



Ministério da
**Ciência, Tecnologia
e Inovação**



sid.inpe.br/mtc-m19/2012/02.08.16.24-TDI

**ESTUDO DAS SÉRIES TEMPORAIS DE RAIOS
CÓSMICOS SECUNDÁRIOS MEDIANTE ANÁLISES
POR REGRESSÃO ITERATIVA E TRANSFORMADA
WAVELET CONTÍNUA**

Lucas Ramos Vieira

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial/Ciências do Ambiente Solar-Terrestre, orientada pelos Drs. Alisson Dal Lago, Nivaor Rodolfo Rigozo, e Nelson Jorge Schuch, aprovada em 1º de março de 2012.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3BB948L>>

INPE
São José dos Campos
2012

PUBLICADO POR:

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GB)

Serviço de Informação e Documentação (SID)

Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3208-6923/6921

Fax: (012) 3208-6919

E-mail: pubtc@sid.inpe.br

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

Presidente:

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

Membros:

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

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

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

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

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

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

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

BIBLIOTECA DIGITAL:

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

Deicy Farabello - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CPT)

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

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

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

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

Vivéca Sant´Ana Lemos - Serviço de Informação e Documentação (SID)



Ministério da
**Ciência, Tecnologia
e Inovação**



sid.inpe.br/mtc-m19/2012/02.08.16.24-TDI

**ESTUDO DAS SÉRIES TEMPORAIS DE RAIOS
CÓSMICOS SECUNDÁRIOS MEDIANTE ANÁLISES
POR REGRESSÃO ITERATIVA E TRANSFORMADA
WAVELET CONTÍNUA**

Lucas Ramos Vieira

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial/Ciências do Ambiente Solar-Terrestre, orientada pelos Drs. Alisson Dal Lago, Nivaor Rodolfo Rigozo, e Nelson Jorge Schuch, aprovada em 1º de março de 2012.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3BB948L>>

INPE
São José dos Campos
2012

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Vieira, Lucas Ramos.

V676e Estudo das séries temporais de raios cósmicos secundários mediante análises por regressão iterativa e transformada wavelet contínua / Lucas Ramos Vieira. – São José dos Campos : INPE, 2012. xxvi + 113 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m19/2012/02.08.16.24-TDI)

Dissertação (Ciências do Ambiente Solar-Terrestre) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2012.

Orientadores : Drs. Alisson Dal Lago, Nivaor Rodolfo Rigozo, e Nelson Jorge Schuch.

1. raios cósmicos. 2. atividade solar. 3. análise espectral. 4. wavelet. I. Título.

CDU 523.98

Copyright © 2012 do MCT/INPE. Nenhuma parte desta publicação pode ser reproduzida, armazenada em um sistema de recuperação, ou transmitida sob qualquer forma ou por qualquer meio, eletrônico, mecânico, fotográfico, reprográfico, de microfilmagem ou outros, sem a permissão escrita do INPE, com exceção de qualquer material fornecido especificamente com o propósito de ser entrado e executado num sistema computacional, para o uso exclusivo do leitor da obra.

Copyright © 2012 by MCT/INPE. No part of this publication may be reproduced, stored in a retrieval system, or transmitted in any form or by any means, electronic, mechanical, photocopying, recording, microfilming, or otherwise, without written permission from INPE, with the exception of any material supplied specifically for the purpose of being entered and executed on a computer system, for exclusive use of the reader of the work.

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

Geofísica Espacial/Ciências do Ambiente
Solar-Terrestre

Dr. Odim Mendes Júnior



Presidente / INPE / SJCampos - SP

Dr. Ivan Jelinek Kantor



Vice-Presidente / INPE / SJCampos - SP

Dr. Alisson Dal Lago



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

Dr. Nivaor Rodolfo Rigozo



Orientador(a) / INPE / SJCampos - SP

Dr. Nelson Jorge Schuch



Orientador(a) / INPE / Santa Maria - RS

Dr. Marlos Rockenbach da Silva



Convidado(a) / UNIVAP / São José dos Campos - SP

Este trabalho foi aprovado por:

() maioria simples

unanimidade

Aluno (a): Lucas Ramos Vieira

São José dos Campos, 27 de fevereiro de 2012

“A vida surgiu no mar primordial. Ali dentro ela estava a salvo da radiação cósmica, que inicialmente ajudou a criá-la. Só muito mais tarde, depois que a vida no mar tinha formado uma atmosfera, é que os primeiros anfíbios se arrastaram para a terra. E o resto nós já sabemos. Estamos aqui (...), olhando retrospectivamente para um processo que já dura 3 ou 4 bilhões de anos. E é precisamente em nós, Sofia, que este processo se conscientiza de si mesmo”.

JOSTEIN GAARDER
em “O Mundo de Sofia”, 1991

À memória da minha avó Tereza Teodoro Dias.

AGRADECIMENTOS

Agradeço a Fundação de Amparo à Pesquisa de São Paulo (FAPESP) pelo indispensável suporte financeiro vinculado ao projeto de pesquisa de mestrado, mediante o processo de número 2009/12869-6.

Meu reconhecimento ao Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais pela disponibilização da infraestrutura e permitir o desenvolvimento do mestrado. Estendo este agradecimento às secretárias, equipe de suporte técnico, funcionários e estimados professores.

Por permitirem livre acesso aos dados geofísicos utilizados nessa dissertação, agradeço ao pessoal da missão do satélite ACE e aos responsáveis pelos monitores de nêutrons do Instituto Bartol da Universidade de Delaware.

Meus sinceros agradecimentos ao Dr. Alisson Dal Lago pela excelente orientação. Foram conselhos e diálogos sobre os mais diversos temas que enriqueceram muito o meu aprendizado. Espero conseguir repassar minhas opiniões e ideias de maneira similar aos que comigo estudarem.

Agradeço aos doutores Nivaor Rodolfo Rigozo e Nelson Jorge Schuch a valorosa coorientação. Mesmo à distância, sempre se mostraram dispostos a ajudarem quando solicitados. Ao Dr. Nivaor minha gratidão por me guiar no estudo da análise espectral. Ao Dr. Nelson sou agradecido por dividir comigo um pouco de sua experiência.

Sou grato aos colegas Carlos Braga, Rafael Rodrigues e Virgínia Klausner, pelas discussões e troca de ideias que muito contribuíram para a elaboração e desenvolvimento do projeto de mestrado.

Agradeço à minha namorada Carolina Pietczak pelo amor, companheirismo, paciência e apoio. Sempre se mostrando solidária a quem dela precise.

A meus pais, Mario e Neuza Vieira, e ao meu irmão, Luis Patric de Oliveira, a minha gratidão pelo incentivo aos estudos e carinho.

Agradeço a todos os amigos pela importante parceria, indispensáveis para a estadia em uma nova cidade. Tive sorte em morar junto com o Cristiano, Cássio, Tardelli e Rafael. Sou muito grato a eles pela amizade e harmoniosa convivência.

E, finalmente, sou grato à classe trabalhadora brasileira, cujos impostos mantêm todos os programas e institutos públicos deste país.

RESUMO

O objetivo desta dissertação de mestrado é estudar os fenômenos, associados à atividade solar, responsáveis pelas variações de curto prazo nos dados de raios cósmicos secundários (múons e nêutrons), medidos em superfície. Utilizaram-se séries temporais de 2001 a 2002, época de máxima atividade solar, do Protótipo do Detector Multidirecional de Múons (PDMM), instalado no Observatório Espacial do Sul, no município de São Martinho da Serra, RS. Os dados de múons foram corrigidos pelo efeito de pressão atmosférica, que é anticorrelacionado com o fluxo de raios cósmicos secundários. Os dados de nêutrons foram adquiridos do Monitor de Nêutrons de Thule. Os dados representativos da atividade solar foram obtidos do satélite Advanced Composition Explorer (ACE). As séries temporais foram analisadas mediante a aplicação de Análise por Regressão Iterativa (ARIST) e transformada wavelet de Morlet. O ARIST é uma técnica espectral clássica que fornece informações globais referentes à frequência, amplitude e fase embutidas em uma série temporal. Por meio da análise wavelet obtém-se a evolução temporal das periodicidades e amplitudes. Deu-se destaque a periodicidade de 13,5 dias, ocorrida entre outubro de 2001 e janeiro de 2002, tanto nos dados de raios cósmicos secundários quanto nos dados representativos da atividade solar. Sugere-se que a ocorrência da oscilação de 13,5 dias seja decorrente de casuais efeitos combinados de Ejeções de Massa Coronal e Regiões de Interação Corrotantes. A variação diurna nos dados do PDMM foi identificada utilizando-se a técnica de análise de época superposta.

STUDY OF SECONDARY COSMIC RAY TIME SERIES THROUGH ITERATIVE SPECTRAL ANALYSIS AND CONTINUOUS WAVELETS TRANSFORM

ABSTRACT

The purpose of this work is to study the phenomena associated with solar activity, responsible for short-term variations in the secondary cosmic ray data (muons and neutrons), measured at the surface. We used time series from 2001 to 2002, time of maximum solar activity, from the prototype of the Multidirectional Muon Detector (PDMM), installed at the Southern Space Observatory, in São Martinho da Serra, RS. The data of muons were corrected by the effect of atmospheric pressure, which is anticorrelated with the flux of secondary cosmic rays. The neutron data were acquired from Thule Neutron Monitor. Representative data of solar activity were obtained from Advanced Composition Explorer (ACE) satellite. The time series were analyzed by applying Iterative Regression Analysis (ARIST) and the Morlet wavelet transform. The ARIST is a classical spectral technique that provides comprehensive information regarding the frequency, amplitude and phase embedded in a series. By wavelet analyses it is obtained the temporal evolution of frequency and amplitude. It has given importance to the frequency of 13.5 days, which occurred between October 2001 and January 2002, both in secondary cosmic ray data and the data representative of the solar activity. It is suggested that the occurrence of oscillation of 13.5 days is arising from casual combined effects of Coronal Mass Ejections and Co-rotating Interaction Regions. Finally, the diurnal variation on data from PDMM was identified using the technique of superposed epoch.

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
Figura I – (a) Série temporal do canal vertical do PDMM no intervalo de 10/10/2001 a 31/10/2002. (b) Escalograma da wavelet de Morlet dos dados de (a).	3
Figura 1.1 - Grupo de manchas solares na superfície do Sol registrados por Galileu no século XVII.	6
Figura 1.2 – (a) Dínamo Solar. Campo inicial com configuração poloidal evoluindo para um campo toroidal devido à rotação diferencial solar. (b) Polaridade das manchas solares nos diferentes hemisférios.	7
Figura 1.3 - Foto ampliada de uma mancha solar mostrando a umbra (região central escura) rodeada pela penumbra.	8
Figura 1.4 - Gráfico do número médio mensal de manchas solares nos últimos 100 anos, cujo ciclo de 11 anos é evidente.	8
Figura 1.5 – Diagrama de borboleta (ou diagrama de Maunder) mostrando as latitudes de manchas solares em função do tempo.	10
Figura 1.6 - Campo magnético interplanetário na forma de uma espiral.	12
Figura 1.7 – Esquema do sistema de coordenadas GSM.	13
Figura 1.8 – Esquema simplificado da topologia do campo magnético da coroa solar onde estruturas com linhas de campo magnético abertas (buracos coronais) e fechados (<i>helmet streamer</i>) são desenhadas.	14
Figura 1.9 – Foto em comprimento de onda do extremo ultravioleta, obtida mediante o instrumento EIT, a bordo do SOHO.	15
Figura 1.10 – Imagens do SOHO: (a) A região branca mais brilhante nesta imagem foi causada por uma explosão solar e medida pelo instrumento EIT. (b) Imagem de uma CME fotografada pelo coronógrafo LASCO C2.	18
Figura 1.11 – Dinâmica temporal dos perfis de parâmetros de plasma do vento solar, T_p , N_p , $ B $ e V_p através de choques frontais e reversos dos tipos lentos e rápidos, no sistema de referência da espaçonave.	20
Figura 1.12 – Esquema de composição entre a observação de uma nuvem magnética observada em 18-20 de outubro de 1995 nas proximidades da Terra e uma ilustração do cenário solar – interplanetário relacionado.	21
Figura 1.13 – Esquema da formação de uma CIR, mostrando a região de interface dos ventos lento e rápido, limitada por choques rápidos frontais e reversos.	22
Figura 1.14 - Esquema da formação de duas CIR. As variações típicas dos parâmetros do vento solar em função do tempo em 1UA são mostradas. ...	24
Figura 1.15 - Medidas da direção da componente x do IMF realizadas pela espaçonave IMP-1, lançada em 27 de novembro de 1963, exibindo setores	

de polaridades em direção ao Sol (-) ou para fora do Sol (+), durante três rotações solares.	25
Figura 1.16 – (a) Variação temporal na inclinação do <i>tilt-angle</i> (Fonte: Gosling e Pizzo, 1999). (b) Configuração da HCS no vento solar relativo a um significativo valor de <i>tilt-angle</i>	26
Figura 1.17 – Esquema indicando a estrutura do campo magnético solar em (a) épocas de mínimo solar com $A>0$, (b) no máximo solar e (c) no mínimo solar com $A<0$. Regiões vermelhas e azuis indicam que o campo magnético aponta para dentro e para fora do Sol, respectivamente. Durante os mínimos, a HCS formada na região equatorial separa os dois hemisférios com polaridade oposta.	27
Figura 1.18 – Dados do meio interplanetário medidos pela espaçonave ACE mostrando a ocorrência de uma proto-CIR (limitada pelas linhas pontilhadas verticais), no intervalo de 3-5 de março de 2002.	29
Figura 2.1 - Vista esquemática da formação dos Raios Cósmicos Anômalos na Heliosfera.....	34
Figura 2.2 – Espectro de energia do fluxo de raios cósmicos mostrando que quanto mais energética for uma partícula mais rara é sua detecção na superfície da Terra.....	35
Figura 2.3 – Espectros de energia mostrando a comparação entre os fluxos de RCS (linha pontilhada) e RCG (linha contínua).	35
Figura 2.4 - Diagrama esquemático de um chuveiro cósmico gerado na atmosfera terrestre.	37
Figura 2.5 – Movimento de partículas carregadas no campo magnético terrestre.	41
Figura 2.6 – Mapa das rigidezes de corte vertical magnética (em GV) da Terra.	41
Figura 3.1 - Ilustração mostrando a anticorrelação mantida entre a contagem média de 27 dias de raios cósmicos medido pelo monitor de nêutrons de Thule e o número de manchas solares para os 4 últimos ciclos solares, juntamente com a polaridade solar A de cada ciclo.....	48
Figura 3.2 – Esquema da deriva de uma partícula positiva na HCS.....	49
Figura 3.3 – Ilustração das trajetórias de derivas de RCG (em linhas vermelhas) no plano meridional da heliosfera nos casos de (a) $A>0$ e (b) $A<0$. RCG entram na heliosfera mais facilmente ao longo da HCS e saem via pólos em épocas de $A<0$. Em épocas de $A>0$ o fluxo é revertido, com partículas entrando sobre os pólos e saindo ao longo da HCS. A direção das derivas é identificada pelas setas azuis.....	50
Figura 3.4 – Esquema que ilustra o modelo de decréscimo de Forbush causado por um choque seguido de uma ejeção de plasma, proposto por Cane (1988).....	51

Figura 3.5 - Clássico decréscimo de Forbush registrado por três monitores de nêutrons (DeepRiver, Mt. Wellington, Kerguelen) em meados de julho de 1982.....	52
Figura 3.6 - Os perfis de intensidade de raios cósmicos observados em um monitor de nêutron enquanto a Terra é atingida pelo choque e sua correspondente ICME (caminho A) e enquanto a Terra é atingida apenas pelo choque (caminho B).....	52
Figura 4.1 - Foto do PDMM instalado no OES/CRS/CCR/INPE – MCTI mostrando em azul as 8 caixas de sistemas detectores em duas camadas.	58
Figura 4.2 – (a) Desenho mostrando as principais dispositivos internos de cada detector do PDMM: o plástico cintilante (na base), uma fotomultiplicadora (lâmpada marrom na parte superior) e o circuito amplificador (quadrado no topo). (b) Planta simplificada dos detectores mostrando as dimensões dos arranjos e as trajetórias de múons vindos de 3 direções distintas.	59
Figura 4.3 – Mapa das direções assintóticas do GMDN. Cada símbolo mostra a direção assintótica de cada canal direcional de cada estação, após correção para o efeito do desvio geomagnético. As trajetórias correspondem ao espalhamento das direções assintóticas limitados na região de energia central em 80% da função de resposta para cada canal direcional.....	61
Figura 4.4 – Esquema bidimensional dos detectores de múons mostrando as direções inclinadas como W2 e W3.....	62
Figura 4.5 – Mapa mostrando a localização das estações de monitores de nêutrons utilizadas nesse trabalho.	63
Figura 4.6 – (a) Série temporal do número médio de manchas solares. A parte delimitada pelas duas linhas verticais pontilhadas indica os dados de entrada que foram usadas no estudo espectral. (b) Imagem parcial de um arquivo de saída obtido pela aplicação do ARIST, onde nota-se a presença do ciclo de 11 anos nas duas linhas superiores do arquivo, com períodos de 146 e 143 meses.	69
Figura 4.7 – Na parte superior são vistas as janelas tempo-frequência usadas na (a) Transformada de Fourier - TF, (b) Transformada de Fourier Janelada – TFJ e (c) Transformada Wavelet – TW. Na parte inferior estão as séries correspondentes às funções bases ψ e ψ de cada transformada, representadas no plano do tempo e no plano da frequência, respectivamente.	71
Figura 4.8–Gráficos da parte real da wavelet de Morlet (a) transladadas pela variação do parâmetro b e (b) dilatadas mediante mudança do parâmetro a	76
Figura 4.9- Aproximação da função cosseno (vermelho) com frequência central baseada na função wavelet do chapéu mexicano (preto). Cálculo realizado usando o recurso <i>Wavelet tool Box</i> do <i>Matlab</i>	77

Figura 4.10 – Gráfico do coeficiente linear c da relação entre escala e pseudo-frequência versus a frequência adimensional da wavelet de Morlet ω_0 . A seta indica que c adquire valor unitário quando $\omega_0 = 6.2$	79
Figura 4.11 – (a) Série temporal da temperatura do mar sobre o oceano pacífico no intervalo de 1871-1996. (b) Escalograma da parte real dos coeficientes da wavelet de Morlet 1D aplicado nos dados de (a).	81
Figura 5.1 – Dados de 2006 a 2010 dos detectores de múons de Nagoya, Kuwait e São Martinho da Serra. Nos painéis de Nagoya e Kuwait, que estão no hemisfério norte, é clara a variação sazonal dos RC devido à anticorrelação entre temperatura e a incidência de RC na superfície.	84
Figura 5.2 – Gráfico do canal vertical do PDMM em função da pressão atmosférica, evidenciando a anticorrelação entre o fluxo de RC e a pressão.	85
Figura 5.3 – Gráfico de dispersão entre o termo I_{rel} (no qual os dados de múons são provenientes do canal vertical do PDMM) versus a variação da pressão atmosférica. Um ajuste linear é mostrado pela linha vermelha, assim como os valores dos coeficientes barométrico e de correlação.....	86
Figura 5.4 – Escalogramas de Wavelets de Morlet a valores de amplitudes e periodicidades globais calculados pelo ARIST, aplicados em séries temporais diárias de (a) canal vertical do PDMM, (b) Monitor de Nêutrons de Thule, dados do ACE de c) densidade de prótons, d) velocidade de prótons e e) módulo do IMF. As linhas pontilhadas nos gráficos do ARIST representam o nível de confiança da amplitude em 95% (2σ) e 68% (1σ).	90
Figura 5.5 – Escalograma wavelet para os dados de pressão atmosférica medidos na estação do PDMM (em São Martinho da Serra). A ausência de periodicidade de 13,5 dias no final de 2001 contribui para a conclusão de que tal periodicidade não seja devido a efeitos terrestres.	92
Figura 5.6 – De cima para baixo, os painéis contêm dados do canal vertical do PDMM, Monitor de Nêutrons de Thule, dados do ACE de densidade de prótons, velocidade de prótons e módulo do IMF. A curva vermelha no painel superior representa um ajuste senoidal com parâmetros de período ($=13,2$ dias), amplitude e fase fornecidos pelo ARIST. As setas vermelhas mostram 3 exemplos de descontinuidades causadas por choques interplanetários e as setas azuis indicam exemplos de regiões onde ocorreram proto-CIRs.	93
Figura 5.7 – Escalograma de Wavelet de Morlet para séries temporais de (a) Bx e (b) ângulo ϕ do IMF no plano x-y em coordenadas GSE. Pode-se verificar a dominância de recorrência de 27 dias durante quase todo o intervalo de tempo considerado.....	96
Figura 5.8 - Escalograma wavelet de Morlet de Du et al. (2008) para dados de Bx, medidos pelo ACE, durante os anos de 1998 a 2006. Nos meses finais de 2001 há apenas periodicidade de 27 dias.	97
Figura 5.9 – Exemplos de imagens em 195 \AA do SOHO durante fase ascendente (3/8/2000) e descendente (27/01/2005) do ciclo solar 23. Buracos coronais são identificados pelo limiar de intensidade, e é considerado sua	

área fracionada dentro de uma fatia meridional de $\pm 10^\circ$ de longitudes e $\pm 60^\circ$ de latitudes heliográficas.	97
Figura 5.10 – No painel superior, em azul fraco, dados diários da área fracionada de buracos coronais e, em azul forte, a suavização dos dados por média corrida de 27 dias. No painel inferior há o escalograma de wavelet de Morlet aplicado aos dados diários.	98
Figura 5.11 – Esquema da anisotropia diurna dos RC, em que o efeito da convecção do vento solar e difusão na espiral de Parker levaria à uma detecção máxima de RC entre as 12 e 18 horas locais.....	100
Figura 5.12 – Análise de época superposta da série temporal horária do canal vertical do PDMM, com dados entre outubro de 2001 a outubro de 2002.....	100

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
Tabela 1.1 – Propriedades observadas dos dois tipos de Vento Solar próxima a órbita da Terra (1 AU), em períodos de mínima atividade solar.	13
Tabela 2.1 – Rigidez magnética e raio de giro de um próton para diferentes energias.	40
Tabela 3.1 – Variações de origem terrestre na intensidade de RC.	46
Tabela 3.2 – Resumo das principais variações no fluxo de RC devido a efeitos fora do ambiente terrestre.	47
Tabela 4.1 – Principais características do PDMM.	60
Tabela 5.1 – Valores dos coeficientes barométrico (β) e de correlação (R) para cada canal direcional do PDMM.	87
Tabela 5.2 – Valores dos módulos dos coeficientes de correlação cruzada máximo $ R_{m\acute{a}x} $ e seus respectivos <i>lags</i> , para a oscilação de 13,5 dias, com relação ao canal vertical do PDMM.	91

LISTA DE ABREVIATURAS

ACE	<i>Espaçonave Advanced Composition Explorer</i>
AES	Análise de Época Superposta
ARIST	Análise por Regressão Iterativa de Séries Temporais
CME	<i>Coronal Massa Ejection</i> (Ejeção Coronal de Massa)
CIR	<i>Co-rotating Interaction Region</i> (Região de Interação Corrotante)
Dst	<i>Disturbance Storm Time Index</i> (Índice temporal de distúrbios provocados por tempestades geomagnéticas)
EIT	<i>Extreme ultraviolet Imaging Telescope</i> (Telescópio a bordo da espaçonave SOHO)
GLE	<i>Ground Level Enhancement</i> (Aumento da intensidade de raios cósmicos ao nível do solo)
GMDN	<i>Global Muon Detector Network</i> (Rede Global de Detectores de Múons)
GSM	<i>Geocentric Solar Magnetospheric System</i> (Sistema de Coordenadas Solar Geocêntrico Magnetosférico)
GSE	<i>Geocentric Solar Ecliptic System</i> (Sistema de Coordenadas Eclíptico Solar Geocêntrico)
HCS	<i>Heliospheric Current Sheat</i> (Lâmina de Corrente Heliosférica)
HSS	<i>High Speed Streams</i> (Feixes de alta velocidade do vento solar)
ICME	<i>Interplanetary CME</i> (CME Interplanetária)
IMF	<i>Interplanetary Magnetic Field</i> (Campo Magnético Interplanetário)
MIE	Meio Interestelar
MHD	Teoria Magnetohidrodinâmica
MNT	Monitor de Nêutrons de Thule

RC	Raios C3smicos
RCA	Raios C3smicos An3malos
RCG	Raios C3smicos Gal3ticos
RCS	Raios C3smicos Solares
TF	Transformada de Fourier
TFJ	Transformada de Fourier Janelada
TW	Transformada Wavelet
TWC	Transformada Wavelet Cont3nua
UA	Unidade Astron3mica
V _{CR}	Sigla de rigidez vertical geomagn3tica de corte

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
INTRODUÇÃO	1
1 ATIVIDADE SOLAR	5
1.1. As manchas solares.....	5
1.2. Ciclo de 11 anos das manchas solares.....	8
1.3. Vento Solar e o campo magnético interplanetário	10
1.3.1. Flares.....	16
1.3.2. CMEs e choques interplanetários	17
1.3.3. CIR e HCS	22
1.3.4. Eventos de prótons solares	29
2 RAIOS CÓSMICOS	31
2.1. Descoberta.....	31
2.2. Classificação.....	32
2.3. Chuveiro Cósmico.....	36
2.4. Rigidez de Corte Geomagnética	38
3 MODULAÇÃO NO FLUXO DOS RAIOS CÓSMICOS	43
3.1. Variações terrestres no fluxo de raios cósmicos.....	45
3.2. Variações extraterrestres	46
3.2.1. Ciclos de 11 e 22 anos	46
3.2.2. Decréscimo de Forbush.....	50
3.2.3. Variação de 27 dias e seus harmônicos	53
3.3. Outras periodicidades	54
4 DADOS E METODOLOGIA	57
4.1. Detectores de múons.....	57
4.2. Monitores de nêutrons e dados do meio interplanetário	62
4.3. ARIST	64
4.4. Transformada Wavelet.....	69
4.5. Pacote de rotinas de Torrence e Compo (1998)	79
5 RESULTADOS	83
5.1. Influência atmosférica no fluxo de RC e correção barométrica.....	83
5.2. Periodicidade de 13,5 dias no PDMM.....	88
5.3. Anisotropia diurna	99

6	CONCLUSÕES.....	101
7	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	105

INTRODUÇÃO

Raios C3smicos (RC) s3o constitu3dos em grande parte por part3culas, principalmente pr3tons, part3culas alfa, el3trons, n3cleos de elementos pesados e radia3o gama, vindas de todas as dire3o3es do espa3o que constantemente alcan3am a atmosfera terrestre. Desde sua descoberta, no in3cio do s3culo XX, os raios c3smicos t3m despertado a curiosidade e o fasc3nio dos pesquisadores de todo o mundo. O espectro de energia dessas part3culas varia de 10^8 el3trons-volt (eV) at3 valores maiores do que 10^{20} eV (KUDELA, 2009; SAKURAI, 1988).

