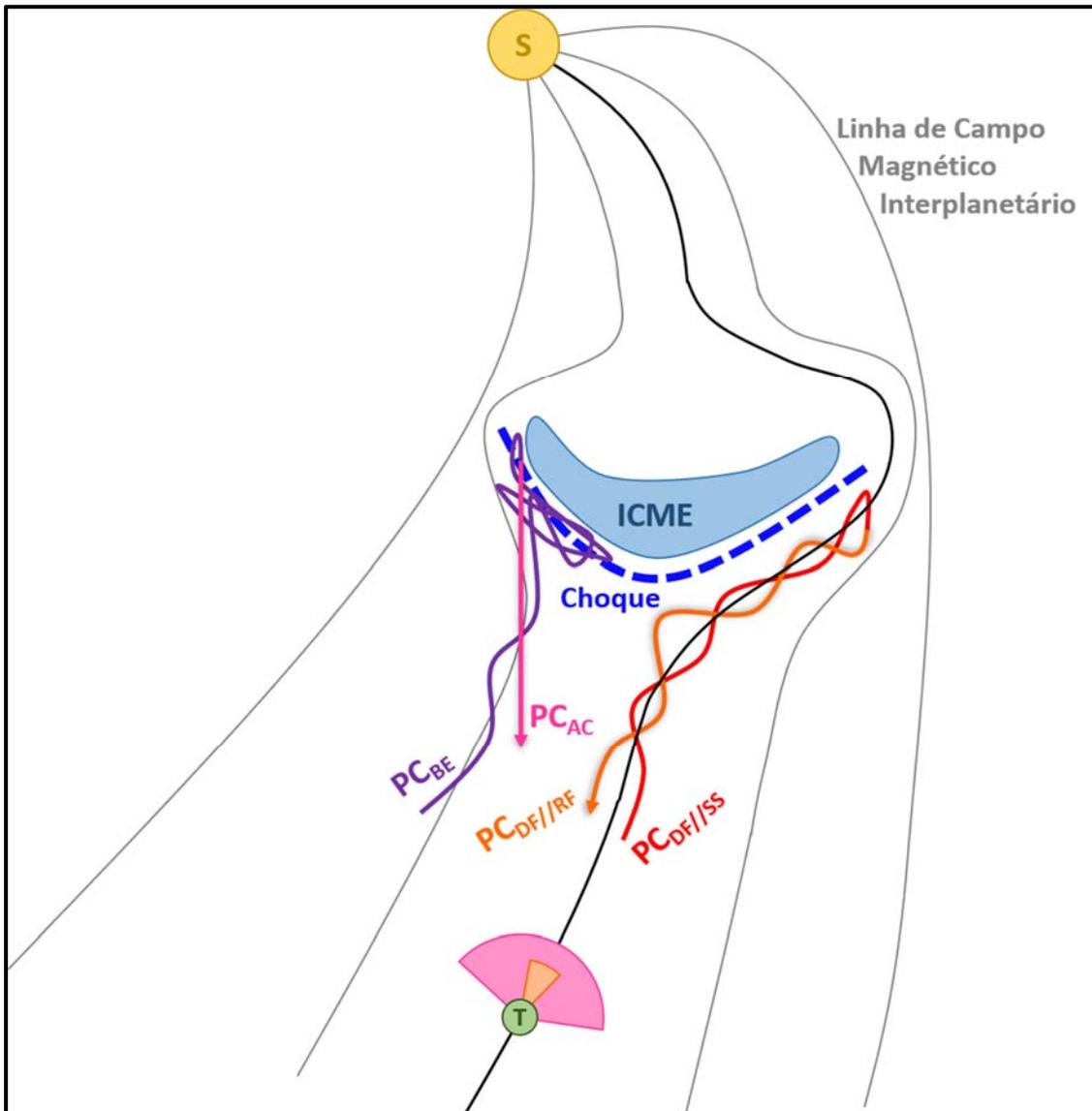


Figura 6.3 – Representação dos processos geradores dos aumentos da intensidade de raios cósmicos precursoros à passagem de uma estrutura interplanetária pela Terra. Os círculos amarelo e verde representam respectivamente o Sol e a Terra. A circunferência verde representa a Terra. As linhas cinzas representam o campo magnético interplanetário, enquanto a linha preta destaca aquela que passa sobre a Terra. A região azul representa uma Ejeção de Massa Coronal no meio Interplanetário (ICME – *Interplanetary Coronal Mass Ejection*). A linha tracejada azul representa o choque interplanetário relacionado a esta ICME. A linha vermelha representa a trajetória de uma Partícula Cósmica movimentando-se pelo processo de difusão paralela com sentido para o Sol ($PC_{DF//SS}$). A linha laranja representa a trajetória de uma Partícula Cósmica movimentando-se pelo processo de difusão paralela após a sua reflexão ($PC_{DF//RF}$) ocorrida devido a concentração do campo magnético interplanetário causada pela presença da ICME. A linha lilás representa a trajetória de uma Partícula Cósmica de baixa energia (PC_{BE}) sendo acelerada pela turbulência do campo magnético próximo ao choque interplanetário. A linha rosa mostra a trajetória da partícula após este processo de aceleração (PC_{AC}). A região laranja indica a direção na qual se espera um aumento de partículas cósmicas nas proximidades da Terra devido ao processo de reflexão ou de aceleração difusiva (linha vermelha e linha laranja). A região rosa mostra as direções de aumento no caso da aceleração estocástica (linha lilás e linha rosa).

No primeiro caso (linha vermelha e linha laranja), o aumento do fluxo de raios cósmicos na parte da Terra voltada para o Sol ocorre, principalmente na região próxima à linha do campo magnético interplanetário (região laranja próxima à Terra na Figura 6.3). No segundo caso (linhas lilás e rosa), o incremento da concentração de raios cósmicos nas proximidades de nosso planeta não é necessariamente alinhado com o campo magnético do meio interplanetário (região lilás próxima a Terra na Figura 6.3).

Geralmente, se diz que os processos de aceleração e reflexão de raios cósmicos estão mais associados à presença de uma onda de choque no meio interplanetário do que à estrutura causadora desta onda. No caso dos processos de aceleração estocástica e/ou difusiva há controvérsias entre os resultados obtidos por modelos baseados nestes fenômenos. Algumas modelagens apontam que não há como estes processos de aceleração fornecerem uma quantidade de energia suficiente às partículas cósmicas. Somente partículas cósmicas de baixa energia (faixa dos MeV), que não são observadas na superfície da Terra, sofreriam um processo significativo de aceleração (STRUMINSKY, 2002). No entanto, outros modelos que assumem diferentes condições iniciais e aproximações preveem uma aceleração de partículas cósmicas de maior energia (RUFFOLO, 1999).

Além destes dois processos de aceleração relacionados à interação das partículas cósmicas com o campo magnético turbulento dos choques interplanetários desenvolvidos por Fermi (1949), existem diversos mecanismos hipotéticos que podem (ou tentam) explicar a aceleração de raios cósmicos relacionada às ondas de choque. Entre eles, por exemplo, há um mecanismo onde as partículas seriam aceleradas por meio de um bombeamento gerado por expansões e compressões adiabáticas ocorridas no interior da região de turbulência próximas aos choques interplanetários (FISK et al., 2010).

A torção no campo magnético interplanetário (IMF – *Interplanetary Magnetic Field*) causada pela presença de uma estrutura também pode afetar o transporte das partículas cósmicas que se movimentam paralelamente às linhas do IMF em direção à Terra presentes na região atrás desta estrutura. Como é mostrado na Figura 6.4, uma partícula cósmica sob estas características ($PC_{DF//ST}$) pode ficar presa nesta torção (linha ciano na Figura 6.4) ou mover-se para uma outra linha do campo magnético (linha contínua azul escuro). Há também a possibilidade que a partícula seja refletida, passando a se mover em direção ao Sol. Desta maneira, quando há uma

estrutura no meio interplanetário, os raios cósmicos provenientes de regiões próximas ao Sol movendo-se em direção ao nosso planeta e girando em torno da linha do campo magnético interplanetário que o cruza podem não chegar na Terra. Neste caso, um observador na Terra verá um decréscimo de raios cósmicos na região alinhada com o IMF e voltada para o Sol (região azul próxima a Terra na Figura 6.4) quando uma estrutura interplanetária estiver localizada entre a Terra e o Sol. Um decréscimo na intensidade de raios cósmicos nesta região pode ser interpretado como um acréscimo no outro lado da Terra (região alinhada com o IMF voltada contra o Sol) intensificando o vetor anisotropia relacionada à difusão dos raios cósmicos no meio interplanetário (ξ_{DF}) que aponta nesta direção.

Análises através de modelos numéricos preveem que os decréscimos precursores podem ser observados por detectores de múons dispostos na superfície terrestre até 15 horas antes da chegada de um choque interplanetário (LEERUNGNARAT et al., 2003).

Como explicado na Figura 1.9, o comportamento de uma partícula cósmica ao encontrar uma deformidade no campo magnético interplanetário depende da relação entre o raio de giro da partícula (que tem relação com a sua rigidez) e do tamanho da deformidade do campo magnético. Assim, dependendo do tamanho da deformação que uma estrutura causar no campo magnético interplanetário, podem ser observados: (I) somente acréscimos precursores centrados ou não com o IMF; (II) somente decréscimos precursores (que por definição são alinhados com o IMF), (III) um decréscimo nas direções alinhadas com o campo magnético interplanetário e um acréscimo nas regiões não alinhadas; (III) um acréscimo seguido de um decréscimo ou vice-versa; ou (IV) nenhuma variação precursora. Este último caso pode estar relacionado ao fato de a estrutura ser muito pequena em relação ao raio de giro das partículas cósmicas. Há também a possibilidade disto ocorrer devido à combinação dos processos causadores dos decréscimos e acréscimos alinhados com o campo magnético interplanetário.

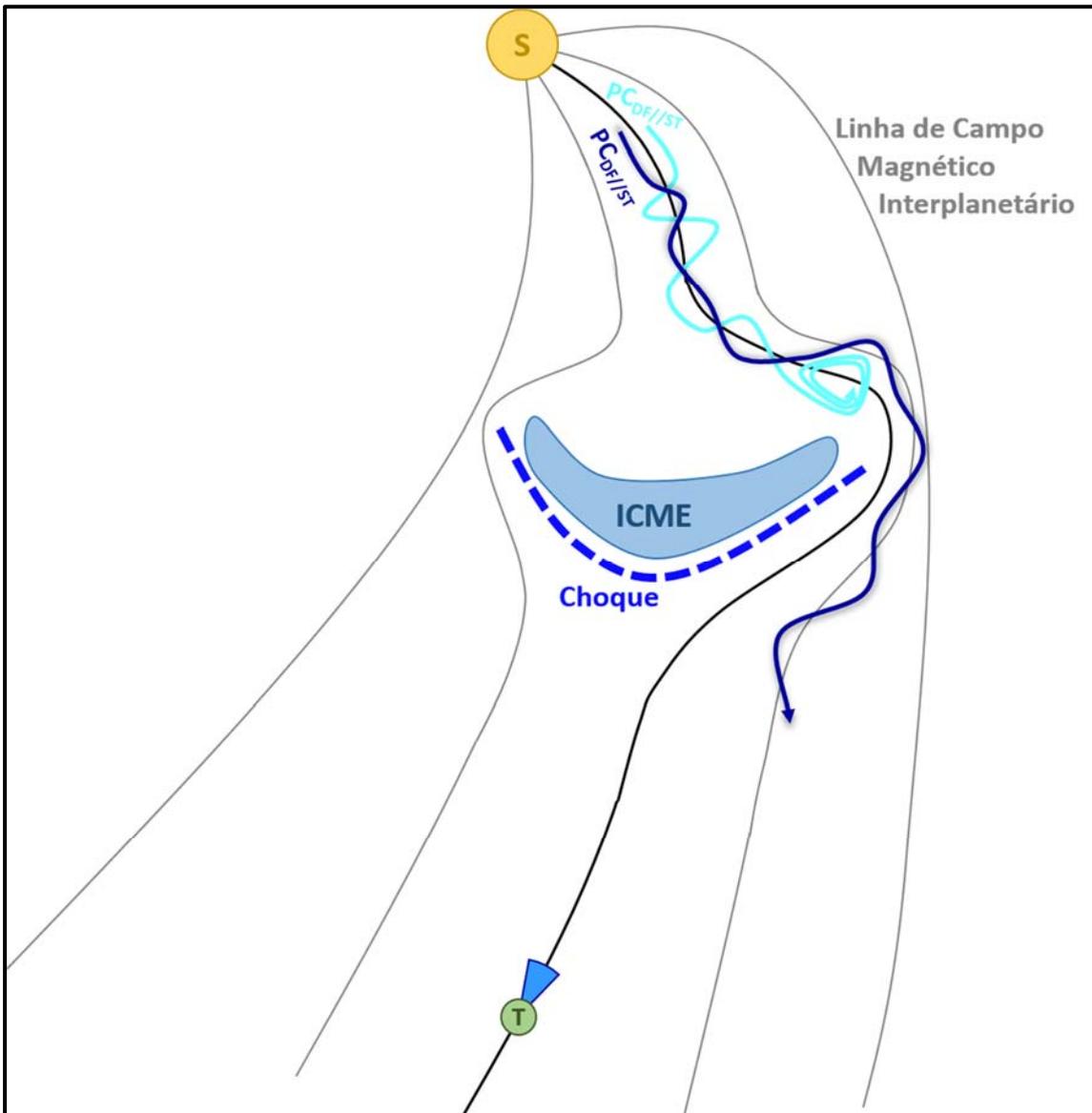


Figura 6.4 – Representação dos processos geradores dos decréscimos da intensidade de raios cósmicos precursores à passagem de uma estrutura interplanetária sobre a Terra. Os círculos amarelo e verde representam respectivamente o Sol e a Terra. As linhas cinzas representam o campo magnético interplanetário, enquanto a linha preta destaca aquela que passa sobre a Terra. A região azul representa uma Ejeção de Massa Coronal no meio Interplanetário (ICME – *Interplanetary Coronal Mass Ejection*). A linha tracejada azul representa o choque interplanetário relacionado a esta ICME. A linha ciano representa a trajetória de uma Partícula Cósmica movimentando-se pelo processo de difusão paralela com sentido para a Terra ($PC_{DF//ST}$) ficando presa na distorção do campo magnético interplanetário causada pela ICME. A linha azul escura representa a trajetória de uma partícula com as mesmas características iniciais ($PC_{DF//ST}$) que ao invés de ficar presa moveu-se para uma outra linha de campo magnético. A região azul próxima à Terra indica a direção na qual se espera o decréscimo de partículas cósmicas nas proximidades da Terra devido aos processos descritos acima.

Além destas variações precursoras relacionadas à interação da partícula diretamente com as deformidades do campo magnético interplanetário, que alteram as componentes da anisotropia de raios cósmicos paralelas ao plano da eclíptica (ξ_x e ξ_y), há uma outra variação precursora

relacionada a mudanças na componente ξ_z , que é perpendicular a este plano (DUGGAL & POMERANTZ, 1976). Acredita-se que a presença de uma estrutura interplanetária causa um gradiente de raios cósmicos no plano da eclíptica, que juntamente com as componentes do campo magnético interplanetário neste plano produz uma deriva (aparente) das partículas cósmicas na direção perpendicular e este plano (BIEBER & EVENSON, 1998). Dependendo da orientação do IMF, haverá uma maior concentração de partículas incidindo no polo sul ou no polo norte quando uma estrutura interplanetária estiver se aproximando da Terra. Uma explicação detalhada do processo de deriva dos raios cósmicos relacionado as estruturas interplanetárias por ser visto na Secção 3.7 de Braga (2015).

Como já mencionado anteriormente, as variações da intensidade de raios cósmicos observadas na superfície terrestre precursoras à passagem de estruturas interplanetárias sobre o nosso planeta têm sido visualizadas e analisadas há bastante tempo. Uma característica comum de todos os trabalhos citados neste texto é o fato da análise destas variações precursoras ser feita por meio de estudo de casos. As variações precursoras foram estudadas em períodos em que se esperava sua ocorrência. Após a identificação de um Decréscimo de Forbush (ou passagem de uma estrutura sobre a Terra) busca-se, no período próximo a este decréscimo, por uma variação precursora. Caso esta seja encontrada, ela é analisada. Desta forma, até a presente data não havia uma clara confirmação de que acréscimos ou decréscimos precursores são ou não mera coincidência.

6.1 Metodologia para a visualização e análise contínua da intensidade de Raios Cósmicos em busca da observação de variações precursoras à passagem de estruturas interplanetárias

A fim de se analisar a ocorrência de variações da intensidade de raios cósmicos precursoras à passagem de estruturas interplanetárias pela a Terra, foi elaborada uma metodologia para a visualização contínua de parâmetros do fluxo de raios cósmicos baseados nos dados coletados pela Rede Global de Detectores de Múons (GMDN). Conforme ilustra a Figura 6.5, esta metodologia consiste na criação, para cada hora, de uma Figura para a Análise dos Raios Cósmicos (FARC) composta de três “mapas” de raios cósmicos e um conjunto de gráficos de “parâmetros de controle”.

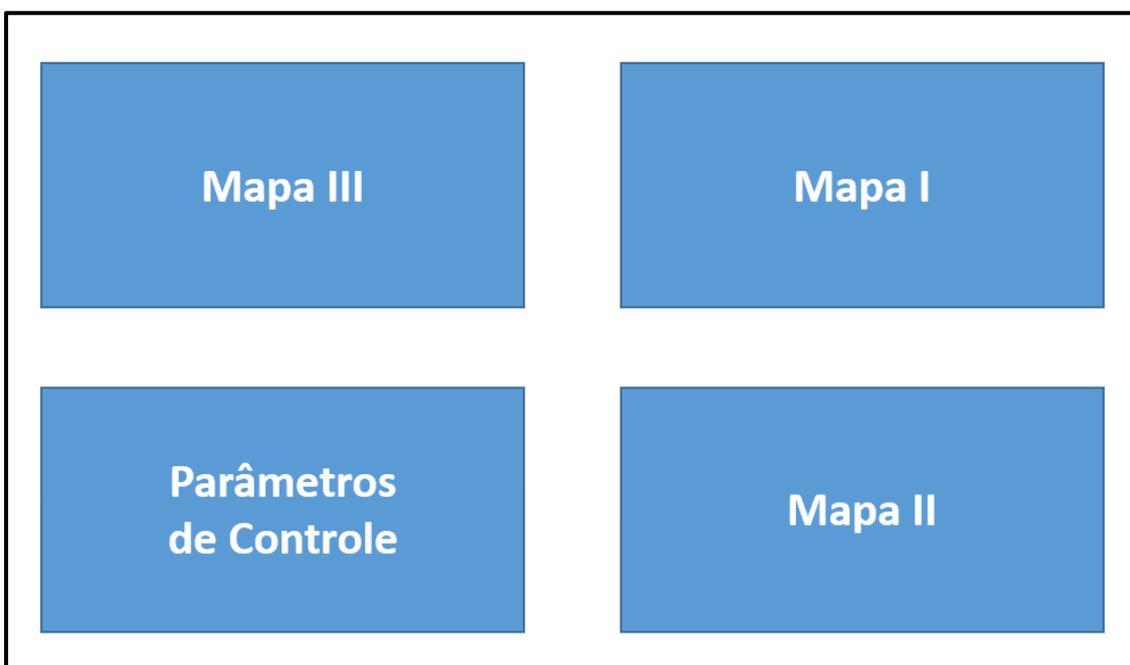


Figura 6.5 – Posição dos três “mapas” e dos gráficos dos parâmetros de controle que compõem a Figura para a Análise dos Raios Cósmicos (FARC).

Em cada FARC, o quadro com os “parâmetros de controle” é composto por gráficos de grandezas relacionadas aos raios cósmicos e a fenômenos geomagnéticos ou interplanetários. Nestes gráficos são mostradas as variações, num período de 48 horas em torno da data da FARC (hora zero destacada pela linha vertical tracejada), das seguintes grandezas:

- A intensidade isotrópica de raios cósmicos (I^{ISO} – curva cor cinza);
- O módulo do vetor anisotropia relacionado ao processo de difusão ($|\vec{\xi}_{DF}|$ – curva cor madeira [castanho claro]);
- As três componentes do vetor anisotropia relacionado ao processo de difusão (ξ_{DF-X} , ξ_{DF-Y} e ξ_{DF-Z} – curvas vermelha, verde e azul respectivamente);
- O módulo do campo magnético interplanetário ($|\vec{B}|$ – curva marrom);
- As três componentes do campo magnético interplanetário (B_x , B_y e B_z – curvas cor carmesim [vermelho forte], verde escuro e azul furtivo) no sistema de coordenadas GSE;
- O módulo da velocidade do vento solar ($|\vec{V}_{SW}|$ – curva violeta) juntamente com o registro de choque interplanetário pelo *Havard-Smithsonian Center For Astrophysics* (triângulo superior violeta), o Índice Dst (Dst – curva laranja) e o registro de um início súbito de tempestade (SSC) pelo *Helmholtz-Centre Potsdam* (triângulo inferior laranja).

A Figura 6.6 mostra, como exemplo, o quadro dos “parâmetros de controle” da FARC correspondente às 00 UT do dia 07/07/2010. Este quadro é feito para possibilitar a visualização do estado em que se encontra o meio interplanetário, a magnetosfera terrestre e o fluxo de raios cósmicos no período anterior e posterior àquele em que os três mapas mostram a condição da intensidade de raios cósmicos observada em cada canal direcional da Rede Global de Detectores de Múons (GMDN). Nesse caso, como não houve a ocorrência de choque ou início súbito de tempestade não a presença de triângulos no quadro inferior.

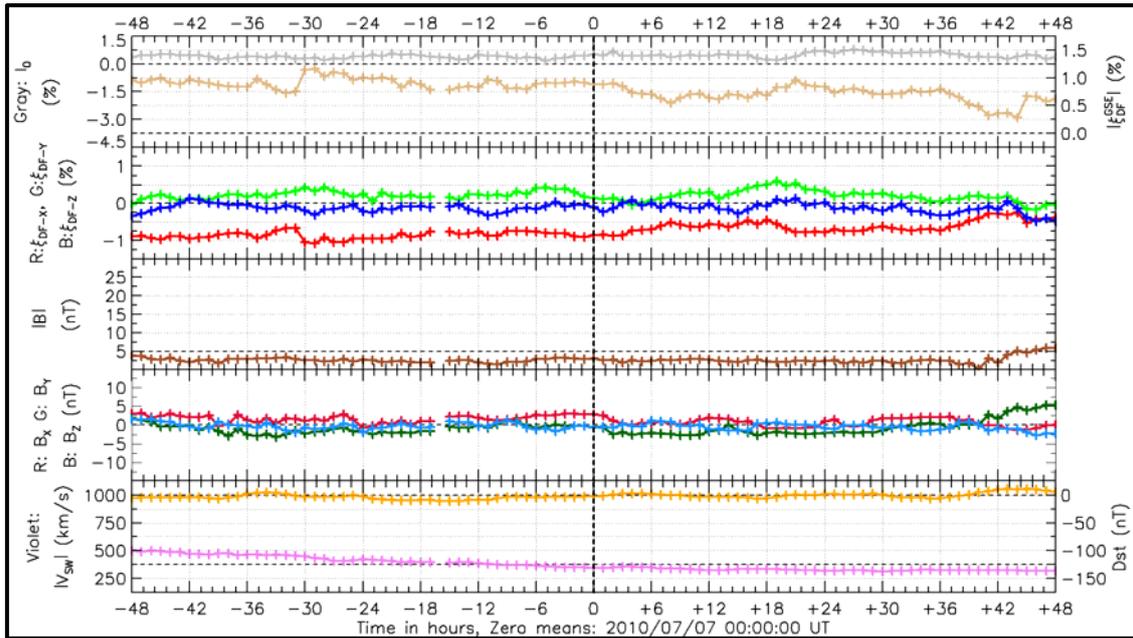


Figura 6.6 – Exemplo do quadro com os gráficos dos parâmetros de controle contido na Figura para Análise dos Raios Cósmicos (FARC) correspondente às 00 UT do dia 07/07/2010 (hora zero).

O primeiro “mapa” de raios cósmicos mostra, no horário correspondente à FARC, as curvas de níveis da intensidade de raios cósmicos sem a influência do fluxo isotrópico e da modulação de longa escala pela anisotropia resultante ($I_{k,d}^{PRC}(t)$), que é dada por:

$$I_{k,d}^{PRC}(t) = I_{k,d}^{CPT}(t) - I^{ISO}(t) - I_{k,d}^{ANI24}(t), \quad (6.1)$$

onde $I_{k,d}^{CPT}(t)$ é a intensidade de raios cósmicos registrada pelo canal direcional “k” do detector “d” corrigida pela pressão e temperatura (conforme metodologias detalhadas nas Secções 4.1 e 4.2); $I^{ISO}(t)$ é a intensidade isotrópica de raios cósmicos, calculada conforme a metodologia de Okazaki et al. (2008) descrita na Secção 5.2; e $I_{k,d}^{ANI24}(t)$ é a intensidade de partículas cósmicas esperada devido à variação de longa periodicidade da anisotropia resultante, que é calculada com base na Equação 5.67 conforme a seguir:

$$\begin{aligned}
I_{k,d}^{ANI24}(t) = & + \langle \xi_x(t) \rangle_{TMA}^{24} \left[\mathbf{c}_{1,c,d}^1 \cos(\omega t_d) - \mathbf{s}_{1,c,d}^1 \sin(\omega t_d) \right] \\
& + \langle \xi_y(t) \rangle_{TMA}^{24} \left[\mathbf{c}_{1,c,d}^1 \sin(\omega t_d) + \mathbf{s}_{1,c,d}^1 \cos(\omega t_d) \right] \\
& + \langle \xi_z(t) \rangle_{TMA}^{24} \mathbf{c}_{1,c,d}^0
\end{aligned} \tag{6.2}$$

$$\langle \xi_n(t) \rangle_{TMA}^{24} = \sum_{t-23}^t \frac{\xi_n(t)}{24}, \tag{6.3}$$

onde $\langle \xi_n(t) \rangle_{TMA}^{24}$ é a média corrida de 24 pontos centrada no último ponto à direita (TMA, do inglês *Trailing Moving Average*) da componente “n” da anisotropia resultante calculada pelo método de Okazaki et al. (2008).

A mudança de $I_{k,d}^{CPT}(t)$ no tempo é composta pela sobreposição de variações de diversas periodicidades relacionadas a influências contínuas e transientes de fenômenos solares e interplanetários. Como $I_{k,d}^{ANI24}(t)$ é composto somente por variações de longa periodicidade, espera-se que $I_{k,d}^{PRC}(t)$ seja composto apenas por mudanças de curta duração do vetor anisotropia de raios cósmicos, que podem ser associadas à presença de uma estrutura interplanetária. Em outras palavras, este “mapa” permite a visualização do fluxo de raios cósmicos desconsiderando-se as variações ocorridas em todo o globo e as variações locais de longa duração relacionadas à difusão, à convecção e ao movimento de translação da Terra.

A Figura 6.7 mostra, como exemplo, o “mapa” de $I_{k,d}^{PRC}(t)$ referente ao dia 07/07/2010 às 00 UT. Através das curvas de níveis desta grandeza é possível se observar, neste instante de tempo, que $I_{k,d}^{PRC}(t)$ apresenta valores próximos de zero e predominantemente positivos na região do continente americano (possui cores de tom amarelado ou avermelhado), enquanto a intensidade observada próxima à Ásia e à Oceania apresenta-se predominantemente negativa (tem cores de tom azulado). Devido ao maior grau de ruído dos dados do detector de Kuwait, estes são mostrados no “mapa” suavizados através de um filtro espacial passa-baixa com uma janela de 3x3 pixels (onde cada pixel é equivalente a um canal direcional), que elimina variações de baixa periodicidade.

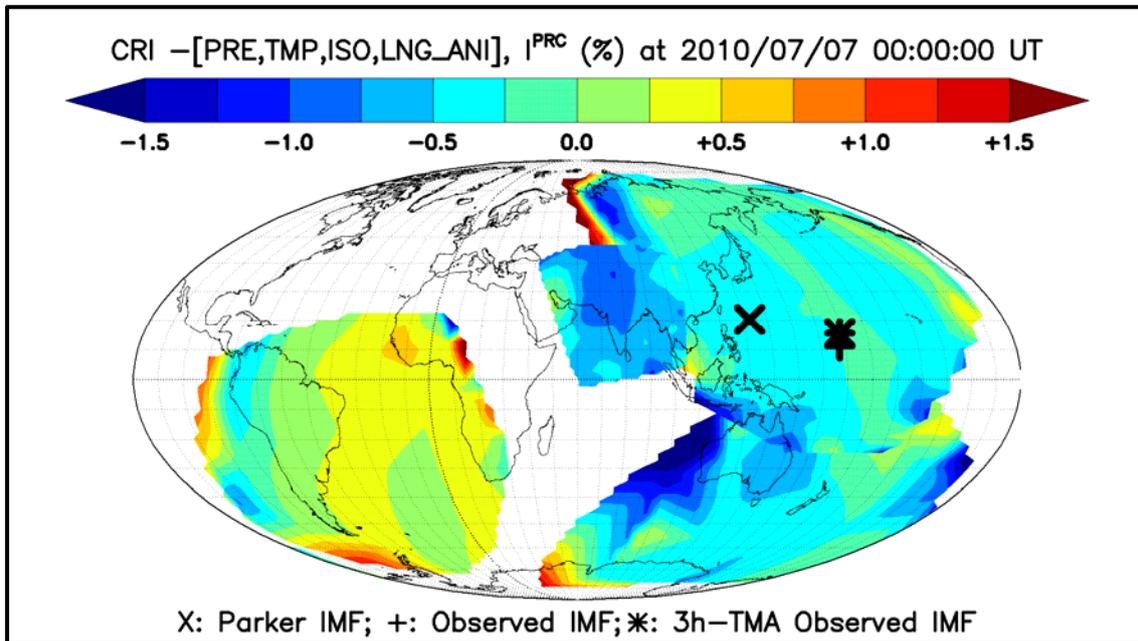


Figura 6.7 – Exemplo do “mapa” da intensidade de raios cósmicos sem a influência do fluxo isotrópico e da modulação de longa escala pela anisotropia resultante ($I_{k,d}^{PRC}$). Este “mapa” corresponde aos dados registrados, às 00 UT do dia 07/07/2012, pelos canais direcionais do sistema novo de correlação da Rede Global de Detectores de Múons com margem de erro próxima ou inferior a 1%. O símbolo “x” representa a posição do campo magnético interplanetário (IMF) esperado conforme a Espiral de Parker. O símbolo “+” representa a posição do IMF obtida através de dados de satélites. O símbolo “*” representa a posição da média corrida de três horas centrada no último ponto (TMA – *Trailing Moving Average*) dos dados referentes ao IMF observado.

O segundo “mapa” mostra as curvas de níveis da intensidade de raios cósmicos esperada devido unicamente à anisotropia relacionada ao processo de difusão ($I(\xi_{DF})$). Em poucas palavras, $I[\xi_{DF}]$ é obtido através da seguinte rotina: (I) calcula-se o vetor anisotropia resultante ($\vec{\xi}$); (II) muda-se este vetor para o sistema de coordenadas GSE ($\vec{\xi}^{(GSE)}$); (III) remove-se deste as anisotropias relacionadas à convecção ($\vec{\xi}_{CV}$) e ao movimento de translação da Terra ($\vec{\xi}_{CGT}$), obtendo-se a anisotropia relacionada somente à difusão de raios cósmicos ($\vec{\xi}_{DF}$); (IV) converte-se $\vec{\xi}_{DF}^{(GSE)}$ para o sistema de coordenadas geográfico que não gira com a Terra (mesmo sistema em que se obtém $\vec{\xi}$); e (V) calcula-se $I(\xi_{DF})$ utilizando-se $\vec{\xi}_{DF}$ na Equação 5.67, sem o termo referente à intensidade isotrópica (I^{ISO}).