O interesse pelo estudo dessas part3culas de alta energia surgiu basicamente por duas raz3es: a) por alcan3arem grandes energias, os RC provocam processos e rea3o3es em n3veis at3micos e nucleares at3 ent3o desconhecidos. Tais processos levaram ao descobrimento de uma s3rie de novas part3culas; b) os raios c3smicos carregam informa3o3es tanto sobre processos astrof3sicos distantes, quanto sobre a heliosfera, meio interplanet3rio, magnetosfera e atmosfera terrestre, que antes de sua descoberta eram somente acess3veis a especula3o (SAKURAI, 1988).

Os per3odos de varia3o3es encontrados em dados de RC s3o 3teis para investigar os fen3menos respons3veis pela modula3o do fluxo de part3culas de altas energias. No sistema solar, exemplos t3picos dessa aplica3o s3o a varia3o de aproximadamente 27 dias dos dados de raios c3smicos associada com a rota3o solar m3dia e a anticorrela3o entre o fluxo de RC com o ciclo de 11 anos do n3mero de manchas solares (KANE, 1957; DULDIG, 2000; KUDELA 2009).

Na disserta3o utilizam-se s3ries temporais de raios c3smicos secund3rios no intervalo de 10/2001 a 10/2002 (Figura I a), observados em superf3cie atrav3s do Prot3tipo do Detector Multidirecional de M3ons (PDMM). O PDMM esteve

em operação no período de 2001-2004, no Observatório Espacial do Sul – OES/CRS/CCR/INPE – MCTI (29,4° S, 53,8° W, 480 metros acima do nível do mar), no município de São Martinho da Serra, RS (DA SILVA et al., 2004). O PDDM fornecia dados horários em 9 direções (Vertical, Norte, Leste, Oeste, Sul, Sudeste, Sudoeste, Nordeste e Noroeste), além de dados de pressão e temperatura da sala onde se localizava o equipamento.

Uma das motivações para o projeto de pesquisa de mestrado partiu do resultado de um escalograma da wavelet de Morlet (Figura I b) da série temporal do canal vertical do PDMM estudado por Da Silva (2005). No escalograma é mostrado o grau e a evolução temporal das periodicidades presentes nos dados do canal vertical do PDMM de 10/10/2001 a 31/10/2002, sendo os módulos dos coeficientes wavelets ao quadrado $|W(b, a)|^2$ representados por uma escala de cores. Os contornos indicam regiões com 95% de confiabilidade e os valores fora da curva em forma parabólica (chamada de Cone de Influência - COI) devem ser desconsiderados¹ (TORRENCE; COMPO, 1998).

É possível notar na Figura I b que a periodicidade de cerca de 27 dias é duradoura e intensa. Tal oscilação é relacionada com a bem conhecida variação de 25 – 31 dias da modulação dos raios cósmicos devido à rotação solar diferencial (MORRISON, 1956; KANE, 1957; SABBAH, 2001). Mas o que serviu de motivação foi tentar descobrir quais os fenômenos responsáveis pelo segundo harmônico da variação de 27 dias, ou seja, a periodicidade de ~13,5 dias (daqui por diante referida apenas como 13,5 dias) no intervalo de outubro de 2001 a janeiro de 2002.

¹ Maiores informações no Capítulo 4.

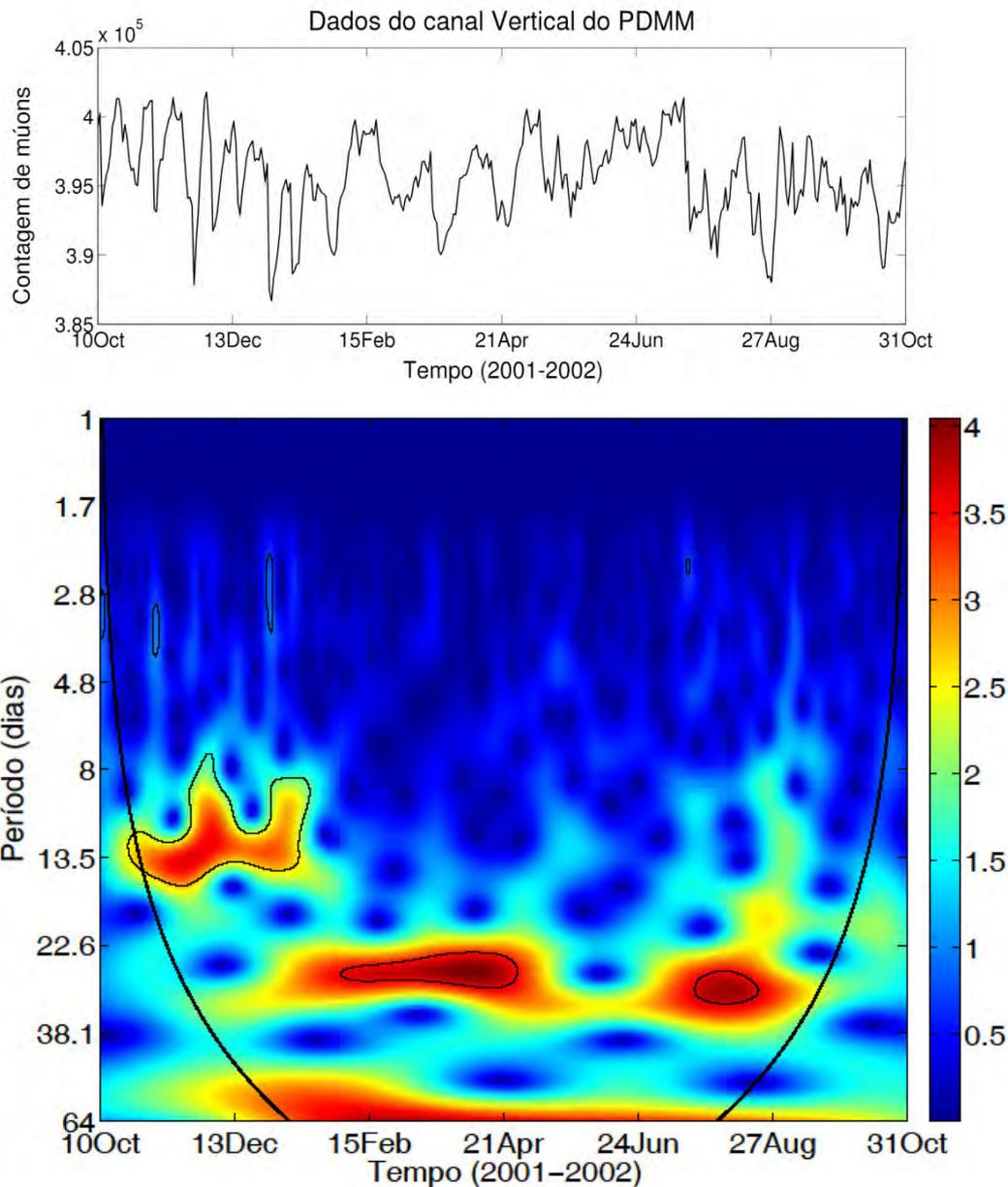


Figura I – (a) Série temporal do canal vertical do PDMM no intervalo de 10/10/2001 a 31/10/2002. (b) Escalograma da wavelet de Morlet dos dados de (a).

São abordados alguns temas introdutórios sobre a atividade solar (Capítulo 1) e o estudo dos raios cósmicos (Capítulo 2). O Capítulo 3 é dedicado a examinar a modulação da heliosfera no fluxo de raios cósmicos, mostrando-se uma síntese das principais periodicidades presentes nos dados dessas partículas. No Capítulo 4 são descritos os dados analisados durante a pesquisa e apresentadas as metodologias espectrais utilizadas, como a mencionada

transformada wavelet de Morlet e a Análise por Regressão Iterativa de Séries Temporais (ARIST). Os resultados obtidos, como a correção barométrica nos dados de múons e o estudo do surgimento da periodicidade de 13,5 dias nos dados de raios cósmicos e do meio interplanetário entre 2001 e 2002, são apontados no Capítulo 4. As considerações finais e conclusões são descritas no Capítulo 5.

1 ATIVIDADE SOLAR

As primeiras evidências acerca da atividade solar estão relacionadas com a variação do número de manchas na superfície do Sol. Astrônomos determinaram que o número de manchas solares observadas apresentava um comportamento variável e periódico, com um período de aproximadamente 11 anos.

1.1. As manchas solares

Embora as manchas solares sejam conhecidas desde vários séculos antes de Cristo (KILVELSON; RUSSEL, 1995), existem poucos registros históricos de suas observações a olho nu, pois apenas manchas extremamente grandes podem ser vistas sem o auxílio de um telescópio e também porque a ocorrência de manchas com tal magnitude é raríssima. Os povos do ocidente na Idade Média interpretaram (erroneamente) as manchas como a passagem de Mercúrio ou Vênus sobre o disco solar (VAN HELDEN, 1996). Assim, as primeiras observações não obtiveram grandes repercussões, visto que a passagem dos referidos planetas diante do Sol não implicava nenhum acontecimento extraordinário.

Concluir que as manchas ocorriam de fato na superfície solar só seria possível com o auxílio de algum instrumento ótico. Foi somente em julho de 1610, quando o astrônomo italiano Galileu Galilei apontou sua luneta em direção ao Sol, que se verificou a presença das manchas na superfície solar. Um grupo de manchas solares observados pelo astrônomo italiano é mostrado na Figura 1.1.

As principais conclusões obtidas por Galileu foram:

- as manchas estão contíguas ao Sol ou separadas dele por uma distância imperceptível;
- não são estrelas nem nada permanente, mas alteram-se continuamente, sendo umas mais duradouras e outras menos;

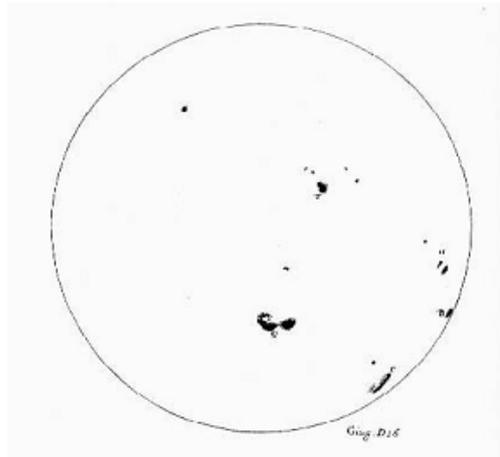


Figura 1.1 - Grupo de manchas solares na superfície do Sol registrados por Galileu no século XVII.

Fonte: Moschetti (2006).

- sua figura é bastante irregular; elas unem-se e se separam ao acaso (se observadas isoladamente);
- apresentam movimento em conjunto, sendo regular e uniforme;
- as manchas se concentram majoritariamente em uma faixa entre 28° ou 29° ao norte e ao sul do equador solar;
- as manchas não deviam ser escuras, apenas pareciam menos claras que o Sol, e isto seria devido ao contraste com o corpo intensamente luminoso do astro (MOSCHETTI, 2006).

Posteriormente, realizou-se a importante descoberta de que o Sol apresenta rotação diferencial, de modo que o tempo de rotação da região equatorial é cerca de 25 dias; enquanto que, conforme se afasta do equador, o período de rotação gradualmente aumenta até alcançar um valor de até 34 dias nas regiões polares.

A rotação diferencial intensifica o campo magnético na superfície solar pelo acúmulo de linhas de campo fazendo com que fluxo magnético comece a

emergir para fora da fotosfera². Ocorre assim a expulsão de matéria da fotosfera na direção das linhas de campo magnético, mecanismo conhecido como dínamo solar (Figura 1.2a). As regiões em que os laços magnéticos saem e retornam à fotosfera possuem polaridades magnéticas opostas e nelas surgem as manchas solares, como é mostrado na Figura 1.2b (HOYT; SCHATTEN, 1997).

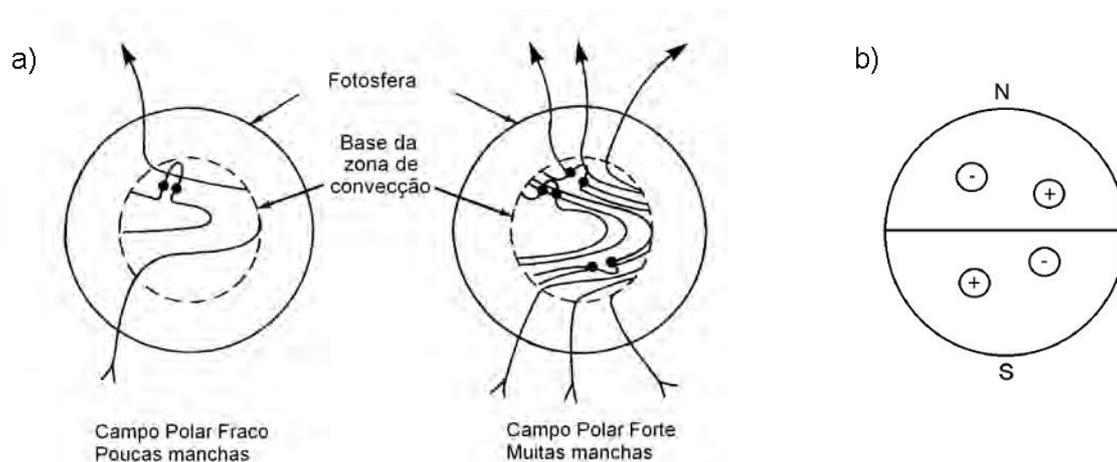


Figura 1.2 – (a) Dínamo Solar. Campo inicial com configuração poloidal evoluindo para um campo toroidal devido à rotação diferencial solar. (b) Polaridade das manchas solares nos diferentes hemisférios.
 Fonte: Hoyt e Schatten (1997, p. 45).

Atualmente sabe-se que as manchas solares são regiões em torno de 2000 K mais frias do que a fotosfera solar circunvizinha. Elas emitem menos radiação do que a fotosfera em geral porque possuem intensos campos magnéticos (cerca de 1000 vezes mais intensos do que a superfície clara) que parcialmente bloqueiam a radiação transmitida para cima pelas células de convecção na região sub-fotosférica (KILVELSON; RUSSEL, 1995). Ampliando a imagem de uma mancha, nota-se uma região central escura, denominada umbra, rodeada por uma zona com filamentos radiais claros e escuros, a penumbra (Figura 1.3).

² Fotosfera é a camada externa visível do Sol, que poderia ser interpretada como delimitando a superfície solar. As outras camadas, mais externas, são a cromosfera (de cor avermelhada) e a coroa solar (de onde a atmosfera solar "evapora" para o meio interplanetário) (KILVELSON; RUSSEL, 1995).

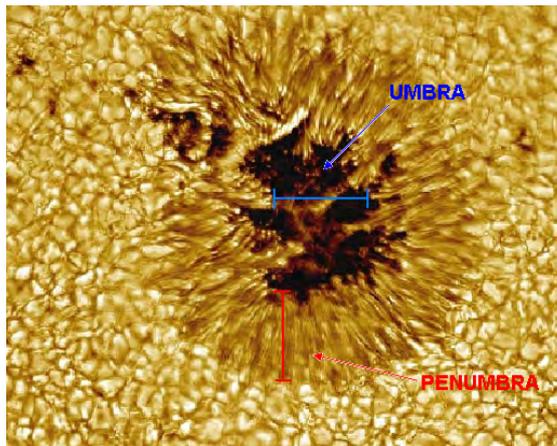


Figura 1.3 - Foto ampliada de uma mancha solar mostrando a umbra (região central escura) rodeada pela penumbra.

Fonte: http://www.astronet.ru/db/xware/msg/1209275/sunspot_vtt_big.jpg.html

1.2. Ciclo de 11 anos das manchas solares

Passados 17 anos de cuidadosas observações do Sol, o alemão farmacêutico e astrônomo amador Samuel Heinrich Schwabe descobriu na década de 1840 o ciclo de cerca de 11 anos no número de manchas solares (Figura 1.4).

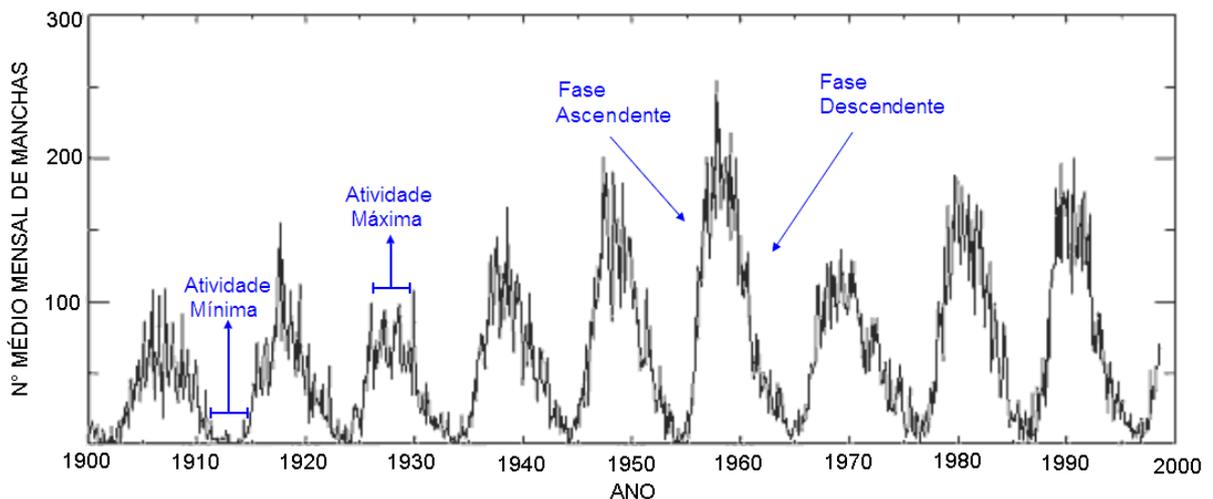


Figura 1.4 - Gráfico do número médio mensal de manchas solares nos últimos 100 anos, cujo ciclo de 11 anos é evidente.

Fonte: <http://astro.if.ufrgs.br/esol/explorsol.htm>.

O número de manchas solares é o índice mais antigo da atividade solar, servindo como uma medida da atividade magnética geral do Sol (ECHER et al., 2003a). O período de atividade solar máxima ocorre concomitantemente ao período com maior número de manchas solares e vice-versa.

Não existe ainda uma compreensão física completa sobre a origem do ciclo solar. Modernas teorias atribuem ao modelo de dínamo solar o mecanismo responsável pelas características periódicas das manchas; embora esse modelo não explique, por exemplo, a variação da amplitude nas épocas de máximo e mínimo.

Uma clara assimetria nos ciclos solares é percebida na Figura 1.4. A fase ascendente, que se estende do mínimo ao máximo, é mais curta (média de 4 anos) do que a fase descendente, do máximo para o mínimo, durando de 5 a 6 anos.

Observações solares têm mostrado que durante o mínimo solar, as manchas se formam em latitudes de aproximadamente 40° em ambos os hemisférios solares. À medida que o ciclo solar progride, o número de manchas primeiro aumenta e depois diminui em uma região larga que gradualmente se move para o equador. O início de um novo ciclo é caracterizado pelo reaparecimento de manchas em maiores latitudes. Este padrão de formação de manchas a cada ciclo em latitudes maiores e migração para menores latitudes é denominado lei de Sporer, representado pelo diagrama de borboleta de Maunder (Figura 1.5). Nota-se que o que está variando é a localização das manchas sucessivas, enquanto as manchas individuais tipicamente duram apenas uma rotação solar e movem-se pouco relativamente à fotosfera (ECHER et al., 2003a).

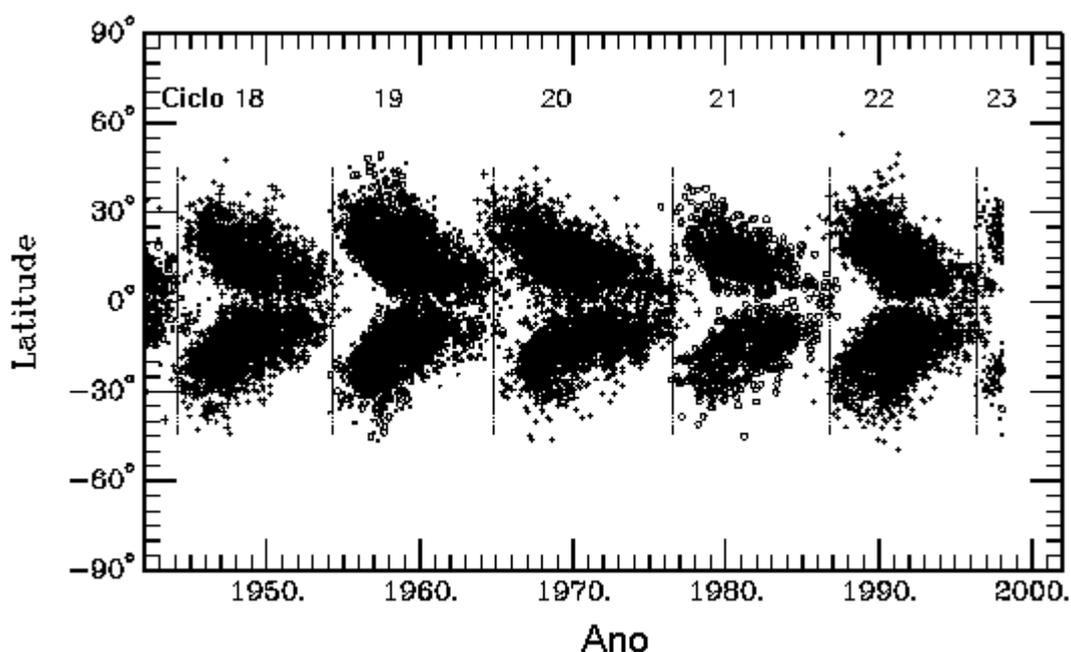


Figura 1.5 – Diagrama de borboleta (ou diagrama de Maunder) mostrando as latitudes de manchas solares em função do tempo.
 Fonte: Harvey (1997).

Durante o período de atividade solar máxima é mais freqüente a ocorrência de diversos eventos solares, tais como, por exemplo, explosões solares (*flares*) e ejeções coronais de massa (*Coronal Mass Ejections – CME*). Na seção 1.3 é caracterizado o vento solar e algumas das principais estruturas interplanetárias nele presentes.

1.3. Vento Solar e o campo magnético interplanetário

Embora efeitos solares na Terra, como as tempestades geomagnéticas, fossem conhecidos desde o século XIX, foi apenas após a década de 1950 que foi concebida a ideia de haver uma contínua liberação de matéria solar estendendo-se pelo meio interplanetário. Na época era aceito pela comunidade científica que matéria desprendendo-se da coroa solar ocorria apenas em períodos ocasionais de distúrbios solares. Era esse um dos argumentos usado para explicar o fato das caudas dos cometas serem apontadas radialmente para fora com relação à esfera solar. Porém, a partir 1951 o astrofísico alemão

Ludwig F. B. Biermann defende que a configuração das caudas dos cometas seja devida a “feixes de gás” constantemente emitidos radialmente do Sol (BIERMANN, 1951; BIERMANN, 1957).

Por volta de 1953, Biermann foi pedir suporte científico, sem obter sucesso, a John Simpson, respeitado pesquisador da Universidade de Chicago. Nesta ocasião, o então estudante de pós-doutorado Rajaram Purushottam Kane fazia parte do grupo de Simpson. As lembranças de Kane dessa época estão registradas em seu artigo Kane (2009). Segundo ele, os argumentos de Simpson para recusar a proposta de Biermann eram basicamente dois.

“Primeiro, se o Sol emite ‘coisas’ continuamente, ele se esgotaria em pouco tempo, sendo incapaz de durar bilhões de anos. Segundo, [o notável matemático e geofísico Sidney] Chapman disse que a atmosfera do Sol é estática, semelhante a da Terra, cuja única diferença é a escala. A atmosfera do Sol é tão grande que suas bordas exteriores podem eventualmente se estender até a órbita da Terra, gerando distúrbios geomagnéticos”.

De acordo com Kane (2009), Simpson havia incumbido ao jovem pós-doutorando Eugene Parker a tarefa de provar matematicamente que seria impossível existir tal emissão contínua de gás solar. Porém, aconteceu o oposto. Parker deduziu em seus cálculos que a proposta de Biermann era coerente, pois a alta temperatura de milhões de graus da coroa solar faria com que a atmosfera solar “fervesse” e assim permitisse que fluxos de partículas carregadas escapassem do campo gravitacional da estrela, formando o vento solar, “às vezes em quantidade maior, às vezes menor, mas nunca zero”. E assim, Parker (1958) mostrou teoricamente que Biermann estava correto, prevendo a existência do vento solar alguns anos antes de sua medida experimental, que foi realizada por veículos espaciais da NASA apenas em 1962 (PARKER, 1963).

No mesmo estudo, Parker também deduziu a forma adquirida pelo campo magnético solar ao longo do meio interplanetário, denominado campo magnético interplanetário (*“Interplanetary Magnetic Field”* - IMF).

Segundo a teoria Magneto-hidrodinâmica (MHD), o campo magnético solar é dito estar “congelado” no plasma solar ao ser arrastado pelo vento solar. Devido à rotação diferencial do Sol, as linhas do campo magnético solar vão se torcendo conforme o vento solar se afasta do Sol, formando uma estrutura espiral em latitudes equatoriais. Tal configuração é denominada espiral de Parker. Um esquema bidimensional do IMF é mostrado na Figura 1.6. Nas vizinhanças da Terra o Vento Solar possui valor médio do módulo de campo magnético em torno de 5 nT e inclinação de aproximadamente 45° com relação a reta que liga a Terra e o Sol.

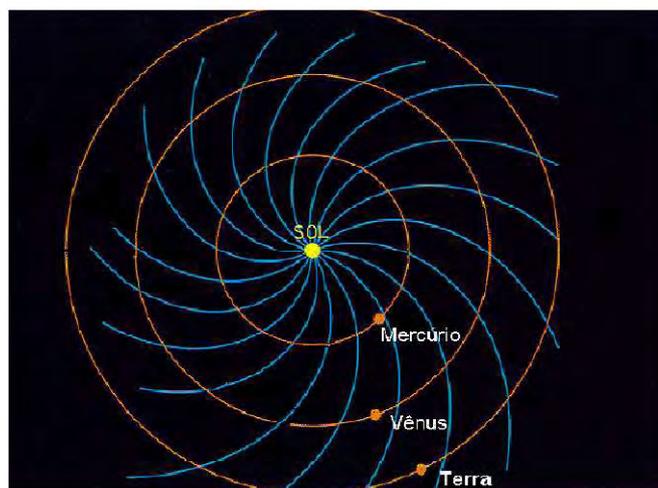


Figura 1.6 - Campo magnético interplanetário na forma de uma espiral.
Fonte: <http://www.gsfc.nasa.gov/>.

Um sistema de coordenadas bastante utilizado em estudos envolvendo as relações Sol-Terra é o sistema Solar Geocêntrico Magnetosférico – GSM (*Geocentric Solar Magnetospheric*), Figura 1.7, cuja reta que aponta da Terra para o Sol é o eixo X, o eixo Z é escolhido estando no mesmo sentido que o pólo geomagnético norte e o eixo Y é perpendicular ao dipolo geomagnético da Terra. Este sistema é utilizado na análise da interação de estruturas do vento

solar com a magnetosfera terrestre. Outro sistema de coordenadas comum é o sistema Eclíptico Solar Geocêntrico - GSE (*Geocentric Solar Ecliptic*), o qual tem seu eixo X apontando da Terra para o Sol, e seu eixo Y é escolhido como estando no plano da eclíptica e apontando para o setor do entardecer. O eixo Z é paralelo ao pólo da eclíptica. Este sistema é utilizado na análise de dados do vento solar. (ECHER, 2005a).

Atualmente classifica-se o vento solar em dois tipos básicos: o vento solar lento e o vento solar rápido. Algumas das principais características dos dois tipos são apresentadas na Tabela 1.1.

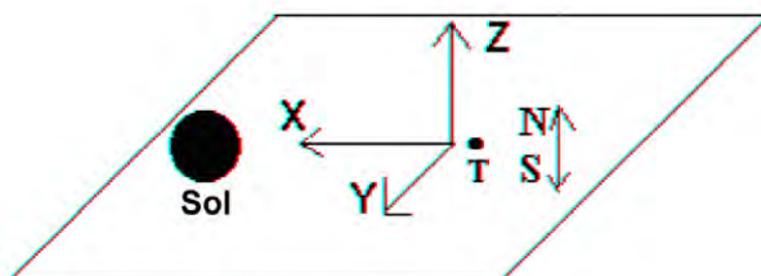


Figura 1.7 – Esquema do sistema de coordenadas GSM.
Fonte: Dal Lago (2003).

Tabela 1.1 – Propriedades observadas dos dois tipos de Vento Solar próxima a órbita da Terra (1 AU), em períodos de mínima atividade solar.

	Vento Lento	Vento Rápido
Velocidade	250-400 km/s	400-800 km/s
Densidade de prótons	10,7 cm ⁻³	3,0 cm ⁻³
Densidade de fluxo de prótons	3,4 x 10 ⁸ cm ⁻² s ⁻¹	2,0 x 10 ⁸ cm ⁻² s ⁻¹
Temperatura de prótons	3,4 x 10 ⁵ K	2,3 x 10 ⁵ K
Temperatura de elétrons	1,3 x 10 ⁵ K	1,0 x 10 ⁵ K
Densidade de fluxo de momento	2,12 x 10 ⁸ dyn cm ⁻²	2,26 x 10 ⁸ dyn cm ⁻²
Densidade de fluxo de energia total	1,55 erg cm ⁻² s ⁻¹	1,43 erg cm ⁻² s ⁻¹
Origem	<i>helmet streamers</i>	Buracos Coronais

Fonte: Schwenn (2006).

A coroa solar é uma estrutura complexa, mas de acordo com a configuração das linhas de seu campo magnético ela pode ser caracterizada em regiões com linhas de campo aberta e fechadas, conforme esboçado pela Figura 1.8.

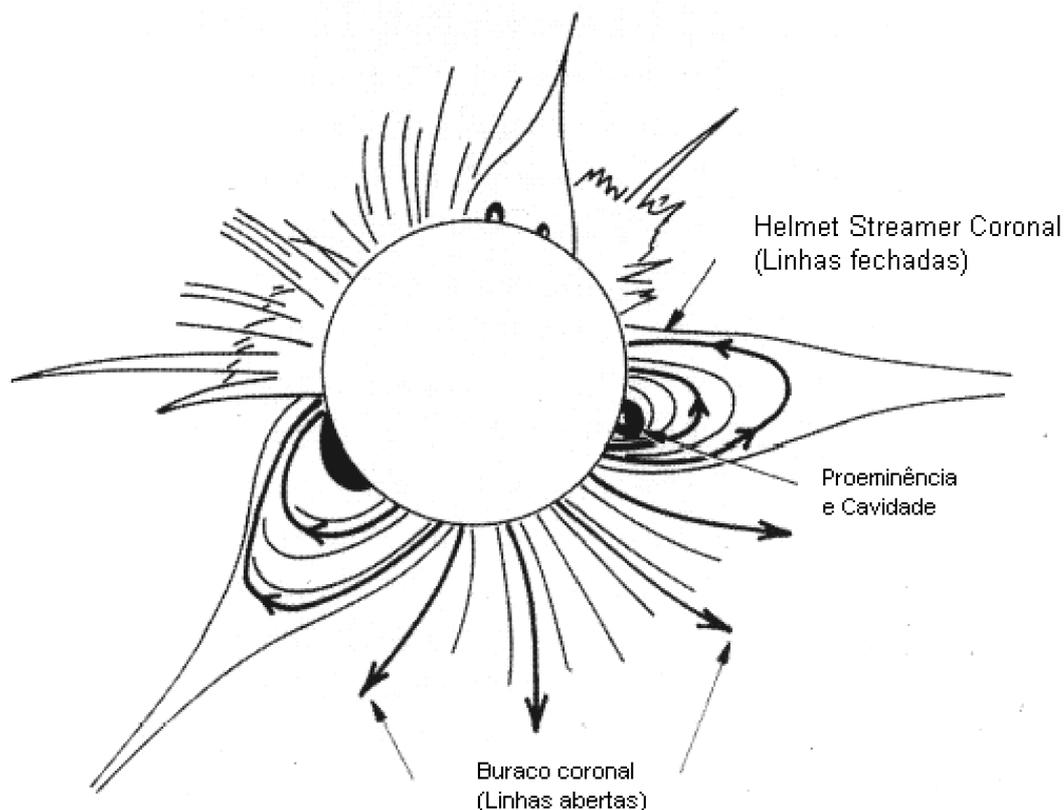


Figura 1.8 – Esquema simplificado da topologia do campo magnético da coroa solar onde estruturas com linhas de campo magnético abertas (buracos coronais) e fechados (*helmet streamer*) são desenhadas.
Fonte: Kivelson e Russel (1995).

Linhas de campo abertas ocorrem em buracos coronais (do inglês *coronal holes*), os quais emitem feixes (*streams*) do vento solar rápido. Devido a sua relativa baixa densidade e reduzida emissividade em todos os comprimentos de onda em temperaturas coronais, os buracos coronais podem ser identificados como áreas escuras em imagens solares em raio-X e ultravioleta (WIEGELMANN AND SOLANKI, 2004), como mostrado na Figura 1.9, cuja foto

foi obtida pelo instrumento *Extreme Ultraviolet Imaging Telescope* (EIT), a bordo da espaçonave SOHO. Durante períodos de baixa atividade solar, a localização dos buracos coronais cobre as regiões polares norte e sul do Sol. Conforme a atividade solar aumenta, e os campos magnéticos no Sol tornam-se mais complexos, os buracos coronais podem emergir para qualquer lugar no disco solar e persistir em média por três ou quatro rotações solares. Embora a fotosfera solar seja observada a girar mais rápida no equador que nos pólos solares, os buracos coronais parecem girar com um período de cerca de 27,5 dias, independente de sua latitude. Essa característica da coroa tem levantado muitas questões sobre a origem e evolução do campo magnético solar (CRANMER, 2001).

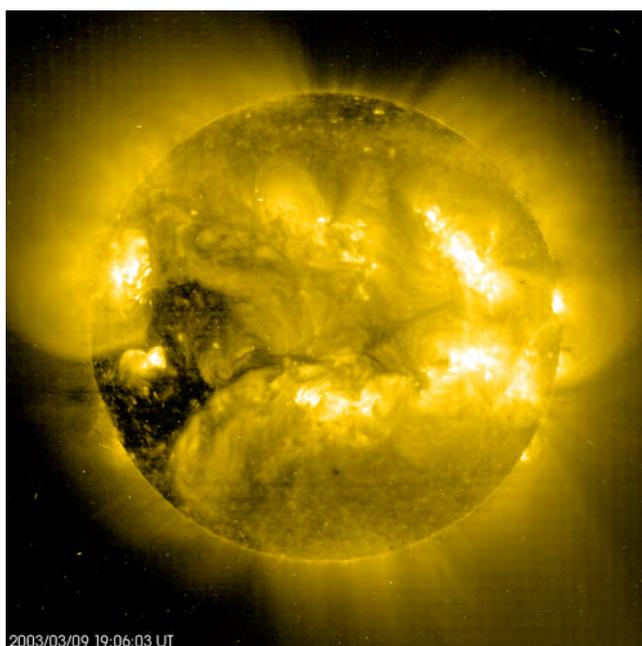


Figura 1.9 – Foto em comprimento de onda do extremo ultravioleta, obtida mediante o instrumento EIT, a bordo do SOHO.

Fonte: <http://apod.nasa.gov/apod/ap030318.html>

O *helmet streamer* é um feixe em forma de arcada ao longo e sobre uma linha de inversão de polaridade magnética fotosférica. Têm uma estrutura tripla: camada externa de alta densidade; cavidade com baixa densidade;

proeminência na cavidade. Proeminências são comumente observadas em H α como estruturas de absorção (escuras) no disco solar – também chamadas filamentos - ou por sua própria emissão no limbo solar, podendo permanecer por muito tempo (até 14 dias) localizadas perpendicularmente a estreitas linhas de inversão de polaridade magnética fotosférica. Em período de mínimo solar o campo magnético é quase dipolar e há uma linha principal de inversão de polaridade, onde se observa *helmet streamer*, originando uma estrutura magneticamente neutra que se estende pelo equador heliosférico conhecida como lâmina de corrente heliosférica (veja seção 1.3.4). Em períodos de máximo solar, há várias linhas de inversão e vários *helmet streamers*, idênticos aos observados durante o mínimo solar (DAL LAGO, 2003 e referências ali citadas).

Nas seções subseqüentes são brevemente discutidos alguns dos principais fenômenos solares que emitem grandes quantias de radiação e partículas ao meio interplanetário e que eventualmente podem afetar a Terra (desde sua magnetosfera até a superfície). Como tais fenômenos podem acarretar prejuízos tecnológicos, tem-se investido bastante em estudos direcionados ao amplo entendimento da dinâmica solar e, conseqüentemente, à previsão do Clima Espacial.

1.3.1. Flares

São explosões solares que liberam grandes quantidades de energia, resultantes de variações abruptas do campo magnético em escala relativamente pequena e rápida (comparadas à superfície solar). O primeiro flare foi observado por Richard Carrington durante a intensa explosão solar em setembro de 1859. A fonte de energia primária dos flares parece ser rompimento e reconexão de fortes campos magnéticos. Flares irradiam em todo o espectro eletromagnético, dos raios gamas, luz visível, até ondas de rádio. O estudo dessas explosões é importante para o Clima Espacial

principalmente porque liberam grande quantidade de energia na forma de radiação, além de ocasionar aceleração de partículas que atingem energias da ordem de 10 GeV. O aumento de raios-X e extremo ultravioleta (EUV) solar durante um flare causam acentuados acréscimos na ionização da ionosfera, com várias consequências na radiodifusão, GPS e sistemas de telecomunicações em geral (STURROCK, 1980; ECHER et al., 2005b).

De acordo com o pico de fluxo de energia (em unidades de W/m^2), os flares são classificados em classes B, C, M ou X. A classe de emissão B tem pico menor que $10^{-6} W/m^2$. Cada classe subsequente tem um pico 10 vezes maior que a precedente. Dentro de cada classe há uma escala linear de 1 a 9. Assim, por exemplo, um flare C9 equivale à emissão de $9 \times 10^{-5} W/m^2$ (ECHER et al., 2005b).

A Figura 1.10a mostra a imagem de um flare, classificado como X28, captado pelo instrumento EIT, a bordo do satélite SOHO, num evento de 4 de novembro de 2003.

1.3.2. CMEs e choques interplanetários

A atmosfera solar mais exterior, a coroa, é permeada por intensos campos magnéticos. Próximo às regiões dos campos, frequentemente acima de grupos de manchas solares, a atmosfera solar confinada pode subitamente e violentamente liberar bolhas de plasma envolvidas por campo magnético, conhecidas por ejeções de massa coronais. Uma grande CME contém em média 1.6×10^{12} kg de matéria e usualmente propaga-se com velocidades entre 500-1500 km/s, levando de 2 a 4 dias para chegar até a Terra. As CMEs mais rápidas geralmente ocorrem juntamente com flares. É comum denominar como ICME (*Interplanetary CME*) aquelas ejeções observadas no meio interplanetário, longe da atmosfera solar. As ejeções são monitoradas por coronógrafos, os quais utilizam dispositivos que simulam eclipses artificiais no

Sol ao inserir um “disco ocultante” na direção da imagem da estrela. ICMEs direcionadas ao longo da linha Sol-Terra são chamadas “halo”, recebendo esse nome devido à sua configuração na imagem de um coronógrafo. Já as ejeções em direções perpendiculares a linha Terra-Sol são conhecidas como CMEs limbo (GOSLING, 1997; ECHER et al., 2005b). A Figura 1.10b mostra uma CME observada pelo coronógrafo LASCO C2 a bordo do SOHO, evento esse associado a um flare ocorrido poucas horas antes (Figura 1.10a).

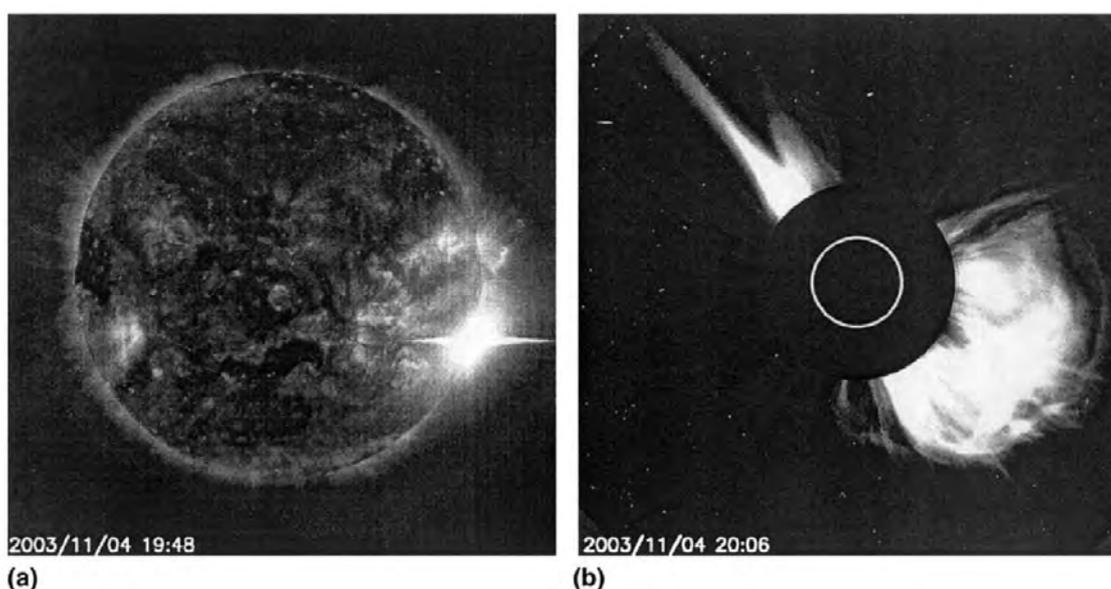


Figura 1.10 – Imagens do SOHO: (a) A região branca mais brilhante nesta imagem foi causada por uma explosão solar e medida pelo instrumento EIT. (b) Imagem de uma CME fotografada pelo coronógrafo LASCO C2. Fonte: Echer et al (2005b).

Conforme se propagam no meio interplanetário, as ICMEs “inflam” de modo que ao atingir a Terra já possuem dezenas de milhões de quilômetros de extensão, milhares de vezes maior que a Terra (ODENWALD; GRENN 2008).

Estruturas do vento solar ejetadas pelo Sol, tais como CME e regiões de interação corrotantes (veja próxima seção), frequentemente propagam-se com velocidade excedente a velocidade do meio, ou seja, a velocidade do vento

solar, e, assim, produzem choques interplanetários à sua frente (SHELEY et al., 1985; ECHER et al., 2003b).

As assinaturas de choque nos dados do meio interplanetário são registradas como variações abruptas e simultâneas em parâmetros de plasma e campo magnético do vento solar. De acordo com a mudança desses parâmetros, os choques são classificados como frontais e reversos, os quais, por sua vez, podem ser rápidos ou lentos. Dessa maneira, verificam-se quatro tipos de choques no meio interplanetário.

Tanto os choques reversos quanto os frontais são classificados como rápidos quando a velocidade relativa do choque ao vento solar é maior do que a velocidade de onda magnetossônica rápida. Por outro lado, um choque é lento quando sua velocidade relativa ao vento solar é maior do que a velocidade de onda magnetossônica lenta (ECHER et al., 2003b).

A dinâmica temporal do comportamento dos perfis típicos ocasionados por choques reversos e frontais nos dados de parâmetros de plasma tais como temperatura (T_p), densidade (N_p) e velocidade de prótons do vento solar (V_p) e intensidade do campo magnético interplanetário ($|B|$) são mostrados na Figura 1.11. Como se percebe nessa figura, choques frontais lentos apresentam saltos positivos (ou seja, os valores médios dos parâmetros crescem através dos choques) em V_p , T_p e N_p , mas possuem saltos negativos em $|B|$. A maioria dos choques encontrados no meio interplanetário é do tipo frontal rápido, os quais mostram saltos positivos em todos os parâmetros de plasma. Choques reversos apresentam saltos positivos em V_p porque o vento solar está arrastando o choque. Tanto para choques reversos lentos quanto para choques do tipo rápido N_p e T_p têm saltos negativos. Para choques reversos lentos, $|B|$ apresenta salto positivo, anticorrelacionado com a queda na densidade de prótons (ECHER et al., 2006).

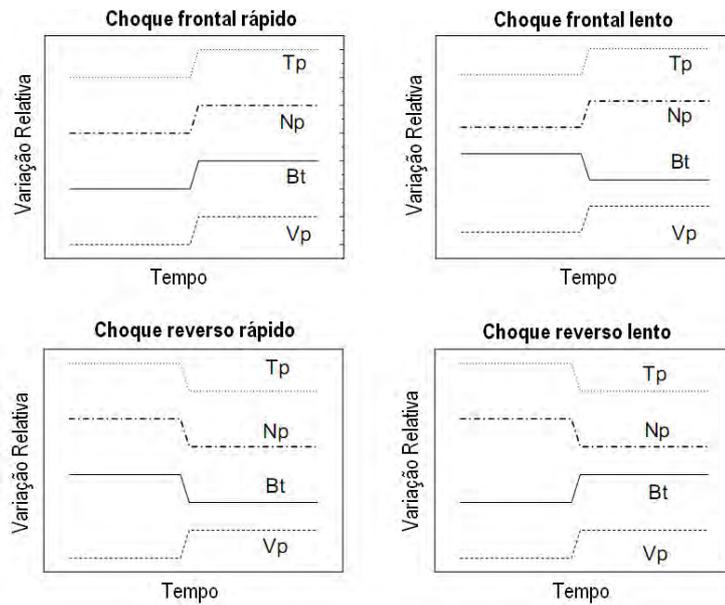


Figura 1.11 – Dinâmica temporal dos perfis de parâmetros de plasma do vento solar, T_p , N_p , $|B|$ e V_p através de choques frontais e reversos dos tipos lentos e rápidos, no sistema de referência da espaçonave.
 Fonte: Echer et al. (2006).