A Figura 6.8 mostra como exemplo o “mapa” das curvas de níveis de $I(\xi_{DF})$ referente ao dia 07/07/2010 às 00 UT. Neste caso, é possível se observar claramente uma menor intensidade de raios cósmicos (identificada pelas cores de tom azulados) sobre a costa leste asiática e o Oceano Pacífico. Na mesma região também se encontram as linhas do campo magnético interplanetário esperado conforme a Espiral de Parker (símbolo “x”) e observado por satélites dispostos fora da

magnetosfera terrestre (símbolos “+” e “*”). Este tipo de “mapa” possibilita a visualização de variações temporais e espaciais da intensidade de raios cósmicos relacionadas somente ao processo de difusão que, conforme já discutido acima, podem ser precursoras à chegada de uma estrutura interplanetária nas proximidades de nosso planeta.

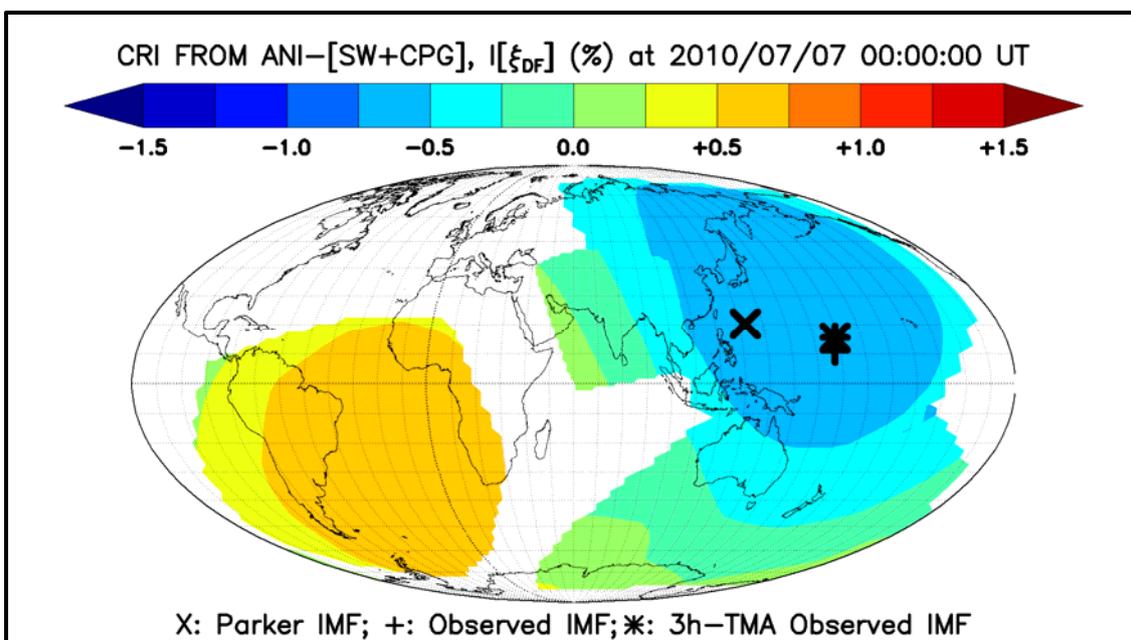


Figura 6.8 – Exemplo do “mapa” da intensidade de raios cósmicos esperada às 00 UT do dia 07/07/2010 unicamente devido a anisotropia causada pelo processo de difusão destas partículas no meio interplanetário ($I(\xi_{DF})$). O símbolo “x” representa a posição do campo magnético interplanetário (IMF) esperado conforme a Espiral de Parker. O símbolo “+” representa a posição do IMF obtida através de dados de satélites. O símbolo “*” representa a posição da média corrida de três horas centrada no último ponto (TMA – *Trailing Moving Average*) dos dados referentes ao IMF observado. São mostrados somente os valores em porcentagem de $I(\xi_{DF})$ para os canais direcionais cuja margem de erro é próxima ou menor a 1%.

O terceiro e último “mapa” mostra a significância da intensidade de raios cósmicos. Este conceito foi primeiramente introduzido por Fushishita et al. (2010), que descreve a significância de raios cósmicos ($SIG_{k,d}$) de um canal direcional “k” de um detector “d” para cada instante de tempo como:

$$SIG_{k,d}(t) = \frac{I_{k,d}^{PRC2}(t)}{ME_{k,d}} e \quad (6.4)$$

$$I_{k,d}^{PRC2}(t) = I_{k,d}^{CPT}(t) - \langle I^{ISO}(t) \rangle_{TMA}^{24} - I_{k,d}^{ANI24}(t). \quad (6.5)$$

onde $I_{k,d}^{PRC2}(t)$ representa a variação da intensidade de raios cósmicos sem influências da modulação de longa escala do fluxo isotrópico e da anisotropia resultante de raios cósmicos; $\langle I^{ISO}(t) \rangle_{TMA}^{24}$ é a média corrida de 24 pontos centrada no último ponto a direita (TMA, do inglês

Trailing Moving Average) da intensidade isotrópica de raios cósmicos ($I^{ISO}(t)$); $I_{k,d}^{CPT}(t)$ é a intensidade de raios cósmicos corrigida pelos efeitos de pressão e temperatura, $ME_{k,d}$ é a margem de erro (vide Figura 3.6) e $I_{k,d}^{ANIZ4}(t)$ é intensidade de partículas cósmicas esperada para o canal “ k ” do detector “ d ” devido à variação de longa periodicidade da anisotropia resultante.

A fim de comparar os resultados entre um detector e outro, na análise feita por Fushishita et al. (2010), os resultados são apresentados considerando-se o desvio da significância em cada canal direcional. Em outras palavras, conforme é mostrado a seguir, em cada canal direcional é apresentada a variação da significância ($\Delta SIG_{k,d}(t)$) em relação à significância média obtida em cada detector, conforme mostrado a seguir:

$$\Delta SIG_{k,d}(t) = SIG_{k,d}(t) - \sum_{k=0}^n \frac{SIG_{k,d}(t)}{n+1}, \quad (6.6)$$

onde $n+1$ representa o número total de canais direcionais de um dado detector d .

No entanto, conforme é possível se observar na Figura 6.9, este tratamento privilegia o surgimento de anomalias centradas no canal vertical de cada detector. Esta característica pode ser facilmente observada ao se impor, para todos os canais direcionais, um mesmo valor para $I_{k,d}^{PRC2}(t)$ na Equação 6.4 (por exemplo -0,5 no caso da Figura 6.9). Como há um menor valor de margem de erro nos canais cuja inclinação é mais próxima da vertical, $SIG_{k,d}(t)$ tenderá a ter um maior valor, em módulo, nestes canais. Desta forma, ao se subtrair a média dos dados, surgirá uma região de decréscimo ou acréscimo centrada na direção assintótica do canal direcional de menor margem de erro (vertical). No exemplo da Figura 6.9, como o valor constante atribuído à subtração é negativo, a região anômala é constituída por um decréscimo.

A fim de se resolver este problema, neste trabalho, o cálculo da significância ($SIG_{k,d}[t]$) foi ligeiramente modificado, conforme mostrado a seguir:

$$SIG_{k,d}(t) = \frac{I_{k,d}^{PRC2}(t) - \langle I_{k,d}^{PRC2}(t) \rangle_k}{ME_{k,d}} \quad (6.7)$$

onde $I_{k,d}^{PRC2}(t)$ é dado pela Equação 6.5; e $\langle I_{k,d}^{PRC2}(t) \rangle_k$ representa a média de $I_{k,d}^{PRC2}(t)$ em relação a “ k ”. Nesta forma de se calcular a significância será igual a zero, quando $I_{k,d}^{PRC2}(t)$ for igual em todos os canais direcionais de um dado detector.

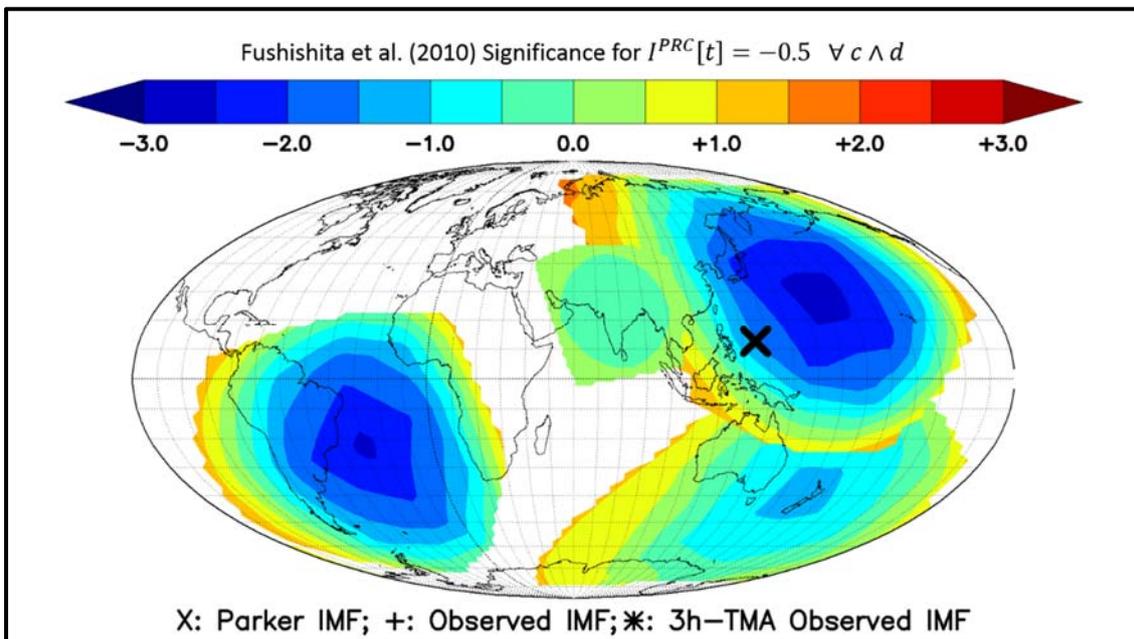


Figura 6.9 – Exemplo da anomalia gerada pelo tratamento de dados realizados por Fushishita et al. (2010). As regiões de diferentes cores mostram os diferentes valores da variação da significância em relação à média em cada detector ($\Delta SIG_{k,d}(t)$) na situação em que a subtração entre a variação da intensidade de raios cósmicos observada ($I_{k,d}^{CPT}(t)$) é igual à variação de longa periodicidade da intensidade calculada através da teoria da anisotropia ($I_{k,d}^{ANI24}(t)$) apresenta um mesmo valor (-0,5) para todos os canais direcionais de todos os detectores.

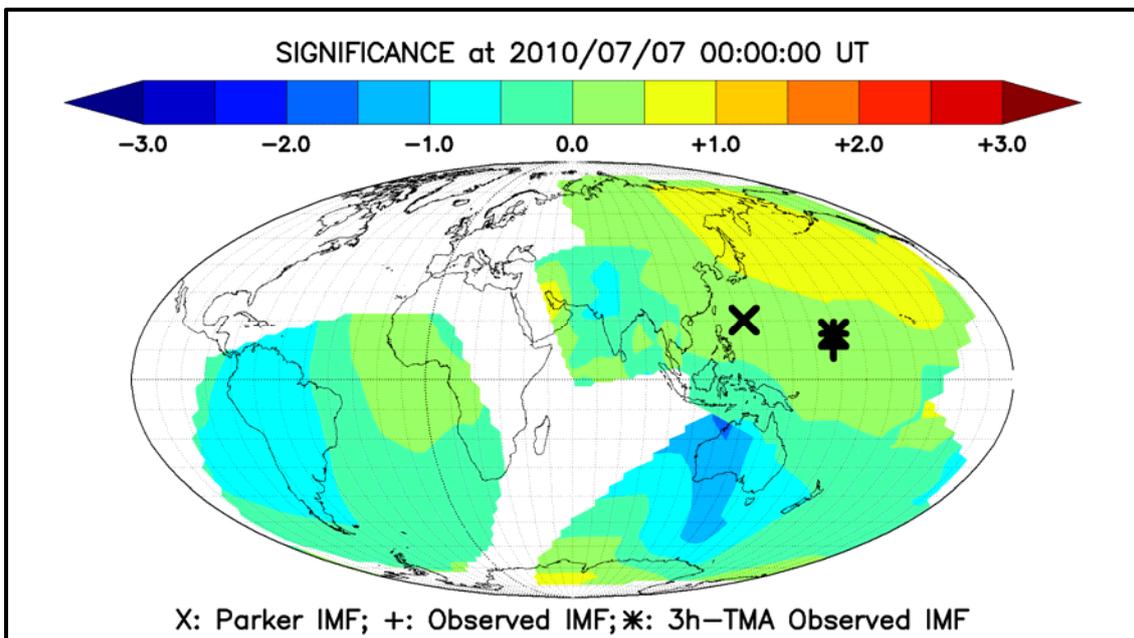


Figura 6.10 – Exemplo do “mapa” da significância de raios cósmicos obtida às 00 UT do dia 07/07/2010. O símbolos “x”, “+” e “*” representam respectivamente a posição do campo magnético interplanetário esperado conforme a teoria da Espiral de Parker, a posição obtida através de dados de satélites, e a posição da média corrida de três horas centrada no último ponto dos dados referentes ao dado observado. São mostrados somente os valores de significância para os canais direcionais cuja margem de erro é próxima ou menor a 1%.

Um exemplo de um “mapa” de $SIG_{k,d}(t)$ calculado conforme a Equação 6.7 pode ser visto na Figura 6.10. Nesta figura são mostrados os dados referentes ao dia 07/07/2010 às 00 UT. Nesta dada específica, é possível se observar que a significância apresenta esparsas regiões de acréscimo e decréscimo.

O cálculo da significância tende a intensificar a amplitude das variações de curta duração da intensidade de raios cósmicos, a fim de melhorar a visualização de variações precursoras com base nos dados com menor margem de erro. No entanto, as variações geradas por ruídos na medição da intensidade de raios cósmicos registrada nestes canais também são ampliadas neste processo. A fim de se evitar este problema, os dados da significância de todos os detectores são suavizados por meio de um filtro espacial passa-baixa de forma semelhante ao que é feito com os dados de Kuwait no primeiro mapa. Porém, conforme é possível se notar na Figura 6.10, mesmo com a aplicação deste filtro, a significância tende a apresentar um comportamento aleatório (regiões esparsas de decréscimos e acréscimos surgem e desaparecem do mapa aleatoriamente).

Apesar da aleatoriedade intrínseca da significância, durante a ocorrência de um decréscimo precursor espera-se que ela apresente uma intensa região de decréscimo alinhada e se movimentando com a linha do campo magnético interplanetário (FUSHISHITA et al., 2010). Um exemplo deste comportamento, pode ser visualizado no vídeo disponível no endereço a seguir: <<https://goo.gl/fUCWwD>>.

Nesse vídeo é mostrada a mudança ao longo do tempo dos 3 “mapas” de raios cósmicos, juntamente com os gráficos dos parâmetros de controle, durante o decréscimo precursor ocorrido antes da chegada de uma ICME sobre a Terra no dia 14/12/2006, que já fora identificado e analisado por Fushishita et al. (2010) e Rockenbach et al. (2011). Em uma análise conservadora, é possível se observar uma região de decréscimo da significância (cores de tom azul) movimentando-se juntamente com a linha de campo magnético interplanetário esperada conforme a Espiral de Parker (identificada pelo símbolo “x”) a partir das 03 UT do dia 14. Esta região surge na parte mais ao sul do detector de Kuwait e se movimenta para oeste. Ela passa a ser vista no detector de São Martinho da Serra, após às 06-07 UT do dia 14, e continua acompanhando o movimento do campo magnético interplanetário até às 13 UT. Neste horário (dez horas depois do surgimento do precursor), inicia-se o decréscimo do índice Dst e o aumento

da velocidade do vento solar (V_{SW}) e do módulo do campo magnético interplanetário (B) relacionados à chegada de uma ICME (ejetada no dia 13/12/2006 por volta das 03UT) à Terra. Este decréscimo precursor também pode ser visto no “mapa” da intensidade de raios cósmicos sem as influências da intensidade isotrópica e da modulação de longa escala da anisotropia resultante (I^{PRC}).

Além disto, neste vídeo, também é possível se notar que, durante alguns períodos anteriores à chegada da estrutura, ocorreu uma forte intensificação do módulo do vetor anisotropia de raios cósmicos relacionado somente ao processo de difusão destas partículas (ξ_{DF}). A anisotropia registrada neste período é praticamente o dobro daquela registrada às 00 UT do dia 07/07/2010 (Figura 6.8). Conforme já explicado na secção anterior, essa intensificação de ξ_{DF} é condizente com a ocorrência de um decréscimo precursor.

No total foram geradas aproximadamente 49 mil Figuras para análise da intensidade de Raios Cósmicos (FaRCs), uma para cada hora no período entre 01/06/2007 e 01/01/2013. Cada uma delas por ser visualizada no endereço a seguir: <<https://goo.gl/xUMqh1>>.

Com base nessas figuras foi desenvolvida uma metodologia para a identificação automática da ocorrência de variações da intensidade de raios cósmicos relacionadas à presença de uma estrutura no meio interplanetário. Conforme mostrado na secção a seguir, foram criados meios para se detectar decréscimos e acréscimos precursores centrados com a linha do campo magnético interplanetário.

6.2 Detecção automática de decréscimos precursores da intensidade de raios cósmicos

Para a realização da identificação automática de possíveis decréscimos da intensidade de raios cósmicos precursores à chegada de estruturas interplanetárias na Terra, os dados da Rede Global de Detectores de Múons (GMDN) são separados conforme a sua proximidade com a linha do campo magnético interplanetário esperada conforme a Espiral de Parker (PS-IMF, *Parker Spiral Interplanetary Magnetic Field*). Esta proximidade é calculada através do *Pitch Angle* (PTA), que corresponde à diferença angular entre a longitude da direção assintótica de um dado canal direcional e a longitude da posição na qual PS-IMF (saindo do Sol) entra no globo terrestre (longitude do símbolo “x” nos “mapas” de raios cósmicos da secção anterior).

Conforme é mostrado na Figura 6.11, a cada instante de tempo em que é registrada a contagem de raios cósmicos, ou seja, a cada hora, os dados da GMDN são separados conforme o valor de PTA obtido para cada canal direcional. Considerando-se um intervalo de 30° de *Pitch Angle*, são criados seis grupos denominados: $\Omega 03$, $\Omega 36$, $\Omega 69$, $\Omega 92$, $\Omega 125$ e $\Omega 158$.

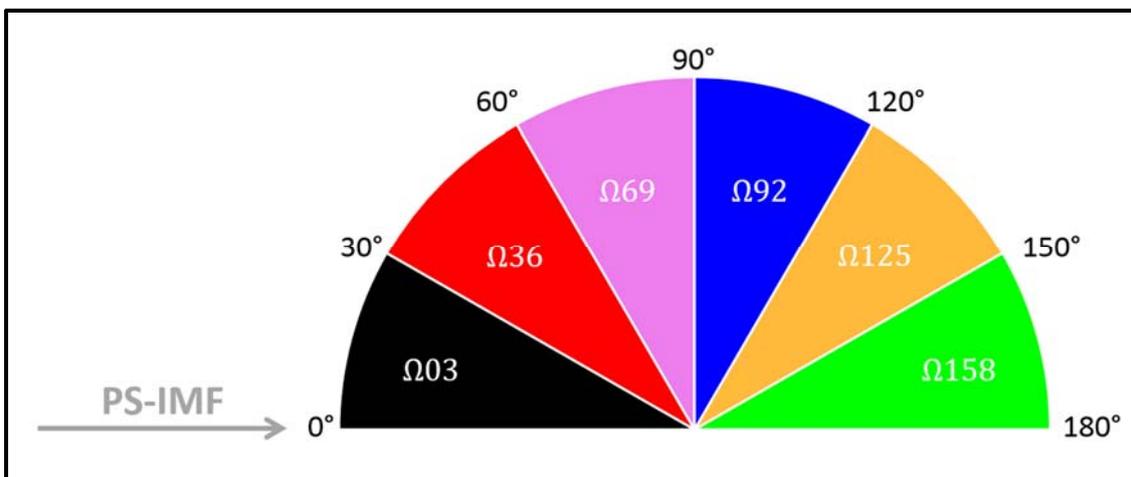


Figura 6.11 – Esquema da delimitação dos seis grupos de dados conforme o valor de *Pitch Angle* (PTA) obtido em cada canal direcional num dado instante de tempo. A seta cinza representa a linha do campo magnético interplanetário esperado conforme a Espiral de Parker (*Parker Spiral Interplanetary Magnetic Field*, PS-IMF). O primeiro grupo (região preta denominada $\Omega 03$) é formado pelos canais direcionais cujo PTA é inferior a 30° . O segundo grupo (região vermelha denominada $\Omega 36$) é formado pelos canais com PTA maiores que 30° e inferiores (ou iguais) a 60° . Já o terceiro grupo (região violeta denominada $\Omega 69$) é composto pelos canais onde $60^\circ < PTA \leq 90^\circ$. As regiões de cor azul, laranja e verde (denominadas respectivamente de $\Omega 92$, $\Omega 125$ e $\Omega 158$) representam o quarto, o quinto e o sexto grupo de canais direcionais, onde o *Pitch Angle* encontra-se respectivamente nos intervalos definidos por: $90^\circ < PTA \leq 120^\circ$, $120^\circ < PTA \leq 150^\circ$ e $150^\circ < PTA \leq 180^\circ$.

Na realidade, conforme é mostrado na Figura 6.12, no caso do primeiro grupo ($\Omega 03$), são selecionados apenas os canais direcionais que, além de apresentar *Pitch Angle* menor que 30° , também apresentam uma diferença angular entre a latitude da direção assintótica e a latitude da localização no globo terrestre de PS-IMF inferior a 30° . Nos outros conjuntos, o agrupamento dos canais direcionais é feito considerando-se somente o valor de PTA. Em todos os casos, a seleção dos canais que irão formar cada grupo é feita sem distinção entre os detectores. Em outras palavras, um único grupo pode conter os canais direcionais de um ou mais detectores.

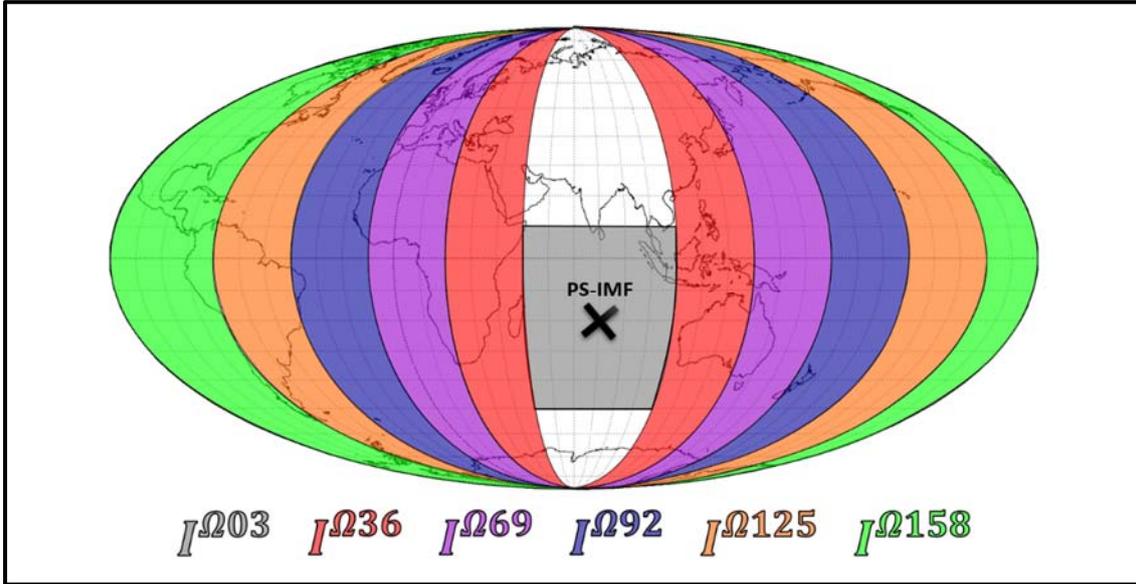


Figura 6.12 – Exemplo do intervalo de longitudes (e latitudes) que formam os seis grupos de *Pitch Angle*, quando a linha do campo magnético interplanetário segundo a Espiral de Parker está localizada no ponto “X”. A região cinza mostra o intervalo de longitude e latitude que um canal direcional pode ter para ser componente de $I^{\Omega 03}$. As regiões de cor vermelha, violeta, azul, laranja e verde mostram respectivamente os intervalos de longitude considerados para formar, nesta situação, $I^{\Omega 36}$, $I^{\Omega 69}$, $I^{\Omega 92}$, $I^{\Omega 125}$ e $I^{\Omega 158}$.

Em cada instante de tempo “ t ”, para cada grupo de *Pitch Angle* definido acima, é calculado $I^{\Omega}[t]$, que corresponde à média ponderada pela margem de erro da intensidade de raios cósmicos sem a influência da pressão, da temperatura, do fluxo isotrópico e das variações de longa escala da anisotropia resultante, conforme mostrado a seguir:

$$I^{\Omega}(t) = \frac{\sum_{k_{\Omega}} \frac{I_{k_{\Omega}}^{PRC}(t)}{ME_{k_{\Omega}}}}{\sum_{k_{\Omega}} \frac{1}{ME_{k_{\Omega}}}} \quad (6.8)$$

onde k_{Ω} indica os canais direcionais que, no instante de tempo t , pertencem a um dado grupo Ω ; $ME_{k_{\Omega}}$ representa a margem de erro destes canais; e $I_{k_{\Omega}}^{PRC}(t)$ representa a intensidade de raios cósmicos corrigida pela pressão e temperatura e sem as influências da intensidade isotrópica e da modulação de longa escala da anisotropia resultante. Considerando-se somente os canais “ k ” de todos os detectores “ d ” que formam um grupo Ω , $I_{k_{\Omega}}^{PRC}(t)$ pode ser calculado através da Equação 6.1.

Para cada valor obtido de $I^{\Omega}(t)$, é calculado o erro que acompanha esta grandeza ($Err^{\Omega}(t)$) através da metodologia descrita por Cochran (1977). Nesta metodologia, o erro de uma média de X ponderada através dos pesos P é calculado conforme a seguir:

$$Err = \frac{n}{(n-1)(\sum P_i)^2} \Psi \quad (6.9)$$

$$\Psi = \left[\sum_i (P_i X_i - \bar{P} \bar{X}_p)^2 - 2 \bar{X}_p \sum_i (P_i - \bar{P})(P_i X_i - \bar{P} \bar{X}_p) + (\bar{X}_p)^2 \sum_i (P_i - \bar{P})^2 \right] \quad (6.10)$$

$$\bar{X}_p = \frac{\sum_i P_i X_i}{\sum_i P_i} \quad (6.11)$$

$$\bar{P} = \frac{1}{n} \sum_{i=0}^n P_i \quad (6.12)$$

No caso de $Err^\Omega(t)$:

$$X_i \equiv I_{k_\Omega}^{PRC}(t) \quad (6.13)$$

$$\bar{X}_p \equiv I^\Omega(t) \quad (6.14)$$

$$P_i \equiv \frac{1}{ME_{k_\Omega}} \quad (6.15)$$

sendo as definições de $I_{k_\Omega}^{PRC}(t)$, $I^\Omega(t)$ e ME_{k_Ω} dadas no parágrafo anterior.

Pela teoria da anisotropia de raios cósmicos, sabe-se que uma anisotropia qualquer no fluxo de raios cósmicos é vista, na Terra, através de: (I) um aumento de intensidade na direção em que o vetor dessa anisotropia aponta; e (II) um decréscimo na direção contrária. Esta característica pode ser facilmente observada no “mapa” da intensidade de raios cósmicos esperada devido à anisotropia associada ao processo de difusão ($I(\xi_{DF})$). Um exemplo deste “mapa” pode ser visto na Figura 6.8 ou em qualquer uma das Figuras para Análise dos Raios Cósmicos (FARCs) descritas na secção anterior.

Conforme é mostrado na Figura 6.13, devido a esta característica, espera-se que a anisotropia de raios cósmicos associada à presença de uma estrutura interplanetária entre o Sol e a Terra no caso em que um decréscimo precursor é observado (ξ_{DP}) seja vista nos dados como: (I) um decréscimo (precursor) em $I^{\Omega 03}(t)$; e (II) um acréscimo em $I^{\Omega 158}(t)$, que corresponde a intensidade de partículas cósmicas observadas do outro lado da Terra (em relação a $I^{\Omega 03}(t)$).

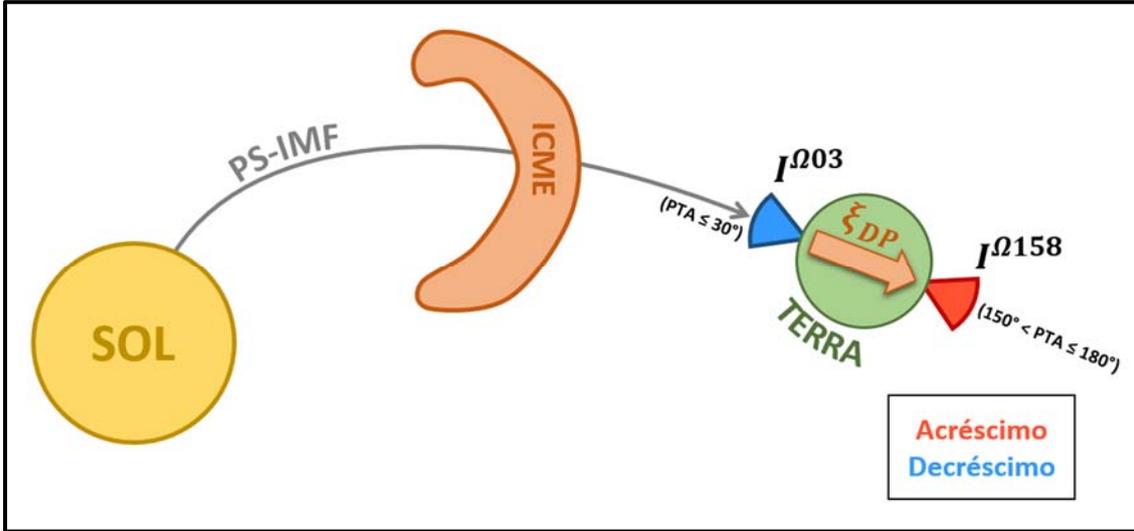


Figura 6.13 – Esquema do comportamento esperado da intensidade de raios cósmicos relacionada à anisotropia causada pela presença de uma estrutura interplanetária na situação em que esta causa um decréscimo precursor (ξ_{DP}). O cone de cor azul representa o decréscimo observado nos dados de $I^{\Omega 03}$, que corresponde ao agrupamento dos dados dos canais direcionais com *Pitch Angle* (PTA) inferior a 30° . O cone de cor vermelha representa o acréscimo de $I^{\Omega 158}$, que representa o conjunto de canais direcionais cuja diferença angular longitudinal com o campo magnético interplanetário da Espiral de Parker (PS-IMF) é superior a 150° (e inferior a 180° , que é o maior valor de PTA possível).