Uma comparação entre uma observação da evolução temporal dos parâmetros físicos de uma nuvem magnética em 18-20 de outubro de 1995 e uma ilustração da estrutura solar interplanetária envolvida (DAL LAGO, 2003) é representada na Figura 1.12. Neste caso a estrutura é representada por uma nuvem magnética (um tipo de ICME). A nuvem magnética possuía velocidade suficientemente grande para produzir um choque a sua frente. O choque é representado pela seta superior, tanto nos gráficos quanto na ilustração. A seta logo abaixo mostra a região de compressão (bainha), formada logo após o choque. Devido à intensa flutuação nos valores do campo, supõe-se que haja forte turbulência nessa região. A seta seguinte indica a nuvem magnética, que apresenta um campo magnético com poucas flutuações e mais intenso que as demais regiões. A rotação da componente z do campo magnético (B_z) é de sul para norte (mostrada pela quarta seta). O elevado e duradouro valor inicial de B_z negativo (<-10 nT) leva ao processo de reconexão magnética (conexão entre o campo magnético solar com o campo magnético da magnetosfera), permitindo transporte de energia e partículas do vento solar para dentro da

magnetosfera terrestre. O processo desencadeia a intensificação da corrente anelar, ocasionando uma queda no índice Dst³ (indicado pela última seta na parte inferior da Figura 1.12), dando início a uma tempestade geomagnética intensa, isto é, com $Dst < -100$ nT (GONZALEZ et al., 1999). Durante o período de tempestade geomagnética é comum se observar auroras em regiões polares, pois as partículas carregadas do vento solar, ao penetrarem na magnetosfera terrestre no processo de reconexão, tendem a acompanhar as linhas de campo da magnetosfera, espiralando em direção aos pólos.

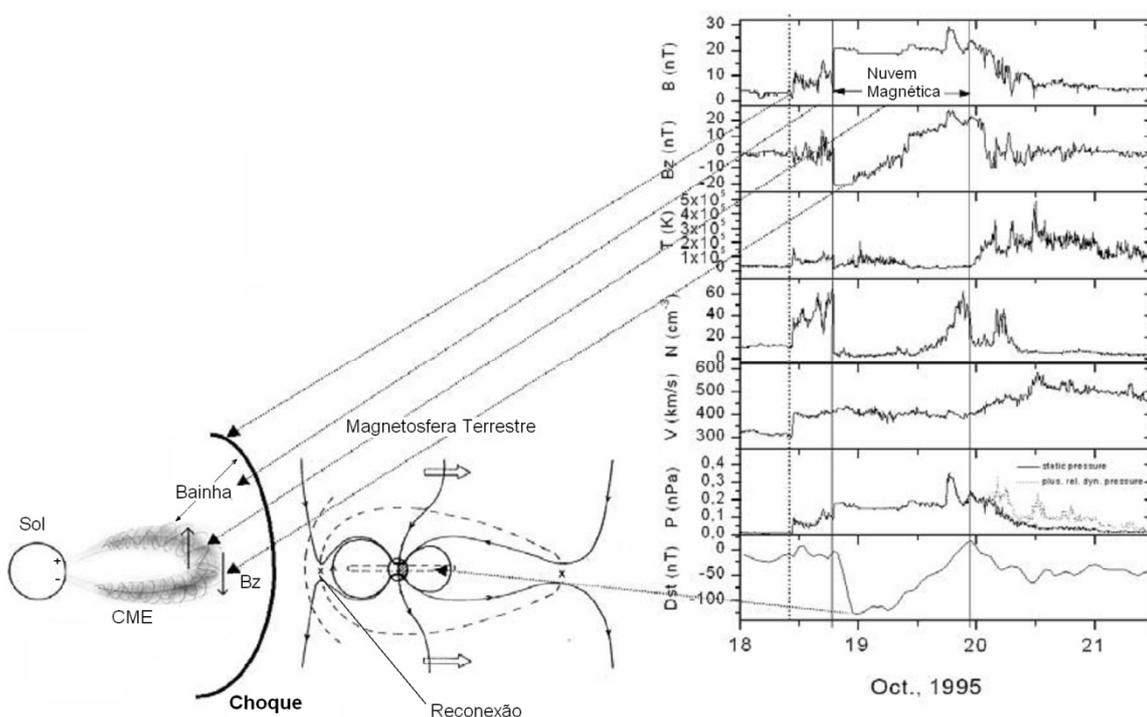


Figura 1.12 – Esquema de composição entre a observação de uma nuvem magnética observada em 18-20 de outubro de 1995 nas proximidades da Terra e uma ilustração do cenário solar – interplanetário relacionado.
 Fonte: Dal Lago (2003).

³ A sigla Dst significa *Disturbance Storm Time Index* (Índice temporal de distúrbios provocados por tempestades geomagnéticas).

1.3.3. CIR e HCS

Regiões de interação corrotante (CIR) originam-se da interação entre o vento solar lento (vindo dos *helmet streams*) e vento rápido (oriundo dos buracos coronais). Uma região de interação desenvolve-se quando uma superfície de interface de fluxo separa o vento lento à frente do vento rápido. Com o aumento da distância heliocêntrica radial, o vento rápido colide com o vento lento criando uma região de compressão e, conseqüentemente, conforme o vento lento é arrastado pelo vento rápido, desenvolve-se uma região de rarefação na parte de trás da estrutura. Um esquema de CIR é mostrado na Figura 1.13. As linhas de campo magnético dos feixes lentos são mais curvadas devido à relativa baixa velocidade, ao contrário das linhas de campo dos feixes rápidos, que são mais radiais ao Sol. A interface de feixes (fronteira entre o vento solar rápido e lento) é delimitada por choques rápidos frontal e reverso (GONZALEZ et al., 1999; DA SILVA, 2008).

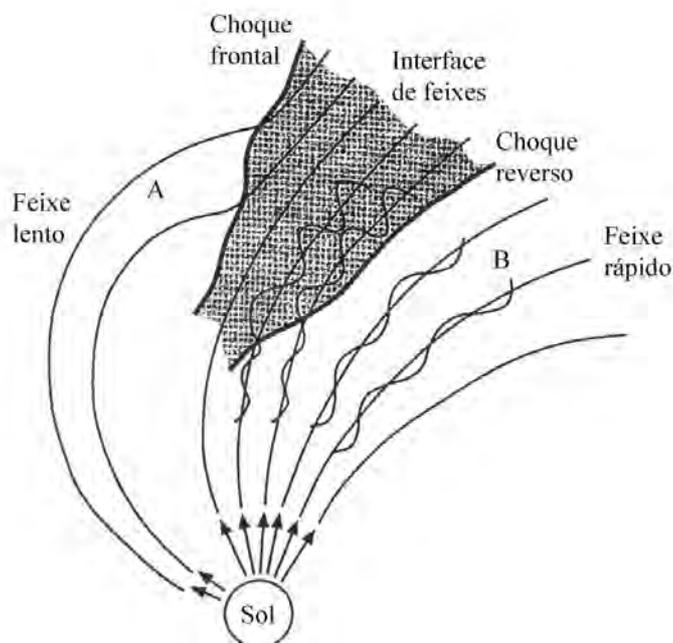


Figura 1.13 – Esquema da formação de uma CIR, mostrando a região de interface dos ventos lento e rápido, limitada por choques rápidos frontais e reversos. Fonte: Gonzalez et al (1999).

Em uma unidade astronômica (UA)⁴, as CIRs não são completamente desenvolvidas. Nessa distância, elas quase nunca apresentam choques frontais e geralmente ainda não têm choques reversos. Por não possuírem todas as características de uma CIR, em 1 UA é mais indicado usar o nome proto-CIR (GONZALEZ et al., 1999).

A Figura 1.14 ilustra uma CIR e seus efeitos, sob uma perspectiva a partir do pólo norte solar. As linhas pontilhadas indicam as linhas do campo magnético nos ventos solar lento e rápido. As variações nos parâmetros de plasma em ~1UA associadas com a interação dos fluxos são mostradas. Quatro regiões podem ser identificadas: o vento solar lento não perturbado (S), o vento solar lento acelerado e comprimido (S'); os feixes de plasma rápido desacelerado e comprimido (F') e os feixes de plasma rápido não perturbado (F). As regiões S' e F' formam a região de interação e em S' identifica-se o aumento da densidade de plasma e da intensidade do campo magnético (RICHARDSON, 2004).

Uma característica importante de uma CIR é a fronteira entre as regiões S' e F', a interface dos feixes. A interface é tipicamente caracterizada por uma queda relativamente abrupta na densidade de plasma (pois o vento solar lento à frente da interface é geralmente mais denso do que o vento rápido) assim como pelo aumento na temperatura de plasma e velocidade do vento solar (RICHARDSON, 2004, e referências ali citadas).

Existe uma estreita relação entre as CIRs e as estruturas de setores do campo magnético interplanetário. Antes de descrever essa relação, é conveniente citar algumas características das estruturas de setores.

⁴ Unidade astronômica é a distância média entre o Sol e a Terra, valendo em torno de 150 milhões de quilômetros.

Conforme a Terra orbita o Sol em seu movimento de translação, percebeu-se que o sentido da componente x do IMF (em coordenadas GSE) apresenta padrões de polaridades quase estacionários entre negativo (dirigido para o Sol) ou positivo (dirigido para longe do Sol) ao longo da direção de espiral de Parker. No início da era espacial, esse padrão de polaridade passava a ideia de que a Terra, durante sua trajetória, atravessava “setores” de diferentes polaridades. Tal configuração no plano x-y é esquematizada na Figura 1.15 (WILCOX; NESS, 1965).

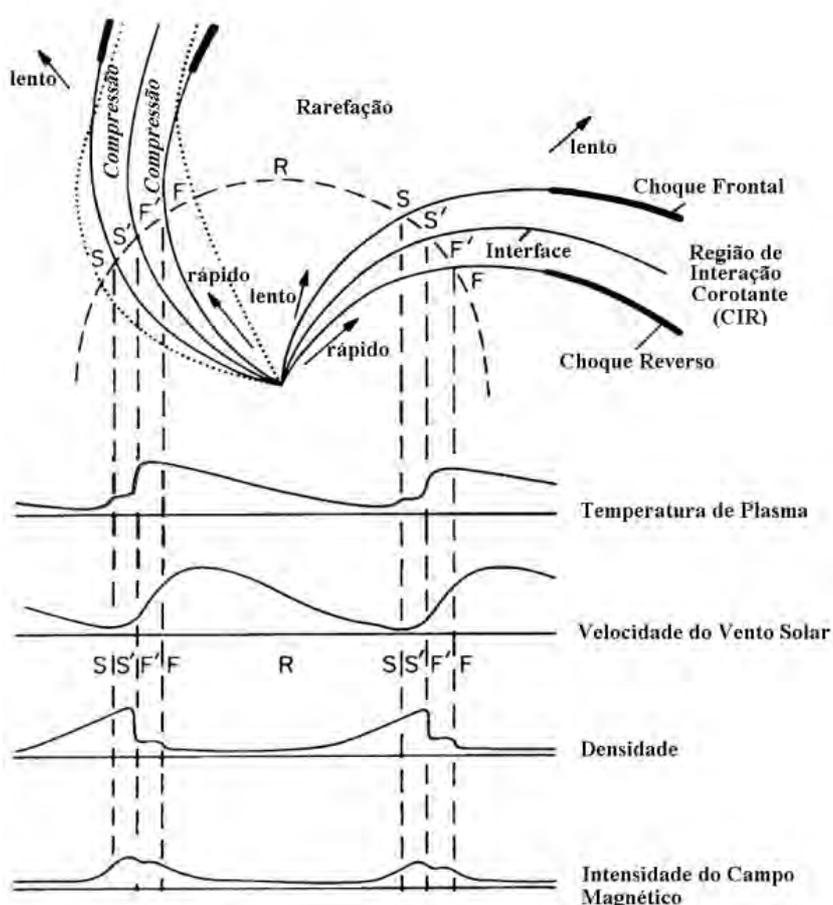


Figura 1.14 - Esquema da formação de duas CIR. As variações típicas dos parâmetros do vento solar em função do tempo em 1UA são mostradas. Fonte: Adaptado de Richardson (2004).

A Figura 1.15 mostra o sentido da componente x IMF após três rotações solares, medidas pelo satélite IMP-1, cujo lançamento foi no dia 27 de

novembro de 1963. Em cada um dos quatro setores é evidente a predominância de uma polaridade. Quando a Terra passava de uma região contendo certa polaridade para outra, era dito haver uma passagem pela *fronteira de setor*. Ocorrem normalmente entre 2 a 4 cruzamentos de fronteira de setor por rotação solar. Durante a mudança de polaridade podia-se medir uma tempestade geomagnética, como apontado no exemplo da dia 2 de dezembro na Figura 1.15. Atualmente sabe-se que em locais de baixas latitudes heliosféricas, na região da eclíptica, existe uma lâmina de corrente heliosférica (HCS) separando as polaridades opostas do IMF.

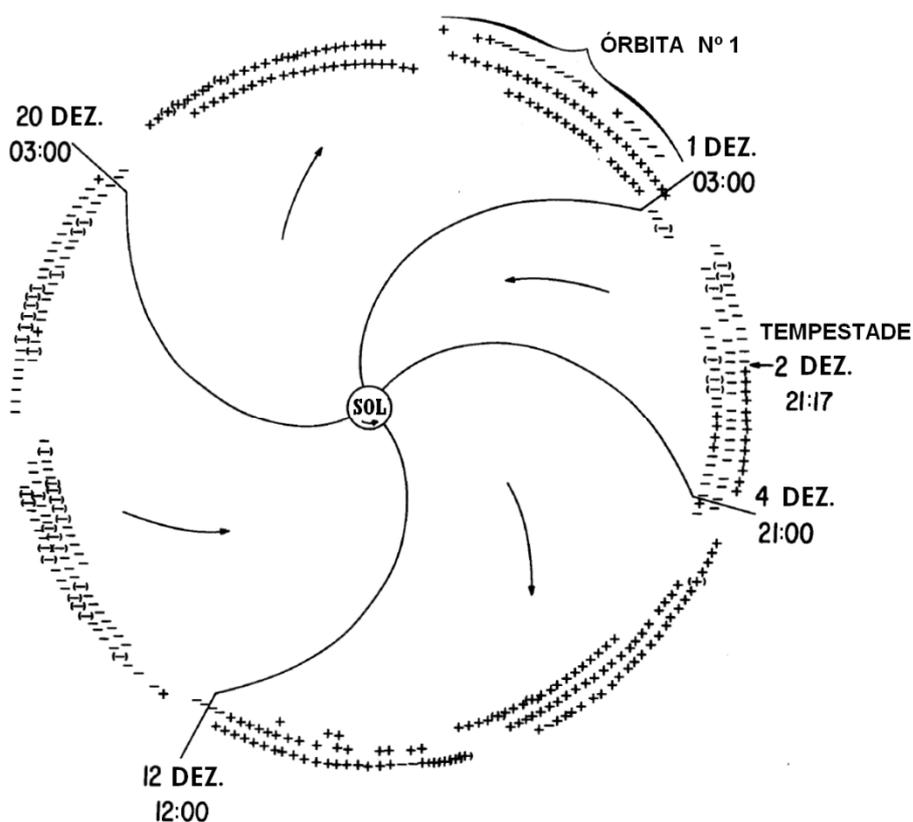


Figura 1.15 - Medidas da direção da componente x do IMF realizadas pela espaçonave IMP-1, lançada em 27 de novembro de 1963, exibindo setores de polaridades em direção ao Sol (-) ou para fora do Sol (+), durante três rotações solares.
Fonte: Wilcox e Ness (1965).

A HCS é relativamente plana no mínimo solar, quando o ângulo entre o eixo de dipolo magnético do sol e o eixo de rotação solar (conhecido como *tilt-angle*) é pequeno (ilustração inferior da Figura 1.16a). Porém, conforme o ciclo vai avançando e a configuração dipolar vai desaparecendo (ilustração superior da Figura 1.16a), a HCS adquire ondulações que se estendem a heliolatitudes de até 70° durante o máximo solar, formando uma configuração chamada de “saia de bailarina”, Figura 1.16b. CMEs frequentemente rompem temporariamente o padrão de *background* da HCS, mas às vezes as mudanças são permanentes⁵. Outro fato importante é que a polaridade do IMF reverte em cada máximo solar, originando uma periodicidade para o fenômeno de 22 anos. Em períodos de mínimo solar a polaridade é dita ser positiva ($A > 0$) quando as linhas de campo magnético são divergentes no hemisfério norte solar, e no caso da polaridade negativa ($A < 0$), as linhas são divergentes no hemisfério sul, Figura 1.17 (DULDIG, 1994; ECHER, 2005a; OKASAKI, 2008b). Portanto, as estruturas de setores na verdade indicam a posição da Terra acima ou abaixo da HCS e durante os cruzamentos de setor, a Terra está atravessando a HCS.

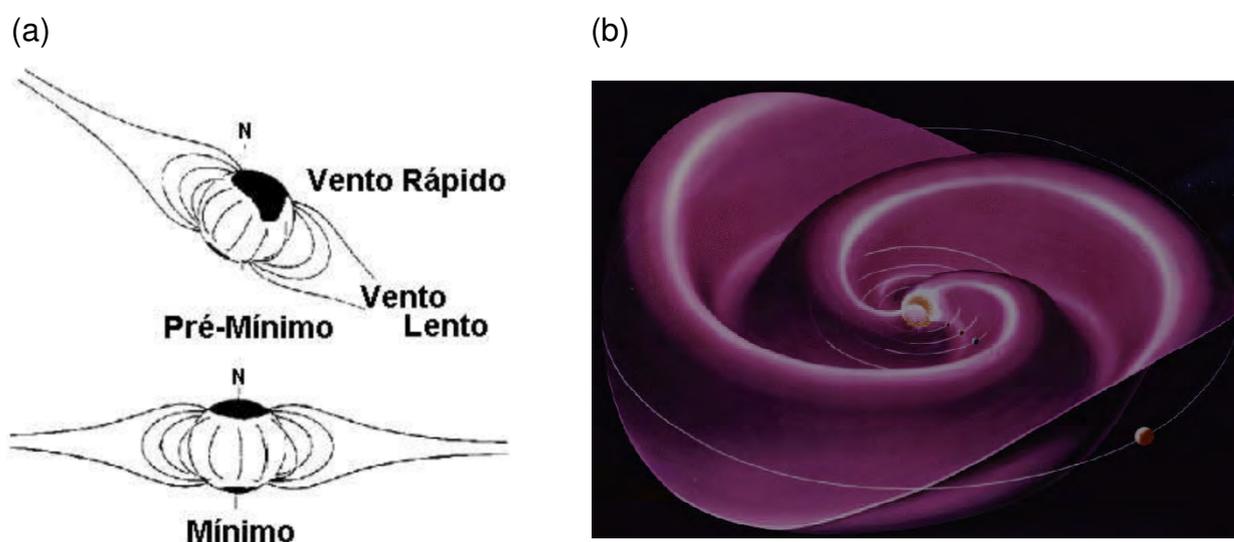


Figura 1.16 – (a) Variação temporal na inclinação do *tilt-angle* (Fonte: Gosling e Pizzo, 1999). (b) Configuração da HCS no vento solar relativo a um significativo valor de *tilt-angle*.

Fonte: <http://wso.stanford.edu/gifs/HCS.html>.

⁵ Referência: <http://wso.stanford.edu/gifs/HCS.html>

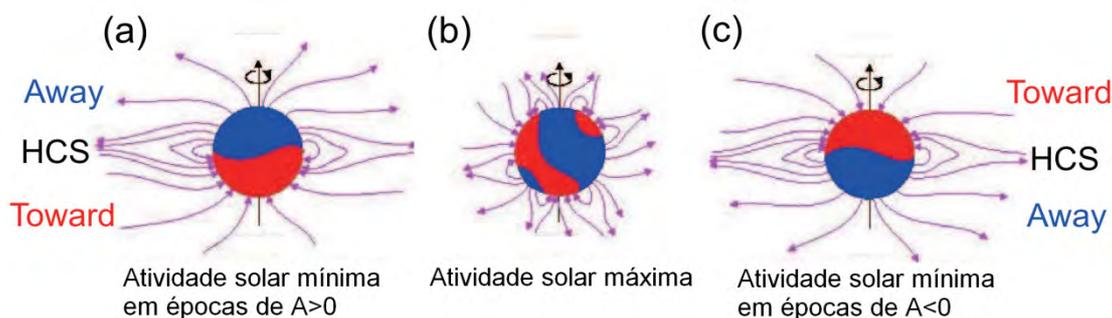


Figura 1.17 – Esquema indicando a estrutura do campo magnético solar em (a) épocas de mínimo solar com $A > 0$, (b) no máximo solar e (c) no mínimo solar com $A < 0$. Regiões vermelhas e azuis indicam que o campo magnético aponta para dentro e para fora do Sol, respectivamente. Durante os mínimos, a HCS formada na região equatorial separa os dois hemisférios com polaridade oposta.
Fonte: Okasaki (2008).

A polaridade do setor pode ser definida a partir do ângulo φ , que representa o ângulo no plano x-y da projeção do vetor IMF (ECHER, 2005a), sendo calculado por:

$$\varphi = \arctg \frac{B_x}{B_y} \quad (1.1)$$

Na Equação 1.1, os componentes do campo estão em coordenadas GSE. Quando este ângulo estiver entre 90° - 180° tem-se o setor A (*away* – longe do Sol), entre 270° - 360° tem-se o setor T (*toward* – para o Sol) e nos ângulos intermediários tem-se indefinição de setor (ECHER, 2005a).

Conforme exibido no painel inferior na Figura 1.16a, a HCS está embebida no denso vento solar lento que emerge do cinturão de *streamers* (região de baixas latitudes solares onde ocorrem os *helmet streamers*). Assim, uma fronteira de setor pode estar presente no vento solar lento que precede uma CIR, ou pode estar incorporada dentro da CIR junto com o vento solar lento (RICHARDSON, 2004).

A Figura 1.18 mostra dados obtidos do satélite ACE (*Advanced Composition Explorer*) referentes, de cima para baixo, à temperatura de prótons T ($\times 10^5 K$), à velocidade do vento solar V (km/s), à densidade de prótons N ($1/cm^3$), o módulo do IMF $|B|$ (nT) e o ângulo ϕ (dado em graus), indicando a direção do vetor IMF no plano x-y em coordenadas GSE, para o evento de proto-CIR ocorrido no intervalo de 3 a 5 de Março de 2002. O intervalo corresponde ao dia do ano (*DOY – Day of year*) 62 a 64 de 2002. As linhas verticais pontilhadas delimitam a ocorrência da proto-CIR. Nos painéis podem-se identificar as características de cada parâmetro que indicam a existência de uma CIR. A primeira linha vertical mostra uma descontinuidade no $|B|$, coincidindo com um súbito decréscimo na densidade. A região à frente desta linha é a região de feixes lentos do vento solar, possuindo pressão e densidade altas devido a compressão dos feixes lentos pelos feixes rápidos, os quais, por sua vez, são identificados após a segunda linha vertical. Entre ambas as linhas têm-se a região de interação dos feixes. No painel inferior percebe-se um cruzamento de setor exatamente no início da região de interação, que é onde ocorre a troca da posição de ϕ , passando da região de 270° - 360° para 90° - 180° , (DA SILVA, 2004).

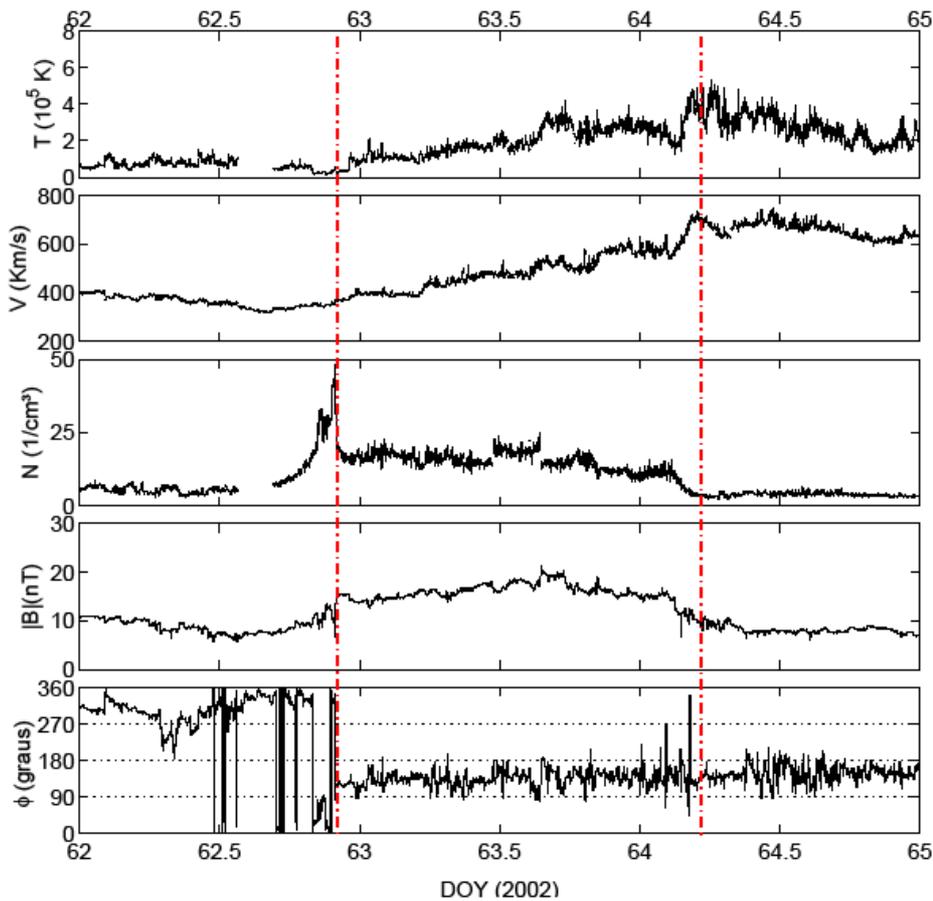


Figura 1.18 – Dados do meio interplanetário medidos pela espaçonave ACE mostrando a ocorrência de uma proto-CIR (limitada pelas linhas pontilhadas verticais), no intervalo de 3-5 de março de 2002.

1.3.4. Eventos de prótons solares

Nos eventos de prótons solares (*Solar Energetic Protons - SEP*) ocorre liberação de grande quantidade de prótons de alta energia (da ordem de MeV) que ocasionalmente acompanham os flares e as CME. Prótons suficientemente energéticos, com energias acima de um bilhão de elétrons-volt (1 GeV), interagem com os núcleos de átomos de nitrogênio e de oxigênio da atmosfera, gerando nêutron. Uma “chuva” de nêutrons atinge a superfície terrestre produzindo o aumento da intensidade de raios cósmicos ao nível do solo (*Ground Level Enhancement - GLE*) (ODENWALD, GRENN 2008).

2 RAIOS CÓSMICOS

2.1. Descoberta

No início do século XX um fenômeno bastante intrigante para os cientistas era o fato de que um eletroscópio carregado, mesmo que bem isolado com espessas placas de chumbo, gradualmente se descarregava, indicando que alguma radiação bastante penetrante seria capaz de atravessar os obstáculos de chumbo. A primeira interpretação para explicar tal fenômeno foi atribuída a raios que eram emanados da crosta terrestre devido às substâncias radioativas. Testou-se essa hipótese lançando um eletroscópio a bordo de um balão a altitude de 5 Km. Notou-se que o eletroscópio se descarregava mais rapidamente nessa altitude e que a taxa de ionização da atmosfera aumentava (MURSULA; USOSKIN, 2003).

Mostrou-se que a maior parte da misteriosa radiação não era originada no Sol, pois as taxas de ionização da atmosfera numa mesma altitude eram similares tanto de dia quanto a noite. Na época, os raios gama eram conhecidos como a radiação de maior poder de penetração. Assim, um nome que os cientistas consideraram adequado para a radiação de origem extra-solar foi o de “Raios Cósmicos”.

Pesquisas no final da década de 1920 concluíram que os RC não consistiam apenas de radiação eletromagnética, como erroneamente sugere o nome, mas são constituídos em sua grande maioria por átomos ionizados como, por exemplo, prótons, núcleos de Hélio (partículas alfa) ou núcleos de elementos mais pesados. As partículas são produzidas e aceleradas por diferentes fontes, tais como: o Sol, outras estrelas, supernovas e suas remanescentes, estrelas de nêutrons, buracos negros, etc (MURSULA; USOSKIN, 2003).

2.2. Classificação

As partículas que estão no espaço e não atingiram a atmosfera superior da Terra são denominadas raios cósmicos primários. Os raios cósmicos secundários, por sua vez, são gerados durante a colisão das partículas primárias com os constituintes atmosféricos, geralmente moléculas de nitrogênio ou oxigênio (WADA; MURAKAMI, 1988).

É comum separar os raios cósmicos primários em três categorias:

- **Raios Cósmicos Galácticos** (RCG) originam-se fora do sistema solar. Cerca de 90% dos RCG são prótons, 7 – 10 % são núcleos de He e em torno de 1% são núcleos de elementos mais pesados. Fazem parte da classe dos RC mais energéticos, com a energia das partículas estendendo-se de 10^9 elétrons-volt (ou 1 GeV) até 10^{21} eV (dezenas de Joules). Na literatura, é comum que os RCG sejam referidos apenas como raios cósmicos. Uma das questões que permaneceu sem resposta por muitas décadas era a de qual fenômeno seria capaz de acelerar partículas no espaço intergaláctico a velocidades quase luminiais, alcançando energias várias ordens de grandeza superior ao mais potente acelerador de partículas já construído na Terra. Esse enigma vem sendo solucionado pelos pesquisadores da colaboração internacional do observatório Pierre Auger, localizado nos pampas argentinos. As pesquisas oriundas desta colaboração internacional conferem às Galáxias com Núcleo Ativo (que contém buracos negros) o título de fortes candidatas a fontes de raios cósmicos galácticos de ultra alta energia (ABRAHAM et al., 2007).

- **Raios Cósmicos Solares** (RCS) são gerados e acelerados principalmente a partir de fenômenos solares transientes, tais como explosões solares (*flares*) ejeções de massa coronal (CMEs) e choques no meio interplanetário. Os RCS podem alcançar energias de alguns GeV em fenômenos que liberam prótons

solares energéticos causando eventos ao nível do solo (*GLE*) ou seja, um significativo e abrupto aumento na contagem de RC secundários em detectores de superfície (ODENWALD, GRENN 2008). A composição dos RCS é similar a dos RCG.

- **Raios Cósmicos Anômalos (RCA)** originam-se no espaço interestelar além da heliopausa. Uma das principais características que tornam os RCA diferente dos RCG e RCS é sua composição, contendo, por exemplo, mais hélio do que prótons e muito mais oxigênio do que carbono. Uma ilustração esquemática da formação dos RCA é mostrada na Figura 2.1. Os RCA surgem inicialmente de átomos neutros que adentram a heliosfera mediante o movimento do Sistema Solar no meio interestelar (MIE). Em cerca de 1-3 unidades astronômicas (UA), os átomos neutros tornam-se uma vez ionizados ou por fotoionização pelos fótons de ultravioleta, ou por troca de carga em colisões com prótons do vento solar. Ao tornarem-se carregados, o campo magnético interplanetário (*Interplanetary Magnetic Field* - IMF) os arrasta junto com o fluxo ascendente do vento solar até a região do choque terminal (entre 70 - 100 UA). Os íons ganham energia devido à curvatura do campo magnético do choque terminal, traçando um movimento espiralado com raio cada vez maior (devido ao aumento da velocidade), como é mostrado na espiral tracejada na Figura 2.1. Então, são acelerados desde energias usuais do vento solar, em torno de 1KeV/nucleon, para energias da ordem de dezenas de MeV/nucleon, até escaparem da região do choque terminal. Algumas partículas são difundidas para o interior da heliosfera e podem ser medidas nas vizinhanças da Terra (MURSULA; USOSKIN, 2003).

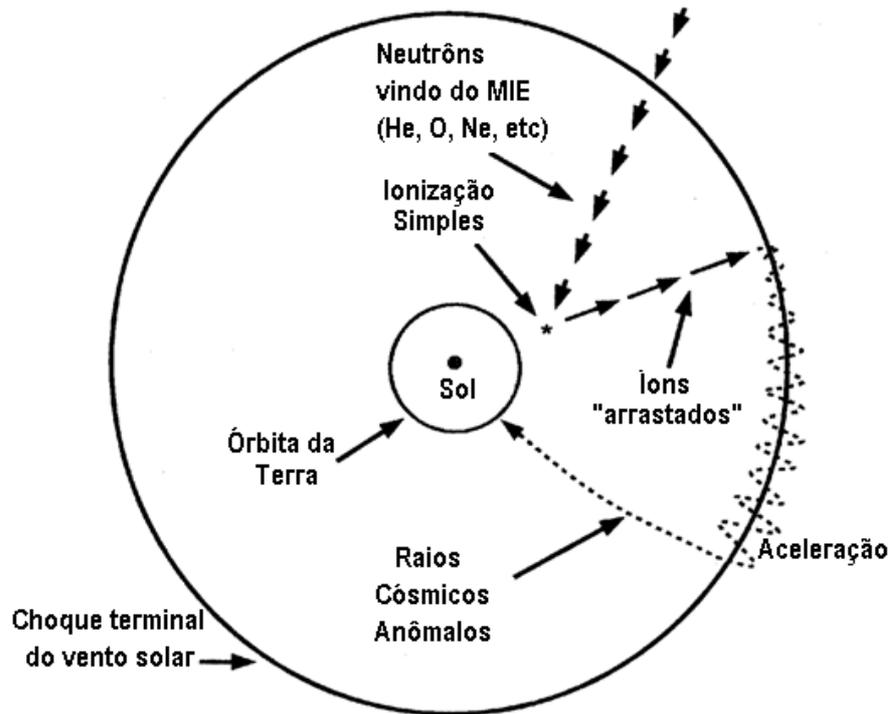


Figura 2.1 - Vista esquemática da formação dos Raios Cômicos Anômalos na Heliosfera.
 Fonte: Schwenn (2011).

Ao introduzir o assunto sobre raios cômicos primários, é comum apresentar o espectro de energia do fluxo destas partículas, que é apresentado na Figura 2.2, onde as energias dos RC primários variam de 10^8 eV a 10^{21} eV e, conforme aumenta a energia da partícula, mais rara é sua incidência na Terra.

A quantidade relativa dos fluxos de RCG e RCS para diferentes energias dessas partículas é mostrada na Figura 2.3. Em altas energias (acima de alguns GeV), os RCG correspondem à parte dominante do fluxo dos RC (com maior incidência), mostrando uma anticorrelação com a atividade solar. Em baixas energias (inferior a algumas centenas de MeV), os RCS dominam o fluxo global de RC. Na faixa de energia entre algumas centenas de MeV e alguns GeV, tanto os RCG quanto os RCS podem dominar o espectro de energia.

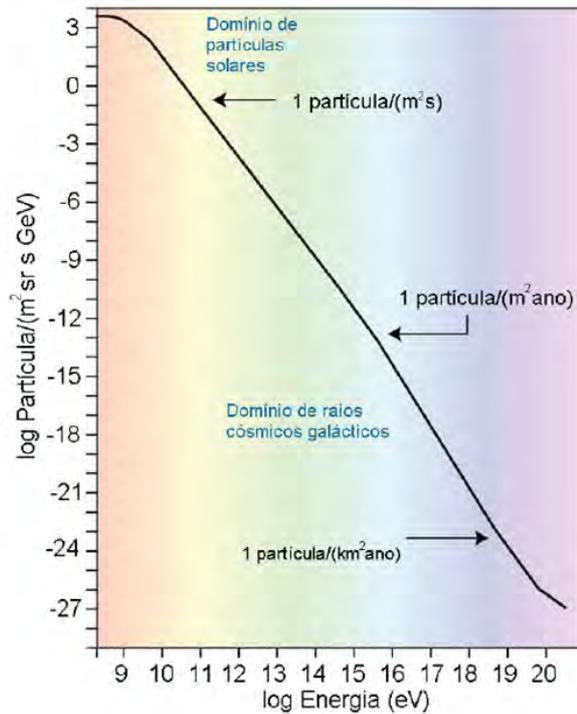


Figura 2.2 – Espectro de energia do fluxo de raios cósmicos mostrando que quanto mais energética for uma partícula mais rara é sua detecção na superfície da Terra.
 Fonte: Adaptado de Duldig (2006).

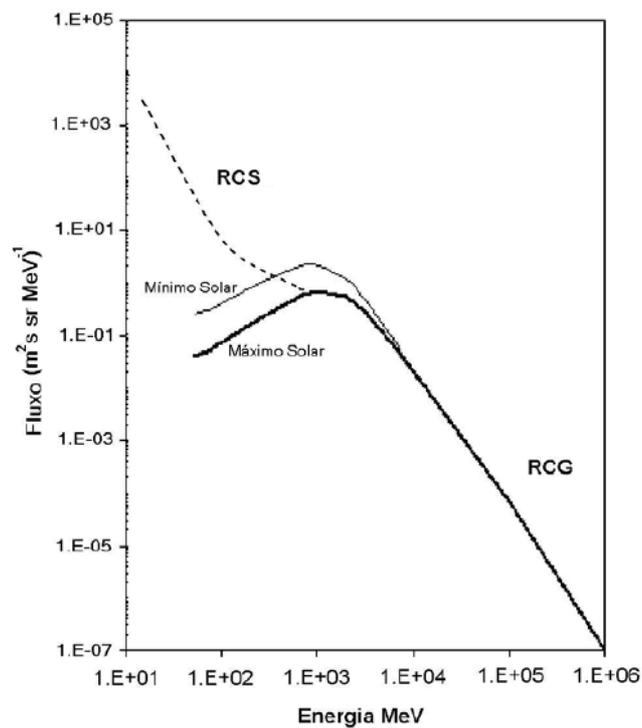


Figura 2.3 – Espectros de energia mostrando a comparação entre os fluxos de RCS (linha pontilhada) e RCG (linha contínua).
 Fonte: modificado de Mursula & Usoskin, 2003.

2.3. Chuveiro Cósmico

Quando partículas de raios cósmicos primários atingem o topo da atmosfera terrestre, por meio das colisões, reações nucleares fazem com que um conjunto de várias partículas secundárias seja gerado, dando início a um processo conhecido por “Chuveiro Cósmico”, descoberto em 1930 pelo físico francês Pierre Victor Auger. Como as partículas primárias possuem energias relativísticas, a maioria das partículas secundárias propaga-se aproximadamente na mesma direção em que a componente primária se deslocava antes da colisão e o número de partículas secundárias formadas cresce com o aumento da energia da partícula primária (GRIEDER, 2001; DA SILVA, 2005).

Um esquema das partículas geradas no chuveiro cósmico é apresentado na Figura 2.4, onde nota-se a quebra do primário em três tipos diferentes de RC secundários: a componente de baixa energia, conhecida como Componente Eletromagnética (composta basicamente por radiação eletromagnética, elétrons e pósitrons); a componente de energia intermediária, denominada Componente Nucleônica (formada principalmente de nêutrons e prótons) e a componente de alta energia, chamada Componente Méson-Muônica.

Os RC primários com energia menor do que 1 GeV dificilmente produzem partículas secundárias capazes de alcançar a superfície terrestre em nível do mar, devido a perdas por ionização e eventuais absorções na atmosfera (Duldig, 1994). Das partículas secundárias, destacam-se os nêutrons e os múons, muitas vezes para fins de estudos geofísicos, pois estão entre as que atingem a superfície terrestre em maior quantidade e frequência. O múon é uma partícula elementar e pode ser visto como o “primo pesado” do elétron, pois contém as mesmas características básicas do elétron (como carga negativa), possuindo cerca de 200 vezes a massa de um elétron (ALVES; LUIZ, 1998).

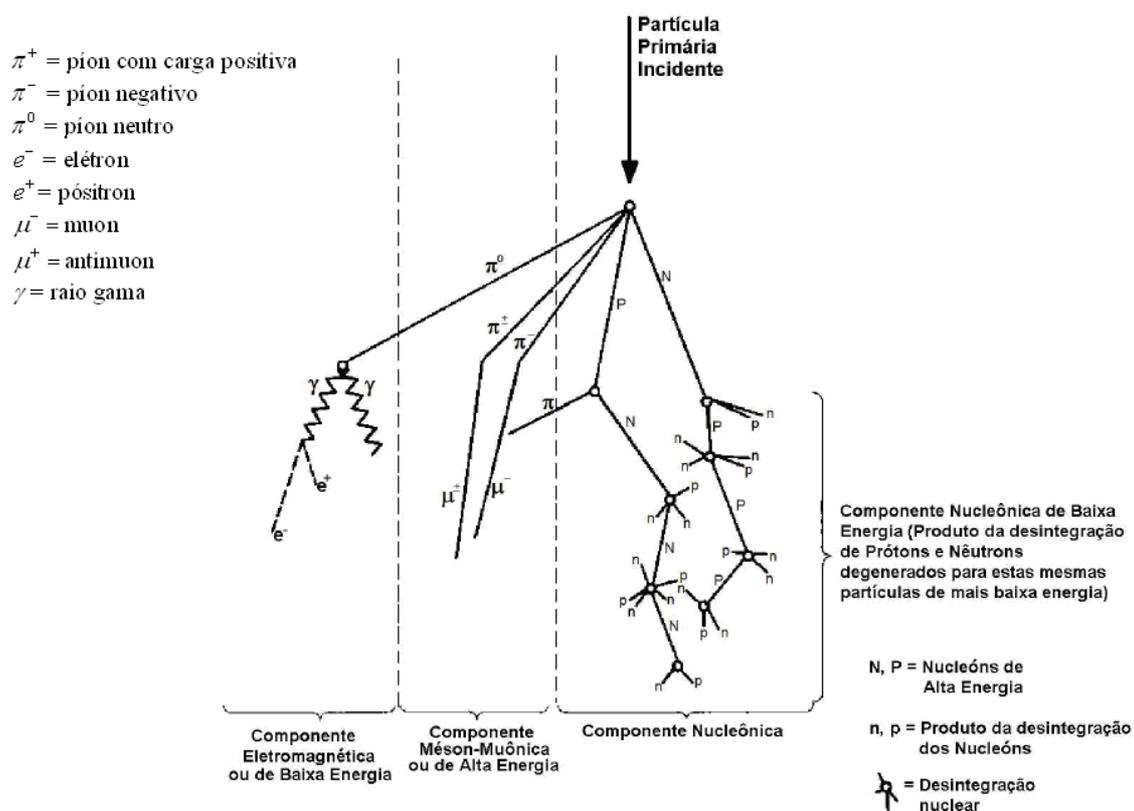


Figura 2.4 - Diagrama esquemático de um chuveiro cósmico gerado na atmosfera terrestre.
 Fonte: Da Silva (2005).

Os detectores de RC secundários mais utilizados atualmente para estudos de Geofísica Espacial são os monitores de nêutrons e os detectores de múons. Como os múons mantêm aproximadamente a mesma direção de chegada das partículas primárias, é comum existirem telescópios multidirecionais do fluxo de múons. Os monitores de nêutrons detectam partículas desde a mais baixa energia acessível a estações de solo (~ 1 GeV) até aproximadamente 50 GeV. Detectores de múons de superfície possuem respostas significativas desde aproximadamente 10 GeV até várias centenas de GeV, e detectores de múons subterrâneos podem observar partículas com energias acima de 1000 GeV (Duldig, 2000).

2.4. Rigidez de Corte Geomagnética

A trajetória de um raio cósmico é afetada pela distribuição dos campos magnéticos gerados, e.g., por estrelas e por planetas. Embora seja útil para comparação com outros ramos da Astrofísica ou Física de radiações, energia não é a unidade de referência mais apropriada em estudos de propagação de uma partícula carregada na presença de um campo magnético. A unidade mais usual é a rigidez magnética.

Seja a energia total E de uma partícula relativística dada pela equação (2.1)

$$E = m_0 c^2 \gamma, \quad (2.1)$$

onde c é a velocidade da luz no vácuo, m_0 a massa de repouso da partícula e $\gamma = 1/(1 - v^2/c^2)^{1/2}$ o fator adimensional de correção relativística. O momentum p da partícula é $p = m_0 v \gamma$. Conforme a velocidade v da partícula tende para a velocidade da luz c , a energia total tende ao produto pc . A rigidez magnética R_M , ou momento normalizado por unidade de carga de uma partícula, é a medida de sua resistência a uma força magnética que a deflete de uma trajetória retilínea (JURSA, 1965), e é definida pela equação (2.2):

$$\begin{aligned} R_M &= pc / q \\ R_M &= m_0 v c \gamma / q, \end{aligned} \quad (2.2)$$

em que q é a carga da partícula. Se pc é dada em unidades de elétron-volt, a unidade de R_M passa a ser o Volt. Considerando-se as equações (2.1) e (2.2), pode-se escrever a rigidez como

$$R_M = \frac{Ev}{cq}, \quad (2.3)$$

Seja a força magnética \vec{F} dada por

$$\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}, \quad (2.4)$$

onde \vec{B} é vetor campo magnético externo. O raio de giro r de uma partícula que move-se perpendicularmente a \vec{B} é descrito pela relação:

$$r = \frac{p}{Bq}$$

ou ainda

$$r = \frac{R_M}{Bc}. \quad (2.5)$$

Rearranjando as equações (2.2) e (2.5), obtém-se

$$r = \frac{R_M}{50B}, \quad (2.6)$$

onde r é dado em termos de unidade astronômica, B em nanotesla (nT) e R em GV.

Escolhendo-se valores arbitrários de energia para um próton ($q=1eV$) submetido a um campo magnético de módulo 5 nT e utilizando as equações acima se produz a Tabela 2.1.

Tabela 2.1 – Rigidez magnética e raio de giro de um próton para diferentes energias.

Energia (GeV)	Velocidade	Rigidez (GV)	Raio de Giro (UA)
1	0,35 <i>c</i>	0,35	0,001
2	0,88 <i>c</i>	1,76	0,007
3	0,95 <i>c</i>	2,85	0,011
5	0,98 <i>c</i>	4,90	0,020
10	0,996 <i>c</i>	9,96	0,040
100	0,99996 <i>c</i>	99,996	0,40

Fonte: Duldig (1994).

Interpretando as informações da Tabela 2.1, percebe-se que a rigidez magnética e a energia de um próton possuem quase o mesmo valor numérico para energias acima de 2 GeV e que quanto maior a rigidez de uma partícula, maior será seu raio de giro quando submetida a um campo magnético externo (DULDIG, 1994).

Devido à configuração dipolar do campo geomagnético, a incidência na superfície terrestre dos raios cósmicos secundários é maior nos pólos do que no equador, pois a trajetória dessas partículas tende a se alinhar com as linhas do campo geomagnético, como mostrado na Figura 2.5.

Para se avaliar a incidência de raios cósmicos secundários de acordo com a região da Terra, deve-se consultar a rigidez de corte vertical geomagnética (V_{CR}) do local (cuja unidade é também Volt). Define-se a V_{CR} de determinado local como a mínima rigidez magnética que um RC primário deve possuir de modo que suas partículas secundárias atinjam a superfície. Assim, numa região equatorial, cuja rigidez de corte é cerca de 15 GV, partículas secundárias somente alcançarão a superfície se a primária possuir energia de no mínimo 15 GeV. Um mapa das rigidezes de corte da Terra em função da latitude e longitude é mostrado na Figura 2.6.

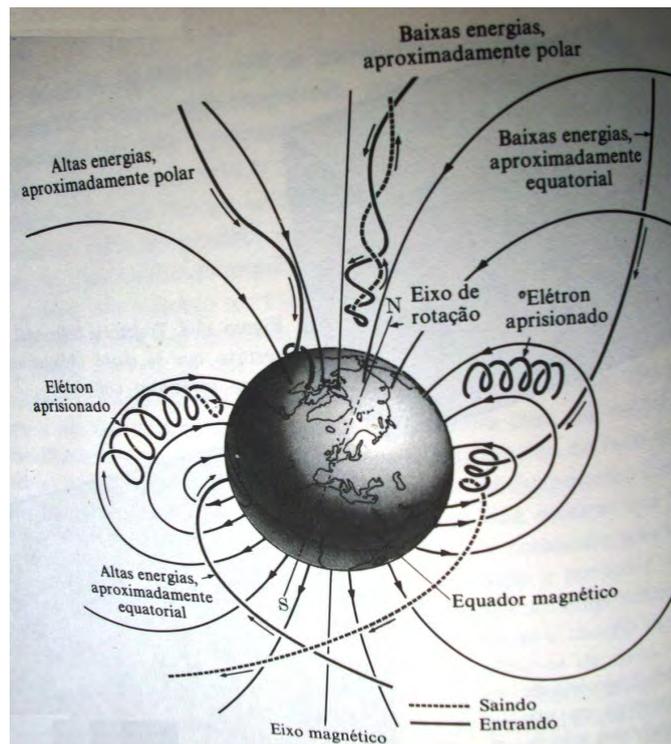


Figura 2.5 – Movimento de partículas carregadas no campo magnético terrestre.
 Fonte: Alonso e Finn (1972).