Considerando-se esta relação entre os grupos complementares, os dados dos grupos paralelos ($I^{\Omega 03}(t)$ e $I^{\Omega 158}(t)$) e perpendiculares a PS-IMF ($I^{\Omega 69}(t)$ e $I^{\Omega 92}(t)$) foram agrupados da seguinte forma:

$$I^{PAR}(t) \pm Err^{PAR}(t) = \left(I^{\Omega 03}(t) - I^{\Omega 158}(t) \right) \pm \left(Err^{\Omega 03}(t) + Err^{\Omega 158}(t) \right) \quad (6.16)$$

$$I^{PER}(t) \pm Err^{PER}(t) = \left(I^{\Omega 69}(t) - I^{\Omega 92}(t) \right) \pm \left(Err^{\Omega 69}(t) + Err^{\Omega 92}(t) \right) \quad (6.17)$$

onde $I^{PAR}(t)$ representa a intensidade média de raios cósmicos dos canais direcionais da GMDN que no intervalo de tempo t se encontram na região paralela a PS-IMF; $I^{PER}(t)$ representa a intensidade média de raios cósmicos perpendicular (no plano do Equador) a posição na qual a linha do campo magnético interplanetário da Espiral de Parker com sentido para fora do Sol cruza o Planeta Terra; $Err^{PAR}(t)$ e $Err^{PER}(t)$ representam respectivamente os erros de $I^{PAR}(t)$ e $I^{PER}(t)$.

Caso haja alguma anisotropia que produza uma mudança no fluxo de raios cósmicos alinhada com o campo magnético interplanetário, espera-se que, dependendo da direção em que aponta essa anisotropia, $I^{PAR}(t)$ se torne maior ou menor que $I^{PER}(t)$. Se a modulação de longa escala da intensidade de raios cósmicos não fosse retirada antes do cálculo destas duas grandezas,

$I^{PAR}(t)$ seria sempre menor que $I^{PER}(t)$. Isto, pois, devido ao processo de difusão, há sempre uma variação da intensidade de raios cósmicos na direção alinhada com o campo magnético interplanetário. Sem a presença de fenômenos interplanetários esporádicos, espera-se que este processo não cause mudanças de curta duração no fluxo de raios cósmicos (a variação alinhada com o IMF seria constante). Logo, ao se remover a modulação de longa escala relacionada à anisotropia dos dados, o que é feito na Equação 6.1, condiciona-se que $I^{PAR}(t)$ e $I^{PER}(t)$ apresentem valores similares ao longo do tempo.

Quando uma estrutura interplanetária entre o Sol e a Terra causa um decréscimo (precursor) na intensidade de raios cósmicos incidindo na região de nosso planeta voltada para o Sol e alinhada com o campo magnético interplanetário (vide Figura 6.4 e Figura 6.13), $I^{PAR}(t)$ tenderá a apresentar um valor menor que $I^{PER}(t)$.

Neste trabalho, considera-se a ocorrência de um decréscimo precursor quando a intensidade de raios cósmicos medida na região da Terra alinhada com o campo magnético interplanetário sem a influência de fenômenos atmosféricos, do fluxo isotrópico, da modulação de longa escala de fenômenos extraterrestres ($I^{PAR}(t)$) atender o seguinte critério:

$$(I^{PAR}(t) + 1,5 * Err^{PAR}(t)) < (I^{PER}(t) - 1,5 * Err^{PER}(t)) \quad (6.18)$$

A fim de se evitar situações causadas por “ruídos” na medição da intensidade de múons pelos detectores da GMDN, são selecionados somente os períodos em que o critério descrito na equação acima é atendido por, pelo menos, duas horas (pontos) consecutivas. Além disto, caso o critério estabelecido pela Equação 6.18 seja atendido, por exemplo, em t_i , t_{i+1} , t_{i+3} , t_{i+4} e t_{i+5} é considerado que o decréscimo precursor ocorreu no período entre t_i e t_{i+5} . Caso, no exemplo anterior, o critério não fosse atendido em t_{i+3} , seriam considerados dois períodos: um entre t_i e t_{i+1} , e outro entre t_{i+4} e t_{i+5} . Após o acoplamento dos períodos maiores que duas horas (separados por um único ponto), são levados em consideração apenas os períodos em que a ocorrência de um decréscimo precursor tenha sido maior do que 4 horas.

A Figura 6.14 mostra os resultados obtidos pela aplicação desta metodologia no período referente ao decréscimo precursor ocorrido em dezembro de 2006 identificado e estudado por Fushishita et al. (2010) e Rockenbach, et al. (2011). O quadro superior esquerdo desta figura mostra: (I) no gráfico superior, o comportamento de $I^{PAR}(t)$ (curva vermelha), de $I^{PER}(t)$ (curva

azul) com seus respectivos erros multiplicados por um e meio; e (II) no gráfico inferior, a intensidade de raios cósmicos obtida em cada grupo de *Pitch Angle*, onde:

- $I^{\Omega 03}(t)$ é representado pela curva preta;
- $I^{\Omega 36}(t)$ pela curva vermelha;
- $I^{\Omega 69}(t)$ pela curva violeta;
- $I^{\Omega 92}(t)$ pela curva azul;
- $I^{\Omega 125}(t)$ pela curva laranja;
- e $I^{\Omega 158}(t)$ é representando pela curva verde.

As duas linhas tracejadas verticais presentes nos três quadros da Figura 6.14, delimitam o período em que o critério estabelecido na Equação 6.18 é atendido. Em outras palavras, elas delimitam o período em que a metodologia desenvolvida neste trabalho identifica um provável decréscimo da intensidade de raios cósmicos associado à presença de uma estrutura com configuração magnética de linhas fechadas na região do meio interplanetário entre o Sol e a Terra, que pode estar se dirigindo em direção ao nosso planeta. No período próximo ao delimitado por estas duas linhas verticais no quadro superior esquerdo da Figura 6.14, é possível se observar no gráfico inferior deste quadro, que somente a intensidade de raios cósmicos registrada na região do globo terrestre voltada para o Sol e alinhada com o campo magnético interplanetário da Espiral de Parker ($I^{\Omega 03}(t)$) apresenta um decréscimo. Fato que é condizente com o que se espera pela hipótese do decréscimo precursor do tipo *Loss Cone* (MUNAKATA et al., 2000).

O quadro à direita na Figura 6.14, mostra o comportamento de parâmetros de raios cósmicos, do meio interplanetário e da magnetosfera terrestre durante o período em torno do intervalo de tempo onde foi detectado automaticamente a possível existência de um decréscimo precursor. No primeiro gráfico (de cima para baixo) deste quadro, a curva preta representa a intensidade isotrópica dos raios cósmicos que incidem na Terra (I^{ISO}). No segundo gráfico, a curva castanho claro mostra o módulo da anisotropia de raios cósmicos associada somente ao processo de difusão destas partículas (ξ_{DF}). No terceiro, as curvas vermelha, azul e verde representam respectivamente as componentes X, Y e Z desta anisotropia (ξ_{DF-X} , ξ_{DF-Y} e ξ_{DF-Z}) no sistema de coordenadas GSE (*Geocentric Solar Ecliptic*). No quarto gráfico, é mostrado através da curva marrom, o módulo do campo magnético interplanetário ($|\vec{B}|$). No quinto, as

componentes X, Y e Z deste campo (B_x , B_y e B_z) são representadas respectivamente pelas curvas de tom avermelhado, azulado e esverdeado. No sexto gráfico, a curva violeta mostra o módulo da velocidade do vento solar ($|\vec{V}_{SW}|$), enquanto o triângulo de mesma cor indica a data do registro da chegada de uma onda de choque pelo *Havard-Smithsonian Center For Astrophysics*. No sétimo e último quadro, a curva laranja mostra o valor do Índice Dst e o triângulo de mesma cor indica a data da ocorrência de um início súbito de tempestade geomagnética (SSC) conforme o *Helmholtz-Centre Potsdam* da Alemanha.

Observando-se as duas linhas verticais neste quadro (à direita na Figura 6.14) é possível notar que o decréscimo precursor mostrado no quadro superior esquerdo ocorreu no período anterior ao decréscimo de $I^{ISO}(t)$ e do índice Dst, assim como, do aumento de $|\vec{B}|$ e de $|\vec{V}_{SW}|$ que estão associados à chegada nas proximidades da Terra da ICME (*Interplanetary Mass Ejection*) ejetada no dia 13/12/2006.

O quadro inferior esquerdo da Figura 6.14 mostra o comportamento da intensidade de raios cósmicos registrada no canal vertical de cada detector da GMDN. Nos dois primeiros gráficos (de cima para baixo) é mostrado o resultado da subtração entre a intensidade registrada neste canal corrigida pelos efeitos da pressão e temperatura ($I_{0,d}^{CPT}$) e a intensidade isotrópica (I^{ISO}), que representa a intensidade vista por todos os detectores. No último gráfico é mostrada a longitude no sistema de coordenadas geográfico do local onde o vetor campo magnético interplanetário da Espiral de Parker (PS-IMF) com sentido saindo do Sol entra na Terra. Além disto, neste gráfico, também é mostrada, através das linhas verticais no canto esquerdo, a cobertura longitudinal de cada detector, em outras palavras, o intervalo de longitude em que ficam posicionadas as direções assintóticas dos canais direcionais de Kuwait (linha marrom), Nagoya (linha vermelha), Hobart (linha azul) e São Martinho da Serra (linha verde). Os dados fornecidos neste gráfico possibilitam a identificação de quais detectores estão alinhados com o PS-IMF num dado momento. Já os dados nos dois gráficos superiores possibilitam a visualização do comportamento da intensidade de raios cósmicos registrada por cada detector, o que pode, por exemplo, ajudar na identificação de instabilidades (aumentos ou decréscimos devido a problemas no detector) que podem afetar a identificação dos decréscimos precursores.

Nos dados da Rede Global de Detectores de Múons (GMDN) observados entre janeiro de 2007 e dezembro de 2012, foram encontrados diversos períodos que atendem aos critérios

estabelecidos na metodologia descrita acima. Conforme é possível se observar na Figura 6.15 em alguns casos o período selecionado é anterior às mudanças na configuração do meio interplanetário, da magnetosfera terrestre e do próprio fluxo de raios cósmicos relacionadas (provavelmente) à passagem de uma estrutura interplanetária sobre a Terra. Porém, em muitos casos, como o mostrado na Figura 6.16, quando a intensidade de raios cósmicos medida por SMS e NGY apresentam-se distantes por várias horas seguidas, as grandezas usadas na seleção dos decréscimos precursores (I^{PAR} , I^{PER} e todos os I^Ω) tornam-se instáveis (variam quase harmonicamente), o que possibilita o atendimento do critério estabelecido na Equação 6.18 de forma não natural.

Os efeitos causados pela discrepância de longa duração entre os dados de dois detectores dispostos em regiões localizadas a 180° de longitude uma da outra (como é o caso de NGY e SMS) já foram discutidos na Secção 5.3 durante a abordagem feita para o cálculo do vetor anisotropia resultante ($\vec{\xi}$). Esta discrepância é o principal fator responsável pelas alterações realizadas, neste cálculo, por Kuwabara (2005) e Okazaki et al. (2008). Estas alterações resolvem o problema no cálculo de $\vec{\xi}$ e, conseqüentemente, na obtenção das intensidade de raios cósmicos relacionadas a esta anisotropia ($I(\xi)$ e $I_{k,d}^{ANI24}$, por exemplo). No entanto, os dados medidos por cada canal direcional ($I_{k,d}^{CPT}$) continuam com este problema. Logo, através da Equação 6.1, os efeitos da discrepância, por exemplo entre NGY e SMS, presentes em $I_{k,d}^{CPT}$ são passados para $I_{k,d}^{PRC}$, e conseqüentemente para todos os I^Ω , e, logo, para I^{PAR} e I^{PER} . A fim de se resolver este problema, removeu-se as variações de maior periodicidade de $I_{k,d}^{PRC}$, antes de sua utilização no cálculo do agrupamento conforme o *Pitch Angle*, através da equação abaixo:

$$I_{k,d}^{PRC}(t) = I_{k,d}^{PRC}(t) - \langle I_{k,d}^{PRC}(t) \rangle_{TMA}^{24}, \quad (6.19)$$

onde $\langle I_{k,d}^{PRC}(t) \rangle_{TMA}^{24}$ corresponde à média corrida de 24 horas (pontos) centrada à direita (TMA Trailing Moving Average) de $I_{k,d}^{PRC}(t)$. Esta intervenção não é feita para o cálculo da significância, uma vez que, neste cálculo o problema da discrepância é resolvido de outra maneira.

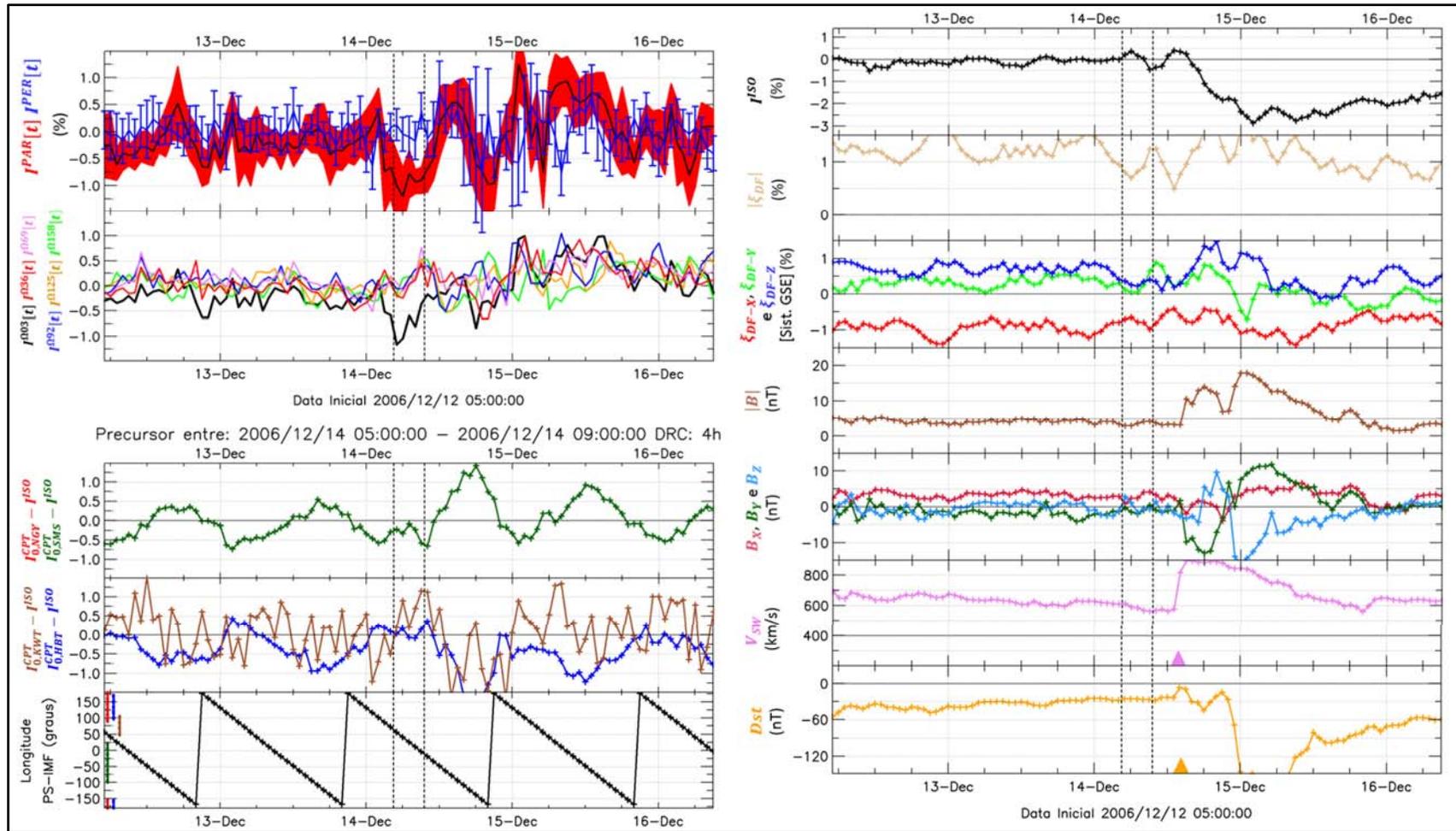


Figura 6.14 – Parâmetros de raios cósmicos, do meio interplanetário e da magnetosfera terrestre observados entre 12 e 16 de dezembro de 2006. As duas linhas tracejadas verticais delimitam o período onde foi automaticamente selecionado um decréscimo da intensidade de múons registrada pelos detectores da GMDN que pode ser precursor à chegada de uma estrutura interplanetária nas proximidades da Terra. O triângulo laranja indica o registro de um início súbito de tempestade (SSC) e o triângulo violeta o registro de um choque interplanetário.

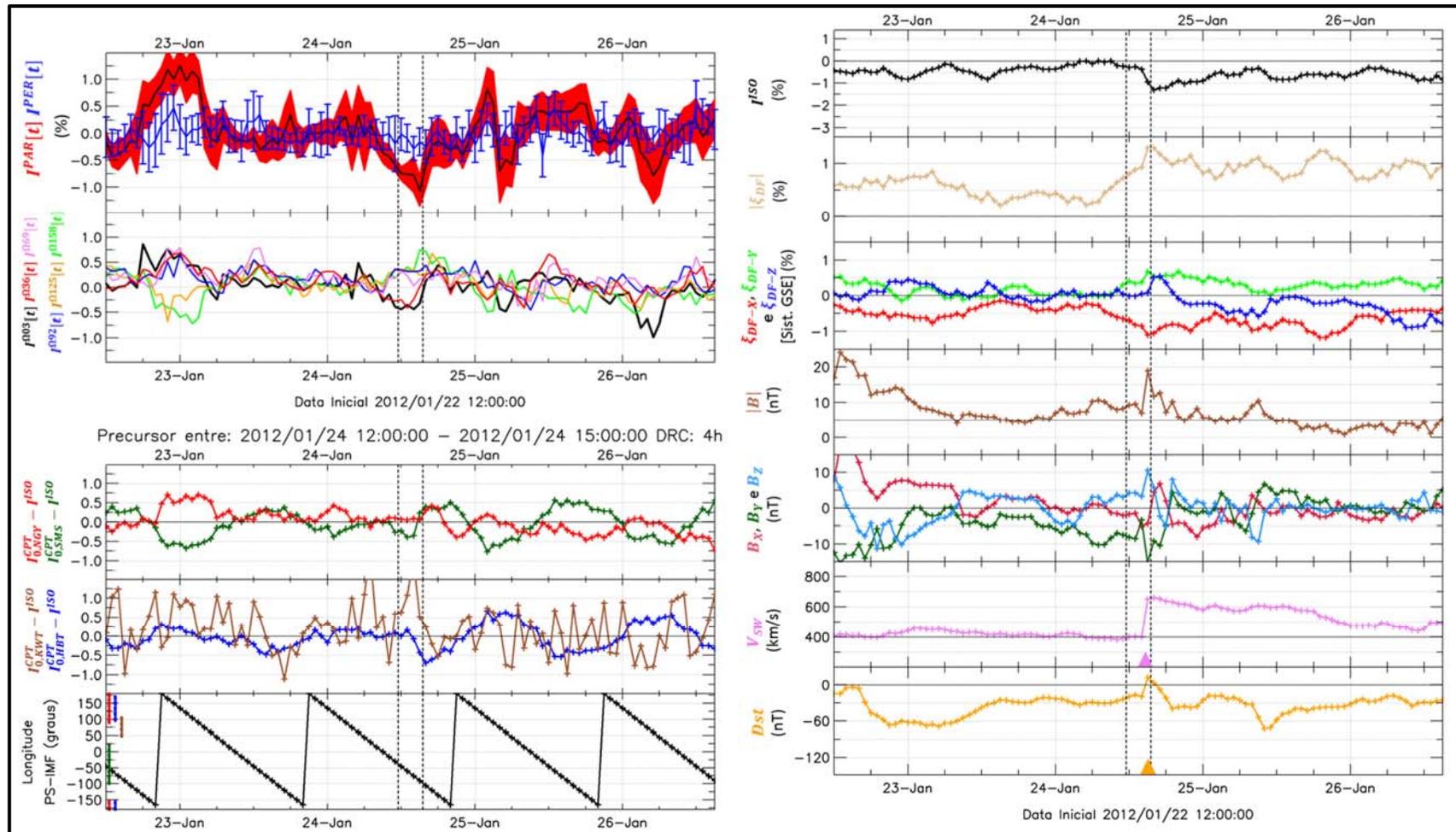


Figura 6.15 – Exemplo da seleção automática de um decréscimo precursor em um período logo anterior à aquele em que foram observadas variações de parâmetros do meio interplanetário, da magnetosfera terrestre e de raios cósmicos que indicam a passagem de uma estrutura interplanetária nas proximidades da Terra. O triângulo laranja indica o registro de um início súbito de tempestade (SSC) e o triângulo violeta o registro de um choque interplanetário.

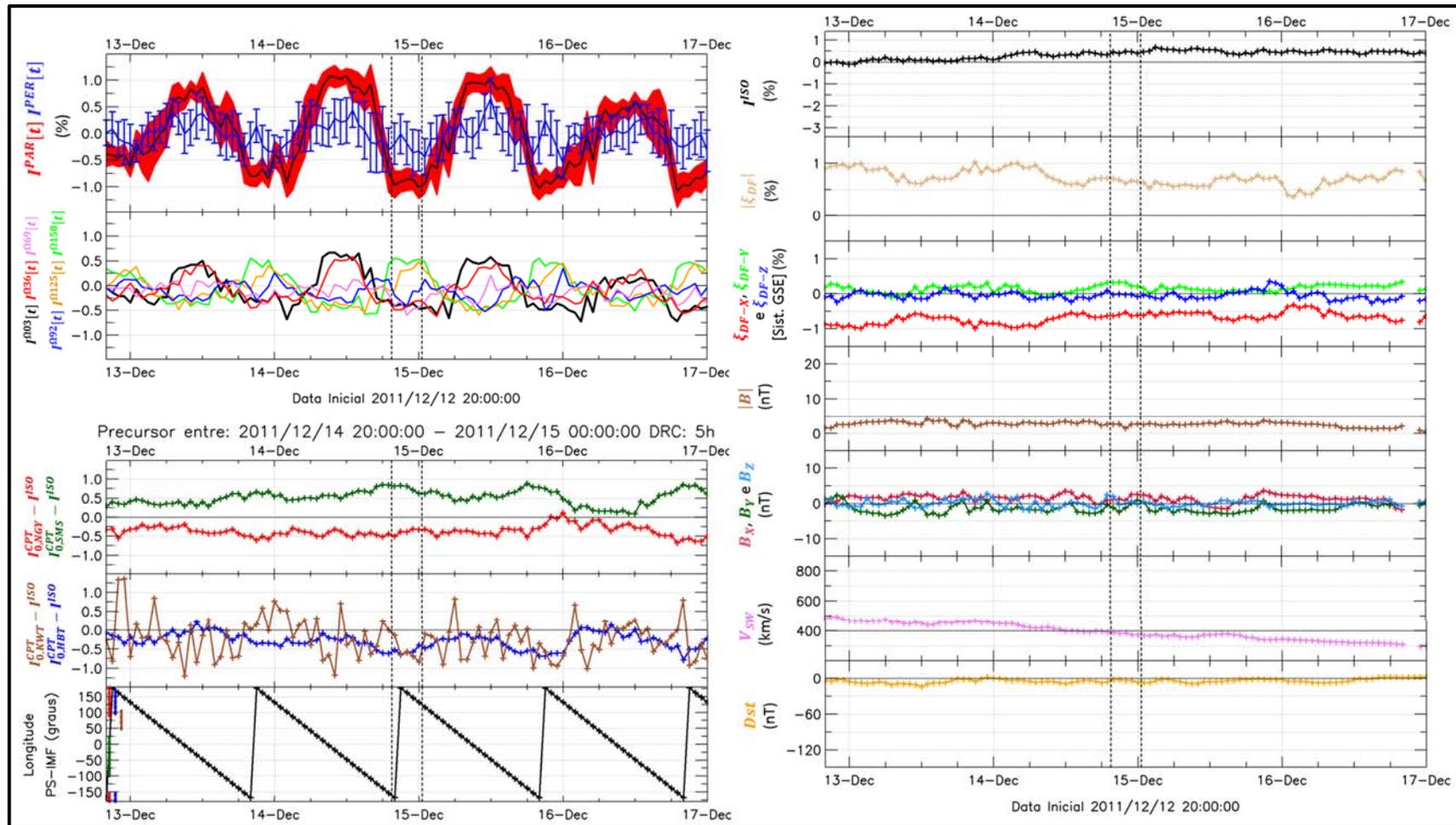


Figura 6.16 – Exemplo da seleção automática de um “decréscimo precursor” em um período onde há uma discrepância da intensidade de raios cósmicos registrada em Nagoya (NGY) e em São Martinho da Serra (SMS) e não há variações dos parâmetros de raios cósmicos, do meio interplanetário e do campo geomagnético que indiquem a passagem de uma estrutura interplanetária no período posterior ao selecionado.

Conforme é possível se observar na Figura 6.17, a intervenção em $I_{k,d}^{PRC}(t)$ praticamente não afeta os resultados obtidos no evento de dezembro de 2006, mostrado, antes desta mudança na metodologia, na Figura 6.14. Os valores de $I^{PAR}(t)$, $I^{PER}(t)$ e de todos os $I^{\Omega}(t)$ não sofreram grandes alterações, e o decréscimo precursor continuou sendo selecionado no mesmo período (entre às 5 e 9 UT do dia 14/12/2006).

Nos dados coletados entre junho de 2007 e dezembro de 2012, os eventos claramente afetados pela discrepância de longa duração entre São Martinho da Serra e Nagoya, como o mostrado na Figura 6.16, desapareceram após a aplicação da metodologia para a seleção automática de decréscimos precursores utilizando-se os novos valores de $I_{k,d}^{PRC}(t)$. Além disto, praticamente todos os eventos (como o mostrado na Figura 6.15) onde não havia este problema, continuaram sendo selecionados. Conforme é mostrado na Figura 6.18, a seleção e as características do precursor deste evento praticamente não foram alterados após a aplicação da metodologia de seleção automática reformulada.

No total, entre 2007 e 2012, foram encontrados 36 eventos aplicando-se esta nova metodologia. Dentre estes, três foram causados por instabilidade nos dados da GMDN. Um exemplo deste tipo de evento é mostrado na Figura 6.19. Neste caso, a intensidade dos *Pitch Angle* (diferentes $I^{\Omega}(t)$ no segundo gráfico do quadro superior esquerdo) aumentou e diminuiu drasticamente (em um grupo após o outro) devido a um pico (irreal) de contagem ocorrido no detector de Kuwait (curva marrom no segundo gráfico do quadro inferior esquerdo). No período em que foi selecionado o primeiro provável precursor, este detector está alinhado com o último grupo de *Pitch Angle* ($I^{\Omega 158}(t)$). Como $I^{\Omega 158}(t)$ tornou-se muito maior do que $I^{\Omega 03}(t)$, o valor de $I^{PAR}(t)$ diminuiu bastante causando a seleção deste evento como um provável decréscimo precursor. Já no dia 13, o decréscimo de $I^{\Omega 03}(t)$, que foi a causa da seleção do segundo provável precursor mostrado na Figura 6.19, ocorreu devido à remoção da média corrida de 24 pontos centrada no último ponto à direita (*Trailing Moving Average*) de $I_{k,d}^{PRC}(t)$ feita na Equação 6.19. O grande aumento dos dados de Kuwait no dia anterior produz um grande decréscimo no valor de $I_{k,d}^{PRC}(t)$ após a remoção desta média. Este falso decréscimo é refletido em $I^{\Omega 03}(t)$ (e conseqüentemente em $I^{PAR}(t)$) pelo fato da direção assintótica dos canais direcionais de Kuwait estarem alinhados com o campo magnético interplanetário esperado conforme a Espiral de Parker neste período (vide último gráfico do quadro inferior esquerdo).

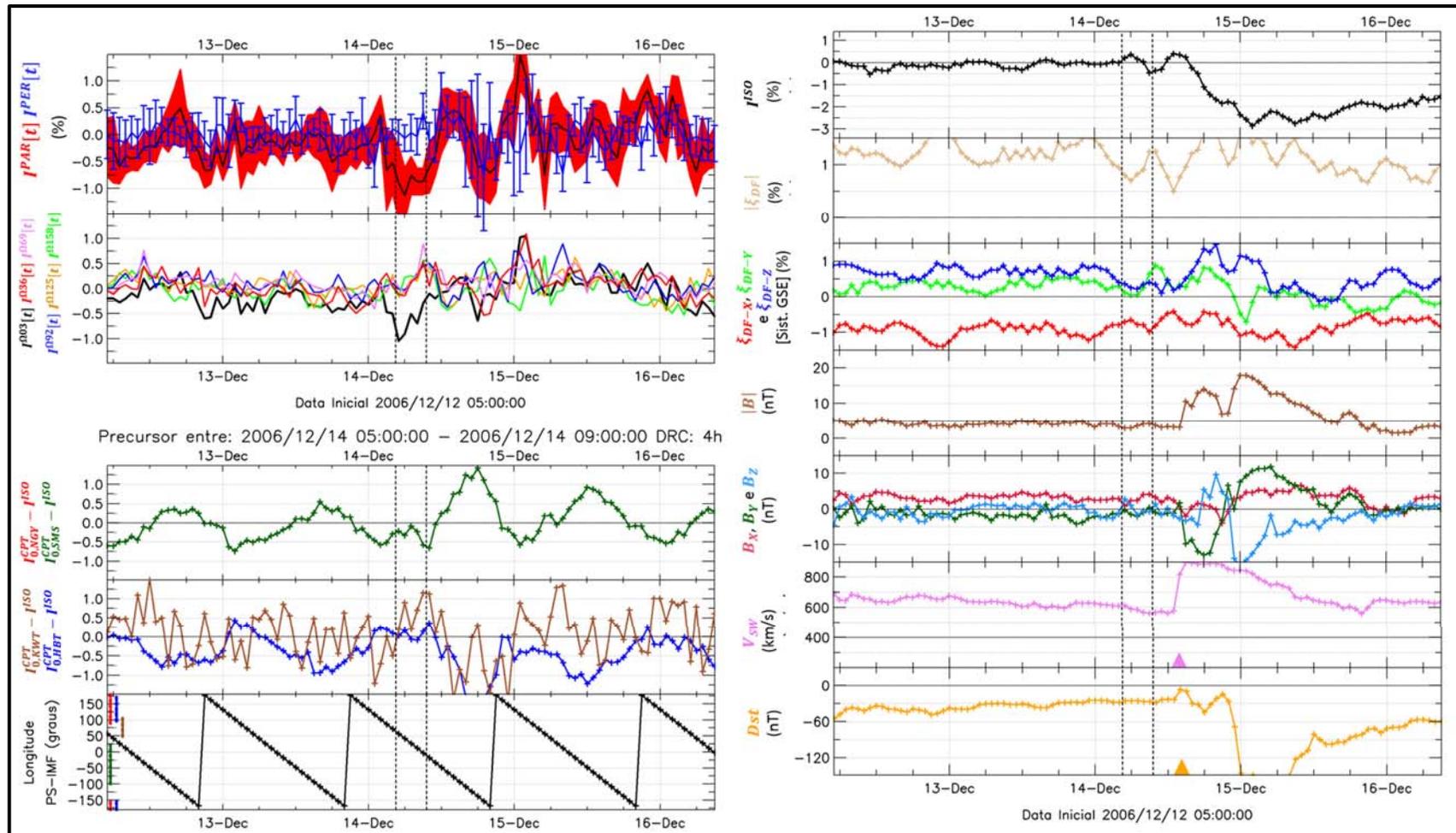


Figura 6.17 – Exemplo da seleção automática realizada no período do já conhecido decréscimo precursor de dezembro de 2006 após a intervenção para eliminar os efeitos causados pela discrepância da intensidade de raios cósmicos registrada entre dois detectores complementares. O triângulo laranja indica o registro de um início súbito de tempestade (SSC) e o triângulo violeta o registro de um choque interplanetário.