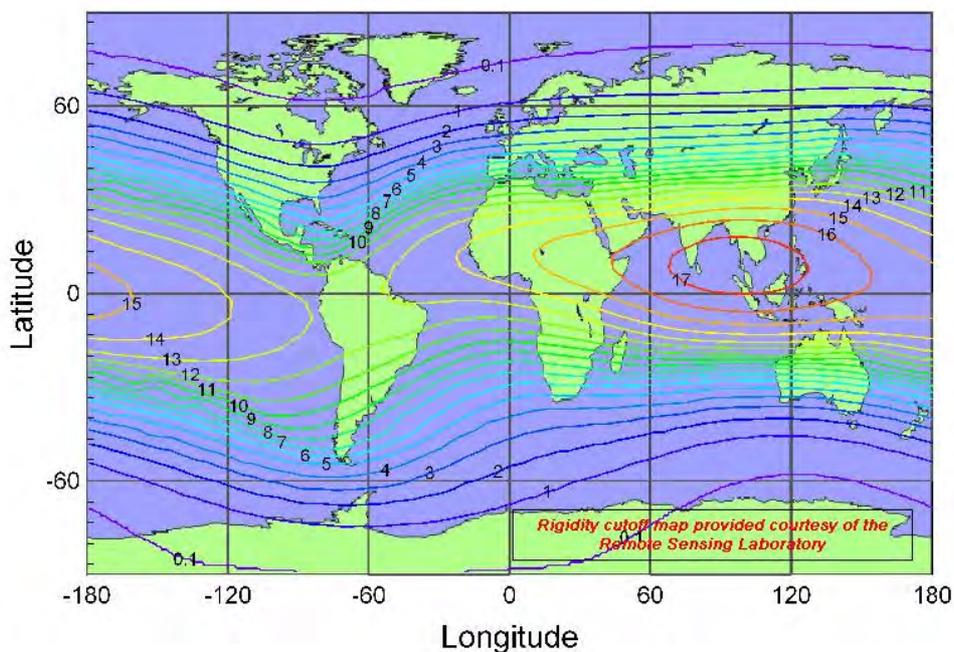


Figura 2.6 – Mapa das rigidezes de corte vertical magnética (em GV) da Terra.
 Fonte: www.seutest.com/RigidityCutoffMap.jpg.

3 MODULAÇÃO NO FLUXO DOS RAIOS CÓSMICOS

Quando os RCG entram na heliosfera eles sofrem convecção com o vento solar para longe do Sol. Durante este processo o vento solar se expande, resultando em um esfriamento adiabático (desaceleração). Contudo, os raios cósmicos são também acelerados em regiões de compressão ou em choques via aceleração de Fermi. As irregularidades no IMF espalham estas partículas de forma que elas percorrem um caminho aleatório difusivo ao longo e através das linhas de campo magnético. Os raios cósmicos podem também experimentar movimentos de deriva devido ao gradiente e curvatura do IMF ou qualquer variação abrupta na direção do campo, tal como na lâmina de corrente heliosférica (HCS) (DA SILVA, 2006).

A teoria da modulação solar é bem desenvolvida atualmente, embora todos os detalhes ainda não são totalmente compreendidos. Os estudos das complexas modulações sofridas pelos RC na heliosfera, descritos no parágrafo anterior são baseados na teoria de transporte dos RC, sugerido por Parker⁶ (1965), cuja equação de transporte é escrita como segue.

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\mathbf{V} \cdot \nabla f - \langle \mathbf{v}_D \rangle \cdot \nabla f + \nabla \cdot (\mathbf{K}^{(S)} \cdot \nabla f) + \frac{1}{3} (\nabla \cdot \mathbf{V}) \times \frac{\partial f}{\partial \ln R_M} \quad (3.1)$$

onde $f(\mathbf{r}, R, t)$ é a função de distribuição dos raios cósmicos; \mathbf{r} é o vetor posição, R_M é a rigidez da partícula (ver Equação 2.2), t é o tempo, \mathbf{V} é a velocidade do vento solar, \mathbf{v}_D é a velocidade de deriva (*drift*) das partículas e \mathbf{K} é o tensor de difusão, o qual pode ser separado em uma parte simétrica $\mathbf{K}^{(S)}$ e uma parte antissimétrica $\mathbf{K}^{(A)}$. Cada termo da equação 3.1 descreve um processo físico separadamente:

⁶ Lembrando-se que Parker também foi responsável pelo modelo inicial do vento solar, deduzido por ele em 1958.

- O termo do lado esquerdo é a variação da função de distribuição com o tempo;
- O primeiro termo do lado direito descreve a convecção das partículas devido ao vento solar;
- O segundo termo caracteriza a velocidade de deriva das partículas no IMF, onde $\langle \mathbf{v}_D \rangle$ representa a soma das derivas de gradiente e de curvatura, sendo expressa pela equação 3.2.

$$\mathbf{V}_D = \frac{pvc}{3q} \left(\frac{1}{B^2} \nabla \times \mathbf{B} + \frac{1}{B^4} \mathbf{B} \times \nabla B^2 \right) \quad (3.2)$$

onde v é a velocidade da partícula e p seu momentum.

- O terceiro termo é relativo à difusão das partículas entre as irregularidades no IMF. O tensor difusão pode ser escrito da seguinte forma:

$$\mathbf{K} = \begin{pmatrix} k_{\parallel} & 0 & 0 \\ 0 & k_{\perp} & k_T \\ 0 & -k_T & k_{\perp} \end{pmatrix} = \mathbf{K}^{(S)} + \mathbf{K}^{(A)} \quad (3.3)$$

Na parte simétrica do tensor de difusão estão os coeficientes de difusão paralelo (κ_{\parallel}) e perpendicular (κ_{\perp}) ao campo magnético. O termo antissimétrico, que contém o coeficiente transversal κ_T , está relacionado à velocidade de deriva da partícula $\langle \mathbf{v}_D \rangle$ por meio da relação

$$\langle \mathbf{v}_D \rangle = \nabla \times \mathbf{K}^{(A)} \cdot \frac{\mathbf{B}}{B} \quad (3.4)$$

- O quarto termo está associado à desaceleração adiabática no vento solar que se expande à medida que se afasta do Sol.

A equação de transporte é complicada, sendo resolvida analiticamente apenas em situações idealizadas. Usualmente é solucionada numericamente iniciando-se a partir de um modelo do espectro interplanetário das partículas de raios cósmicos galácticos na fronteira externa da heliofera. Os parâmetros de modulação são determinados pelo ajuste do modelo aos dados experimentais (MURSULA; USOSKIN, 2003; DA SILVA, 2010; OKASAKI, 2008).

Sozinhos ou misturados, os processos de modulação no fluxo de raios cósmicos são responsáveis por interessantes periodicidades nos dados dessas partículas. É comum se encontrar o termo quase-periodicidades, indicando que as oscilações não são constantes. Nas próximas seções são apresentadas algumas das principais quase-periodicidades conhecidas de curto prazo, englobando variações de duração diária até da ordem de um ciclo solar. É dado enfoque àqueles períodos obtidos a partir de observações do Protótipo do Detector Multidirecional de Múons de São Martinho da Serra. Na última seção, 3.3, é apresentada uma concisa descrição das periodicidades de longo prazo.

3.1. Variações terrestres no fluxo de raios cósmicos

Os tipos de variações de origem terrestre na intensidade dos raios cósmicos são resumidos na Tabela 3.1. Conforme apresentado na tabela, os efeitos meteorológicos desempenham um importante papel na modulação terrestre no fluxo de raios cósmicos secundários. Após serem geradas no chuveiro atmosférico, com um pico de produção a uma altitude de cerca de 16 Km no caso dos múons, o fluxo de partículas secundárias fica à mercê de variáveis atmosféricas como temperatura e pressão, afetando-se assim sua detecção (ou não) na superfície.

No Capítulo 5.1 é comentado mais sobre o efeito atmosférico, sendo mostrados resultados da correção atmosférica nos dados do PDMM.

Tabela 3.1 – Variações de origem terrestre na intensidade de RC.

Variações Periódicas		
Tipo	Amplitude	Natureza da variação
Sazonal	< 1%	Varição da absorção das partículas secundárias, devido às variações sazonais da estrutura atmosférica.
Diurna	< 1%	Varição similar à de cima, mas devido à diferença entre dia e noite na atmosfera.
Diurna	pequena	Assimetria magnetosférica levando à uma variação diurna na rigidez de corte local.

Variação Esporádica		
Tipo	Amplitude	Natureza da variação
Aumento durante tempestades geomagnéticas	< 10%	Decréscimo da rigidez de corte local devido a distúrbios geomagnéticos.

Fonte: Mursula e Usoskin (2003).

3.2. Variações extraterrestres

A Tabela 3.2 mostra uma síntese das principais variações observadas em dados de raios cósmicos devido a efeitos extraterrestres.

3.2.1. Ciclos de 11 e 22 anos

É bem conhecida a anticorrelação entre o ciclo de manchas solares de 11 anos e dados de RC secundários observados por monitores de nêutrons, como é apresentado na Figura 3.1. Basicamente, durante períodos de máxima atividade solar o campo magnético interplanetário e a convecção do vento solar são em média mais intensos, havendo também um maior número de estruturas interplanetárias (como ICMEs e choques), que contribuem para bloquearem

e/ou desviarem mais efetivamente os RC Galáticos na heliosfera se comparados com épocas de mínima atividade (Kane, 1957; Kudela, 2009).

Tabela 3.2 – Resumo das principais variações no fluxo de RC devido a efeitos fora do ambiente terrestre.

Variações Periódicas		
Tipo	Amplitude	Natureza da variação
11 e 22 anos	acima de 30%	Modulação solar dos raios cósmicos galáticos na heliosfera.
27 dias	< 2%	Rotação solar.
Diurna	poucos %	Anisotropia do fluxo de raios cósmicos devido à convecção pelo vento solar e à difusão ao longo da linhas do HMF.
Variações Esporádicas		
Tipo	Amplitude	Natureza da variação
GLE - “Ground Level Enhancement”	1 – 300%	Aumento de raios cósmicos devido à chegada de raios cósmicos solares.
Aumento antes do decréscimo de Forbush	< 2%	Aumento de raios cósmicos devido ao acúmulo de partículas de raios cósmicos na frente do choque interplanetário que causará um decréscimo de Forbush.
Decréscimo de Forbush	acima de 20%	Decréscimo de raios cósmicos devido ao espalhamento das partículas por um choque interplanetário que está passando pela Terra.

Fonte: Mursula e Usoskin (2003).

Também pode se perceber na Figura 3.1 uma variação de 22 anos nos dados de RC. Tal variação é marcada pela existência de picos agudos e achatados (platô). A existência dessa periodicidade está associada ao ciclo de variação de 22-anos da polaridade (A) do campo magnético solar. Conforme mostrado na Equação (3.2) [$\mathbf{v}_D = \frac{pvc}{3q} (B^{-2} \nabla \times \mathbf{B} + B^{-4} \mathbf{B} \times \nabla B^2)$], uma partícula carregada na heliosfera pode ter seu movimento governado de acordo com a curvatura e/ou

gradiente do vetor campo magnético B . Em adição às derivas de gradiente e curvatura, há a deriva na lâmina de corrente heliosférica $\mathbf{v}_{D,HCS}$ (STRAUSS et al., 2012), como mostrado na Figura 3.2.

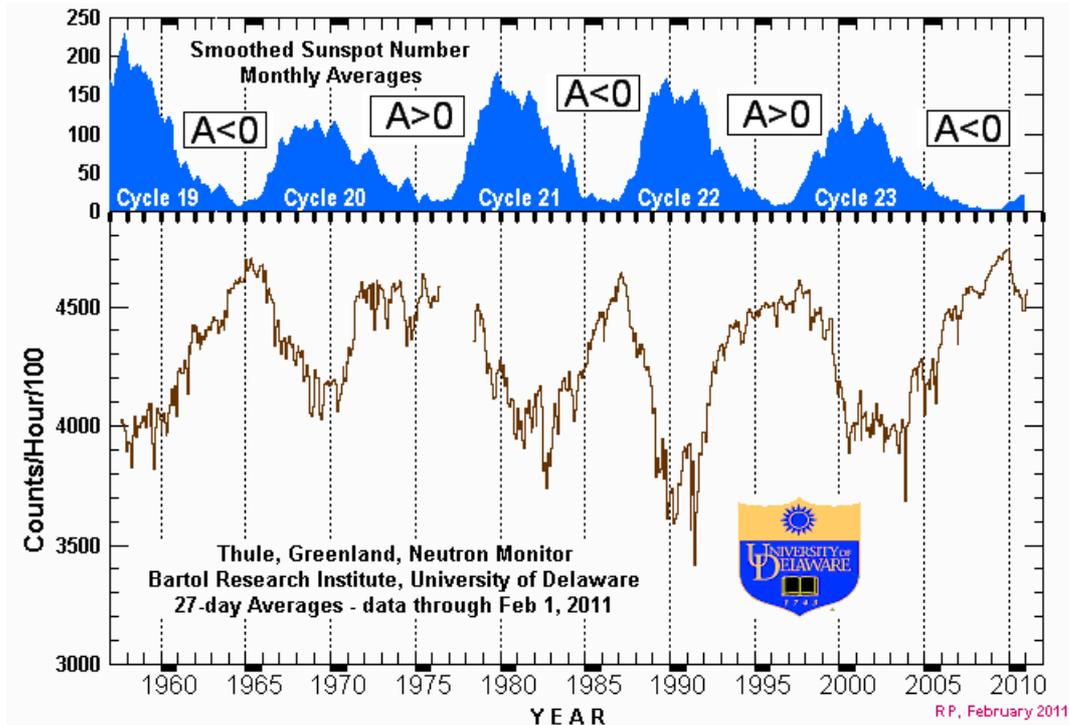


Figura 3.1 - Ilustração mostrando a anticorrelação mantida entre a contagem média de 27 dias de raios cósmicos medido pelo monitor de nêutrons de Thule e o número de manchas solares para os 4 últimos ciclos solares, juntamente com a polaridade solar A de cada ciclo.

Fonte: <http://neutronm.bartol.udel.edu/~pyle/modplotth.gif>

Uma partícula positiva ao ultrapassar a HCS, passando para uma região de campo magnético de polaridade oposta, tem seu movimento alterado. Devida a configuração das quantidades vetoriais atuantes no sistema, o centro de giro de partícula desloca-se na direção da HCS com sentido dependente do sinal da carga da partícula, caracterizando assim a direção da velocidade de deriva. No caso da Figura 3.2, $\mathbf{v}_{D,HCS} = -v_{D,HCS} \hat{x}$.

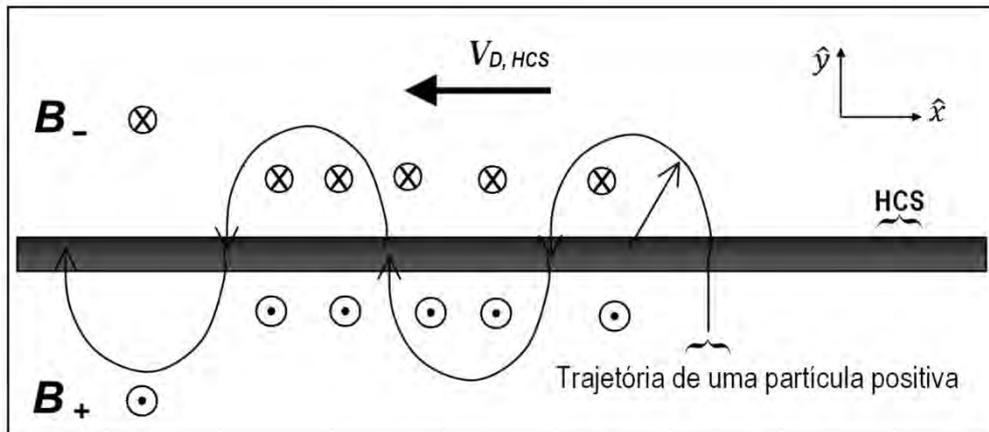


Figura 3.2 – Esquema da deriva de uma partícula positiva na HCS.
 Fonte: Modificado de Mursula e Usoskin (2003).

Assim, na formulação de deriva da modulação de raios cósmicos, partículas positivamente carregadas majoritariamente adentram a heliosfera pelas direções dos pólos solares durante ciclos de polaridade positiva ($A > 0$). Nesse período é esperado que os RC que vêm na direção do Sol sejam menos afetados, ou por efeitos de deriva associados com um aumento no declive do ângulo dipolar no início da atividade solar (em ciclos ímpares) ou por difusão associada com o aumento da ocorrência de CMEs. As ejeções são confinadas em regiões do equador solar no início do ciclo de 11 anos e aparecem em mais altas latitudes no decorrer do ciclo conforme o cinturão de feixes (*streamer belts*) na base da HCS move-se em direção aos pólos. No início de ciclos pares ($A < 0$), quando raios cósmicos aproximam-se do Sol ao longo da HCS, eles são afetados pela ocorrência de CMEs de baixa latitude, ocorrendo uma “filtragem” das partículas mais energéticas, medidas na superfície da Terra, ocasionando o pico pontiagudo em épocas de $A < 0$ (CLIVER; LING, 2001, e referências do mesmo). A Figura 3.3 exemplifica o efeito da reversão de polaridade do campo magnético solar nas derivas nos raios cósmicos ao entrarem na heliosfera. A trajetória das partículas é identificada por setas de cor vermelha, enquanto que as direções das derivas por setas de cor azul. A seta preta indica a direção de aumento do ∇B , conforme aproxima-se do Sol.

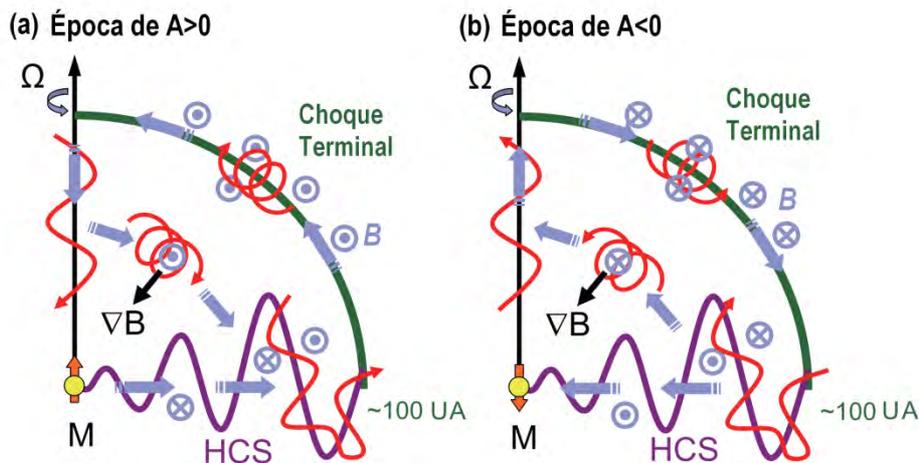


Figura 3.3 – Ilustração das trajetórias de derivas de RCG (em linhas vermelhas) no plano meridional da heliosfera nos casos de (a) $A > 0$ e (b) $A < 0$. RCG entram na heliosfera mais facilmente ao longo da HCS e saem via pólos em épocas de $A < 0$. Em épocas de $A > 0$ o fluxo é revertido, com partículas entrando sobre os pólos e saindo ao longo da HCS. A direção das derivas é identificada pelas setas azuis.
 Fonte: Okasaki (2008).

3.2.2. Decréscimo de Forbush

Além de variações periódicas no fluxo de RC, existem variações esporádicas associadas a eventos transientes ocorridos no vento solar. Súbitos decréscimos na contagem de dados de superfície de RC secundários que duram até cerca de uma semana foram primeiros observados por Scott E. Forbush em 1937 usando câmaras de ionização. Porém, foi apenas no início dos anos 1950 que John A. Simpson, usando monitores de nêutrons, mostrou estar no meio interplanetário a causa dos decréscimos (CANE, 2000).

Um dos modelos mais aceitos para explicar o mecanismo dos decréscimos foi sugerido por Cane (1988). A Figura 3.4 ilustra o processo em que uma ICME (*Interplanetary CME*) “achatada”, precedida por uma onda de choque, comprime as linhas de campo magnético, acarretando numa barreira mais eficiente aos RCG que são desviados e espalhados por tal estrutura. As linhas de campo dentro da ejeção podem ser fechadas ou enroscadas através dessa estrutura e ainda não se sabe se estão conectadas ao Sol.

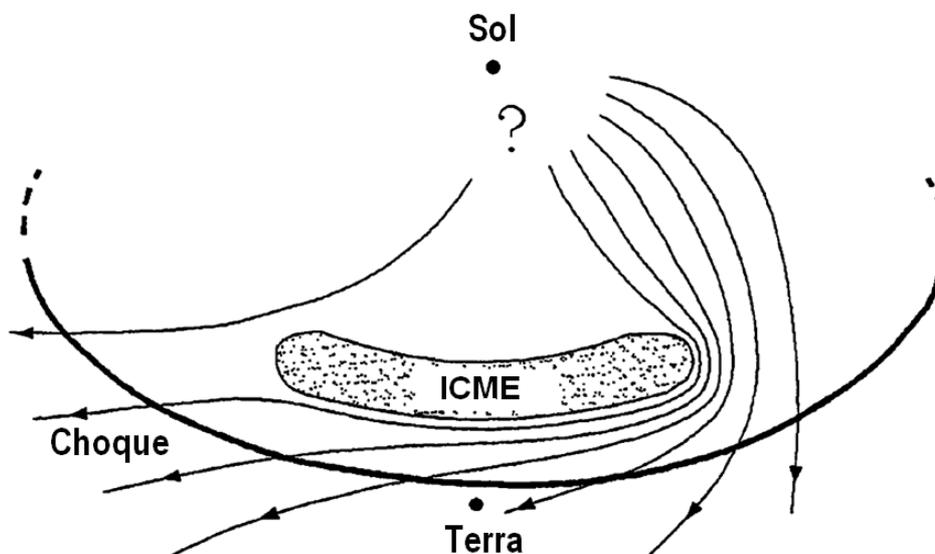


Figura 3.4 – Esquema que ilustra o modelo de decaimento de Forbush causado por um choque seguido de uma ejeção de plasma, proposto por Cane (1988).
 Fonte: Adaptação de Cane (1988).

Os perfis desses decaimentos não recorrentes apresentam uma fase de “súbito ataque” ocasionado pelo choque, alcançando a máxima depressão em cerca de 1 dia e uma fase de recuperação gradual. O caso em que a Terra é atingida pelo choque e sua correspondente ICME recebe o nome de decaimento de Forbush clássico, conforme é demonstrado no gráfico da Figura 3.5.

É usual que a Terra seja atingida apenas pelo choque interplanetário, pois o choque possui uma extensão espacial maior do que a estrutura interplanetária que lhe deu origem. Se o choque e sua correspondente estrutura (uma ICME, por exemplo) passam pela Terra, o perfil da intensidade de raios cósmicos observado num monitor de neutros é semelhante aquele do caminho A da Figura 3.6. O caminho B mostra a Terra sendo atingida apenas pelo choque e o respectivo perfil da intensidade de nêutrons. As posições T_1 e T_2 representam o início e o fim da ICME. “Ej” marca o início da ICME no perfil de RC do caminho A. Em ambos os perfis, os gráficos mostram o momento em que é medido o choque, designado por “C”.

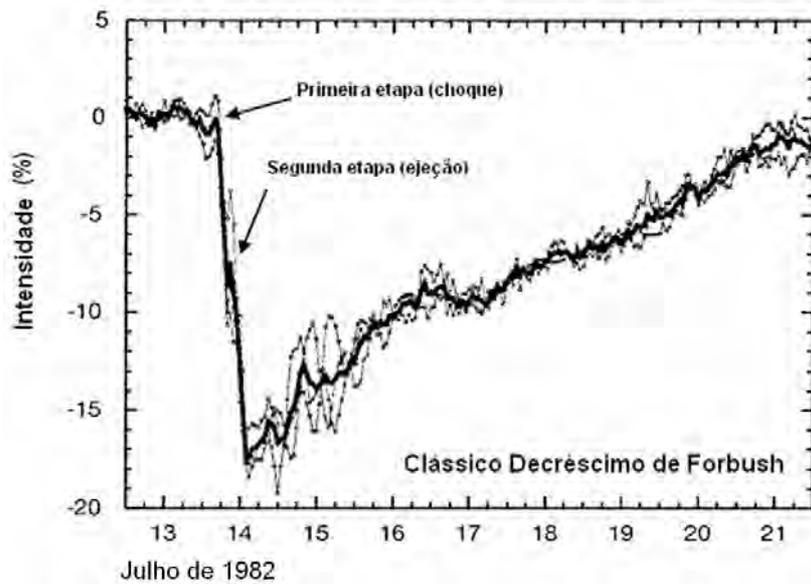


Figura 3.5 - Clássico decréscimo de Forbush registrado por três monitores de nêutrons (DeepRiver, Mt. Wellington, Kerguelen) em meados de julho de 1982. Fonte: Cane, 2000.

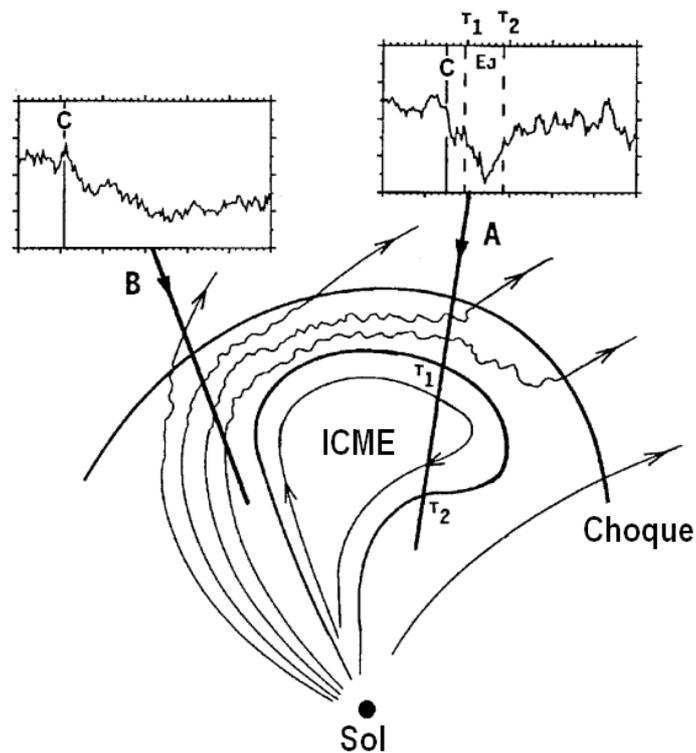


Figura 3.6 - Os perfis de intensidade de raios cósmicos observados em um monitor de nêutron enquanto a Terra é atingida pelo choque e sua correspondente ICME (caminho A) e enquanto a Terra é atingida apenas pelo choque (caminho B). Fonte: Cane, 2000.

3.2.3. Variação de 27 dias e seus harmônicos

O período médio de rotação solar em torno de 27 dias é responsável por conferir essa recorrência a vários dados que são afetados pela atividade solar. Com os raios cósmicos, a variação nos dados associado à atividade solar é conhecida desde a década de 1950 (KANE, 1954; KANE, 1957; KUDELA, 2009).

De acordo com a distribuição das estruturas magnéticas no disco solar, podem surgir periodicidades com valores submúltiplos de 27 dias (como 9 e 13,5 dias), conhecidos como harmônicos da rotação solar. Um exemplo de “ativadores” da periodicidade de 13,5 dias é devido a existência de 2 feixes do vento solar rápido (*high speed solar wind streams - HSS*) originários de buracos coronais com uma separação longitudinal de cerca de 180°. A variação de 9 dias, por sua vez, estaria relacionada à três HSS com uma separação de 120° entre si.

Segundo Valdez-Galícia e Dorman (1997), os modelos qualitativos propõem que a variação de 27 dias e seus harmônicos podem ser causados basicamente por pelo menos duas fontes: as características estáveis da atividade solar que permanecem por mais do que uma rotação solar ou a modulação implicada pela variação da posição da HCS.

Embora não tenham usados dados de raios cósmicos, Mursula e Zieger (1996) (e referências do artigo) fizeram uma análise detalhada da ocorrência da periodicidade de 13,5 dias em variáveis da cromosfera solar, do vento solar próximo a Terra, do campo magnético interplanetário e da atividade geomagnética durante os ciclos 20, 21 e 22. Algumas das conclusões foram que 13,5 dias é uma “quase-periodicidade”, de modo a não aparecer constantemente, e cuja amplitude varia consideravelmente com o tempo, atingindo ocasionalmente valores maiores que a recorrência de 27 dias. No caso de observações heliosféricas e geomagnética, intervalos com alta

amplitude da periodicidade de 13,5 dias são devidos à ocorrência em 1 UA de dois HSS por rotação solar. Os autores verificaram, conforme previsto pelo modelo de dipolo solar inclinado (*tilted solar dipole model*), que as estruturas de dois feixes aparecem se a HCS é suficientemente achatada e o eixo de dipolo é inclinado em relação ao eixo de rotação solar. Para cada um dos 3 ciclos solares investigados, as maiores estruturas de dois HSS foram encontradas durante a fase descendente. Por outro lado, os principais ativadores da periodicidade de 13,5 dias das variáveis solares, as quais são devidas a duas regiões solares ativas separadas aproximadamente por 180°, tendem a ocorrer ao redor do máximo solar (MURSULA; ZIEGER, 1996).

3.3. Outras periodicidades

Além das periodicidades de curto prazo, existem diversas outras oscilações no fluxo de raios cósmicos, de médio e longo prazo, com ordem de até milhares de anos. Detecção direta do fluxo de raios cósmicos tem sido registrada por meio das câmeras de ionização, desde a década de 1930 (MURSULA; USOSKIN; 2003). Com os dados provenientes de tais medidas é possível medir periodicidades apenas da ordem de um século. O estudo dos isótopos cosmogênicos (ou radionuclídeos cosmogênicos, ou ainda cosmonuclídeos) atua como um recurso à limitação de medidas diretas do fluxo dos raios cósmicos. Mediante a colisão com os núcleos de átomos na atmosfera, as partículas de RC secundários produzem reações de espalhamento que dão origem a vários isótopos de distintas meias-vidas, podendo ser observados em diversos materiais. As fontes de dados “paleocósmicos” são as taxas de produção desses isótopos, como, por exemplo: ^{14}C (meia-vida de $T_{1/2} = 1,37 \times 10^6$ anos) encontrado em anéis de árvores e outros materiais biológicos; ^{44}Ti ($T_{1/2} = 63$ anos) em meteoritos; ^{10}Be ($T_{1/2} = 1,39 \times 10^6$ anos) e nitratos em núcleos de gelo (KUDELA, 2009). Dentre os principais fenômenos responsáveis pela variação da taxa de produção dos isótopos cosmogênicos são efeitos meteorológicos, atividade solar e o campo geomagnético. O

presente *status* do conhecimento das variações no fluxo de RCG dos últimos 10.000 anos é sumarizado em McCracken (2009).

Análises de potência espectral dos cosmonuclídeos ^{10}Be e ^{14}C para os últimos 10 mil anos têm identificado a periodicidade na vizinhança de 2300 anos, e a ocorrência dessa periodicidade em ambos conjunto de dados mostra que ela não ocorre devido a efeitos meteorológicos. Outro fenômeno que provavelmente não influencia, é o efeito do campo dipolar geomagnético. Registros dos cosmonuclídeos mostram que curtos episódios de Grandes Mínimos⁷ como os mínimos de Spörer (do ano 1450 a 1550), Maunder (1645-1715) e Dalton (1790-1820) têm ocorrido em intervalos aproximados de 2330 anos nos últimos 10 mil anos, com longos intervalos (de até 2000 anos) de ausência de Grandes Mínimos. Ou seja, os dados cosmogênicos indicam que o Sol tem exibido longos intervalos de alta atividade solar, de modo que os períodos de baixa atividade, evidentes a partir dos registros de manchas solares, são fenômenos relativamente incomuns mas repetitivos (DAMON; SONNETT, 1991; MCCRACKEN; BEER, 2007)

Há indícios também de periodicidades em raios cósmicos da ordem de milhões de anos. O pesquisador israelense-americano Nir Joseph Shaviv argumenta que nuclídeos cosmogênicos em meteoritos de ferro fornecem evidências de uma flutuação da intensidade RCG com uma periodicidade de aproximadamente 150 milhões de anos. Isto refletiria a passagem periódica do sistema solar através de braços espirais da galáxia. Na região dos braços, as taxas de formação de estrelas e de supernovas são mais altas, o que levaria a um fluxo de RCG relativamente elevado. A presumida periodicidade de $\sim 150 \times 10^6$ anos no fluxo de RCG tem sido associada também à existência das “idades do gelo” na Terra, cuja ocorrência seria devida a uma maior cobertura global de nuvens durante épocas de alta intensidade de RCG (SHAVIV, 2003).

⁷ Grandes Mínimos são caracterizados por longos intervalos em que o número médio de manchas solares é relativamente baixo.

4 DADOS E METODOLOGIA

4.1. Detectores de múons

Foi instalado no ano de 2001 o protótipo de um detector multidirecional de múons (PDMM) de 4m² de área de detecção, localizado no Observatório Espacial do Sul - OES/CRS/CCR/INPE – MCTI, (29,4°S, 53,8°W, 480 m a.n.m., $V_{CR} = 14$ GV), no Município de São Martinho da Serra, RS. O PDMM (e seu sucessor, expandido para uma área de 28 m²) de São Martinho da Serra fazem parte da Rede Global de Detectores (GMDN) de Múons, a qual começou a operar em 1992, fazendo observações nos dois hemisférios terrestres com detectores multidirecionais instalados em Nagoya (Japão), Hobart (Austrália) e Kuwait, possuindo áreas de detecção de 36 m², 9 m² e 9 m², respectivamente. Os detectores de São Martinho da Serra e Kuwait foram instalados com o intuito de cobrir uma lacuna na cobertura direcional da rede sobre as regiões do Oceano Atlântico e Europa (DA SILVA et al., 2004).

Exceto para a estação de Kuwait⁸, os outros detectores são idênticos, diferenciando-se somente em suas áreas de detecção.

O PDMM era formado por duas camadas de 4 detectores, como mostra a Figura 4.1. As camadas eram sustentadas por uma estrutura metálica e intermediadas por uma camada de chumbo de alta pureza de 5 cm de espessura, usada para absorver os componentes de mais baixa energia dos raios cósmicos secundários.

A Figura 4.2a exibe um esquema simplificado de um arranjo de 4 detectores onde na porção inferior da caixa metálica está localizado um plástico cintilante cujos átomos são excitados durante a passagem de partículas de alta energia (linha oblíqua em azul claro representando a passagem de um múon). A

⁸ Informações sobre o hodoscópio de Kuwait pode ser verificada em Okasaki et al. (2008a).

radiação emitida é detectada e amplificada pela fotomultiplicadora (desenho em formato de lâmpada na parte superior). Cada fóton que inside na fotomultiplicadora gerará aproximadamente 10^9 elétrons. Tal pulso elétrico após sair da fotomultiplicadora é aumentado 300 vezes ao passar pelo circuito amplificador (quadrado no topo de cada detector da Figura 4.2a).

A Figura 4.2b mostra um esboço da planta dos detectores contendo suas dimensões e exemplos de 3 trajetetos de partículas que são contadas como vindas da direção norte (N), sul (S) e vertical (V). Somente são contados como múons aquelas partículas que passam tanto por algum detector da camada superior como por um detector da camada inferior, de forma a produzir pulsos elétricos nos dois circuitos correspondentes. Se uma partícula passar (horizontalmente) apenas em uma das camadas, ela não será contada pela falta de correlação entre pulsos. A partir da configuração dos 8 detectores é possível obter 16 coincidências diferentes de pares de combinação (correlações). Como algumas coincidências são repetidas, como, por exemplo, as 4 combinações verticais, há no total 9 direções diferentes de detecção.

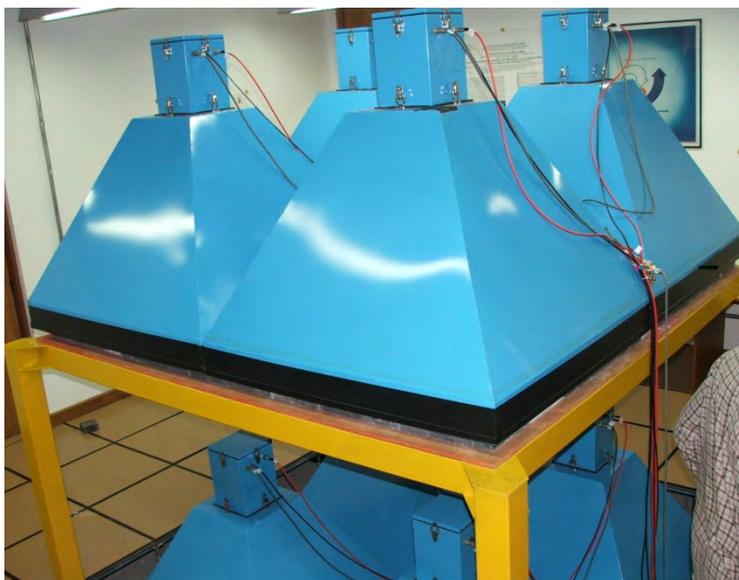


Figura 4.1 - Foto do PDMM instalado no OES/CRS/CCR/INPE – MCTI mostrando em azul as 8 caixas de sistemas detectores em duas camadas.

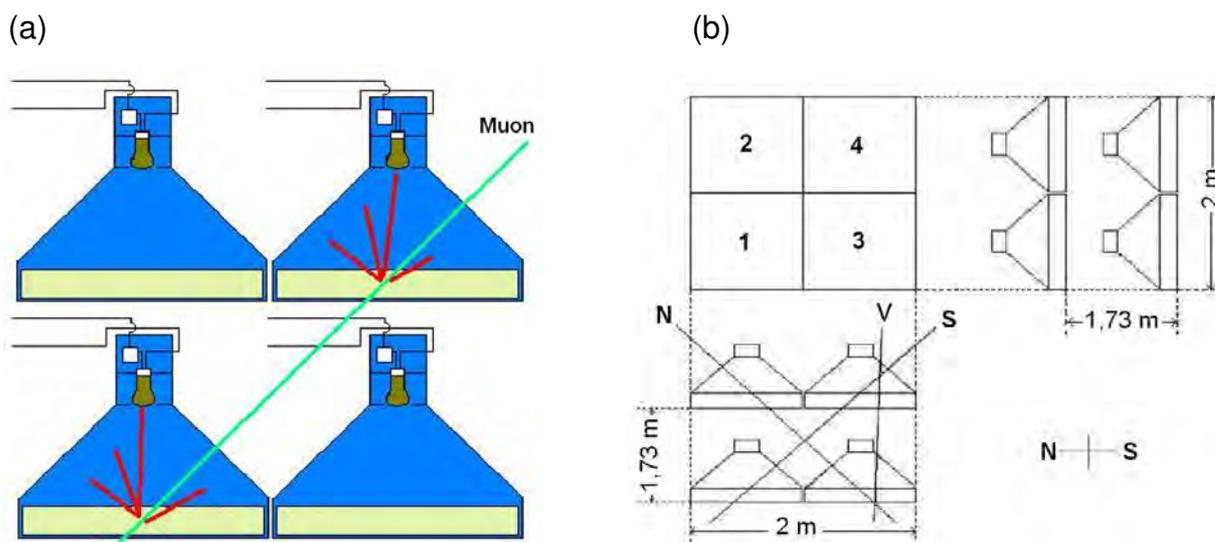


Figura 4.2 – (a) Desenho mostrando as principais dispositivos internos de cada detector do PDMM: o plástico cintilante (na base), uma fotomultiplicadora (lâmpada marrom na parte superior) e o circuito amplificador (quadrado no topo). (b) Planta simplificada dos detectores mostrando as dimensões dos arranjos e as trajetórias de múons vindos de 3 direções distintas.

O PDMM funcionou até 2005, quando ocorreu sua expansão para um conjunto de 56 detectores (28 na camada superior e 28 na inferior) com as configurações similares ao do protótipo, porém permitindo obter contagens em 13 direções diferentes.

Os dados gerados pelo PDMM possuíam a contagem das 9 direções e medidas de pressão atmosférica e temperatura da sala. A resolução temporal desses dados era de 1 hora. Informações adicionais sobre o PDMM são apresentadas na Tabela 4.1, onde há a contagem média horária, o erro estatístico (σ) e a rigidez média (R_m) das partículas primárias, calculadas ao usar a função de resposta dos múons atmosféricos às partículas primárias (DA SILVA et al., 2004; MURAKAMI et al., 1979; LIN et al., 1995). As direções assintóticas são explicadas a seguir.

Tabela 4.1 – Principais características do PDMM.

<i>Canal Direcional</i>	<i>Contagem média</i>	σ	R_m	<i>Direções assintóticas</i>	
				Latitude (°N)	Latitude (°E)
	$10^4 (h^{-1})$	(%)	(GV)		
Vertical (V)	39	0,16	53	-22,6	330,4
Norte (N)	11	0,30	58	5,3	325,3
Sul (S)	11	0,30	57	-48,3	347,2
Leste (E)	11	0,30	59	-10,7	358,5
Oeste (W)	11	0,46	56	-29,1	298,0
Nordeste (NE)	4,7	0,43	64	10,3	350,3
Noroeste (NW)	5,4	0,43	61	-0,9	299,0
Sudeste (SE)	5,3	0,43	63	-30,6	11,2
Sudoeste (SW)	5,5	0,43	60	-56,8	304,0

Fonte: Da Silva et al. (2004) e Okasaki (2008).

Conforme discutido no capítulo anterior, uma partícula primária, antes de penetrar a atmosfera terrestre, tem sua trajetória desviada em pelo campo geomagnético. Assim, é de interesse científico conhecer a direção assintótica de uma partícula primária, isto é, a direção na qual a partícula estava viajando antes de ter sua trajetória influenciada pelo campo magnético terrestre. A Figura 4.3 mostra o mapa das direções assintóticas de cada canal direcional dos detectores da GMDN baseados nos valores de R_m . As linhas curvas do mapa foram determinadas utilizando um código de trajetória de partículas desenvolvido por Lin et al. (1995). Cada uma dessas linhas (através de cada símbolo da direção de detecção) representa o espalhamento das direções assintóticas para partículas com rigidez entre $R_{0,1}$ e $R_{0,9}$ que limita a energia central em 80% da resposta de energia de cada canal direcional (DA SILVA, 2010). No esquema da Figura 4.4, as direções que são seguidas de números (como W1 e E2) indicam que, quanto maior a numeração, mais inclinada é a direção. As direções da estação de São Martinho da Serra que são acompanhadas de números existem apenas no detector expandido, pois o

pequeno número de detectores do protótipo não permitia medidas mais inclinadas.

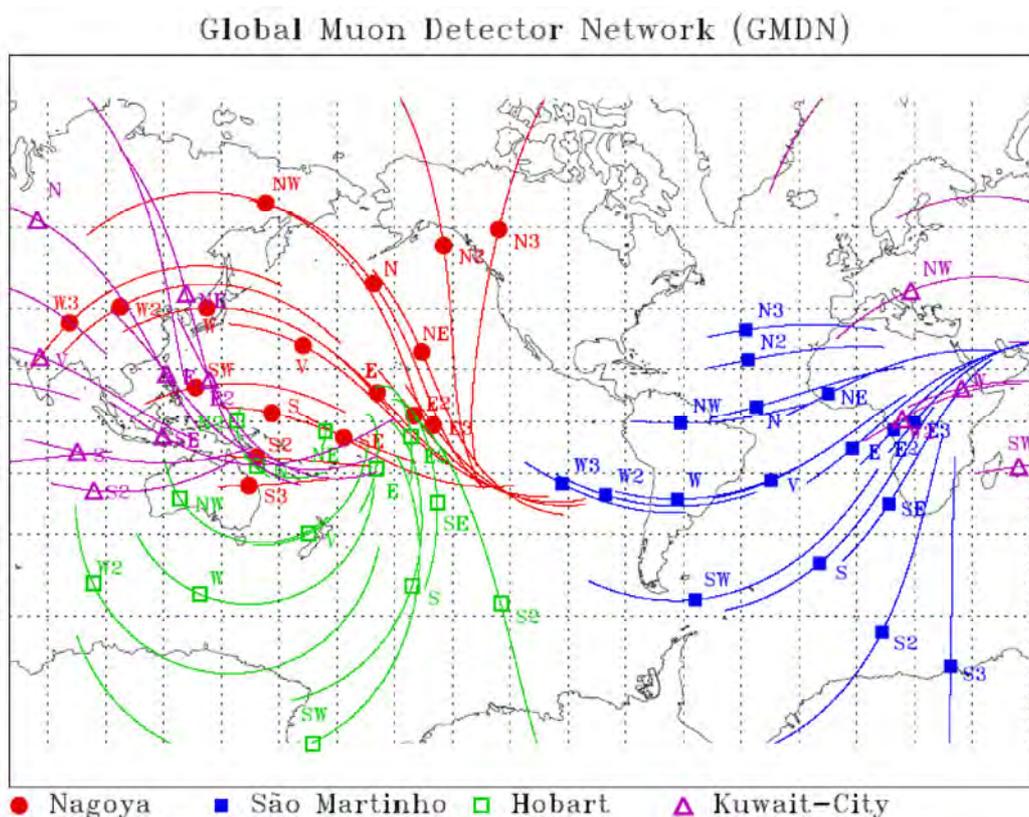


Figura 4.3 – Mapa das direções assintóticas do GMDN. Cada símbolo mostra a direção assintótica de cada canal direcional de cada estação, após correção para o efeito do desvio geomagnético. As trajetórias correspondem ao espalhamento das direções assintóticas limitados na região de energia central em 80% da função de resposta para cada canal direcional.

Fonte: Okasaki et al. (2008a).

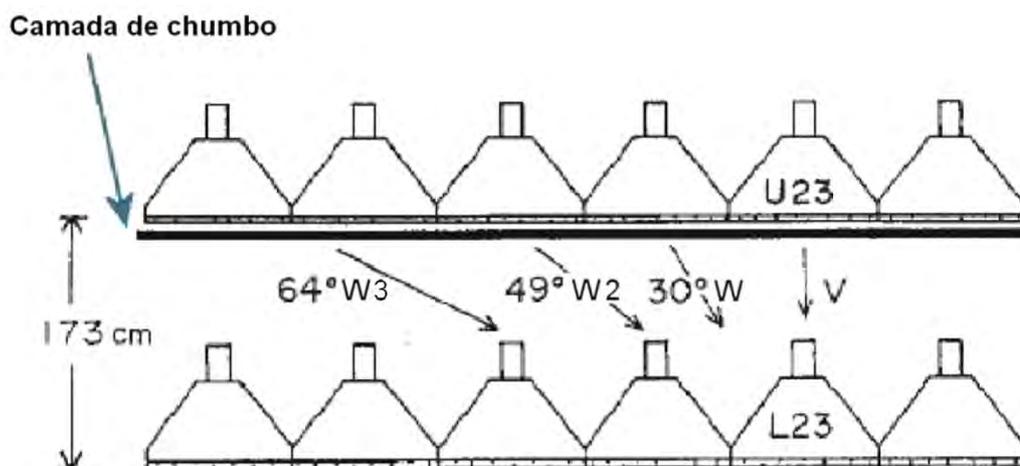


Figura 4.4 – Esquema bidimensional dos detectores de múons mostrando as direções inclinadas como W2 e W3.
 Fonte: Okasaki (2008b).

4.2. Monitores de nêutrons e dados do meio interplanetário

Com o objetivo de comparar e investigar alguns resultados obtidos na modulação do fluxo de múons foram utilizados dados de quatro estações de nêutrons mantidos pelo ao Bartol Research Institute, da Delaware University (EUA) juntamente com dados do meio interplanetário obtidos pela espaçonave Advanced Composition Explorer (ACE), cujas descrições seguem abaixo.

- Monitores de nêutrons
 - McMurdo (Antártica, 77,9° S 166.6° E, $V_{CR}=0,1GV$)
 - Thule (Groelândia, 76,5° N 68,7° W, $V_{CR}=2,08GV$)
 - Newark (Delaware, USA, 39,7° N 75,7° W, $V_{CR}=2,08GV$)
 - South Pole (Antártica, 90° S, $V_{CR}=1GV$)⁹

A localização dos monitores de nêutrons pode ser conferida no mapa da Figura 4.5, onde as estações cujos dados foram utilizados estão marcadas em vermelho.