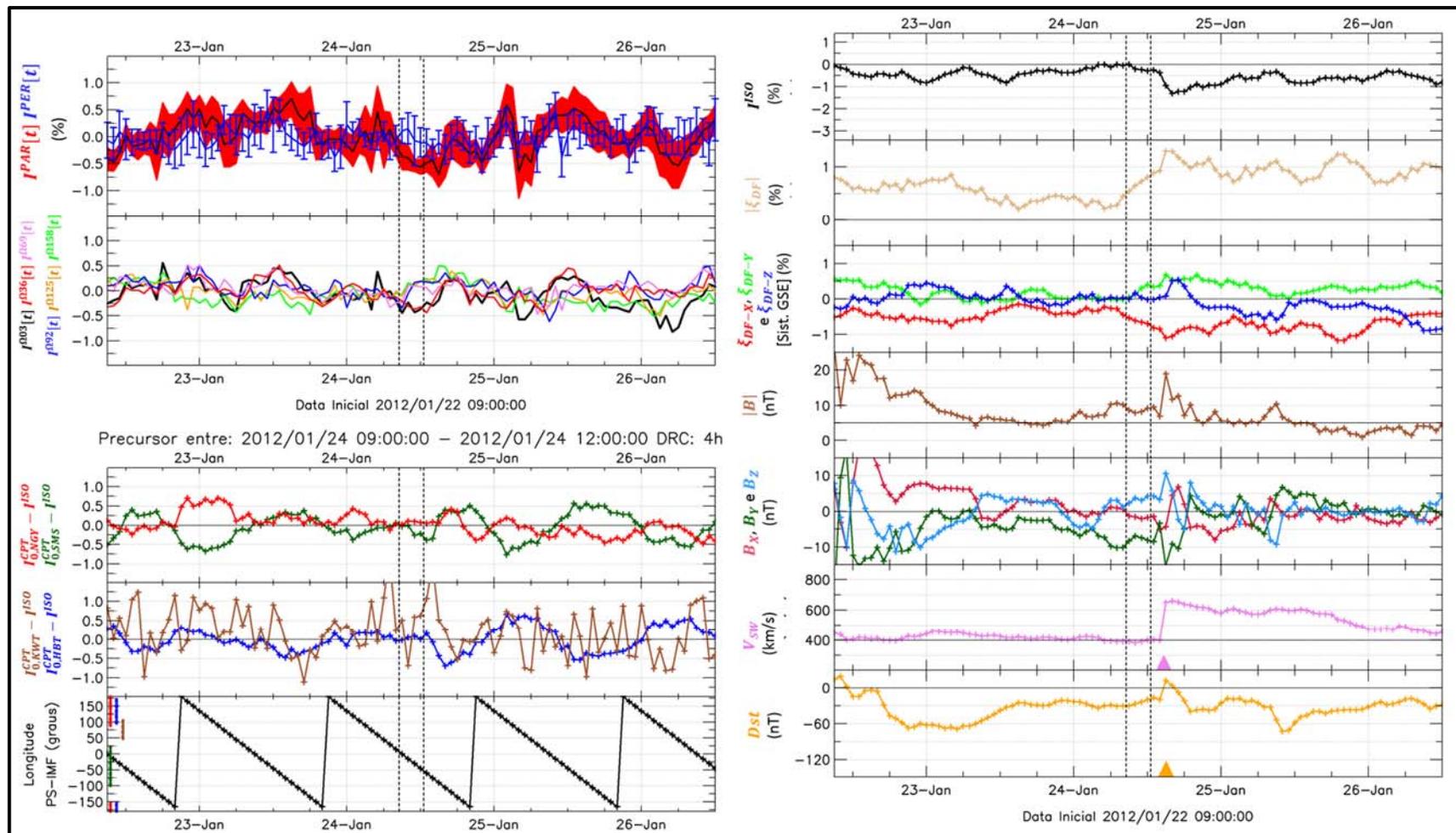


Figura 6.18 – Exemplo da seleção automática, pela metodologia reformulada, do decréscimo precursor de janeiro de 2012, que já fora selecionado pela metodologia antiga, ocorrido num intervalo de tempo onde não houve uma grande e duradoura discrepância entre os dados de SMS e NGY. O triângulo laranja indica o registro de um início súbito de tempestade (SSC) e o triângulo violeta o registro de um choque interplanetário.

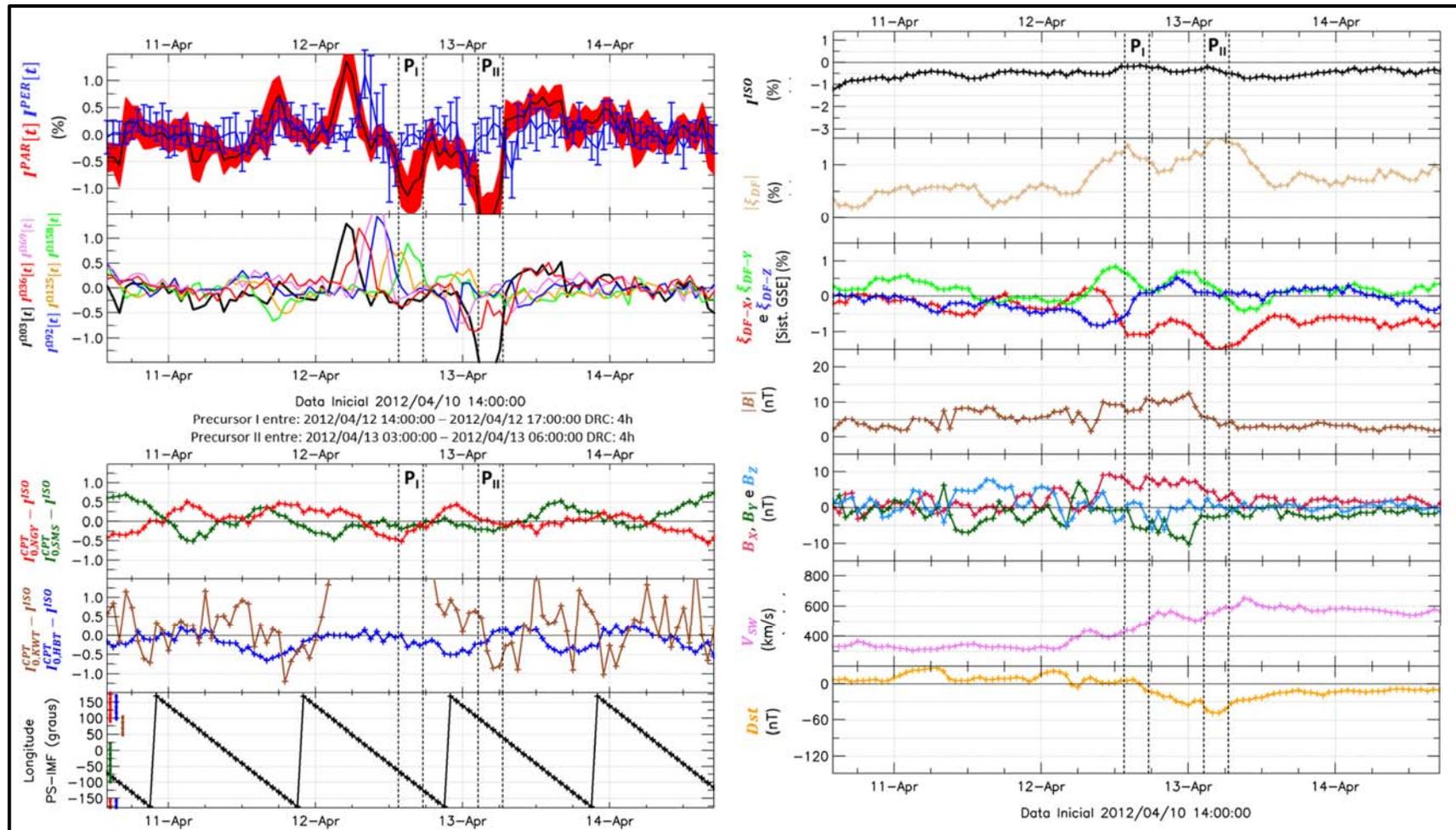


Figura 6.19 – Exemplo da seleção automática de dois “decréscimos precursores”, que na realidade foram causados por um grande aumento da intensidade de raios cósmicos registrada pelo detector do Kuwait (curva marrom no quadro inferior esquerdo) ocorrida por causa de um problema do próprio detector.

Onze eventos (dos 36 que foram selecionados) ocorreram durante, ou logo após, perturbações no meio interplanetário e/ou na magnetosfera terrestre, como é o caso do evento mostrado na Figura 6.20. Quando, por exemplo, uma ejeção de massa coronal vagando pelo meio interplanetário (ICME) passa sobre a Terra, espera-se a ocorrência de uma variação espacial no fluxo de raios cósmicos relacionada à geometria da configuração magnética desta estrutura (BIEBER & EVENSON, 1998; BRAGA, 2015). Desta forma, a intensidade de raios cósmicos registrada em cada grupo de $I^\Omega(t)$ (que correspondem às intensidades de raios cósmicos observadas em diferentes regiões do planeta definidas de acordo com a posição do campo magnético interplanetário da Espiral de Parker) pode mudar, em um ou mais grupos, quando há uma estrutura interplanetária sobre a Terra. Algumas vezes, como ocorreu no caso mostrado na Figura 6.20, estas mudanças podem resultar no atendimento da condição para a seleção de prováveis decréscimos precursores definida na Equação 6.18.

Considerando-se apenas os 22 eventos, que não estão relacionados a falhas em um dos detectores da GMDN ou que ocorreram durante a passagem de uma estrutura interplanetária sobre a Terra, é possível se observar que a maioria deles ocorre nos anos de 2011 ou 2012. Em comparação com período de 2007 a 2010, nestes dois anos há uma maior atividade solar, o que implica numa maior frequência de períodos onde há a presença de estruturas interplanetárias no espaço entre o Sol e a Terra, que causam os decréscimos precursores na intensidade de raios cósmicos.

Em 10 destes 22 eventos, o período de provável decréscimo precursor foi selecionado anteriormente à passagem de uma estrutura interplanetária identificada através do decréscimo da intensidade isotrópica de raios cósmicos (I^{ISO}), do aumento do módulo do campo magnético interplanetário ($|\vec{B}|$), do aumento da velocidade do vento solar ($|\vec{V}_{SW}|$), do decréscimo do Índice Dst, do registro de uma onda de choque e/ou do registro de um início súbito de tempestade geomagnética (SSC). Em metade destes eventos, não é possível se dizer com certeza se no período selecionado houve realmente um decréscimo precursor. Em alguns casos, como o mostrado na Figura 6.18 e 6.21, esta incerteza se dá pelo fato de o precursor ter sido selecionado em um período em que o meio interplanetário (ou a magnetosfera terrestre) já estava perturbado. Em outros, como o mostrado na Figura 6.22, a incerteza está no fato de não haver dados sobre o meio interplanetário no período em que o precursor foi selecionado, assim como, no período entre o precursor e a chegada da estrutura.

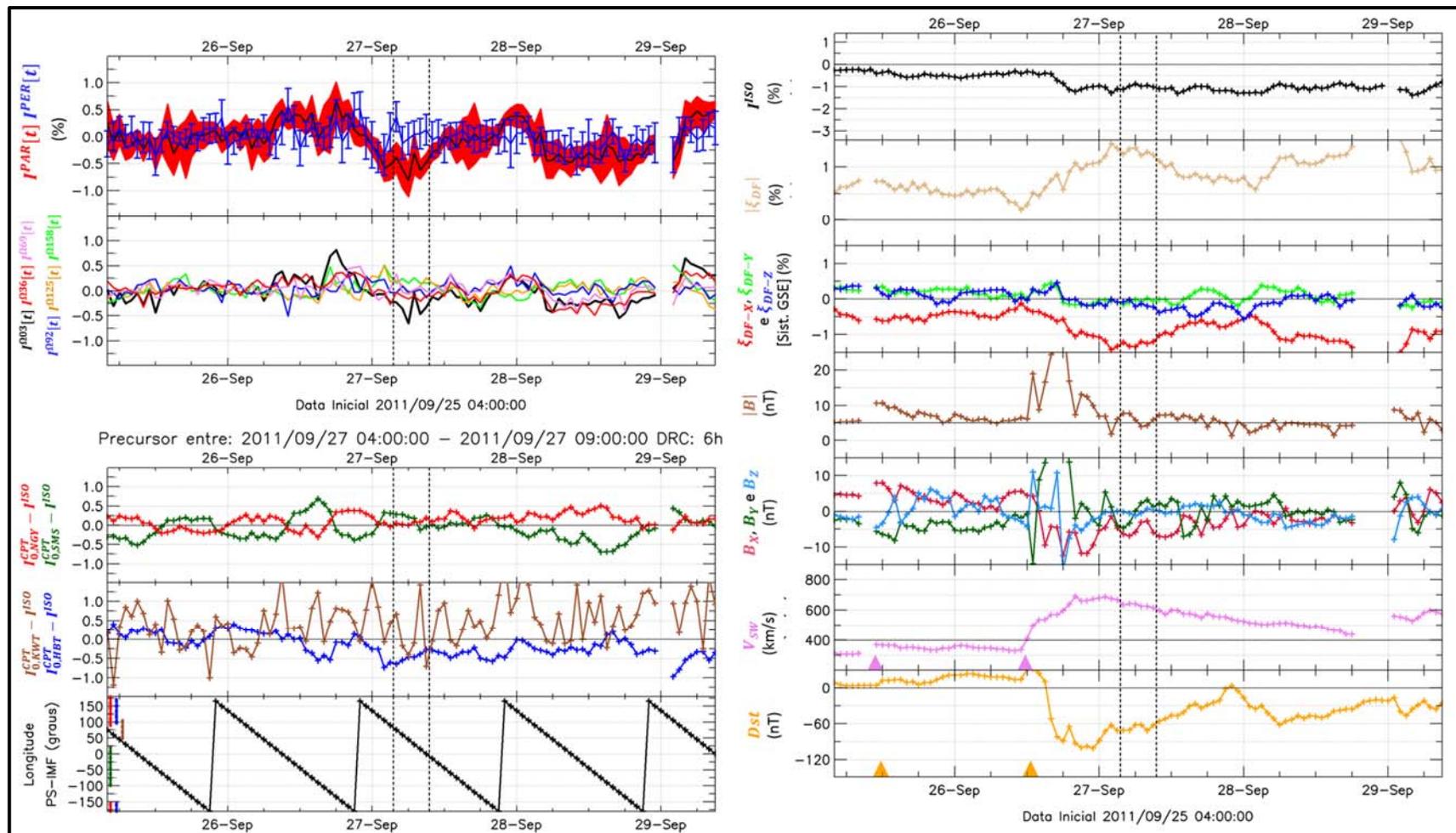


Figura 6.20 – Exemplo da seleção automática de um provável “decréscimo precursor” ocorrido após a chegada de uma estrutura interplanetária sobre a Terra (identificada pela variação de I^{ISO} , $|\vec{B}|$, $|\vec{V}_{SW}|$ e do índice Dst no quadro direito). O triângulo laranja indica o registro de um início súbito de tempestade (SSC) e o triângulo violeta o registro de um choque interplanetário.

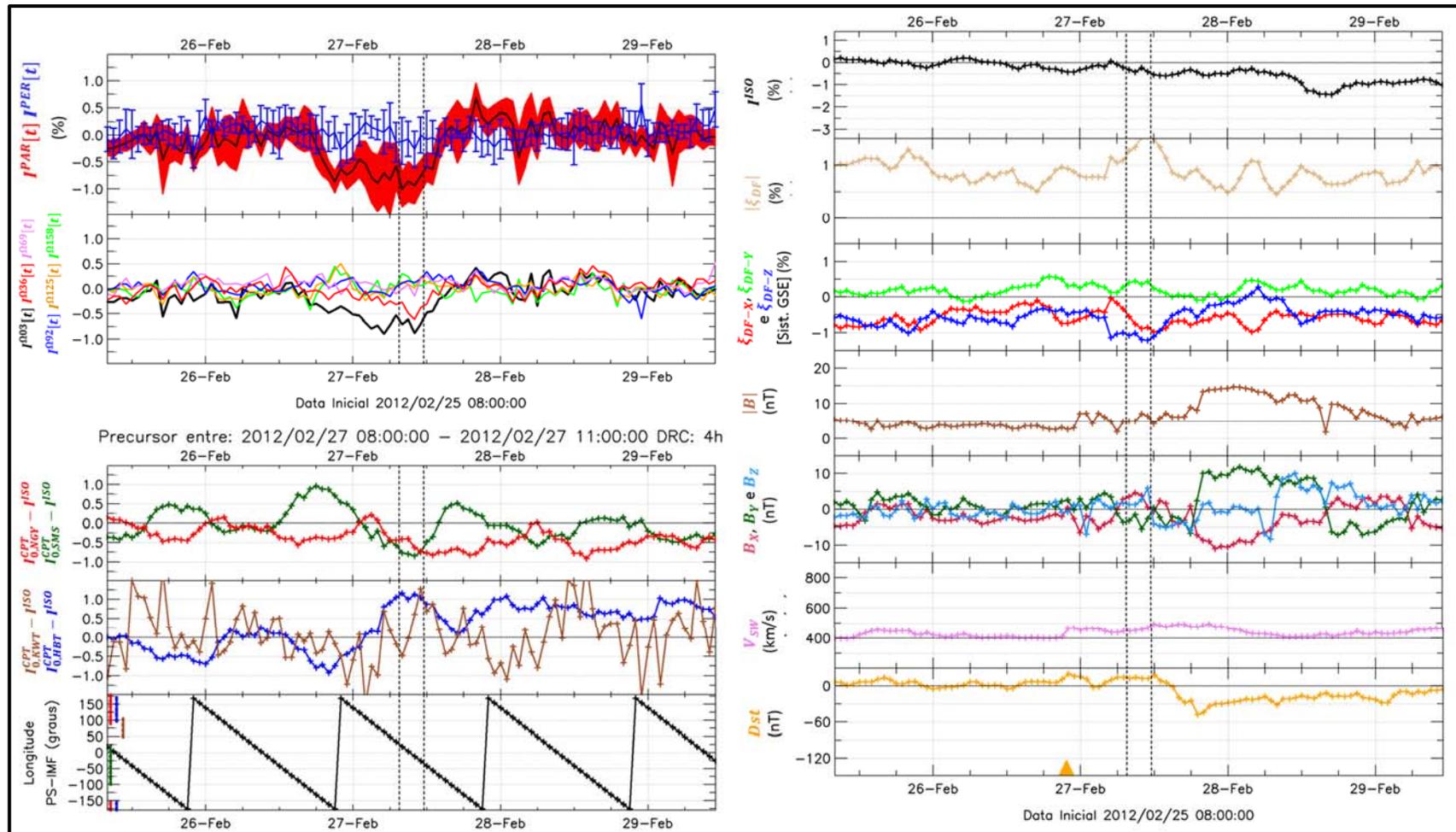


Figura 6.21 – Exemplo da seleção automática de um provável decréscimo precursor anterior a uma grande perturbação do meio interplanetário e/ou da magnetosfera terrestre muito provavelmente associada a passagem de uma estrutura interplanetária no espaço próximo a Terra, que foi selecionado num período onde o meio interplanetário (e/ou) a magnetosfera terrestre já se encontrava um pouco perturbada. O triângulo laranja indica o registro de um início súbito de tempestade (SSC).

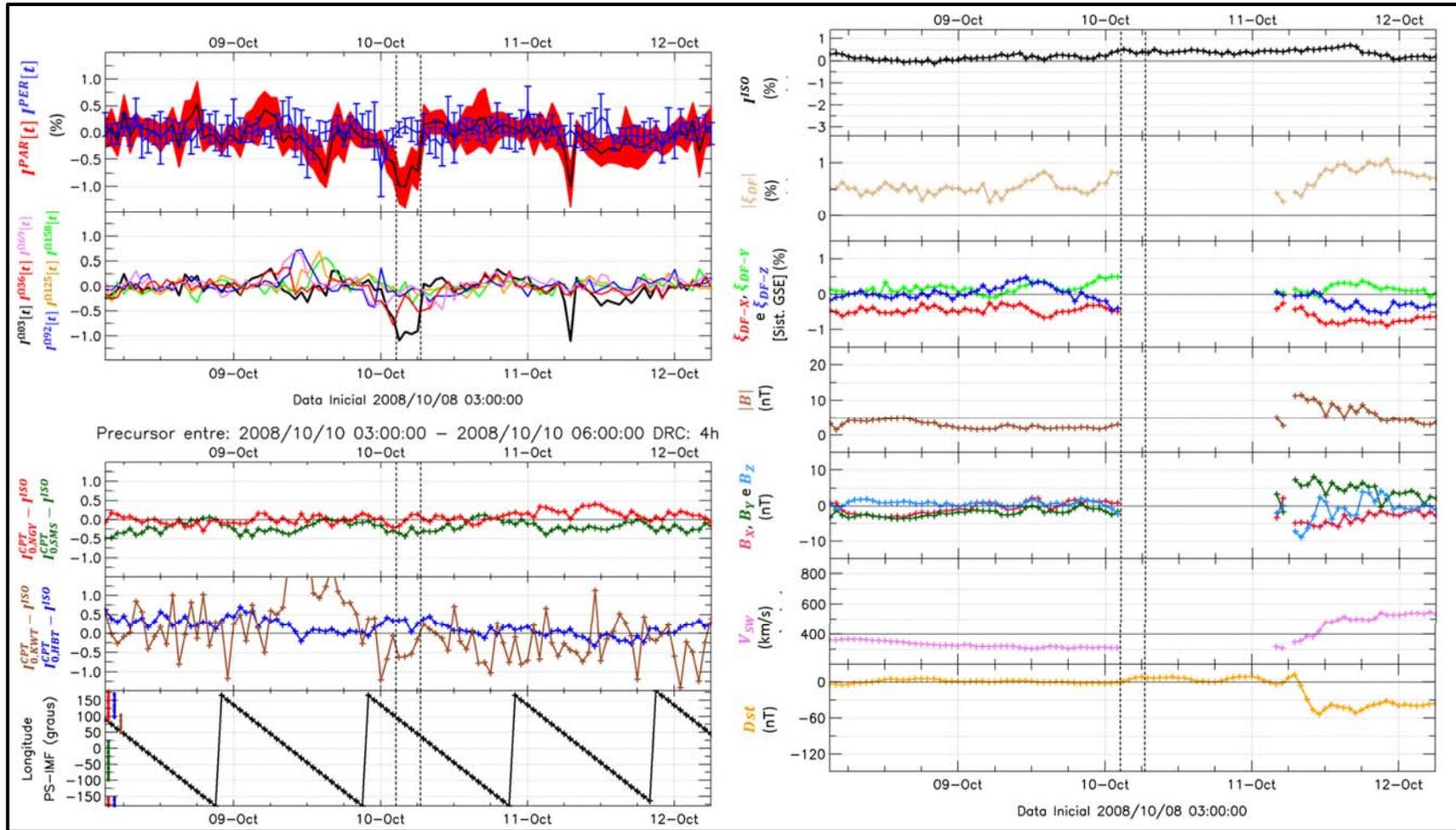


Figura 6.22 – Exemplo da seleção automática de um provável decréscimo precursor num período onde não há dados do módulo e das três componentes do campo magnético interplanetário ($|\vec{B}|$, B_x , B_y e B_z) e da velocidade do vento solar ($|\vec{V}_{sw}|$), que dizem respeito à situação do meio interplanetário neste período.

No quadro direito da Figura 6.21, é possível se observar que o período em que foi selecionado o provável decréscimo precursor é posterior ao registro de um início súbito de tempestade geomagnética (triângulo laranja) e do início de pequenas perturbações no módulo do campo magnético interplanetário (curva marrom), da velocidade do vento solar (curva violeta) e do Índice Dst (curva laranja). Porém, no quadro superior esquerdo desta figura, é possível se observar que, apesar do provável precursor só ter sido selecionado no dia 27, o decréscimo da intensidade de raios cósmicos na direção alinhada com o campo magnético interplanetário da Espiral de Parker ($I^{\Omega 03}(t)$, curva preta no gráfico inferior, e consequentemente $I^{\text{PAR}}(t)$, curva vermelha no gráfico superior deste quadro) iniciou-se logo após às 18 horas do dia 26. Logo, as variações na intensidade de raios cósmicos ocorrem um pouco antes das perturbações do meio interplanetário e da magnetosfera terrestre, que se iniciaram por volta das 22 horas do dia 26. Este fato indica a veracidade do precursor selecionado, mas não é possível se descartar a possibilidade de que ele tenha sido causado pela pequena mudança na configuração do campo magnético interplanetário ocorrida nas primeiras 12 horas do dia 27.

Na Figura 6.22, é possível se observar no quadro à direita, que no dia 11 de outubro o módulo do campo magnético interplanetário (curva marrom) e a velocidade do vento solar (curva violeta) apresentam valores altos ($|\vec{B}| > 10 \text{ nT}$ e $|\vec{V}_{\text{SW}}| > 500 \text{ km/s}$), o que indica a provável presença de uma estrutura interplanetária nas proximidades da Terra. Além disto, é possível se observar que o Índice Dst apresenta um decréscimo durante este dia, o que indica que esta estrutura teria causado uma perturbação no campo geomagnético. No entanto, como não há dados do meio interplanetário no dia 10 de outubro (quando o provável precursor foi selecionado) não há como saber se o meio interplanetário já não se apresentava perturbado neste dia. Se o meio interplanetário estivesse calmo, este precursor muito provavelmente seria verdadeiro, caso contrário, haveria a possibilidade de ele ter sido causado pela perturbação.

A outra metade dos 10 eventos onde o provável decréscimo precursor foi selecionado num período anterior à passagem de uma estrutura interplanetária sobre a Terra, tem uma grande possibilidade de ser verdadeira. Nestes eventos, os parâmetros do meio interplanetário e da magnetosfera terrestre apresentam claramente características típicas da passagem de uma estrutura interplanetária pela Terra no período posterior ao do provável decréscimo precursor. Além disto, no período anterior, assim como no próprio período em que o precursor foi selecionado, estes parâmetros apresentam características comumente observadas em períodos

não perturbados. Desta forma, o decréscimo da intensidade de raios cósmicos registrada pela GMDN ocorrido somente na região do nosso planeta voltada para o Sol e alinhada com o campo magnético interplanetário (I^{PAR}) muito provavelmente está relacionado à presença de uma estrutura interplanetária no espaço entre o Sol e a Terra, que depois passou pelo nosso planeta. As Figura 6.23 e 6.24 mostram dois exemplos deste tipo de evento.

Na Figura 6.23, é possível se observar que o provável decréscimo precursor foi selecionado num período anterior a um grande aumento do módulo do campo magnético interplanetário (curva marrom no quadro à direita) e da velocidade do vento solar (curva violeta), assim como, do decréscimo do Índice Dst (curva laranja) e da intensidade isotrópica de raios cósmicos (curva preta), que caracterizam a passagem de uma estrutura interplanetária sobre a Terra. Como o meio interplanetário e a magnetosfera terrestre apresentavam-se calmos ($|\vec{B}| < 5$ e Índice Dst próximo de zero) no intervalo em que o precursor foi selecionado, assim como no período anterior a esta seleção, é muito provável que o decréscimo de $I^{\Omega 03}(t)$ e $I^{PAR}(t)$ (respectivamente, curva vermelha no gráfico superior e curva preta no gráfico inferior do quadro superior esquerdo) tenha sido causado pela interação dos raios cósmicos com a estrutura interplanetária antes de sua chegada na Terra.

Considerando-se na Figura 6.24, principalmente, a variação do Índice Dst, de $|\vec{B}|$ e de I^{ISO} é possível se dizer que, muito provavelmente, uma estrutura interplanetária passou no espaço próximo à Terra a partir das 06 UT do dia 10. No período logo anterior e logo posterior à chegada desta estrutura, fora detectado (em duas partes) um provável decréscimo precursor pela metodologia desenvolvida neste trabalho.

Em 3 eventos, como o mostrado na Figura 6.25, é muito complicado decidir se o precursor pode ser verdadeiro ou não. E em 9 casos, como o mostrado na Figura 6.26, a seleção do precursor ocorre num período onde não há perturbações claras no meio interplanetário e/ou na magnetosfera terrestre durante ou após o período em que o precursor foi selecionado. Nestes casos há a possibilidade de que a estrutura causadora do precursor não tenha passado diretamente sobre a Terra, mas tenha ficado, em algum momento, na região entre o Sol e Terra (condição para que ocorra o precursor).

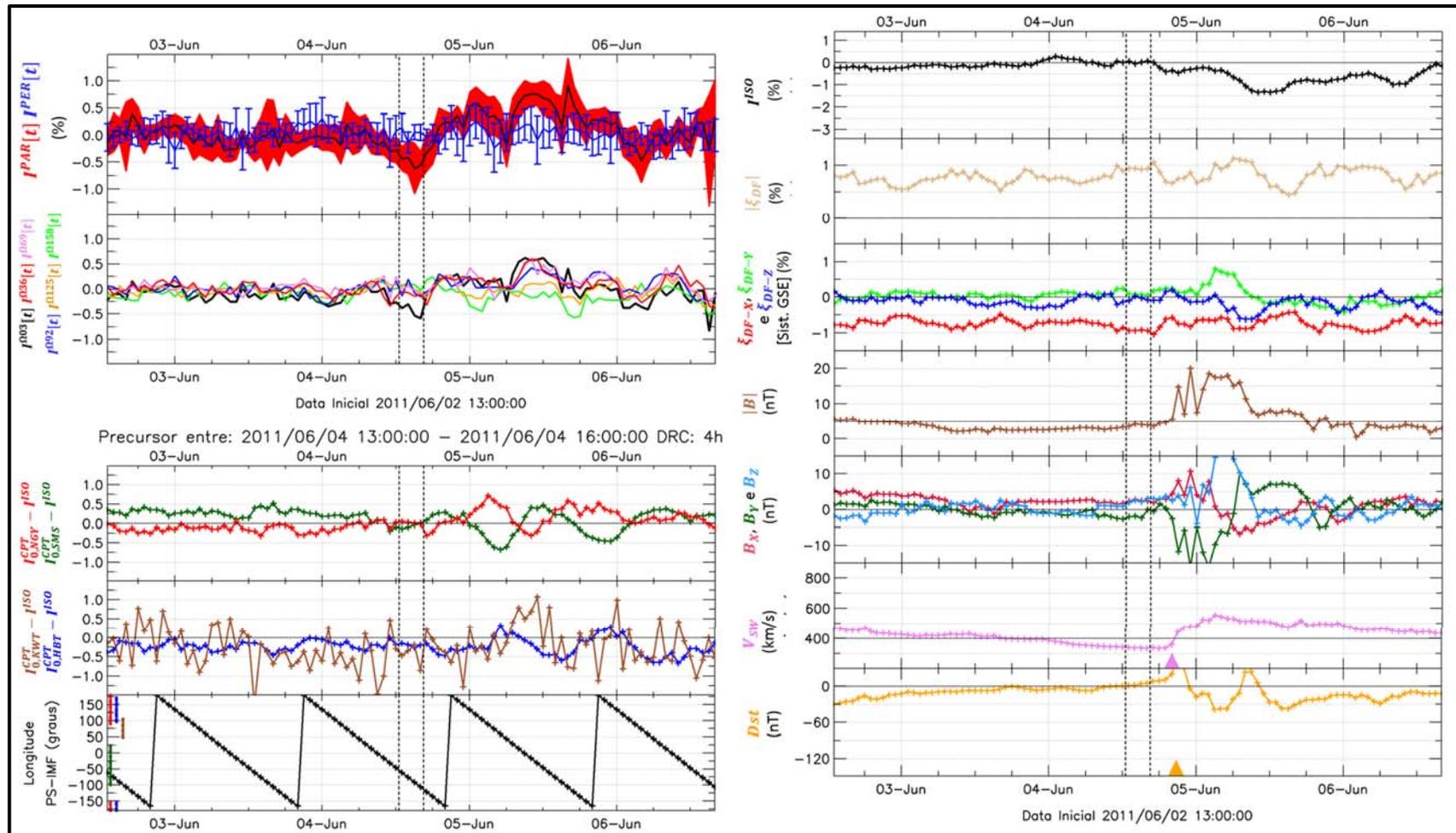


Figura 6.23 – Exemplo da seleção automática de um provável decréscimo precursor que muito provavelmente é verdadeiro. No período anterior precursor, as grandezas referentes à intensidade isotrópica de raios cósmicos (I^{ISO}), ao campo magnético interplanetário ($|\vec{B}|$, B_x , B_y , e B_z), à velocidade do vento solar ($|\vec{V}_{SW}|$) e à magnetosfera terrestre (Dst) apresentam valores típicos de períodos calmos. Já no período posterior, as variações destes parâmetros caracterizam a passagem de uma estrutura interplanetária no espaço próximo a Terra.

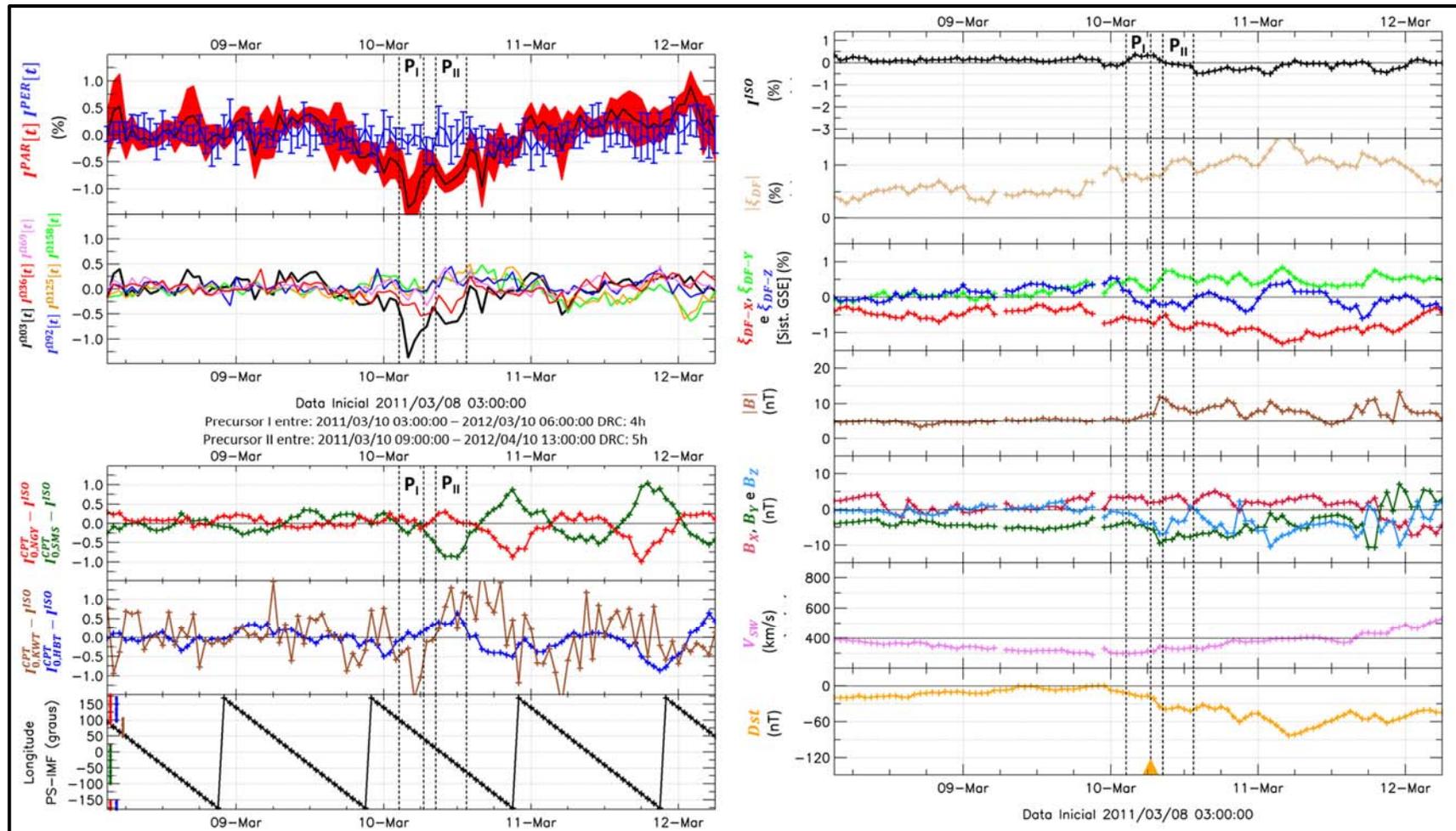


Figura 6.24 – Exemplo da seleção automática de um provável decréscimo precursor que muito provavelmente é verdadeiro. No período anterior ao primeiro precursor, as grandezas referentes à intensidade isotrópica de raios cósmicos (I^{ISO}), ao campo magnético interplanetário ($|\vec{B}|$, B_x , B_y , e B_z), à velocidade do vento solar ($|\vec{V}_{SW}|$) e à magnetosfera terrestre (Dst) apresentam valores típicos de períodos calmos. Já no período posterior ao primeiro precursor (e durante o segundo), as variações destes parâmetros caracterizam a passagem de uma estrutura interplanetária no espaço próximo a Terra.

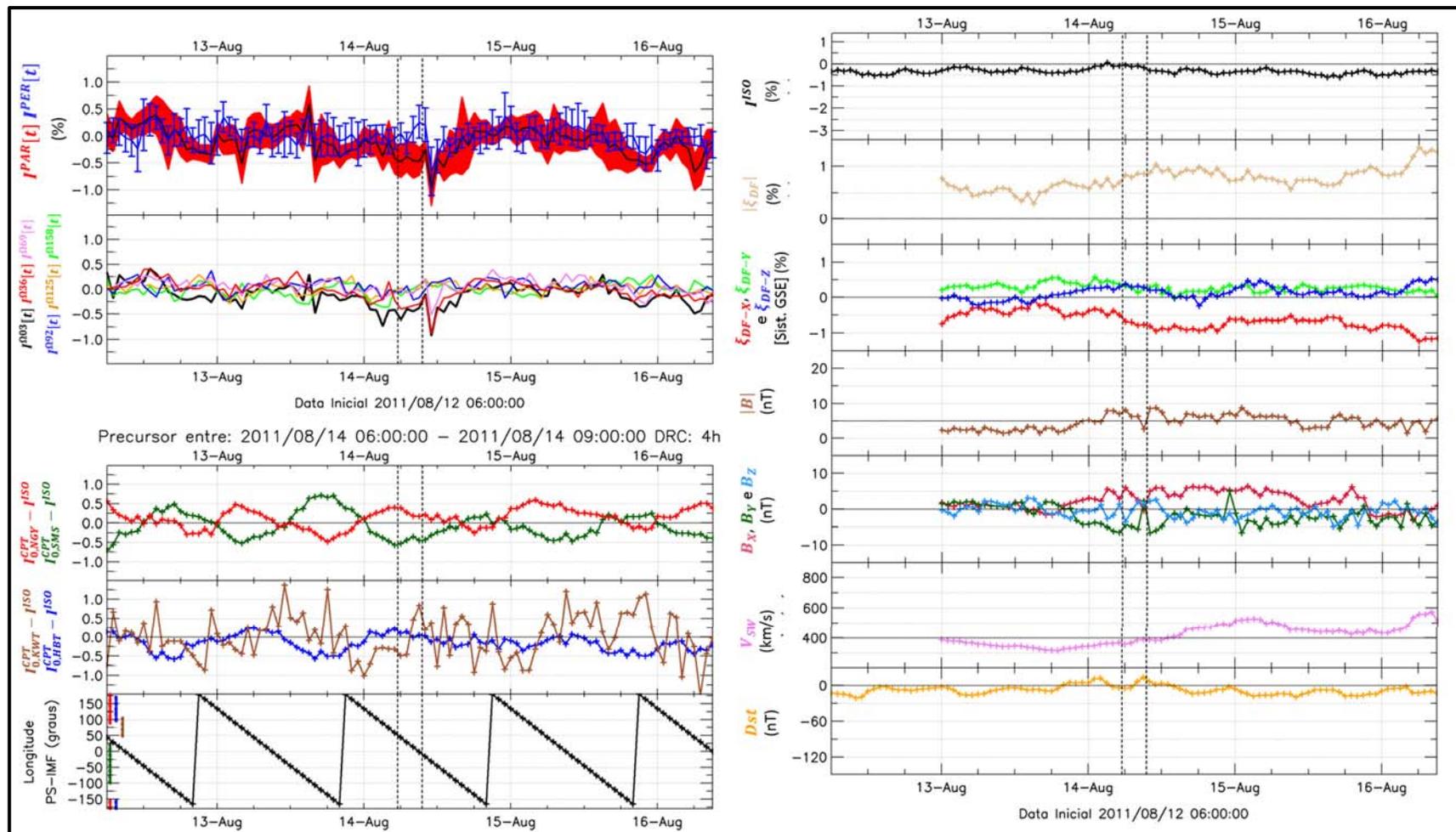


Figura 6.25 – Exemplo da seleção automática de um provável decréscimo precursor, onde é muito difícil se inferir sobre a sua veracidade. No período posterior ao precursor só foi observado um pequeno aumento na velocidade do vento solar ($|\vec{V}_{SW}|$, curva violeta no quadro a direita). Nenhuma das outras grandezas utilizadas para caracterizar uma estrutura interplanetária apresenta variação significativa no período pós-precursor. Além disto, o módulo do campo magnético ($|\vec{B}|$, curva marrom no quadro direito) no período em que o provável precursor foi selecionado está um pouco acima do normal, o que pode indicar que o precursor tenha sido causado por esta pequena perturbação na configuração magnética do meio interplanetário.

Todos os 36 eventos onde foram selecionados automaticamente prováveis decréscimos precursores podem ser visualizados em: <<https://goo.gl/etxmd6>>. Em alguns destes eventos, principalmente aqueles em que o precursor tem maior duração, é possível se observar claramente um decréscimo movendo-se de forma alinhada com o campo magnético interplanetário da Espiral de Parker nos “mapas” da significância e/ou da intensidade de raios cósmicos sem influências dos efeitos atmosféricos, do fluxo isotrópico e da modulação de longa escala da anisotropia resultante (I^{PRC}), cujos detalhes são descritos na secção anterior.

6.3 Detecção automática de acréscimos precursores alinhados com o campo magnético interplanetário

Além da visualização dos decréscimos precursores mostrada na secção anterior, a investigação dos dados mostrados nas Figuras para a Análise de Raios Cósmicos (FARC) possibilitou a identificação, em alguns períodos, de outro tipo de variações precursoras. Em alguns períodos anteriores à passagem de uma estrutura interplanetária pela Terra, observou-se uma diminuição da intensidade de raios cósmicos associada exclusivamente à anisotropia devido a difusão ($I(\xi_{DF})$).

É possível que os acréscimos precursores que ocorrem alinhados com o campo magnético interplanetário (IMF), cuja explicação foi dada no início deste capítulo, tenham causado uma diminuição da anisotropia devido a difusão e conseqüentemente de $I(\xi_{DF})$. Conforme é mostrado no quadro esquerdo da Figura 6.27, numa situação de calma (sem a presença de uma estrutura interplanetária) há uma maior intensidade de raios cósmicos incidindo na Terra na região alinhada com o IMF e não voltada para o Sol (NVS) em comparação com a região do lado da Terra voltada para o Sol (VS). Essa diferença na intensidade de raios cósmicos incidente em VS e NVS é o fator que determina o módulo do vetor anisotropia $\vec{\xi}_{DF}$. Conforme é mostrado no quadro direito da Figura 6.27, quando uma estrutura interplanetária causa um acréscimo (precursor) na região da Terra alinhada com o IMF voltada para o Sol (VS), há uma diminuição deste vetor anisotropia, pois a diferença entre a intensidade de raios cósmicos observada em NVS e VS diminui. Assim, quanto maior a quantidade de partículas aceleradas ou refletidas por uma estrutura interplanetária num dado instante de tempo, menor será o valor de ξ_{DF} neste instante.

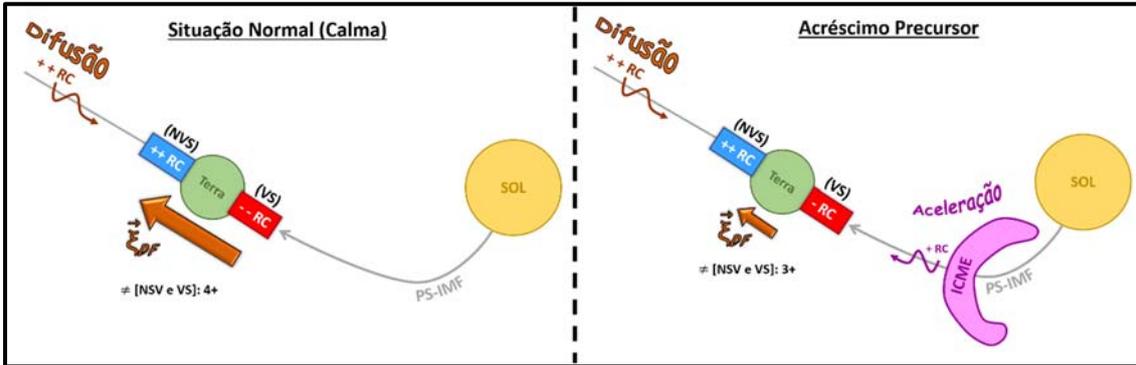


Figura 6.27 – Esquema da diminuição do vetor anisotropia relacionado ao processo de difusão dos raios cósmicos ($\vec{\xi}_{DF}$) devido à presença de uma estrutura interplanetária. No lado direito desta figura, a presença de uma ejeção de massa coronal vagando no meio interplanetário (ICME, *Interplanetary Coronal Mass Ejection*) causa um aumento da intensidade de partículas cósmicas movendo-se paralelamente à linha do campo magnético interplanetário esperada conforme a Espiral de Parker (PS-IMF, *Parker Spiral Interplanetary Magnetic Field*) e com sentido para fora do Sol. Este processo causa uma diminuição na diferença entre a intensidade de raios cósmicos observada nas regiões da Terra alinhadas com PS-IMF voltada (VS) e não voltada para o Sol (NVS), que existia previamente ao surgimento da ICME (lado esquerdo). Esta diminuição, é interpretada pela teoria da anisotropia de raios cósmicos, como um decréscimo no valor de $|\vec{\xi}_{DF}|$.

Tendo-se como bases as características observadas nas FARC, criou-se uma metodologia para a seleção automática dos acréscimos precursores alinhados com o campo magnético interplanetário através do vetor anisotropia relacionado ao processo de difusão de raios cósmicos ($\vec{\xi}_{DF}$). Como já explicado na Secção 5.3, esse vetor é obtido através do seguinte processo: (I) calcula-se o vetor anisotropia resultante ($\vec{\xi}$) utilizando-se a intensidade de raios cósmicos observada pela GMDN através do método desenvolvido por Okazaki et al. (2008), cujos detalhes podem ser vistos na Secção 5.2; (II) converte-se $\vec{\xi}$ para o sistema de coordenadas GSE (*Geocentric Solar Ecliptic*); (III) calcula-se o vetor anisotropia devido à difusão removendo-se de $\vec{\xi}^{(GSE)}$ os vetores anisotropias associados ao processo de convecção ($\vec{\xi}_{CV}$) e ao movimento de translação da Terra ($\vec{\xi}_{CGT}$). Após o cálculo de $\vec{\xi}_{DF}$, são selecionados os períodos onde o módulo deste vetor atende, por pelo menos duas horas (pontos) consecutivas, o seguinte critério:

$$|\vec{\xi}_{DF}|(t) < 0,25. \quad (6.20)$$

De forma semelhante ao que foi feito no caso da seleção automática dos decréscimos precursores, se dois períodos (com duração de 2 horas ou mais) forem separados por apenas um ponto, eles são agrupados em um único conjunto. Após este agrupamento, são considerados somente os períodos com pelo menos 3 horas de duração.

Através deste critério foram selecionados automaticamente 58 eventos, considerando-se dois ou mais períodos de provável acréscimo precursor separados por pequenos intervalos de tempo como um único evento. De forma similar ao que foi feito no caso dos prováveis decréscimos precursores, para cada um destes eventos foram criadas figuras onde são mostrados parâmetros de raios cósmicos, do meio interplanetário e da magnetosfera terrestre no período em torno daquele em que o provável acréscimo precursor foi identificado. Cada figura é composta por três quadros. No quadro superior esquerdo é mostrada a variação do módulo da anisotropia devido à difusão ($|\vec{\xi}_{DF}|$, curva castanho claro no quadro superior esquerdo), que é o parâmetro utilizado para a seleção do provável precursor. No quadro inferior esquerdo pode ser observado o comportamento da intensidade de raios cósmicos registrada no canal vertical de cada detector sem os efeitos atmosféricos e do fluxo isotrópico de raios cósmicos ($I_{0,d}^{CPT} - I^{ISO}$, curvas coloridas nos dois primeiros gráficos superiores) juntamente com a posição no globo terrestre da linha do campo magnético interplanetário esperado conforme a Espiral de Parker com sentido saindo do Sol (Longitude de PS-IMF, curva preta no gráfico inferior) e a cobertura longitudinal de cada detector (linhas coloridas verticais no gráfico inferior). No quadro disposto à direita são mostrados: (I) a intensidade isotrópica de raios cósmicos (I^{ISO} , curva preta); (II) as componentes no sistema GSE (*Geocentric Solar Ecliptic*) do vetor anisotropia devido à difusão (ξ_{DF-X} , ξ_{DF-Y} e ξ_{DF-Z} , curva vermelha, verde e azul respectivamente); (III) o módulo do campo magnético interplanetário ($|\vec{B}|$, curva marrom); (IV) as três componentes deste campo (B_X , B_Y e B_Z , curvas de cor carmesim, verde escuro e azul furtivo respectivamente); (IV) a velocidade do vento solar ($|\vec{V}_{SW}|$, curva violeta) juntamente com o registro de choques interplanetários pelo Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics (triângulo violeta); e (IV) o Índice Dst (curva laranja) juntamente com o registro de inícios súbitos de tempestades geomagnéticas (SSC) pelo *Helmholtz-Centre Potsdam* (triângulo laranja). As figuras referentes a cada um dos 58 eventos podem ser visualizadas em: <<https://goo.gl/kV2LXf>>.

Destes 58 eventos, 12 ocorreram após a passagem de uma estrutura interplanetária sobre a Terra. Uma provável explicação para este fato é o possível bloqueio da incidência de partículas cósmicas na região alinhada com o campo magnético interplanetário não voltada para o Sol causado por uma estrutura interplanetária ao sair do espaço próximo a Terra. Como ilustra a Figura 6.28, com este bloqueio, há uma diminuição do vetor anisotropia relacionado ao processo de difusão ($\vec{\xi}_{DF}$). Quando esta diminuição atende ao critério estabelecido na Equação 6.20, o

período em que ela ocorre é selecionado (erroneamente) como de um provável acréscimo precursor.

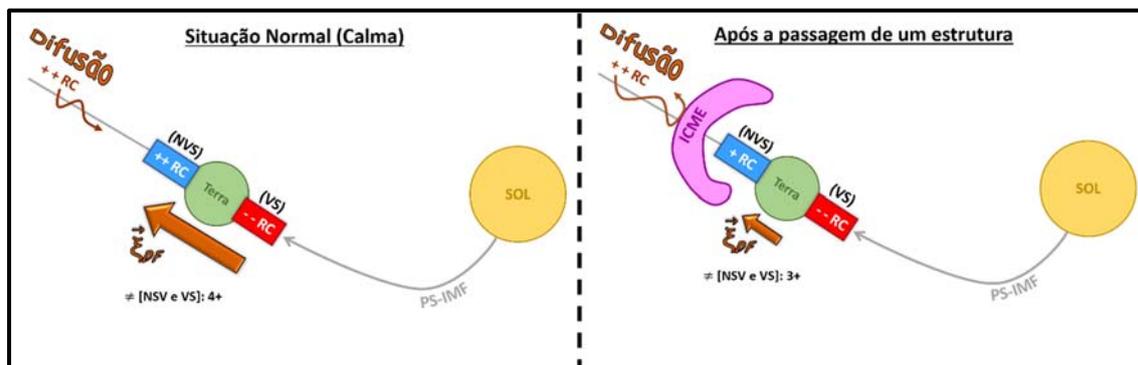


Figura 6.28 – Esquema da diminuição do vetor anisotropia relacionado ao processo de difusão dos raios cósmicos ($\vec{\xi}_{DF}$) após passagem de uma estrutura interplanetária. No lado direito desta figura, após a passagem de uma ejeção de massa coronal vagando no meio interplanetário (ICME, *Interplanetary Coronal Mass Ejection*), pode haver um bloqueio das partículas cósmicas que, devido ao processo de difusão paralela, incidiam na Terra alinhadas paralelamente à linha do campo magnético interplanetário da Espiral de Parker (PS-IMF, *Parker Spiral Interplanetary Magnetic Field*). Este processo causa uma diminuição na diferença na intensidade de raios cósmicos observada nas regiões da Terra alinhadas com o PS-IMF voltada (VS) e não voltada para o Sol (NSV), em comparação ao que se é observado em períodos calmos (lado esquerdo). O que causa uma redução da anisotropia de raios cósmicos, como um decréscimo no valor de $|\vec{\xi}_{DF}|$.

A Figura 6.29 mostra um exemplo de um evento onde a seleção do provável acréscimo precursor (indicada pelas duas linhas tracejadas verticais) ocorreu após perturbações no módulo do campo magnético interplanetário, assim como em suas componentes, na velocidade do vento solar e no Índice Dst que caracterizam a passagem de uma estrutura interplanetária pela Terra entre os dias 11 e 12 de abril de 2010. Nesta figura, é possível se observar que o campo magnético interplanetário volta a apresentar valores típicos de períodos calmos (em torno de 5 nT) no mesmo período em que o provável acréscimo precursor foi selecionado.

Em 35 dos 58 eventos, o provável acréscimo precursor ocorreu anteriormente a variações de parâmetros de raios cósmicos, do meio interplanetário e/ou da magnetosfera terrestre que indicam a passagem de uma estrutura interplanetária no espaço próximo a Terra. Em 15 destes 35 eventos, há uma grande probabilidade do possível acréscimo precursor ser verdadeiro (estar associado à chegada de uma estrutura interplanetária no período posterior a sua observação). Conforme é mostrado na Figura 6.30, em alguns destes eventos o módulo da anisotropia de raios cósmicos relacionada ao processo de difusão ($|\vec{\xi}_{DF}|$) diminui brusca e rapidamente no período anterior à chegada da estrutura. Em outros casos, como o mostrado na Figura 6.31, o decréscimo de $|\vec{\xi}_{DF}|$ é lento e gradual.

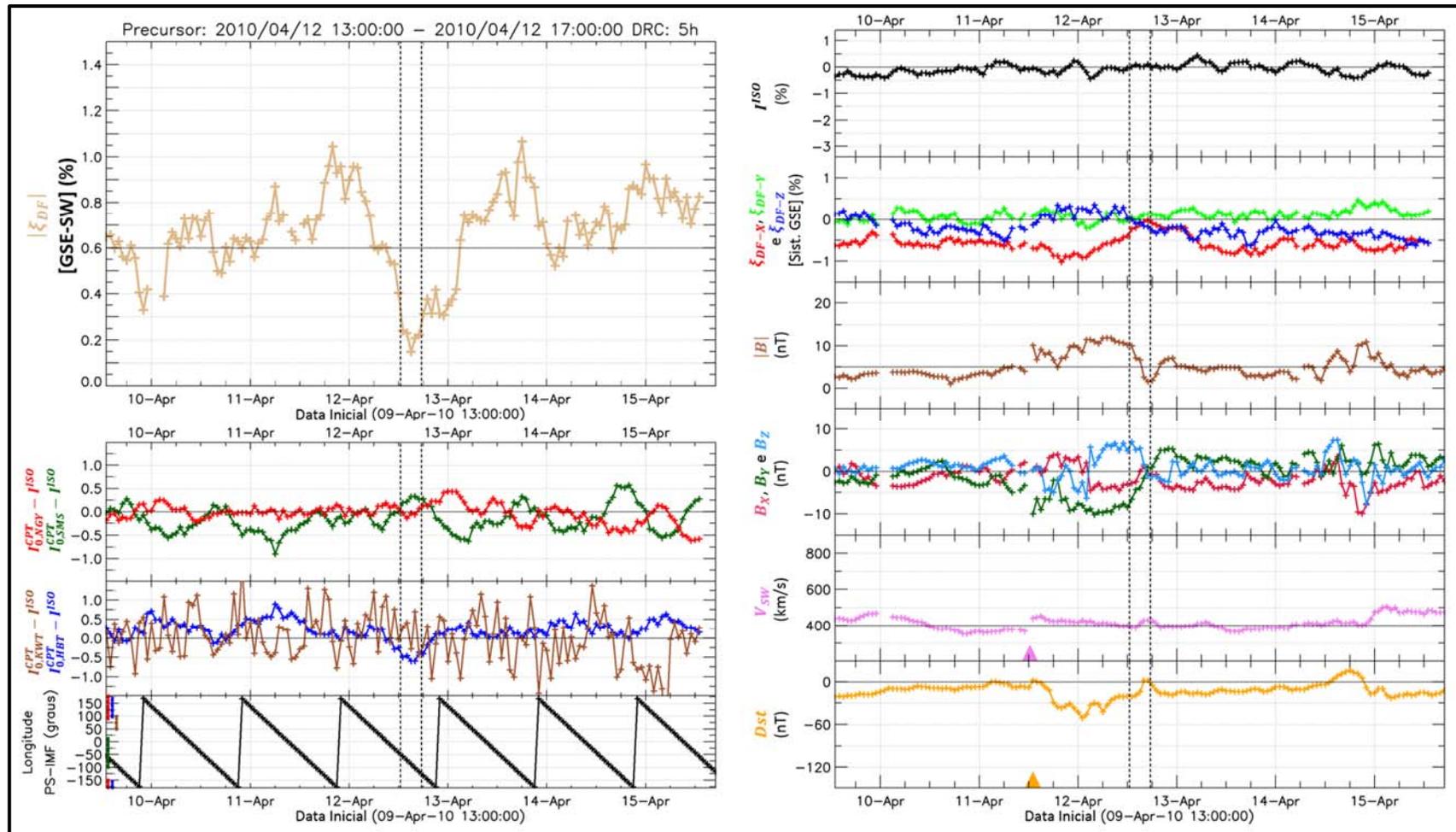


Figura 6.29 – Exemplo da seleção automática de um provável acréscimo precursor num período logo posterior à passagem de uma estrutura interplanetária. O precursor (linhas verticais tracejadas) é selecionado no mesmo período em que ocorre uma diminuição do módulo do campo magnético interplanetário (curva marrom no quadro à direita) e a volta do índice Dst (curva laranja no quadro à direita) para valores próximos de zero.

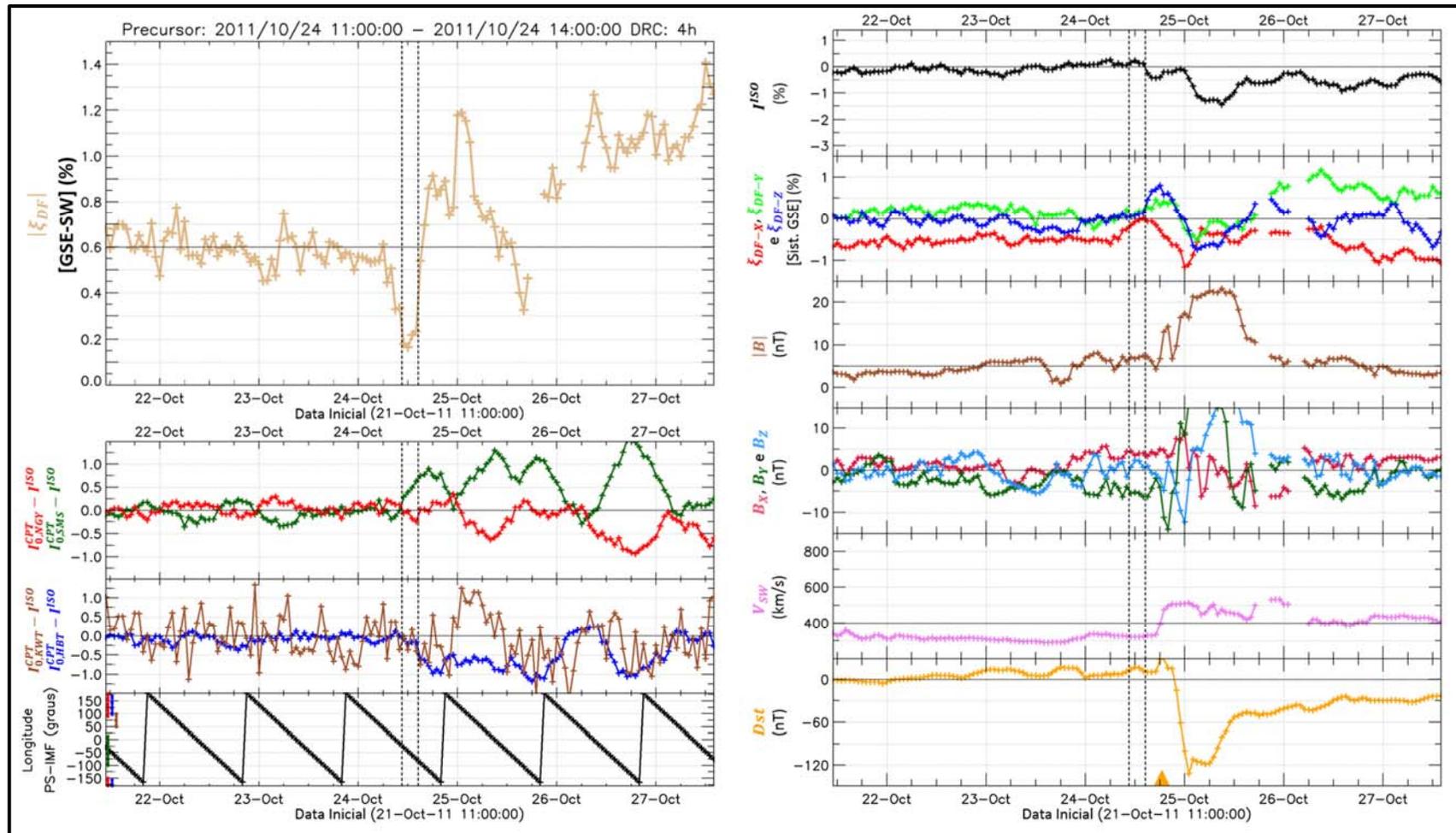


Figura 6.30 – Exemplo da seleção automática de um provável acréscimo precursor relacionado a um rápido decréscimo do módulo do vetor anisotropia devido à difusão (curva castanho claro no quadro superior esquerdo) no período anterior a perturbação nos parâmetros de raios cósmicos, do meio interplanetário e da magnetosfera terrestre que indica a passagem de uma estrutura interplanetária sobre a Terra.

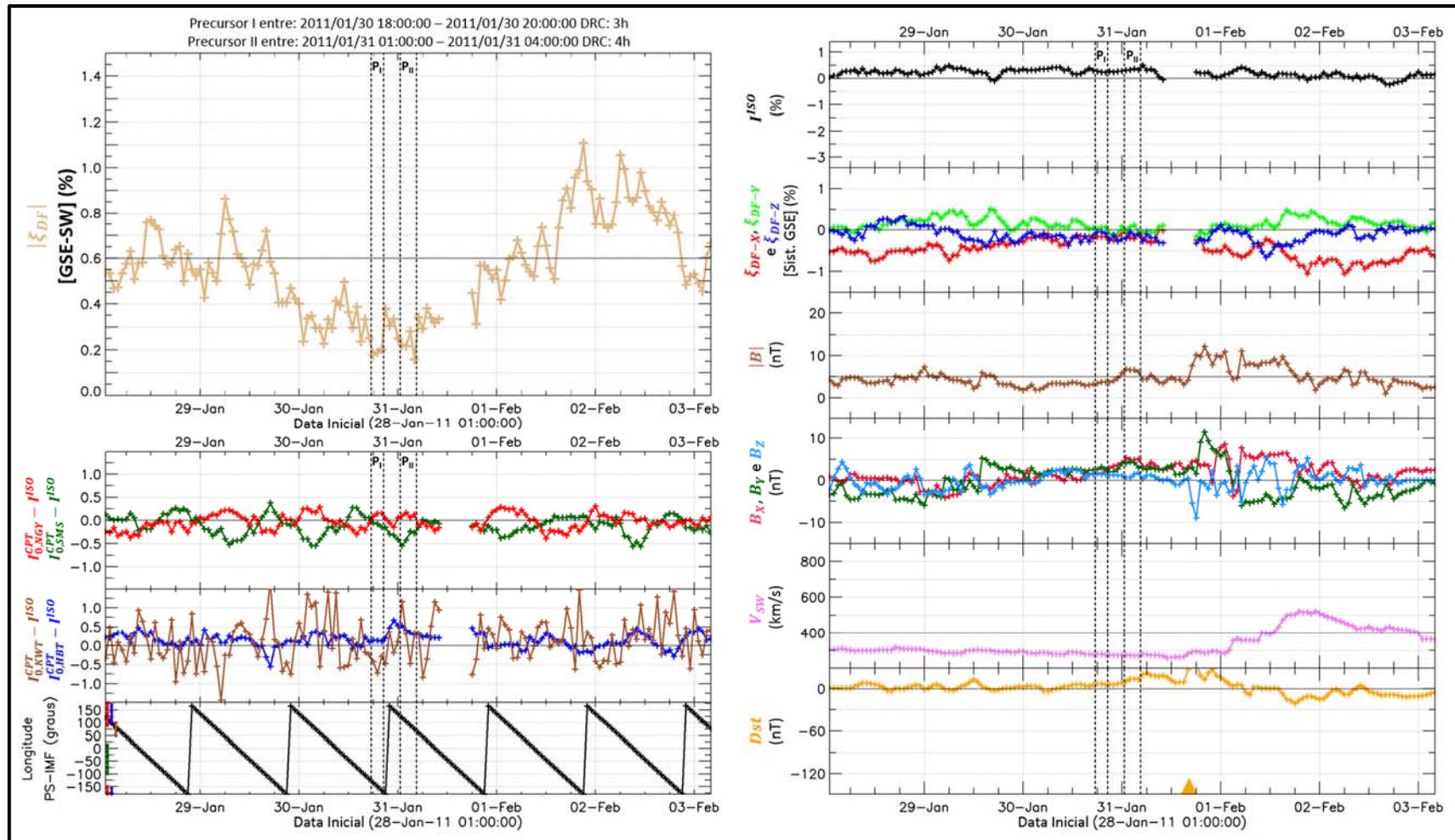


Figura 6.31 – Exemplo da seleção automática de um provável acréscimo precursor relacionado a um lento decréscimo do módulo do vetor anisotropia devido à difusão (curva castanho claro no quadro superior esquerdo) no período anterior à passagem de uma estrutura interplanetária.

No quadro superior esquerdo da Figura 6.30, é possível se observar que, no período anterior àquele onde foi identificado o provável precursor, o módulo da anisotropia devido à difusão mantinha-se quase que constantemente em torno de 0,6 %. Neste mesmo intervalo de tempo, é possível se observar, no quadro à direita desta figura, que a intensidade isotrópica de raios cósmicos (I^{ISO}), o módulo do campo magnético interplanetário, a velocidade do vento solar e o Índice Dst não apresentavam grandes flutuações. Além disto, os três últimos apresentavam valores próximos aos observados em períodos sem perturbações causadas por estruturas interplanetárias. Após às 06 UT do dia 24 de outubro, enquanto B , V_{SW} e o Índice Dst ainda apresentavam valores típicos de períodos calmos, $|\vec{\xi}_{DF}|$ decai rapidamente chegando a apresentar valores abaixo de 0,25 % (critério para a seleção do provável acréscimo precursor). Por volta das 14 UT do mesmo dia, um pouco antes do decréscimo do Índice Dst e do acréscimo de B e V_{SW} , a anisotropia associada ao processo de difusão volta a aumentar.

Na Figura 6.31, é possível se observar que, até meados do dia 29 de janeiro, $|\vec{\xi}_{DF}|$ seguia flutuando em torno de 0,6 %. Após esta data, ele começa a diminuir lentamente até atingir o valor estipulado como do critério de seleção no final do dia 31 de janeiro e início do dia 01 fevereiro. Entre 06 UT e 12 UT do dia 01, o módulo da anisotropia devido à difusão volta a aumentar, enquanto I^{ISO} , o campo magnético interplanetário e o Índice Dst apresentam variações que indicam a passagem de uma estrutura interplanetária pela Terra.

Nos 20 eventos restantes (dos 35 onde o provável acréscimo precursor foi selecionado num período anterior à passagem de uma estrutura interplanetária sobre a Terra) não é possível se afirmar que o precursor é realmente verdadeiro. Em alguns destes casos, como o mostrado na Figura 6.32 e 6.33, o problema na veracidade do precursor ocorre por causa dele ter sido selecionado num período onde já estão presentes características que definem a passagem de uma estrutura sobre a Terra. Em outros, como o mostrado na Figura 6.34, não há uma clara alteração no módulo do campo magnético interplanetário no período posterior ao precursor, onde outros parâmetros indicam a presença de uma estrutura interplanetária no espaço próximo ao nosso planeta. Há também eventos, como o mostrado na Figura 6.35, onde o problema encontra-se no fato do provável precursor ocorrer antes da chegada de uma estrutura, porém num período logo após a passagem de uma outra estrutura. E há ainda casos, como o mostrado na Figura 6.36, onde a anisotropia devido a difusão não apresenta um claro processo de decréscimo antes da seleção do provável precursor.

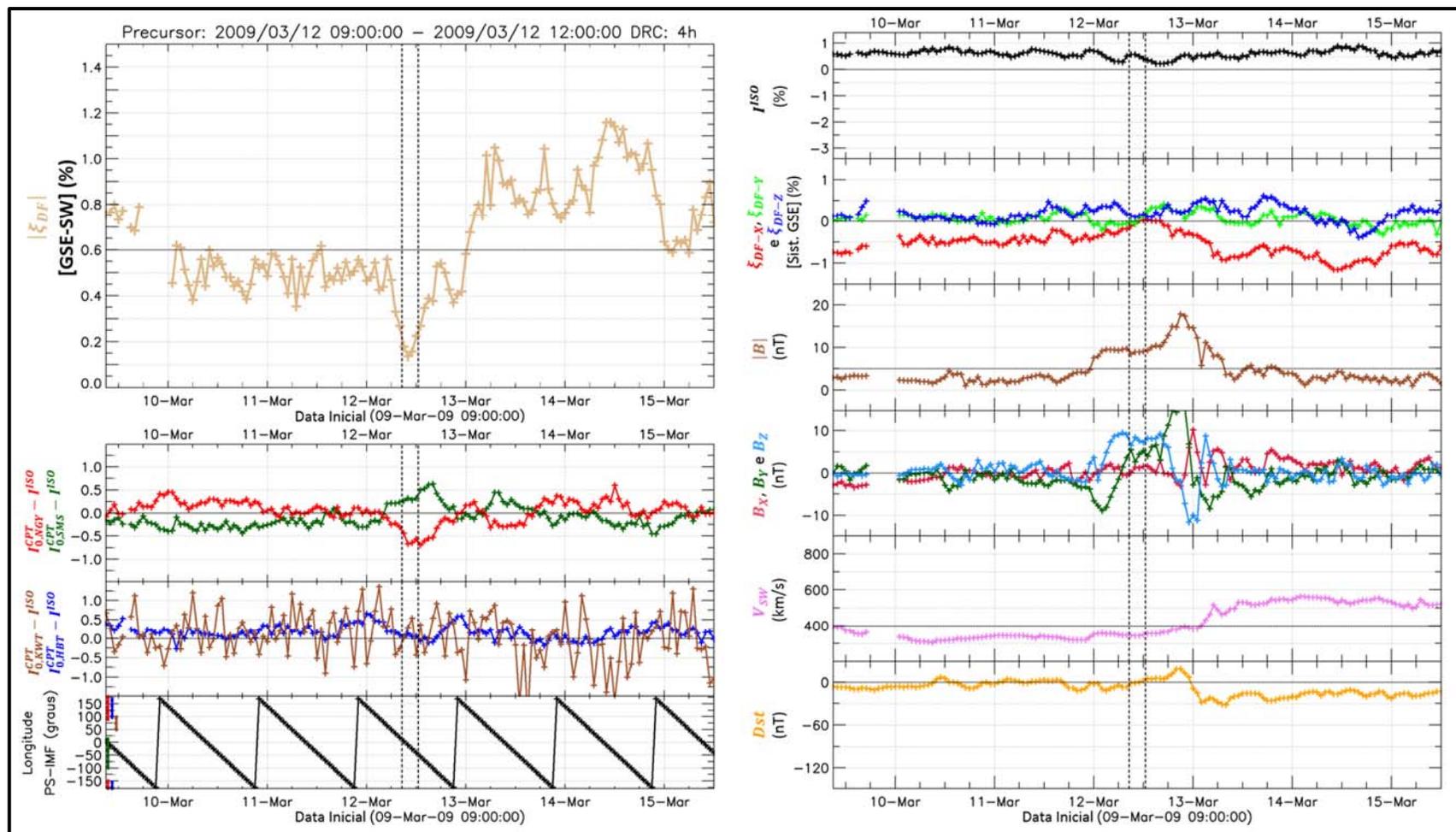


Figura 6.32 – Exemplo da seleção automática de um provável acréscimo precursor num período anterior às perturbações na velocidade do vento solar (curva violeta) e do Índice Dst (curva laranja), porém após a primeira perturbação do módulo do campo magnético interplanetário (curva marrom) que indicam a passagem de uma estrutura sobre a Terra.

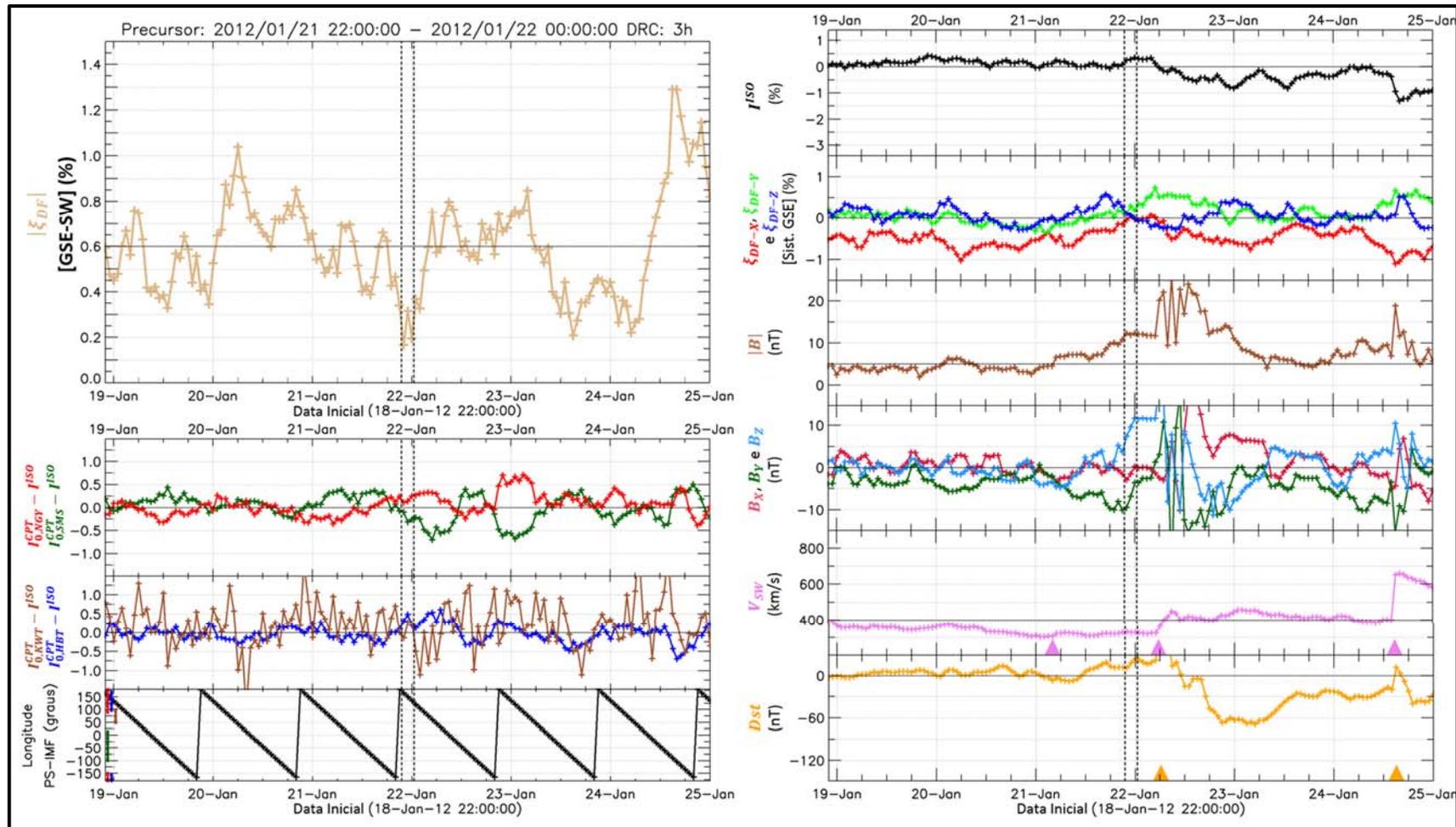


Figura 6.33 – Exemplo da seleção automática de um provável acréscimo precursor ocorrido anteriormente às grandes perturbações do módulo do campo magnético interplanetário (curva marrom no quadro à direita), da velocidade do vento solar (curva violeta), da intensidade isotrópica de raios cósmicos (I^{ISO} , curva preta no quadro direito) e do Índice Dst (curva laranja) ocorridas após as primeiras 6 horas do dia 22, porém posterior ao registro de um choque interplanetário (triângulo violeta) e a um pequeno aumento do campo magnético interplanetário ocorridos no dia 21.

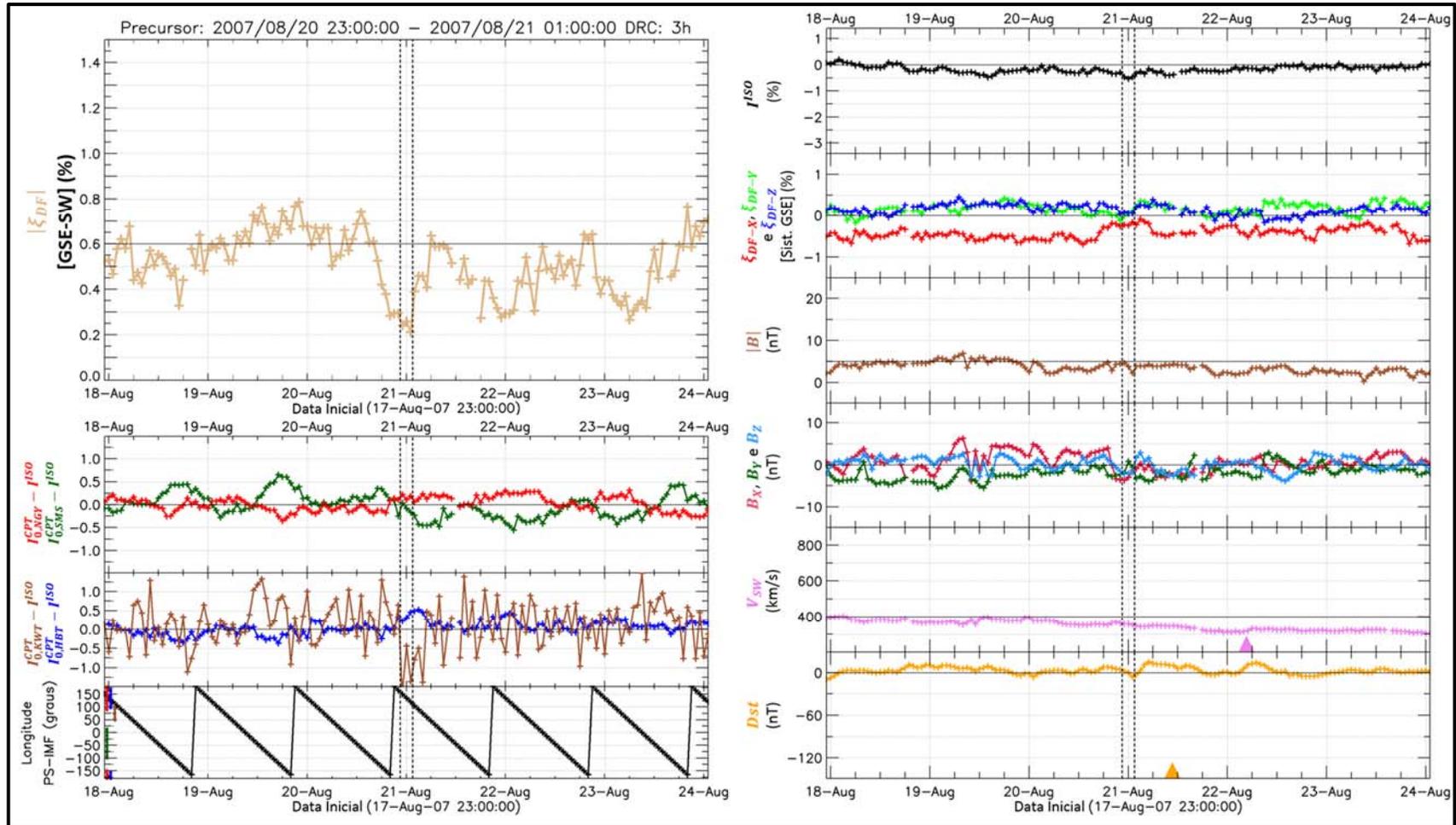


Figura 6.34 – Exemplo da seleção automática de um acréscimo precursor onde não foi observado, no período posterior, uma clara alteração do módulo do campo magnético interplanetário apesar do registro de uma onda de choque (triângulo violeta) e do início súbito de tempestade (SSC, triângulo laranja).

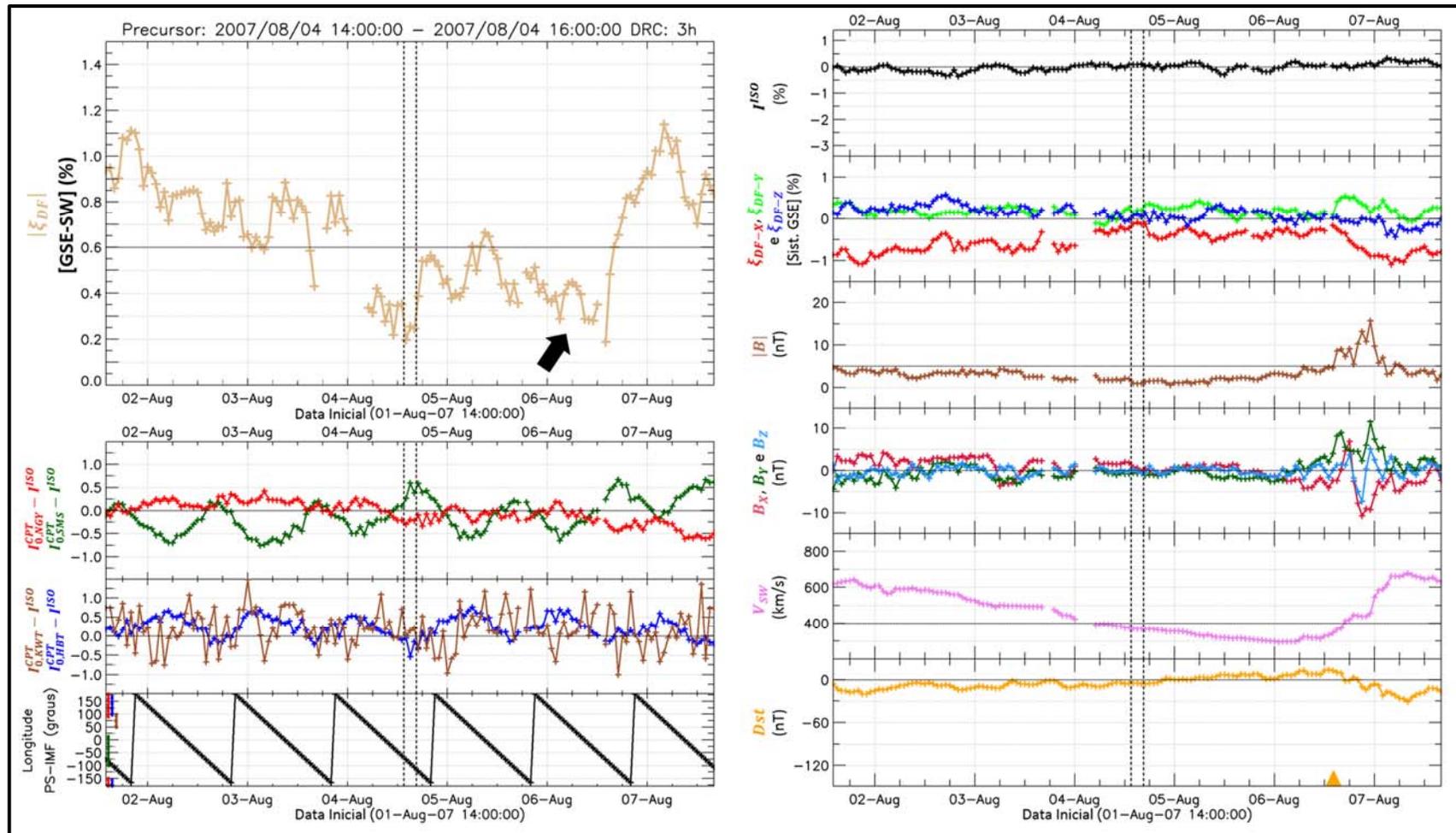


Figura 6.35 – Exemplo da seleção automática de um provável acréscimo precursor ocorrido logo após a passagem de uma estrutura interplanetária (entre os dias 2 e 4), porém anterior a passagem uma outra estrutura (dia 6). Há a possibilidade de que a diminuição de $|\xi_{DF}^z|$ (curva castanho claro no quadro superior esquerdo) ocorrida a partir de meados do dia 5 (seta preta no quadro superior esquerdo) tenha relação com a estrutura do dia 6, e não a diminuição ocorrida no dia 4 que fora selecionada como provável precursor.

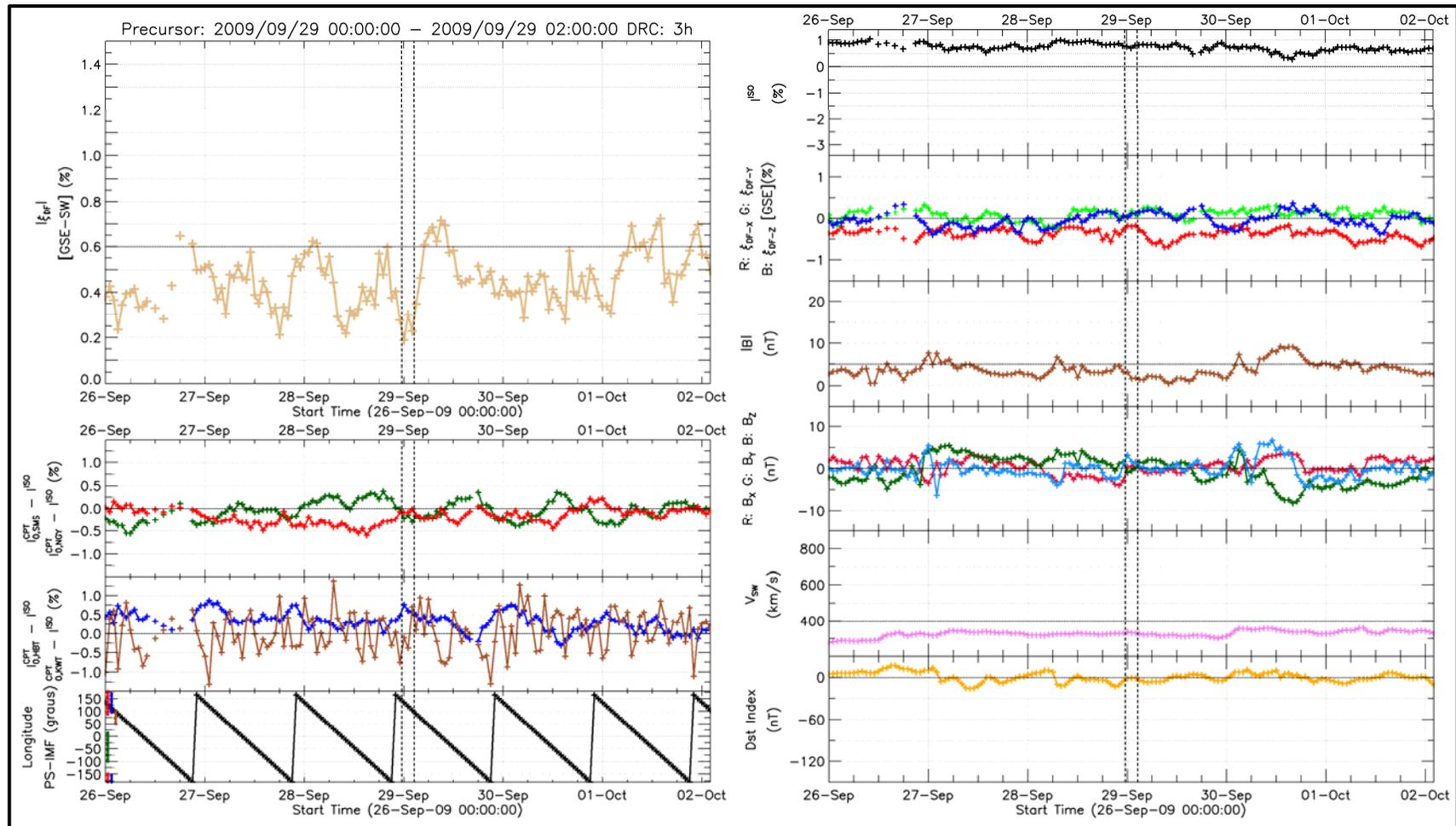


Figura 6.36 – Exemplo da seleção automática de um provável acréscimo precursor num período onde o módulo do vetor anisotropia devido a difusão ($|\xi_{DF}|$) parece estar oscilando, e não diminuindo (como se espera que ocorra durante um acréscimo precursor).

Na Figura 6.32, é possível se observar que o módulo do campo magnético interplanetário (B , curva marrom no quadro direito) sofre um pequeno aumento no início do dia 12. Pouco tempo depois, o módulo do vetor anisotropia devido a difusão começa a diminuir até atender ao critério para a seleção do provável acréscimo precursor. Após o período selecionado como provável precursor, $|\vec{B}|$ sofre um segundo aumento, que é seguido por uma diminuição no Índice Dst e um aumento na velocidade do vento solar. Há a possibilidade de que a diminuição de $|\vec{\xi}_{DF}|$, que atendeu o critério de seleção, tenha sido causada pela primeira perturbação do campo magnético interplanetário ao invés de ter sido uma variação precursora à segunda perturbação.

Na Figura 6.33, é possível se observar que logo após o provável precursor houve variações nos parâmetros de raios cósmicos (I^{ISO}), do meio interplanetário (B e V_{SW}) e da magnetosfera terrestre (Índice Dst) que caracterizam a passagem de uma estrutura sobre a Terra. Porém, no período anterior ao provável precursor, há o registro de uma onda de choque (primeiro triângulo violeta) e um pequeno aumento no módulo do campo magnético interplanetário, que indicam que talvez esta estrutura tenha começado a afetar o espaço próximo a Terra antes do registro do provável acréscimo precursor. Nesta figura, também é possível se observar que a estrutura que atingiu a Terra no dia 24, que fora antevista por um provável acréscimo precursor (vide Figura 6.18), também é posterior a uma diminuição no módulo do vetor anisotropia relacionado ao processo de difusão dos raios cósmicos que, no entanto, não chegou a atingir o critério para seleção. Além disto, é possível se notar que $|\vec{\xi}_{DF}|$ aumenta drasticamente após as 06 UT do dia 24 até a hora em que ocorre a chegada da estrutura. Conforme esperado, este aumento ocorre no mesmo período em que o provável decréscimo precursor foi observado, pois uma diminuição da intensidade de raios cósmicos na região da Terra voltada para o Sol e alinhada com o campo magnético interplanetário (o que define um decréscimo precursor) causa um aumento na diferença entre a intensidade de raios cósmicos incidindo na região da Terra voltada e não voltada para o Sol, o que gera um aumento da anisotropia relacionada ao processo de difusão.

No evento mostrado na Figura 6.34, apesar do registro de uma onda de choque no dia 22 de agosto de 2007 e de um início súbito de tempestade em meados do dia 21, não há uma clara variação do campo magnético interplanetário, assim como, de outros parâmetros do meio interplanetário e/ou da magnetosfera terrestre que indiquem a passagem de uma estrutura no período posterior ao provável acréscimo precursor. Isso torna difícil a completa afirmação de

que a variação do fluxo de raios cósmicos registrada no final do dia 20 e início do dia 21 foi precursora à chegada de uma estrutura interplanetária na Terra.

No evento mostrado na Figura 6.35, é possível que a diminuição, ocorrida no dia 4, do módulo do vetor anisotropia de raios cósmicos relacionada ao processo de difusão destas partículas esteja relacionada ao término da passagem de um feixe de vento rápido (identificado através da diminuição da velocidade do vento solar no período anterior ao dia 4). Há a possibilidade de que a estrutura que passou sobre a Terra no dia 6, tenha como precursor a diminuição de $|\vec{\xi}_{DF}|$ ocorrida a partir de meados do dia 5 (destacada pela seta preta), que não foi selecionada como provável precursor pela metodologia de seleção automática desenvolvida neste trabalho.

No exemplo mostrado na Figura 6.36, não há uma clara redução de $|\vec{\xi}_{DF}|$ no período logo anterior ao selecionado como provável precursor. Até o dia 29, esta grandeza parece estar oscilando, o que não condiz com a variação esperada no processo causador do acréscimo da intensidade de raios cósmicos (na região alinhada com o campo magnético interplanetário) relacionado à presença de uma estrutura no meio interplanetário. Considerando-se esta hipótese, o provável precursor mostrado nesta figura não estaria relacionado com a estrutura que passou sobre a Terra no dia 30. Quem poderia estar relacionado a ela, seria a diminuição da anisotropia devido a difusão ocorrida a partir de meados do dia 29, que não atingiu o critério de seleção.

Além destes casos citados acima, onde há ou não dúvidas sobre a veracidade do provável acréscimo precursor, foram encontrados 11 eventos, como o mostrado na Figura 6.37, em que, no período posterior ao precursor, não foram observadas alterações no fluxo isotrópico de raios cósmicos, assim como, nos parâmetros do meio interplanetário e da magnetosfera terrestre que indiquem a passagem de uma estrutura interplanetária sobre a Terra. Assim como já explicado para os casos semelhantes encontrados na seleção dos prováveis decréscimos precursores, é possível que estes eventos estejam relacionados a alguma estrutura interplanetária que, apesar de não ter se dirigido para a Terra, esteve no espaço entre ela e o Sol. Esta situação já é o suficiente para causar um acréscimo na intensidade de raios cósmicos na região do nosso planeta voltada para o Sol e alinhada com o campo magnético interplanetário, que causa um diminuição de $|\vec{\xi}_{DF}|$ e é reconhecida um provável acréscimo precursor.

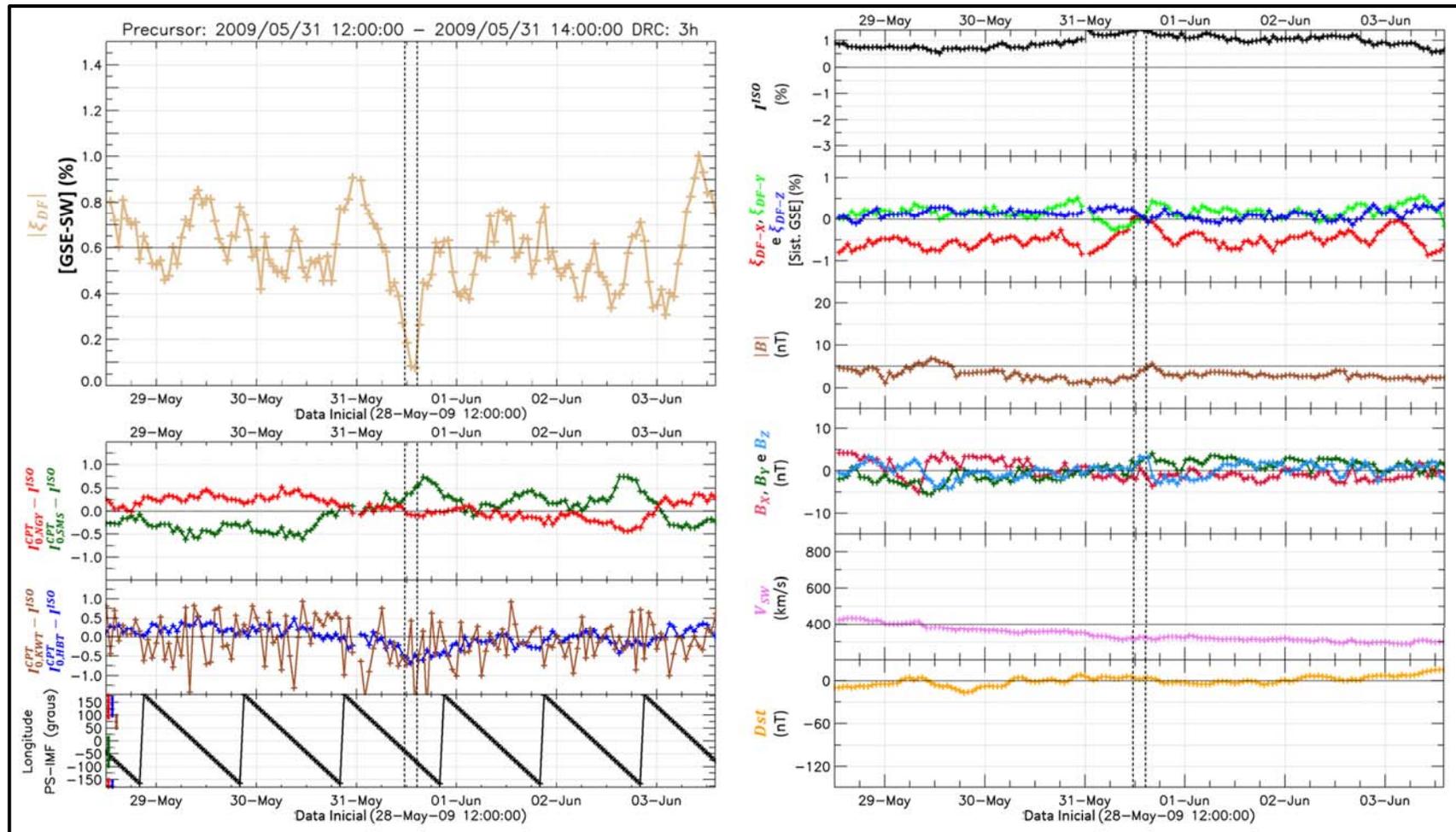


Figura 6.37 – Exemplo da seleção automática de um provável acréscimo precursor num período onde não há variações significativas das grandezas que caracterizam a passagem de uma estrutura interplanetária no espaço próximo a Terra antes, durante ou após a sua ocorrência.

7 CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

Neste trabalho de tese de doutorado, foram analisados e corrigidos o efeito barométrico e as influências da mudança de temperatura presentes nos dados da Rede Global de Detectores de Múons (GMDN), afim de se estudar de maneira contínua a presença ou não de variações precursoras à passagem de uma estrutura interplanetária no espaço próximo à Terra.

Através da comparação entre o desvio da pressão atmosférica em relação à média (ΔP) e da intensidade de raios cósmicos registrada por cada canal direcional “ k ” de cada detector “ d ” da GMDN ($I_{k,d}^{OBS}$), observou-se uma melhor correlação e uma maior influência da pressão nos dados registrados pelo detector de Hobart. O coeficiente barométrico registrado pelo canal vertical deste detector ($\beta_{0,HBT}$) é aproximadamente -1,17 %/hPa, enquanto β_0 encontrado nos outros três detectores da rede tem valor próximo a -0,12 %/hPa. É provável que esta diferença ocorra por causa da diferença entre a rigidez geomagnética de corte (R_C) entre estes três detectores e Hobart. Enquanto R_C é em torno de 2 GV neste detector, em Kuwait, Nagoya e São Martinho da Serra R_C , ela apresenta valores entre 9 e 13 GV. Outra possível relação entre o valor do coeficiente barométrico e a energia das partículas cósmicas observada por cada canal direcional foi notada ao se comparar os canais direcionais localizados mais a oeste com os localizados mais a leste de cada detector. De modo geral, principalmente em Nagoya, os canais do leste (que observam partículas de maior energia) apresentam um menor valor de β que os canais do oeste. Por fim, após a correção dos dados pela pressão atmosférica, houve uma significativa melhora na visualização da variação sazonal da intensidade de raios cósmicos, assim como (em alguns casos) dos decréscimos (de Forbush) associados à passagem de uma estrutura interplanetária pela Terra.

Através da análise dos perfis verticais diários da temperatura registrada ao longo da atmosfera, observou-se que, no intervalo de altura próximo àquele em que ocorre a máxima produção de partículas cósmicas secundárias, a variação sazonal da temperatura apresenta-se em antifase com aquela observada próxima ao solo. No hemisfério norte, a temperatura na altitude de máxima produção apresenta seu máximo valor em torno de janeiro (inverno neste hemisfério), enquanto, que no hemisfério sul, seu máximo ocorre próximo ao mês de julho (durante o inverno neste hemisfério). Considerando-se este fato, é possível se dizer que, num dado hemisfério, durante o verão ocorrerá uma diminuição da intensidade de múons que chegam na

superfície devido à expansão da atmosfera (efeito negativo da temperatura) e ao aumento na temperatura na altitude de máxima produção, que diminuí a probabilidade dos pions decaírem em múons (efeito positivo da temperatura). Também foram observados outros intervalos de altura onde a variação sazonal da temperatura apresenta-se em antifase com aquela observada na superfície. Em suma, o comportamento no tempo do perfil atmosférico parece ser bastante diferente entre uma região e outra, o que pode fazer com que a variação da intensidade de múons relacionada ao efeito da temperatura observada em dado detector não seja similar àquela observada em um outro detector.

A fim de se escolher qual a melhor forma de se eliminar o efeito da temperatura nos dados registrados pela GMDN, foram comparados diversos métodos de se descrever este efeito, desde os mais simples, que consideram a variação da temperatura numa única altitude, até os mais complexos, que consideram a variação da temperatura ao longo de toda a atmosfera. Em todos os métodos empíricos, ao contrário do que se é considerado no Método Teórico, obtiveram-se valores diferentes do coeficiente de temperatura para cada detector. De modo geral, os coeficientes obtidos para os detectores dispostos no hemisfério norte são maiores do que aqueles obtidos no hemisfério sul. Em outras palavras, por alguma razão, nestes métodos, uma mesma variação de temperatura causa uma maior variação na intensidade de múons observada nos detectores de Kuwait e Nagoya (hemisfério norte) do que naquela registrada por Hobart e São Martinho da Serra (hemisfério sul). É possível que esta diferença, esteja relacionada a peculiaridades do perfil atmosférico da temperatura entre um detector e outro, que não são levadas em conta no Método Teórico (que considera uma atmosfera padrão em todos os casos). Há também a possibilidade de que esta diferença esteja relacionada à presença de algum outro fenômeno terrestre, não considerado neste trabalho, que seja mais proeminente no hemisfério sul, causando uma diminuição do efeito da temperatura nos detectores dispostos nesse hemisfério.

Para a comparação entre os resultados de um método e outro, buscou-se identificar qual deles melhor reproduz a variação sazonal da intensidade de múons registrada em cada detector. Além disto, considerou-se qual método, após sua utilização na correção dos dados da GMDN, deixa a variação de longa escala (relacionada ao ciclo de atividade solar) mais parecida com aquela observada nos dados de monitores de nêutrons (de alta rigidez geomagnética de corte) que, ao contrário dos detectores de múons, não são influenciados pela temperatura. Espera-se que

quanto maior a correlação entre os dados da GMDN corrigidos por um dado método e a intensidade de raios cósmicos registrada pelos monitores de nêutrons, maior a eficiência na remoção do efeito da temperatura por este método. Nesta análise, observou-se que os métodos que consideram prioritariamente a variação da temperatura registrada em grandes altitudes apresentam uma significativa melhora em seus resultados quando são modificados de forma a considerar a temperatura registrada em uma menor altura. O Método da Temperatura Efetiva (utilizado geralmente em detectores de múons de altas energias localizados no interior de montanhas, por exemplo), que considera principalmente a variação da temperatura em altitudes superiores a 16 km, apresentou uma melhora significativa em seus resultados após ser modificado de forma a considerar as variações de temperatura na baixa atmosfera. Os resultados obtidos após esta modificação são bastante similares aos encontrados pelo Método da Massa Ponderada que considera prioritariamente as variações de temperatura nas altitudes próximas ao solo. Este método, por sua vez, foi o que apresentou a melhor remoção do efeito da temperatura segundo os critérios estabelecidos neste trabalho. Além disto, constatou-se que ele corresponde praticamente a uma modificação do Método Teórico onde são consideradas as diferenças locais.

Notou-se que a diferença nos resultados obtidos por estes dois métodos (Teórico e da Temperatura Ponderado pela Massa) é da mesma ordem de grandeza que a diferença existente entre o Método Teórico e o da Temperatura de Superfície que, como o nome já diz, considera somente a variação da temperatura registrada próxima ao solo. Assim, se a diferença entre os dois primeiros for considerada desprezível, a diferença entre os dois últimos também pode ser considerada desprezível. Em outras palavras, considerando-se os resultados obtidos neste trabalho, se o Método da Temperatura Ponderada pela Massa for desprezado em favor do Método Teórico, este também pode ser desprezado em favor do Método da Temperatura de Superfície cujos dados são bem mais fáceis de se obter. Por fim, é importante destacar que o método tido como o melhor (Temperatura Ponderada pela Massa) foi responsável por uma melhora de aproximadamente 64 % no valor médio da correlação entre a intensidade de raios cósmicos registrada pelos monitores de nêutrons e a intensidade de múons registrada pela GMDN. A correlação, que com os dados corrigidos somente pelo efeito barométrico era de 0,510, passou para 0,836.

No estudo e cálculo do vetor anisotropia de raios cósmicos, foram observadas discrepâncias esporádicas entre os dados de dois detectores localizados em diferentes semiesferas do globo terrestre similares às aquelas observadas em trabalhos anteriores (KUWABARA, 2005; OKAZAKI *et al.*, 2008). A verdadeira causa destas discrepâncias ainda é desconhecida, sendo possível que elas sejam causadas por resquícios dos efeitos barométrico e/ou da temperatura ou por variações esporádicas e assimétricas na configuração do campo geomagnético, que modifiquem por um período curto de tempo, a rigidez geomagnética de corte de uma dada região. Através do cálculo da anisotropia de raios cósmicos relacionada somente ao processo de difusão (ξ_{DF}) por meio da aproximação de 1ª ordem da anisotropia resultante, notou-se que ξ_{DF} acompanha principalmente o comportamento de longa duração do campo magnético interplanetário (aquele que é esperado pela Teoria de Parker). Isto pode estar relacionado a uma incapacidade da aproximação mencionada acima ou pode indicar que o processo de difusão dos raios cósmicos não acompanha as variações espaciais de curta duração do campo magnético interplanetário medidas por satélites localizados no ponto Lagrangiano L₁.

A fim de se analisar de forma contínua (e não por estudo de casos, como era feito sistematicamente em trabalhos anteriores) a ocorrência de variações da intensidade de raios cósmicos precursoras à passagem de estruturas interplanetárias, elaborou-se uma metodologia para a visualização de diferentes “mapas” da intensidade de raios cósmicos. No processo de criação desta metodologia, constatou-se que a forma pela qual Fushishita et al. (2010) calcula, em duas dimensões, a grandeza denominada significância de raios cósmicos causa o surgimento de anomalias centradas no canal vertical de cada detector. Após algumas pequenas alterações neste cálculo, estas anomalias foram removidas.

Foram criadas mais de 49 mil figuras contendo os “mapas” de raios cósmicos (uma figura por hora no intervalo entre 01/06/2007 e 01/01/2013). Através da análise destes “mapas” foram desenvolvidas duas técnicas para a detecção automática de possíveis decréscimos ou acréscimos precursores.

No total, foram encontrados 36 eventos onde há uma diminuição na intensidade de raios cósmicos na região do globo terrestre voltada para o Sol e alinhada com o campo magnético interplanetário que podem ser precursoras à passagem de uma estrutura interplanetária sobre a Terra. Em aproximadamente 28 % dos casos (10 eventos), o provável decréscimo precursor

foi automaticamente selecionado anteriormente à chegada de uma estrutura interplanetária. Por outro lado, em 25 % (9) dos casos, o provável decréscimo precursor não foi acompanhado por perturbações no meio interplanetário, na magnetosfera e/ou em grandezas relacionadas aos próprios raios cósmicos que caracterizem a passagem de uma estrutura pela Terra. Na maioria dos casos (39%), o decréscimo precursor foi registrado logo após ou durante a passagem da estrutura. Em 3 casos (8%), a complexidade dos dados torna muito difícil se discernir sobre a veracidade ou não do provável decréscimo precursor.

Na seleção automática dos acréscimos precursores foram identificados, no total, 58 eventos. Em aproximadamente 60 % (35) dos casos, o provável precursor foi selecionado no período anterior à chegada de uma estrutura interplanetária. Em 15 destes 35 eventos (25% do total), há uma grande probabilidade de o acréscimo antever a passagem posterior de uma estrutura interplanetária. Nestes casos, o módulo do vetor anisotropia relacionado ao processo de difusão apresenta dois comportamentos distintos: uma diminuição brusca ou um decréscimo gradual. Este fato pode estar relacionado aos diferentes tipos de estruturas interplanetárias que passam pela Terra. É possível que um determinado tipo de estrutura cause a diminuição brusca, enquanto outro tipo cause o decréscimo gradual. Em 21 % (12) dos casos, o provável acréscimo precursor foi selecionado quando o meio interplanetário já se encontrava perturbado, muito provavelmente, devido à passagem de uma estrutura interplanetária. Nos 19% (11 eventos) restantes, não há nenhum indício da passagem de uma estrutura interplanetária no período posterior (anterior ou mesmo durante) aquele em que o provável acréscimo precursor foi selecionado. É possível que nestes eventos, assim como nos casos equivalentes encontrados na seleção dos decréscimos precursores, houve a presença de uma estrutura interplanetária no espaço entre o Sol e a Terra (critério necessário para a ocorrência das variações na intensidade de raios cósmicos ditas precursoras), porém esta não passou diretamente pela Terra e por isso não foi registrada no ponto Lagrangeano L1.

Através da análise contínua dos dados da GMDN realizada neste trabalho, é possível se dizer que as variações da intensidade de raios cósmicos ditas precursoras à passagem de uma estrutura interplanetária não podem ser aleatoriedades que foram selecionadas coincidentemente nos estudos de casos realizados no passado. Este fato se dá principalmente pelo baixo número de eventos encontrados pelas técnicas de seleção automática de acréscimos e de decréscimos precursores tendo em vista o elevado número de horas analisadas. Num

período de 6 anos de dados, menos de 60 eventos, no caso dos acréscimos, e menos de 40 eventos, no caso dos decréscimos precursores, foram encontrados. Além disto, em um número considerável de casos, o provável precursor (i.e., o comportamento da intensidade de raios cósmicos semelhante àquele esperado pela teoria das variações precursoras), não pode ser associado a outro fenômeno ou processo que não seja a presença de uma estrutura interplanetária no espaço entre o Sol e a Terra, que posteriormente chegou em nosso planeta.

Como um trabalho futuro relacionado aos efeitos atmosféricos na intensidade de raios cósmicos, sugere-se a verificação da relação entre os efeitos barométrico e da temperatura. Por exemplo, analisando-se quais seriam os resultados ao se efetuar primeiro a análise e a correção pelo efeito da temperatura e somente após este passo realizar-se-ia a correção do efeito barométrico. Nesta situação, seria possível se verificar se os resultados obtidos no estudo proposto seriam iguais aos obtidos neste trabalho, onde, como de costume, primeiro se corrigiu os dados pela pressão e depois se realizou a análise da temperatura. Além disto, recomenda-se realizar a análise do comportamento de longa escala da intensidade de raios cósmicos corrigida somente pela temperatura. Feita esta análise poder-se-ia verificar se a variação sazonal presente nos dados dos detectores no hemisfério norte continuaria em fase com a variação de pressão atmosférica (o que não é esperado pela teoria do efeito barométrico). Por fim, recomenda-se estudar uma possível explicação para o fato de, nos métodos empíricos, uma mesma variação de temperatura produzir uma maior variação na intensidade de múons no hemisfério norte que no hemisfério sul. Em outras palavras, recomenda-se verificar se a diferença entre o que se espera pela teoria atual e aquilo que se é observado nos métodos empíricos é causada por aproximações feitas nestes métodos ou pela existência de algum outro fator que module a intensidade de múons sazonalmente. Há também a necessidade de se verificar quais fatores são responsáveis por fazer com que a temperatura, em algumas faixas de altura, seja maior no inverno do que no verão. Recomenda-se verificar principalmente o fator responsável por fazer a variação sazonal da temperatura na altitude em que ocorre a máxima produção de partículas cósmicas apresentar-se em antifase com a variação sazonal da temperatura observada próxima à superfície.

A partir dos resultados obtidos no estudo dos vetores anisotropias de raios cósmicos, recomenda-se, em trabalhos futuros, analisar em detalhes os períodos onde são observadas as discrepâncias de longa duração (maior que 24 horas) entre as intensidades de raios cósmicos

registrada no ocidente e no oriente. Apesar desta discrepância já ter sido observada em mais de um trabalho, ela nunca foi analisada com afinco. Pode-se, por exemplo, analisar o comportamento de grandezas relacionadas a fenômenos terrestres que podem influenciar a intensidade de raios cósmicos, como é o caso da pressão atmosférica, da temperatura ou do valor do campo geomagnético no período em que ocorrem estas discrepâncias. Além disto, recomenda-se verificar o comportamento do vetor anisotropia resultante ($\vec{\xi}$) calculado através de uma aproximação de 2ª ordem (e não de 1ª como foi feito neste, e em outros, trabalhos). Sugere-se analisar, se com a aproximação de maior ordem, o vetor anisotropia devido ao processo de difusão ($\vec{\xi}_{DF}$), e conseqüentemente, a região de menor valor de $I[\vec{\xi}_{DF}]$ (intensidade de raios cósmicos relacionada somente a este vetor) acompanharão de forma mais evidente a variação espacial da linha do campo magnético interplanetário ao longo do tempo.

Também recomenda-se verificar qual a influência que o cálculo do vetor anisotropia resultante através de uma aproximação de maior ordem terá na seleção automática dos acréscimos e decréscimos precursores através das metodologias desenvolvidas neste trabalho. Nesta área, por sua vez, também recomenda-se analisar quais foram as estruturas interplanetárias que atingiram a Terra nos eventos onde os prováveis precursores foram tidos como verdadeiros. Pode-se, por exemplo, pesquisar quais estruturas em quais condições causam as variações precursoras. Além disto, sugere-se a checagem da presença de estruturas interplanetárias não direcionadas para a Terra no intervalo de tempo referente aos casos classificados como “Sem-Evento” (onde não foram observados indícios da chegada de uma estrutura interplanetária no período posterior àquele em que foi selecionado um provável precursor). Por fim, recomenda-se, para o melhoramento da confiabilidade dos dados, assim como, para a melhor seleção das variações precursoras, a ampliação da cobertura e da redundância da Rede Global de Detectores de Múons, principalmente no lado ocidental do globo terrestre.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ALANKO, K.; USOSKIN, I. G.; MURSULA, K. The role of drifts in the galactic cosmic ray transport. In: INTERNATIONAL COSMIC RAY CONFERENCE, 29, 2005, Pune – Índia. **Proceedings...** Mumbai: Tata Institute of Fundamental Research, 2005, v. 2, p. 53-56.

AMBROSIO, M. et al. Seasonal variations in the underground muon intensity as seen by MACRO. **Astroparticle Physics**, v. 7, n. 1-2, p. 109–124, 1997.

AXFORD, W. I.; REID, G. C. Increases in intensity of solar cosmic rays before sudden commencements of geomagnetic storms. **Journal of Geophysical Research**, v. 68, n. 7, p. 1793-1803, 1963.

BABCOCK, H. W. The topology of the Sun's magnetic field and the 22-year cycle. **Astrophysical Journal**, v. 133, p. 572-587, 1961.

BARRETT, P. H. et al. Interpretation of cosmic-ray measurements far underground. **Reviews of Modern Physics**, v. 24, n. 3, p. 133-178, 1952.

BELOV, A. V. et al. Search for predictors of forrush decreases. In: INTERNATIONAL COSMIC RAY CONFERENCE, 24, 2005, Roma – Itália. **Proceedings...** Roma: International Union of Pure and Applied Physics, 1995, p. 888-891.

BELOV, A. V. et al. Cosmic ray anisotropy before and during the passage of major solar wind disturbances. **Advances in Space Research**, v. 31, n. 4, p. 919-924, 2003.

BERKOVA, M. D. et al. Temperature effect of the muon component and practical questions for considering it in real time. **Bulletin of the Russian Academy of Sciences. Physics**, v. 75, n. 6, p. 820–824, 2011.

BIEBER, J. W.; EVENSON, P. A. CME geometry in relation to cosmic ray anisotropy. **Geophysical Research Letters**, v. 25, n. 15, p. 2955-2958, 1998.

BLACKETT, M. S. On the instability of the barytron and the temperature effect of cosmic rays. **Physical Review Letters**, v. 54, p. 973-974, 1938.

BOOLE, G.; MOULTON, J. F. **A treatise on the calculus of finite differences**. Londres: MacMillan and Co., 1860, 264 p.

BOTELER, D. H.; PIRJOLA, R. J.; NEVANLINNA, H. The effects of geomagnetic disturbances on electrical systems at the Earth's surface. **Advances in Space Research**, p. 17-27, 1998.

BOUDJEMLINE, K. et al. Extending the Global Muon Detector Network with a canadian telescope. In: EUROPEAN COSMIC RAY SYMPOSIUM, 23, 2012, Moscou – Rússia. **Abstracts...** Moscou: [s.n.], 2012, ID 487.

BRAGA, C. R. **Study of solar-interplanetary-geomagnetic disturbances using data from the Global Muon Detector Network and the LASCO coronagraph**. 2011. 178 p. Dissertação

(Mestrado em Geofísica Espacial/Ciências do Ambiente Solar-Terrestre) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2011. Disponível em: <<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/395P8PH>>. Acesso em: 06 jul. 2015.

BRAGA, C. R. **Study of coronal mass ejections and its corresponding interplanetary structures using combined observations of cosmic ray detectors and coronagraphs**. 2015. 300 p. Tese (Doutorado em Geofísica Espacial/Ciências do Ambiente Solar-Terrestre) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2015. Disponível em: <<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34P/3HS23EB>>. Acesso em: 06 jul. 2015.

BRAGA, C. R. et al. Cosmic ray modulation associated to small and moderate geomagnetic storms during minimum solar activity. In: SCHOOL ON COSMIC RAYS AND ASTROPHYSICS, 4, 2010, Santo André. **Proceedings...** Santo André: UFABC, 2010, (CRA School) 004.

BRAGA, C. R. et al. Precursor signatures of the storm sudden commencement in 2008. In: INTERNATIONAL COSMIC RAY CONFERENCE, 32, 2011, Beijing – China. **Proceedings...** Beijing: [s.n.], 2011, v. 11, p. 286-289.

CANE, H. V. Coronal mass ejections and Forbush decreases. **Space Science Reviews**, v. 93, n. 1-2, p. 55-77, 2000.

CATTANI, D.; GALLI, M.; RANDI, P. Diurnal variation and Forbush decrease. **Il Nuovo Cimento**, v. 21, n. 6, p. 3491-3502, 1961.

CLEM, J. M.; DORMAN, L. I. Neutron Monitor response functions. **Space Science Reviews**, v. 93, n. 1-2, p. 335-359, 2000.

COCHRAN, W. G. **Sampling techniques**: Wiley series in probability and statistics. New York: John Wiley & Sons, 1977, 428 p.

DAVIS, C. J. et al. Predicting the arrival of high-speed solar wind streams at Earth using the STEREO heliospheric imagers. **Space Weather**, v. 10, n. 2, p. S02003, 2012.

DE ANGELIS, A. **Spontaneous ionization to subatomic physics: Victor Hess to Peter Higgs**. Genebra – Suíça, 2012. Palestra realizada na SpacePart12 - 4th International Conference on Particle and Fundamental Physics in Space em 05 nov. 2012. Disponível em: <<https://cdsweb.cern.ch/record/1492973> > Acesso: 06 jul. 2015.

DE MENDONÇA, R. R. S. et al. Analysis of atmospheric pressure and temperature effects on cosmic ray measurements. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 118, p. 1403–1409, 2013.

DESORGHER, L. **PLANETOCOSMICS software user manual**. Berna – Suíça: [s.n.], 2005, 106 p.

DORMAN, L. **Cosmic rays in the Earth's atmosphere and underground**. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 2004, 862 p.

DUGGAL, S. P.; POMERANTZ, M. A. Origin of transient north-south anisotropy of cosmic rays. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 81, n. 28, p. 5032-5038, 1976.

DUPERIER, A. The meson intensity at the surface of the Earth and the temperature at the production level. **Proceedings of the Physical Society. Section A**, v. 62, n. 11, p. 684-696, 1949.

ECHER, E. et al. Introduction to space weather. **Advances in Space Research**, v. 35, n. 5, p. 855-865, 2005.

ESQUIVEL, D. M. S. et al. Do geomagnetic storms change the behaviour of the stingless bee guirucu (*Schwarziana quadripunctata*)? **Naturwissenschaften**, v. 94, n. 2, p. 139-142, 2007.

FENTON, A. G. et al. The onset times of Forbush-type cosmic ray intensity decreases. **Canadian Journal of Physics**, v. 37, n. 9, p. 970-982, 1959.

FERMI, E. On the origin of the cosmic radiation. **Physical Review**, v. 75, n. 8, p. 1169-1174, 1949.

FISK, L. A.; GLOECKLER, G.; SCHWADRON, N. A. On theories for stochastic acceleration in the solar wind. **The Astrophysical Journal**, v. 720, n. 1, p. 533-540, 2010.

FORBUSH, S. E. On the effects in cosmic-ray intensity observed during the recent magnetic storm. **Physical Review**, v. 51, n. 12, p. 1108-1109, 1937.

FRENCH JR., W. R.; CHASSON, R.. Atmospheric effects on the hard component of cosmic radiation near sea level. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 14, n. 1-2, p. 1-18, 1959.

FUSHISHITA, A. et al. Precursors of the Forbush decrease on 2006 December 14 observed with the Global Muon Detector Network (GMDN). **The Astrophysical Journal**, v. 715, n. 2, p. 1239-1247, 2010.

GILLE, J. C.; HOUSE, F. B. On the inversion of limb radiance measurements. I: Temperature and thickness. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 28, p. 1427-1442, 1971.

GLEESON, L. J.; AXFORD, W. I. The Compton-Getting effect. **Astrophysics and Space Science**, v. 2, n. 4, p. 431-437, 1968.

GMITROV, J.; OHKUBO, C. Artificial static and geomagnetic field interrelated impact on cardiovascular regulation. **Bioelectromagnetics**, v. 23, n. 5, p. 329-338, 2002.

GONZALEZ, W. D. et al. What is a geomagnetic storm? **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, p. 5771-5792, 1994.

GRIEDER, P. K. F. **Cosmic rays at Earth**: Researcher's reference manual and data book. Amsterdam - Holanda: Elsevier, 2001.

HALL, D. L.; DULDIG, M. L.; HUMBLE, J. E. Analyses of sidereal and solar anisotropies in cosmic rays. **Space Science Reviews**, v. 72, n. 3-4, p. 401-442, 1996.

HEBER, B.; FICHTNER, H.; SCHERE, K. Solar and heliospheric modulation of galactic cosmic rays. **Space Science Reviews**, v. 125, n. 1-4, p. 81-93, 2006.

HERBST, K.; KOPP, A.; HEBER, B. Influence of the terrestrial magnetic field geometry on the cutoff rigidity of cosmic ray particles. **Annales Geophysicae**, v. 31, p. 1637-1643, 2013.

HESS, V. F. On the Seasonal and the atmospheric temperature effect in cosmic radiation. **Physical Review Letters**, v. 57, p. 781-785, 1940.

HOWARD, T. **Coronal mass ejections** - an introduction. New York: Springer-Verlag, 2011, 244 p.

JOKIPII, J. R.; LEVYT, E. H. Effects of particle drifts on the solar modulation of galactic cosmic rays. **The Astrophysical Journal**, p. L85-L88, 1977.

KAVANAGH, A.; DENTON, M. High-speed solar-wind streams and geospace interactions. **Astronomy & Geophysics**, v. 48, n. 6, p. 24-26, 2007.

KUDELA, K. et al. Cosmic rays in relation to spaceweather. **Space Science Reviews**, p. 153–174, 2000.

KUWABARA, T. **Uchū-sen myūon kansoku nettowāku o mochiita wakusei-kan kūkan jōran no kenkyū**. Tese (Doutorado em Física) – Shinshu University, Matsumoto – Japão, 2005. (em Japonês).

KUWABARA, T. et al. Real-time cosmic ray monitoring system for space weather. **Space Weather**, v. 4, n. 8, p. S08001, 2006.

LEERUNGNARAT, K.; RUFFOLO, D.; BIEBER, J. W. Loss cone precursors to Forbush decreases and advance warning of space weather effects. **The Astrophysical Journal**, v. 593, n. 1, p. 587-596, 2003.

MIYAKE, W.; NAGATSUMA, T. On the Predictive Ability of Geomagnetic Disturbances from Solar Wind Measurements at Separated Solar Longitude. **International Journal of Astronomy and Astrophysics**, v. 2, n. 2, p. 63-73, 2012.

MLYNCZAK, M. G. et al. Sounding of the Atmosphere using Broadband Emission Radiometry observations of daytime mesospheric O₂(1Δ) 1.27 μm emission and derivation of ozone, atomic oxygen, and solar and chemical energy deposition rates. **Journal of Geophysical Research: Atmospheres**, v. 112, n. D15, p. 306-316, 2007.

MORAAL, H. Cosmic-ray modulation equations. **Space Science Reviews**, v. 176, n. 1-4, p. 299-319, 2013.

MUNAKATA, K. et al. Precursors of geomagnetic storms observed by the muon detector network. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, p. 27457–27468, 2000.

MUNAKATA, K. et al. Long term variation of the solar diurnal anisotropy of galactic cosmic rays observed with the Nagoya multi-directional muon detector. **The Astrophysical Journal**, v. 791, n. 1, p. 22-38, 2014.

NAGASHIMA, K. Three-dimensional cosmic ray anisotropy in interplanetary space: part I - formulation of cosmic ray daily variation produced by axis-symmetric anisotropy. **Report of Ionosphere and Space Research in Japan**, v. 25, n. 3, p. 189-211, 1971.

NAGASHIMA, K. et al. Local-time-dependent pre-IMF-shock decrease and post-shock increase of cosmic rays, produced respectively by their IMF-collimated outward and inward flows across the shock responsible for forrush decrease. **Planetary and Space Science**, v. 40, n. 8, p. 1109–1137, 1992.

NAKANO, Y. et al. Performance of the SciCR as a component muon detector of the Global Muon Detector Network (GMDN). In: INTERNATIONAL COSMIC RAY CONFERENCE, 32, 2011, Beijing – China. **Proceedings...** Beijing: [s.n.], 2011, p. 256-259.

ODSTRCIL, D.; PIZZO, V. J. numerical heliospheric simulations as assisting tool for interpretation of observations by STEREO heliospheric imagers. **Solar Physics**, v. 259, n. 1-2, p. 297-309, 2009.

OKAZAKI, Y. et al. Drift effects and the cosmic ray density gradient in a solar rotation period: first observation with the Global Muon Detector Network (GMDN). **The Astrophysical Journal**, v. 681, p. 693–707, 2008.

OTAOLA, J. A.; VALDÉS-GALICIA, J. F. **Los rayos cósmicos: mensajeros de las estrellas**. Cidade do México: Fondo de Cultura Económica, 1995. 149 p.

PALMER, S. J.; RYCROFT, M. J.; CERMACK, M. Solar and geomagnetic activity, extremely low frequency magnetic and electric fields and human health at the Earth's surface. **Surveys in Geophysics**, v. 27, n. 5, p. 557-595, 2006.

PAPAILIOU, M. et al. Precursor effects in different cases of Forbush decreases. **Solar Physics**, v. 276, n. 1-2, p. 337–350, 2012.

PARKER, E. N. The passage of energetic charged particles through interplanetary space. **Planetary and Space Science**, v. 13, n. 1, p. 9–49, 1965.

PRIEST, E. The Sun and its magnetohydrodynamics. In: KIVELSON, M. G.; RUSSEL, C. T. **Introduction to Space Physics**. Cambridge: Cambridge University Press, 1964. p. 58-91.

ROCKENBACH, M. et al. Geomagnetic storm's precursors observed from 2001 to 2007 with the Global Muon Detector Network (GMDN). **Geophysical Research Letters**, v. 38, p. L16108, 2011.

ROSSI, B. On the magnetic deflection of cosmic rays. **Physical Review**, v. 36, n. 3, p. 606, 1930.

ROSSI, B. **Cosmic rays**. New York - EUA: McGraw-Hill, 1964, 268 p.

RUFFOLO, D. Transport and acceleration of energetic charged particles near an oblique shock. **The Astrophysical Journal**, v. 515, n. 2, p. 787-800, 1999.

SAGISAKA, S. Atmospheric effects on cosmic-ray muon intensities at deep underground depths. **Il Nuovo Cimento C**, v. 9, n. 4, p. 809-828, 1986.

SILVA, A. V. R. **Nossa estrela: o Sol**. São Paulo: Livraria da Física, 2006, 169 p.

SILVA, M. R. **Varição da intensidade dos raios cósmicos em resposta a diferentes estruturas magnéticas do meio interplanetário**. 2005. 149 p. (INPE-15242-TDI/1329). Dissertação (Mestrado em Geofísica Espacial) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos

Campos, 2005. Disponível em: <<http://urlib.net/sid.inpe.br/MTC-m13@80/2005/10.25.19.23>>. Acesso em: 06 jul. 2015.

SIMPSON, J. A. Cosmic-radiation intensity-time variations and their origin. III. The origin of 27-day variations. **Physical Review**, v. 94, n. 2, p. 426-440, 1954.

SISCOE, G. The space-weather enterprise: past, present, and future. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 62, n. 14, p. 1223-1232, 2000.

SMART, D. ; SHEA, M. A. **Geomagnetic cutoff rigidity computer program: theory, software description and example**. Huntsville - EUA: University of Alabama, 2001, 198 p.

SMART, D. F.; SHEA, M. A. World grid of calculated cosmic ray vertical cutoff rigidities for epoch 2000.0. In: INTERNATIONAL COSMIC RAY CONFERENCE, 30, 2007, Merida – México. **Proceedings...** Cidade do México: Universidad Nacional Autónoma de México, 2007. p. 737–740.

STRUMINSKY, A. Forbush precursory increase and shock-associated particles on 20 October 1989. **Annales Geophysicae**, v. 20, p. 1247–1252, 2002.

TREFALL, H. On the positive temperature effect in the cosmic radiation and the μ -e decay. **Proceedings of the Physical Society. Section A**, v. 68, n. 10, p. 893-904, 1955.

TSURUTANI, B. T. et al. Great magnetic storms. **Geophysical Research Letters**, v. 19, n. 1, p. 73–76, 1992.

TUCKER-HOOD, K. et al. Validation of a priori CME arrival predictions made using real-time heliospheric imager observations. **SpaceWeather**, v. 13, n. 1, p. 35-48, 2015.

VANDEGRIFF, J. et al. Forecasting space weather: predicting interplanetary shocks. **Advances in Space Research**, v. 36, n. 12, p. 2323–2327, 2005.

VIEIRA, L. R. **Estudo das séries temporais de raios cósmicos secundários mediante análises por regressão iterativa e transformada wavelet contínua**. 2012. 139 p. (sid.inpe.br/mtc-m19/2012/02.08.16.24-TDI). Dissertação (Mestrado em Geofísica Espacial/Ciências do Ambiente Solar-Terrestre) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2012. Disponível em: <<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3BB948L>>. Acesso em: 06 jul. 2015.

WINKLHOFER, M. The Physics of geomagnetic-field transduction in animals. **IEEE Transactions on Magnetics**, v. 45, n. 12, p. 5259 - 5265, 2009.

YANCHUKOVSKY, V. L.; FILIMONOV, G. Y.; HISAMOV, R. Z. Atmospheric variations in muon intensity for different zenith angles. **Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics**, v. 71, n. 7, p. 1038–1040, 2007.

YASUE, S. et al. Design of a recording system for a muon telescope using FPGA and VHDL. In: INTERNATIONAL COSMIC RAY CONFERENCE, 28, 2003, Tsukuba – Japão. **Proceedings...** Tsukuba: [s.n.], 2003, p. 3461-3464.

ZHAO, X.; DRYER, M. Current status of CME/shock arrival time prediction. **Space Weather**, v. 12, n. 7, p. 448–469, 2014.

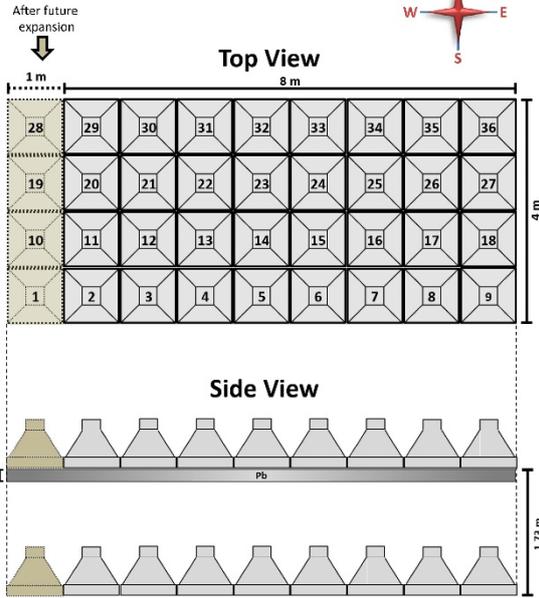
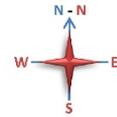
ZIEGLER, J. F. Terrestrial cosmic rays. **IBM Journal of Research and Development**, v. 40, n. 1, p. 19 - 39, 1996.

APÊNDICE A – DESCRIÇÃO DETALHADA DE CADA DETECTOR DA GMDN

São Martinho da Serra – SMS Southern Space Observatory/SSO - INPE

Surface Observatory
 Location: 29.44° S, 53.81° W
 Altitude: 0.488 km
 Effective Geomagnetic Cutoff Rigidity: 9.3 GV
 Standard Pressure: 950 hPa
 Detector Type: Plastic Scintillation
 Telescope Size:
 04 m² (03/2001 – 12/2005)
 28 m² (01/2006 – 08/2012)
 32 m² (09/2012 –)
 Operation Period: 2001 –
 - 12/2005: New recording system using FPGA was introduced

Relation between
 DETECTOR and GEOGRAPHIC
 Coordinates



Pictures:



Conventional Correlation System: 17 directions



New Correlation System: 49 used directions
 (7x17 = 119 possible directions)

-8,3	-7,3	-6,3	-5,3	-4,3	-3,3	-2,3	-1,3	0,3	1,3	2,3	3,3	4,3	5,3	6,3	7,3	8,3
-8,2	-7,2	-6,2	-5,2	-4,2	-3,2	-2,2	-1,2	0,2	1,2	2,2	3,2	4,2	5,2	6,2	7,2	8,2
-8,1	-7,1	-6,1	-5,1	-4,1	-3,1	-2,1	-1,1	0,1	1,1	2,1	3,1	4,1	5,1	6,1	7,1	8,1
8,0	7,0	6,0	5,0	4,0	3,0	2,0	1,0	0,0	1,0	2,0	3,0	4,0	5,0	6,0	7,0	8,0
-8,-1	-7,-1	-6,-1	-5,-1	-4,-1	-3,-1	-2,-1	-1,-1	0,-1	1,-1	2,-1	3,-1	4,-1	5,-1	6,-1	7,-1	8,-1
8,-2	7,-2	6,-2	5,-2	4,-2	3,-2	2,-2	1,-2	0,-2	1,-2	2,-2	3,-2	4,-2	5,-2	6,-2	7,-2	8,-2
-8,-3	-7,-3	-6,-3	-5,-3	-4,-3	-3,-3	-2,-3	-1,-3	0,-3	1,-3	2,-3	3,-3	4,-3	5,-3	6,-3	7,-3	8,-3

mYYYYMMDDHH.txt and tYYYYMMDD.txt - Data Table Format Generated by Detector's Software

Horizontal Digits	Columns	Format (Number of Column/Digit per column)	Description
0001 – 0019	1 – 6	1/4, 5/3	End of the time period (year, month, day, hour, minute, second)
0020 – 0023	7	1/4	Number of 1-pps
0024 – 0053	8 – 10	3/10	Total Upper Counts, Total Lower Counts, Total Upper-Lower Coincidence Counts
0054 – 0183	11 – 23	13/10	Convencional Direcional Data (V, N, S, E, W, NE, NW, SE, SW, N2, S2, E2, W2)*
0184 – 0193	24	1/10	Bartol High-Voltage Unit
0194 – 0213	25 – 26	2/10	Digiquartz Pressure Sensor (pressure, temperature)
0214 – 0233	27 – 28	2/10	1-MHz clock (during the time period, gated time period)
0234 – 0263	29 – 31	3/10	Busy Event, Reject Event, Error Event
0264 – 0273	32	1/10	Total count of the 7x17 Directional Data
0274 – 0609	33 – 68	36/7	Single Upper Data (U1 - U36): counting up from W→E to S→N
0610 – 0777	69 – 104	36/7	Single Lower Data (L1 - L36): counting up from W→E to S→N
0778 – 1610	105 – 223	119/7	New Correlation Directional Data 7x17 (1 – 119): counting up from W→E to N→S

Hobart – HBT

University of Tasmania

Surface Observatory
 Location: 43.00° S, 147.29° E
 Altitude: 0.065 km
 Effective Geomagnetic Cutoff Rigidity: 1.8 GV
 Standard Pressure: 1000 hPa
 Detector Type: Plastic Scintillation
 Telescope Size:
 09 m² (00/1992 – 11/2010)
 16 m² (12/2010 –)

Operation Period: 1992 –
 - 00/2002: It was moved from Hobart to Kingston (very close location)
 - 08/2006: New recording system using FPGA was introduced
 - 08/2006: the individual blocks numbering changed from (N→S, W→E) to (W→E, S→N).
 - 12/2010: The East-West direction of the detector was inclined 28° from the real East-West direction

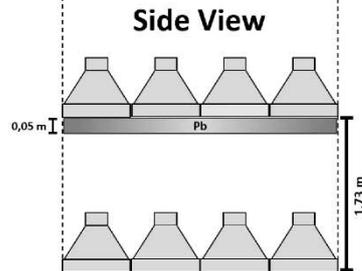
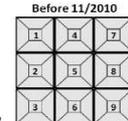
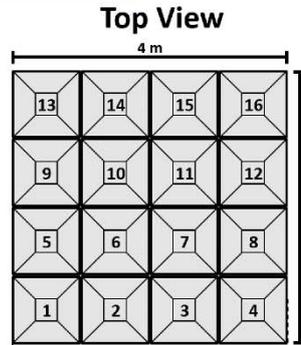
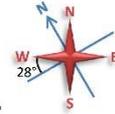
Pictures:



Conventional Correlation System: 13 directions



Relation between
DETECTOR and GEOGRAPHIC
Coordinates



**New Correlation System: 25 used directions
(7x7 = 49 possible directions)**

-3,3	-2,3	-1,3	0,3	1,3	2,3	3,3
-3,2	-2,2	-1,2	0,2	1,2	2,2	3,2
-3,1	-2,1	-1,1	0,1	1,1	2,1	3,1
-3,0	-2,0	-1,0	0,0	1,0	2,0	3,0
-3,-1	-2,-1	-1,-1	0,-1	1,-1	2,-1	3,-1
-3,-2	-2,-2	-1,-2	0,-2	1,-2	2,-2	3,-2
-3,-3	-2,-3	-1,-3	0,-3	1,-3	2,-3	3,-3

mYYYYMMDDHH.txt and tYYYYMMDD.txt - Data Table Format Generated by Detector's Software

Horizontal Digits	Columns	Format (Number of Column/Digit per column)	Description
0001 – 0019	1 – 6	1/4, 5/3	End of the time period (year, month, day, hour, minute, second)
0020 – 0023	7	1/4	Number of 1-pps
0024 – 0053	8 – 10	3/10	Total Upper Counts, Total Lower Counts, Total Upper-Lower Coincidence Counts
0054 – 0183	11 – 23	13/10	Conventional Directional Data (V, N, S, E, W, NE, NW, SE, SW, N2, S2, E2, W2)
0184 – 0193	24	1/10	Bartol High-Voltage Unit
0194 – 0213	25 – 26	2/10	Digiquartz Pressure Sensor (pressure, temperature)
0214 – 0233	27 – 28	2/10	1-MHz clock (during the time period, gated time period)
0234 – 0263	29 – 31	3/10	Busy Event, Reject Event, Error Event
0264 – 0273	32	1/10	Total count of the 7x7 Directional Data
0274 – 0385	33 – 48	16/7	Single Upper Data (U1 – U16): counting up from W→E to S→N
0386 – 0497	49 – 64	16/7	Single Lower Data (L1 – L16): counting up from W→E to S→N
0498 – 0840	65 – 113	49/7	New Correlation Directional Data 7x7 (1 - 49): counting up from W→E to N→S

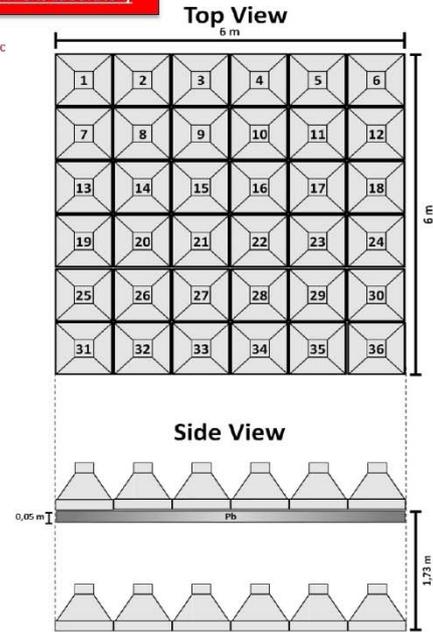
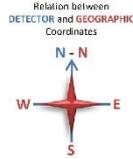
Nagoya – NGY

Nagoya University – Solar-Terrestrial Environment Laboratory

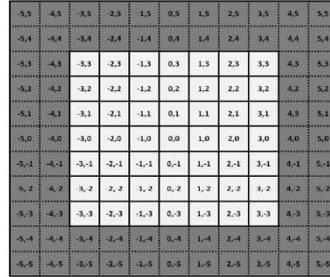
Surface Observatory
 Location: 35.15° N, 136.97° E
 Altitude: 0.077 km
 Effective Geomagnetic Cutoff Rigidity: 11.5 GV
 Standard Pressure: 1000 hPa
 Detector Type: Plastic Scintillation
 Telescope Size:
 36 m² (00/1970 –)
 Operation Period: 1970 –
 - 05/2007: New recording system using FPGA was introduced
 Pictures:



Conventional Correlation System: 17 directions



**New Correlation System: 49 used directions
 (11x11 = 121 possible directions)**



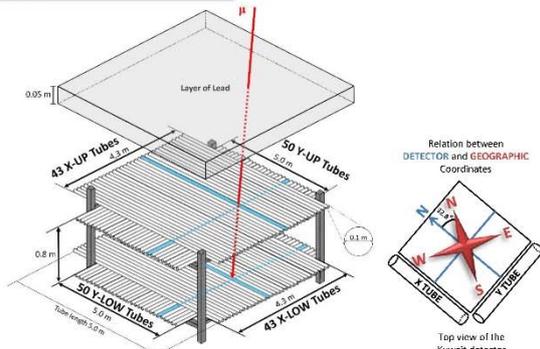
mYYYYMMDDHH.txt and tYYYYMMDD.txt - Data Table Format Generated by Detector's Software

Horizontal Digits	Columns	Format (Number of Column/Digit per column)	Description
0001 – 0019	1 – 6	1/4, 5/3	End of the time period (year, month, day, hour, minute, second)
0020 – 0023	7	1/4	Number of 1-pps
0024 – 0053	8 – 10	3/10	Total Upper Counts, Total Lower Counts, Total Upper-Lower Coincidence Counts
0054 – 0223	11 – 27	17/10	Conv. Dir. Data (V, N, S, E, W, NE, NW, SE, SW, N2, S2, E2, W2, N3, S3, E3, W3)
0224 – 0233	28	1/10	Empty
0234 – 0253	29 – 30	2/10	Digiquartz Pressure Sensor and Bartol High-Voltage Unit
0254 – 0273	31 – 32	2/10	1-MHz clock (during the time period, gated time period)
0274 – 0303	33 – 35	3/10	Busy Event, Reject Event, Error Event
0304 – 0313	36	1/10	Total count of the 11x11 Directional Data
0314 – 0649	37 – 72	36/7	Single Upper Data (U1 - U36): counting up from W→E to N→S
0650 – 0817	73 – 108	36/7	Single Lower Data (L1 - L36): counting up from W→E to N→S
0818 – 1664	109 – 229	121/7	New Correlation Directional Data 11x11 (1 - 121): counting up from W→E to N→S

Kuwait – KWT

Kuwait University – Department of Physics

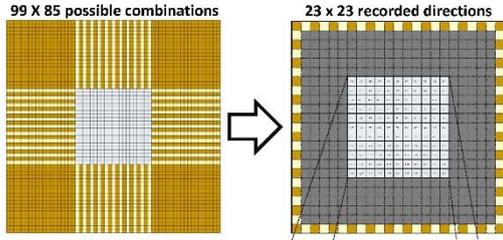
Surface Observatory
 Location: 29.37° N, 47.98° E
 Altitude: 0.019 km
 Effective Geomagnetic Cutoff Rigidity: 13.0 GV
 Standard Pressure: 1010 hPa
 Detector Type: Proportional Counter (hodoscope)
 Telescope Size: 9 m² (03/2006 – 03/2015)
 21.5 m² (04/2015 –)
 Operation Period: 2006 –
 - 03/2006: The East-West direction of the detector is inclined 32.8° west from the real East-West direction
 - 03/2006: New recording system using FPGA was introduced
 - 29/03/2006: 30x30 tubes was changed to 43x50 tubes



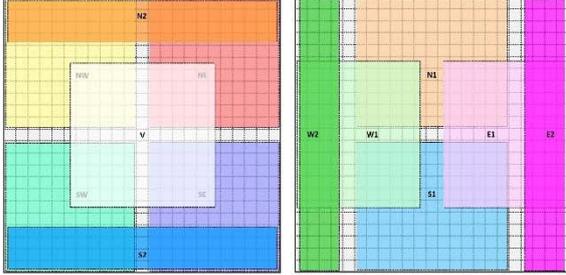
Pictures:



The 85x99 = 8415 possible combinations (43x50 pairs of upper counters + 43x50 pairs of lower counters) are converted in 23x23 = 529 directions.



New System Directions used to form the Conventional System



Conventional Correlation System: 13 directions

		N2		
	NW	N	NE	
W2	W	V	E	E2
	SW	S	SE	
		S2		

New Correlation System: 121 used directions (23 x 23 = 529 possible directions)

5,5	4,5	3,5	2,5	1,5	0,5	0,5	1,5	2,5	3,5	4,5	5,5
5,4	4,4	3,4	2,4	1,4	0,4	1,4	2,4	3,4	4,4	5,4	
5,3	4,3	3,3	2,3	1,3	0,3	1,3	2,3	3,3	4,3	5,3	
5,2	4,2	3,2	2,2	1,2	0,2	1,2	2,2	3,2	4,2	5,2	
5,1	4,1	3,1	2,1	1,1	0,1	1,1	2,1	3,1	4,1	5,1	
5,0	4,0	3,0	2,0	1,0	0,0	1,0	2,0	3,0	4,0	5,0	
5,-1	4,-1	3,-1	2,-1	1,-1	0,-1	1,-1	2,-1	3,-1	4,-1	5,-1	
5,-2	4,-2	3,-2	2,-2	1,-2	0,-2	1,-2	2,-2	3,-2	4,-2	5,-2	
5,-3	4,-3	3,-3	2,-3	1,-3	0,-3	1,-3	2,-3	3,-3	4,-3	5,-3	
5,-4	4,-4	3,-4	2,-4	1,-4	0,-4	1,-4	2,-4	3,-4	4,-4	5,-4	
5,-5	4,-5	3,-5	2,-5	1,-5	0,-5	1,-5	2,-5	3,-5	4,-5	5,-5	

*Each block correspond to 7x7 tubes combination

mYYYYMMDDHH.txt and tYYYYMMDD.txt - Data Table Format Generated by Detector's Software

Lines (plus N x 32)	Columns	Format (Number of Column/Digit per column)	Description
01	1 – 6	1/4, 5/3	End of the time period (year, month, day, hour, minute, second)
01	7	1/4	Number of 1-pps
02	1 – 2	2/10	Digiquartz Pressure Sensor (pressure, temperature)
02	3 – 7	5/8	4 empty (zero) columns and Bartol High-Voltage Unit
02	8 – 10	3/8	Busy Event, Reject Event, Error Event
02	11 – 12	2/10	1-MHz clock (during the time period, gated time period)
03	1 – 50	50/9	YU Single Count Data: counting up from S to N
04	1 – 50	50/9	XU Single Count Data: counting up from W to E
05	1 – 50	50/9	YL Single Count Data: counting up from S to N
06	1 – 50	50/9	XL Single Count Data: counting up from W to E
07	1	1/11	Total Count of 23x23 directional data
08 – 30	1 – 23	23/9	Correlation Directional Data 23x23 (1 – 529): counting up from W→E to N→S

APÊNDICE B – FIGURAS REFERENTES AO PERÍODO ANTERIOR A ROTAÇÃO DE HOBART

Mapas das direções assintóticas dos canais direcionais da Rede Global de Detectores de Múons considerando-se a orientação de Hobart antes de sua expansão (dezembro de 2010). O valor da energia mediana (mostrado na Figura 3.5), praticamente não sofreu alteração considerando-se essa rotação e, por isso, uma figura mostrando-se estes valores antes da expansão não é mostrada.

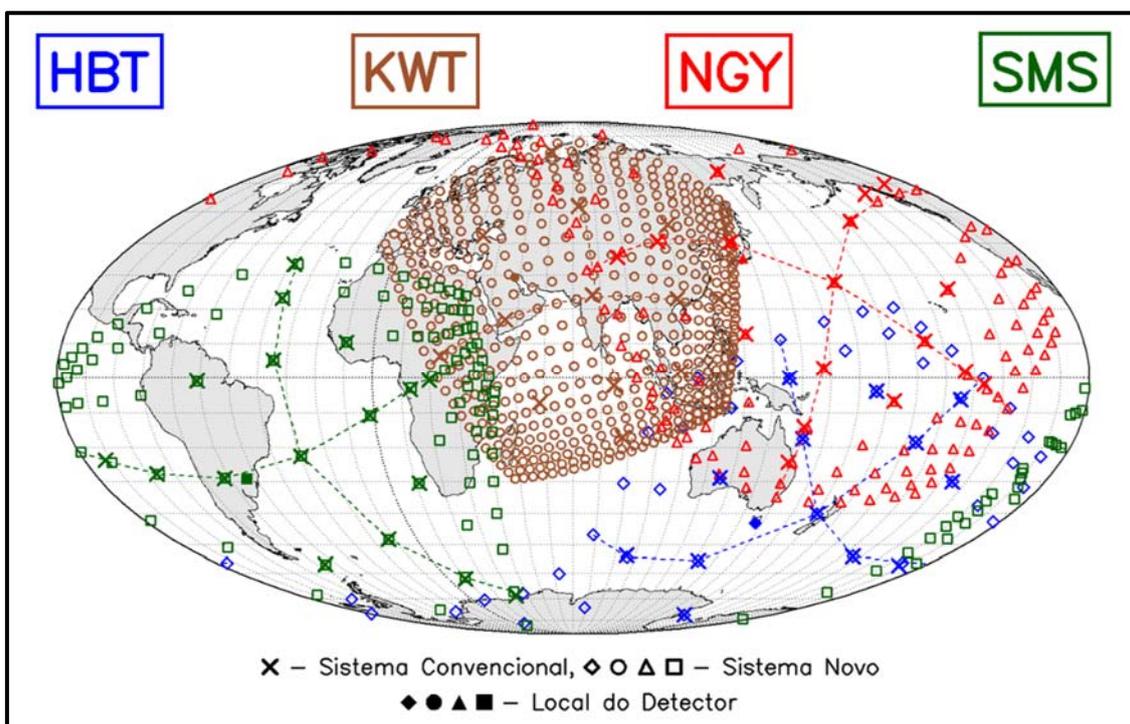


Figura B.1 – Direções assintóticas de todos os canais direcionais da GMDN. Os símbolos de cor azul, marrom, vermelho e verde escuro mostram respectivamente os canais direcionais do detector de Hobart (HBT), Kuwait (KWT), Nagoya (NGY) e São Martinho da Serra (SMS). Os símbolos "X" representam as direções assintóticas referentes aos canais direcionais do sistema convencional de correlação. As circunferências, juntamente com os losangos, triângulos e quadrados sem preenchimento representam as direções assintóticas dos canais direcionais do sistema novo de correlação de KWT, HBT, NGY e SMS, respectivamente. A circunferência, o losango, o triângulo e quadrado preenchidos mostram a localização de cada detector. As linhas tracejadas coloridas representam as direções Norte-Sul (linha mais alinhada com a vertical) e Leste-Oeste (linha mais alinhada com a horizontal) definidas em cada detector. A direção assintótica do canal vertical de cada detector encontra-se no cruzamento destas duas linhas. Os canais ao norte encontram-se acima da linha mais alinhada com a horizontal, enquanto os canais ao leste encontram-se à direita da linha mais alinhada com a vertical. A diferença angular entre as linhas "verticais" e os meridianos (ou entre as linhas "horizontais" e as linhas paralelas ao equador) está relacionada com a diferença angular entre a direção Norte-Sul real e aquela definida em cada detector. Este mapa refere-se à configuração dos canais direcionais anterior ao giro de HBT em dezembro de 2010.

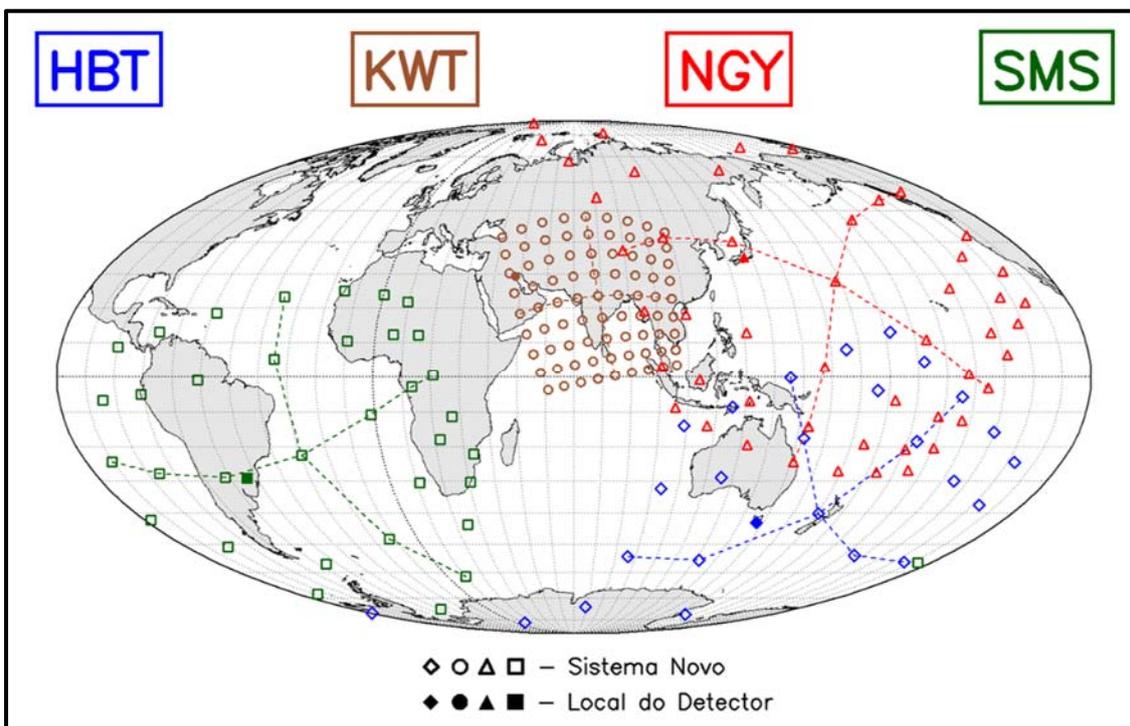


Figura B.2 – Direções assintóticas dos canais direcionais da GMDN utilizados nas análises desenvolvidas ao longo deste trabalho. Os símbolos sem preenchimento de cor azul, marrom, vermelho e verde escuro mostram respectivamente os canais direcionais do detector de Hobart (HBT), Kuwait (KWT), Nagoya (NGY) e São Martinho da Serra (SMS). Os símbolos preenchidos indicam a localização de cada detector. As linhas tracejadas coloridas representam as direções Norte-Sul (linha mais alinhada com a vertical) e Leste-Oeste (linha mais alinhada com a horizontal) definidas em cada detector. A direção assintótica do canal vertical encontra-se, em cada detector, no cruzamento destas duas linhas. Os canais ao norte encontram-se acima da linha mais alinhada com a horizontal, enquanto os canais ao leste encontram-se a direita da linha mais alinhada com a vertical. A diferença angular entre as linhas “verticais” e os meridianos (ou entre as linhas “horizontais” e as linhas paralelas ao equador) está relacionada com a diferença angular entre a direção Norte-Sul real e aquela definida em cada detector. Este mapa refere-se à configuração dos canais direcionais anterior ao giro de HBT em dezembro de 2010.