⁹ Dados disponíveis em: http://neutronm.bartol.udel.edu/~pyle/bri_table.html

Foram utilizadas duas técnicas na procura das periodicidades embutidas nas séries temporais diárias dos dados antes mencionados: Análise por Regressão Iterativa de Séries Temporais (ARIST) e análise via Transformada Wavelet Contínua utilizando a função analisadora de Morlet.

4.3. ARIST

O método da regressão iterativa, descrito na sua forma geral por Wolberg (1967), foi aperfeiçoado e adaptado em linguagem C por Rigozo (1994). O método pode ser aplicado ao ajuste de qualquer função (derivável em relação aos parâmetros e variáveis) a dados experimentais, sem necessidade de linearização prévia. Ele é aplicado neste trabalho à procura de periodicidades em séries temporais, com o uso, para cada período considerado, de uma única função senoidal com três parâmetros desconhecidos, a_0 = amplitude, a_1 =freqüência angular, e a_2 = fase da função. O ponto inicial do método é a definição da chamada função condicional, que é dada por:

$$F_k = Y_k - a_0 \sin(a_1 t_k + a_2) \quad (4.1)$$

onde Y_k é o k-ésimo sinal medido no tempo t . O método consiste basicamente em ajustar os parâmetros a_i mediante iterações através da minimização do quadrado da função condicional.

A cada iteração é calculado um conjunto dos valores a_i pela resolução das seguintes relações de recorrência

$$\begin{aligned} a_0 &= a_{0_0} - A_0 \\ a_1 &= a_{1_1} - A_1 \\ a_2 &= a_{2_2} - A_2 \end{aligned} \quad (4.2)$$

onde os a_{i_i} são os valores de a_i da iteração anterior. No caso da primeira iteração, são escolhidos valores iniciais de a_{i_i} da mesma ordem de grandeza que os valores esperados. Os termos corretivos A_i são elementos da matriz $A_{(3 \times 1)}$, que é solução do sistema linear

$$A = C^{-1} V \quad (4.3)$$

onde os termos C_{ij} e V_i , das matrizes $C_{(3 \times 3)}$ e $V_{(3 \times 1)}$, são os somatórios para todos os n dados da série temporal, em cada iteração, calculados por

$$C_{ij} = \frac{1}{L} \sum_{k=1}^n \left(\frac{\partial F_k}{\partial a_i} \right) \left(\frac{\partial F_k}{\partial a_j} \right) \quad (4.4)$$

$$V_i = \frac{1}{L} \sum_{k=1}^n \left(\frac{\partial F_k}{\partial a_i} \right) (F_k) \quad (4.5)$$

em que L é o coeficiente de ponderação de cada dado. Na maioria das observações, as amostras são independentes entre si, possuindo o mesmo peso estatístico, isto é, com $L = 1$. Tal condição é atribuída a todas as análises dessa dissertação.

O uso das derivadas da função condicional surge em decorrência da expansão dessa função em séries de Taylor, desprezando-se termos de ordem superior. Explicitando as derivadas parciais, tem-se

$$F'_0 = \frac{\partial F_k}{\partial a_0} = \text{sen}(a_1 t_k + a_2) \quad (4.6)$$

$$F'_1 = \frac{\partial F_k}{\partial a_1} = -t_k a_0 \cos(a_1 t_k + a_2) \quad (4.7)$$

$$F'_2 = \frac{\partial F_k}{\partial a_2} = -a_0 \cos(a_1 t_k + a_2). \quad (4.8)$$

Substituindo nas Equações (4.6) e (4.7),

$$C = \sum_{k=1}^n \begin{pmatrix} F'_0 F'_0 & F'_0 F'_1 & F'_0 F'_2 \\ F'_1 F'_0 & F'_1 F'_1 & F'_1 F'_2 \\ F'_2 F'_0 & F'_2 F'_1 & F'_2 F'_2 \end{pmatrix} \quad (4.9)$$

$$V = \sum_{k=1}^n \begin{pmatrix} F'_0 F \\ F'_1 F \\ F'_2 F \end{pmatrix} \quad (4.10)$$

Admitindo-se que o produto das derivadas parciais segue a propriedade comutativa, isto é, $F'_0 F'_2 = F'_2 F'_0$, pode-se reescrever a matriz C como

$$C = \sum_{k=1}^n \begin{pmatrix} F'_0 F'_0 & F'_0 F'_1 & F'_0 F'_2 \\ F'_0 F'_1 & F'_1 F'_1 & F'_1 F'_2 \\ F'_0 F'_2 & F'_1 F'_2 & F'_2 F'_2 \end{pmatrix} \quad (4.11)$$

Deste modo, nota-se que a matriz C é simétrica (sua transposta é igual a ela própria).

Se o somatório dos elementos ao quadrado da matriz A for maior que um valor muito pequeno, como 10^{-6} , as iterações continuam e os valores de A_i são subtraídos de a'_i - conforme Equação (4.3) - para se refinar os valores de a_i , dando início a uma nova iteração. Quando o critério de convergência é atingido, os valores dos parâmetros incógnitos a_i são considerados como sendo as melhores estimativas, e os seus desvios-padrões são expressos por,

$$D_{a_i} = \sqrt{\frac{C_{ii}^{-1} S}{n - p}} \quad (4.12)$$

em que C_{ii}^{-1} é um termo da diagonal principal da matriz inversa de C , n é o número de dados experimentais e $p = 3$ é o número de parâmetros desconhecidos. S é definido como o somatório, para todos os pontos experimentais, dos quadrados dos resíduos F (Equação 4.1), ponderados pelo coeficiente L (RIGOZO, 1994; RIGOZO; NORDEMANN, 1998)

$$S = \sum_{k=1}^n \frac{F_k^2}{L}. \quad (4.13)$$

O ARIST realiza a procura, sucessivamente, dos valores dos parâmetros a_i mediante uma varredura dos valores de freqüência angular com um incremento (dw) de

$$dw = \frac{2\pi}{t_{final} - t_{inicial}}. \quad (4.14)$$

A freqüência angular máxima (w_{max}) é

$$w_{max} = \frac{n dw}{2} \quad (4.14)$$

O valor de w_{max} , também conhecido como freqüência de Nyquist, pode ser escrito como

$$w_{max} = \frac{\pi}{\Delta t} \quad \text{ou} \quad f_{max} = \frac{1}{2 \Delta t} \quad (4.15)$$

em que Δt é a resolução dos dados. Supondo que se está analisando uma série temporal contendo um dado a cada 2 dias, o período mínimo ($T_{min} = \frac{1}{f_{max}}$) que o ARIST pode encontrar é de 4 dias.

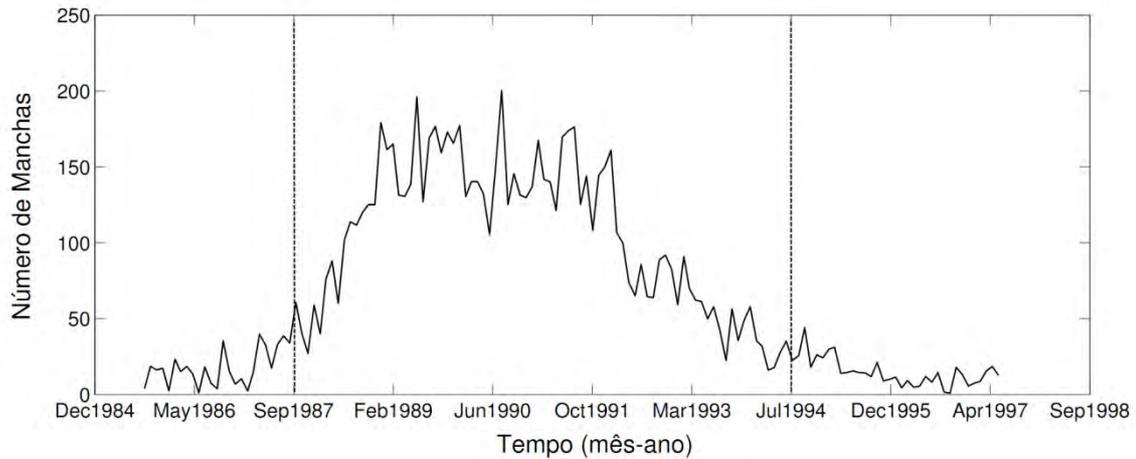
Seguindo a recomendação de Rigozo et. al (2005), o número máximo de iterações utilizado na determinação dos três parâmetros foi de 200.

Comparado a outras técnicas de análise espectral, uma das vantagens do ARIST é sua capacidade de obter valores de periodicidades maiores que a faixa temporal dos dados de entrada, indicando que toda a série é um segmento de uma onda senoidal. Por exemplo, considere-se uma série temporal do número mensal médio de manchas solares¹¹ de cerca de 12 anos, entre 09/1985 - 06/1997 (Figura 4.6a). Aplicando-se o método ARIST apenas nos dados entre 09/1897 – 07/1994 (~7 anos), representados na região delimitada pelas duas linhas verticais pontilhadas da Figura 4.6a, obtém-se, periodicidades equivalentes ao ciclo solar de 11 anos. A Figura 4.6b mostra uma imagem parcial do arquivo de saída obtido mediante a aplicação do ARIST. Dentre os resultados, os que apresentam menor desvio padrão (sd) na amplitude são os de 146 meses (12,1 anos) e 143 meses (11,9 anos).

Outra particularidade deste método é o fato dele fornecer o desvio padrão de cada um dos três parâmetros a_i . Isto permite uma seleção das amplitudes mais importantes, que apresentam maiores valores na relação amplitude/desvio. Dos valores de saída fornecidos pelo ARIST, são considerados confiáveis os resultados cujos valores são maiores que o dobro de seus desvios-padrões, pois, conforme se verifica no estudo de distribuição gaussiana, quantidades que apresentam valores maiores que o dobro de seu desvio padrão ($>2\sigma$), possuem confiabilidade maior que 95%. Maiores informações sobre as vantagens do método ARIST pode ser encontrado em Rigozo et al. (2005), onde foi feito um estudo comparativo entre quatro métodos de análise espectral clássica (Fourier, multitaper, máxima entropia e ARIST).

¹¹ Dados de manchas solares disponibilizados em:
http://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch/spot_num.txt

a)



b)

PERIOD		AMPLITUDE		FREQUENCY		PHASE		residue	Nr of
T	+sd(T)	a[0]	+sd[0]	a[1]	+sd[1]	a[2]	+sd[2]	delta	iteration
146.12	4.34	2.326	0.095	0.00684	0.00000	0.02776	0.06926	4.8E-07	6
143.65	4.15	2.328	0.094	0.00696	0.00000	0.02603	0.06871	2.5E-08	5
36.87	4.93	0.456	0.258	0.02712	0.00011	4.74440	1.11128	9.8E-07	191
36.84	4.90	0.456	0.259	0.02714	0.00010	4.74573	1.10940	7.1E-07	80
18.53	2.87	0.207	0.259	0.05396	0.00096	3.49377	2.59071	4.0E-07	10
12.72	1.66	0.170	0.259	0.07861	0.00250	1.41748	3.08400	6.7E-07	10

Figura 4.6 – (a) Série temporal do número médio de manchas solares. A parte delimitada pelas duas linhas verticais pontilhadas indica os dados de entrada que foram usadas no estudo espectral. (b) Imagem parcial de um arquivo de saída obtido pela aplicação do ARIST, onde nota-se a presença do ciclo de 11 anos nas duas linhas superiores do arquivo, com períodos de 146 e 143 meses.

4.4. Transformada Wavelet

De acordo com Lau e Weng (1995), em termos gerais, a transformada Wavelet (TW) pode ser entendida como uma forma generalizada da transformada de Fourier (TF) e da transformada de Fourier Janelada (TFJ) (GABOR, 1946).

A TF usa funções base do tipo seno e cosseno que possuem extensão infinita e são globalmente uniforme no tempo. Considerando uma série temporal ψ estacionária com um sinal de onda senoidal puro, sua transformada $\hat{\psi}$ de Fourier no plano das frequências é uma linha espectral (Figura 4.7a). A

transformada de Fourier não contém qualquer dependência temporal do sinal e conseqüentemente não pode fornecer qualquer informação local relacionada à evolução temporal de suas características espectrais. A representação de um sinal localizado em TF é muito ineficiente, de modo que no exemplo de um caso extremo onde o sinal corresponde a uma função delta de Dirac, sua TF seria representada por um número infinito de componentes, com $\hat{\psi}$ constante.

Em uma TFJ, a série temporal é examinada sob uma janela tempo-frequência com intervalos constantes. Quando uma vasta variedade de frequências é envolvida, a janela temporal fixa da TFJ tende a conter um elevado número de ciclos em altas frequências e poucos ciclos de baixa frequência (Figura 4.7 b). Isto costuma resultar numa sobreposição das componentes de altas frequências. Devido ao incremento de frequência constante, a TFJ não tem adequada resolução na banda de baixas frequências.

A transformada adequada para analisar as características espectrais de uma série temporal não estacionária (cujos momentos estatísticos como média e variância variam em qualquer segmento da série) é a transformada Wavelet (TW), introduzida no início dos anos 1980 (GROSSMANN E MORLET, 1984) para estudar dados sísmicos. A TW usa funções bases locais generalizadas (as wavelets) que podem ser estendidas e transladadas com uma resolução flexível em ambos os planos de frequência e tempo. As janelas flexíveis são ajustadas a todo domínio tempo-frequência, o qual se estreita enquanto foca em sinais de altas frequências¹² e se amplia durante a procura de componentes de baixa frequência. Assim, por ser definida em um intervalo finito, a função wavelet possui uma transformada com propriedade de dupla localização: no plano da frequência e no plano do tempo, com um compromisso entre eles. A versão clássica do princípio da incerteza de Heisenberg da teoria quântica determina que haja sempre uma compensação (compromisso) entre a

¹² Como mostrado adiante, a denominação mais adequada é *pseudo-frequência*)

localização em tempo e frequência (DAUBECHIES, 1990; DOMNGUES, 2005). Governado por esse princípio, a largura e altura da janela de tempo-frequência não podem ser arbitrárias. Como consequência, uma alta precisão na localização temporal na banda de alta frequência pode ser alcançada em detrimento de uma reduzida resolução no plano de frequência, e vice-versa para as componentes de baixa frequência (Figura 4.7c). A propriedade de ampliação é uma característica singular da TW que permite a localização de sinais de curta duração no tempo (alta frequência), como variações abruptas, enquanto determina a variabilidade da baixa frequência na escala de tempo ou frequência mais precisamente (LAU; WENG, 1995).

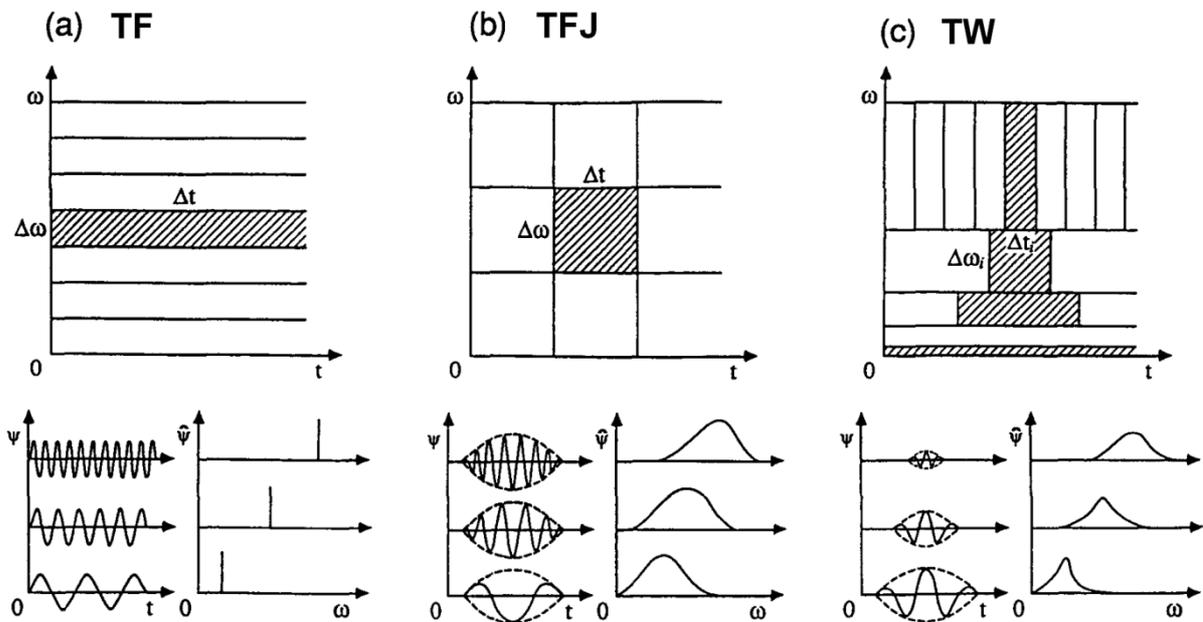


Figura 4.7 – Na parte superior são vistas as janelas tempo-frequência usadas na (a) Transformada de Fourier - TF, (b) Transformada de Fourier Janelada – TFJ e (c) Transformada Wavelet – TW. Na parte inferior estão as séries correspondentes às funções bases ψ e $\hat{\psi}$ de cada transformada, representadas no plano do tempo e no plano da frequência, respectivamente.

Fonte: Lau e Weng (1995).

Para uma função $\psi(t)$ contida no espaço das funções quadraticamente integráveis $L^2(R)$ ser considerada wavelet ela deve satisfazer as seguintes condições:

(1) A integral da função $\psi(t)$ no domínio temporal deve ser nula

$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi(t) dt = 0 \quad (4.16)$$

Esta é a condição de admissibilidade a qual assegura o caráter ondulatório da função wavelet.

(2) $\psi(t)$ deve possuir energia unitária, ou seja,

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\psi(t)|^2 dt = 1 \quad (4.17)$$

Assim assegura-se que a função wavelet tenha suporte compacto, ou seja, tenha um rápido decaimento de amplitude, atingindo valor zero nos limites $\pm\infty$, garantindo a localização espacial (DOMINGUES et al., 2005).

O termo "função wavelet" é usado genericamente para se referir ou a wavelets ortogonais ou não-ortogonais. A "base wavelet" se refere apenas a um conjunto de funções ortogonais. O uso de uma base ortogonal implica o uso da transformada wavelet discreta, enquanto uma função wavelet não-ortogonal pode ser usado com ambas as transformadas wavelet contínua (TWC) ou discreta (TORRENCE; COMPO, 1998). Nesta dissertação será tratada apenas a TWC.

A transformada wavelet é uma transformada linear que decompõe um sinal $f(t)$ em termos de funções elementares $\psi_{b,a}(t)$ provenientes de uma wavelet

analisadora $\psi(t)$ (ou wavelet mãe) que é transladada e dilatada pela variação dos parâmetros a e b na Equação 4.18 a seguir

$$\psi_{b,a}(t) = \frac{1}{\sqrt{a}} \psi\left(\frac{t-b}{a}\right), \quad (4.18)$$

onde b denota a posição (translação) e $a(> 0)$ a escala (dilatação) da wavelet analisadora; $\psi_{b,a}(t)$ são chamadas wavelets filhas ou apenas wavelets. Um fator de normalização de energia $a^{-1/2}$ em 4.18 mantém a energia das wavelets filhas igual a da wavelet mãe. A transformada wavelet contínua de uma função $f(t)$ com relação a wavelet analisadora $\psi(t)$ pode ser definida como a integral de convolução (produto interno)

$$W(b, a) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int_{-\infty}^{\infty} \psi^*\left(\frac{t-b}{a}\right) f(t) dt, \quad (4.19)$$

onde ψ^* é o complexo conjugado de $\psi_{b,a}(t)$ (LAU; WENG, 1995). A função $f(t)$ pode ser formalmente reconstruída a partir dos coeficientes wavelets pela equação inversa

$$f(t) = \frac{1}{C_\psi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{da}{a^2} \int_0^{\infty} \frac{1}{\sqrt{a}} \psi\left(\frac{t-b}{a}\right) W_{b,a} db, \quad (4.20)$$

onde C_ψ é uma constante finita que depende da escolha da wavelet analisadora, expressa por

$$C_\psi = \frac{1}{\sqrt{a}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|\hat{\psi}(\omega)|}{\omega} d\omega < \infty, \quad (4.21)$$

sendo $\hat{\psi}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \psi(t) e^{-i\omega t} dt$ a transformada de Fourier de $\psi(t)$ (FARGE, 1992; FRICK et al., 1997).

O cálculo dos coeficientes wavelets $W(b, a)$ dado pela Equação 4.19 pode ser feito numericamente mediante o uso, por exemplo, do método dos trapézios. Porém, o tempo computacional desse cálculo pode ser reduzido se os coeficientes wavelets forem computados no domínio de Fourier. Uma alternativa é explorar o teorema da convolução, reescrevendo a TWC como

$$W(b, a) = \sqrt{a} \int_{-\infty}^{\infty} e^{ib\omega} \hat{\psi}^*(a\omega) \hat{f}(\omega) d\omega, \quad (4.22)$$

onde $\hat{f}(\omega)$ é a transformada de Fourier de $f(t)$ (MEYERS et al., 1993).

Existem diversas “famílias” de funções wavelets ψ , que geralmente são identificadas segundo o nome de seu autor, como a de Morlet, Maar (conhecida como chapéu mexicano devido a sua forma), Haar, Paul, Meyer, Daubechies, etc. A forma da função wavelet escolhida depende do objetivo do estudo e deve refletir as características da série temporal. Por exemplo: no caso de dados com variações bruscas ou degraus é conveniente usar a wavelet de Haar; já no caso de séries temporais com variações mais suaves, recomenda-se o uso da wavelet de Morlet ou chapéu mexicano (DOMINGUES et al., 2005).

Uma função wavelet que é adequada para capturar variações nas periodicidades dos sinais geofísicos é a wavelet complexa de Morlet (WENG; LAU, 1994), permitindo a análise de mudanças de amplitude e fase¹³ do sinal, com boa localização em tempo e frequência. A wavelet de Morlet consiste de uma onda plana modulada por um envelope Gaussiano, expressa por

$$\psi(\eta) = \pi^{-\frac{1}{4}} \left(e^{i\omega_0\eta} - e^{-\frac{\omega_0^2}{2}} \right) e^{-\frac{\eta^2}{2}}, \quad i = \sqrt{-1} \quad (4.23)$$

¹³ O estudo da fase do sinal não foi realizado nesta dissertação.

onde ω_0 e η representam variáveis dimensionais de frequência e tempo, respectivamente. Incidentalmente, a wavelet de Morlet é ligeiramente admissível, ou seja, ela somente possuirá média zero (Equação 4.16) se algum termo de correção pequeno for adicionado à Equação 4.23. Adota-se geralmente $\omega_0 = 6$, pois, além de fornecer um bom balanço entre localização de tempo e frequência (no contexto do princípio da incerteza), os termos de correção tornam-se desnecessários por serem da mesma ordem que os erros de arredondamento de computadores típicos (GRINSTED et. al, 2004; FARGE, 1992). Note-se que substituindo $\omega_0 = 6$ na Equação 4.23, o termo $e^{-\omega_0^2/2}$ fica da ordem de 10^{-8} , permitindo que tal termo possa ser negligenciado.

Ao se efetuar a substituição $\eta \rightarrow \frac{t-b}{a}$ e se desconsiderando o segundo termo entre parênteses da Equação 4.23, as wavelets filhas de Morlet $\psi_{b,a}(t)$ são obtidas.

$$\psi_{b,a}(t) = \frac{\pi^{-\frac{1}{4}}}{\sqrt{a}} \exp\left(6i \frac{t-b}{a}\right) \exp\left[-\frac{\left(\frac{t-b}{a}\right)^2}{2}\right], a > 0 \quad (4.24)$$

A Figura 4.8 mostra exemplos de gráficos obtidos através das variações dos parâmetros a e b da wavelet de Morlet. É evidente o efeito de translação promovido pela variação do parâmetro b , de dilatação quando $a > 1$ e contração quando $a < 1$.

É possível fazer uma correspondência qualitativa entre escala a e frequência f , de modo que um baixo valor de escala (representando uma wavelet comprimida, como no painel superior da Figura 4.8a) acarreta numa análise das altas frequências do sinal. Similarmente, um valor elevado de escala fornece informações de baixa frequência. Apesar dessa correspondência qualitativa, não existe uma relação precisa entre escala e frequência (MISITI et al., 2011).

a) Efeito de translação (variação de b com $a = 1$)

(b) Efeito de dilatação (variação de a com $b=0$)

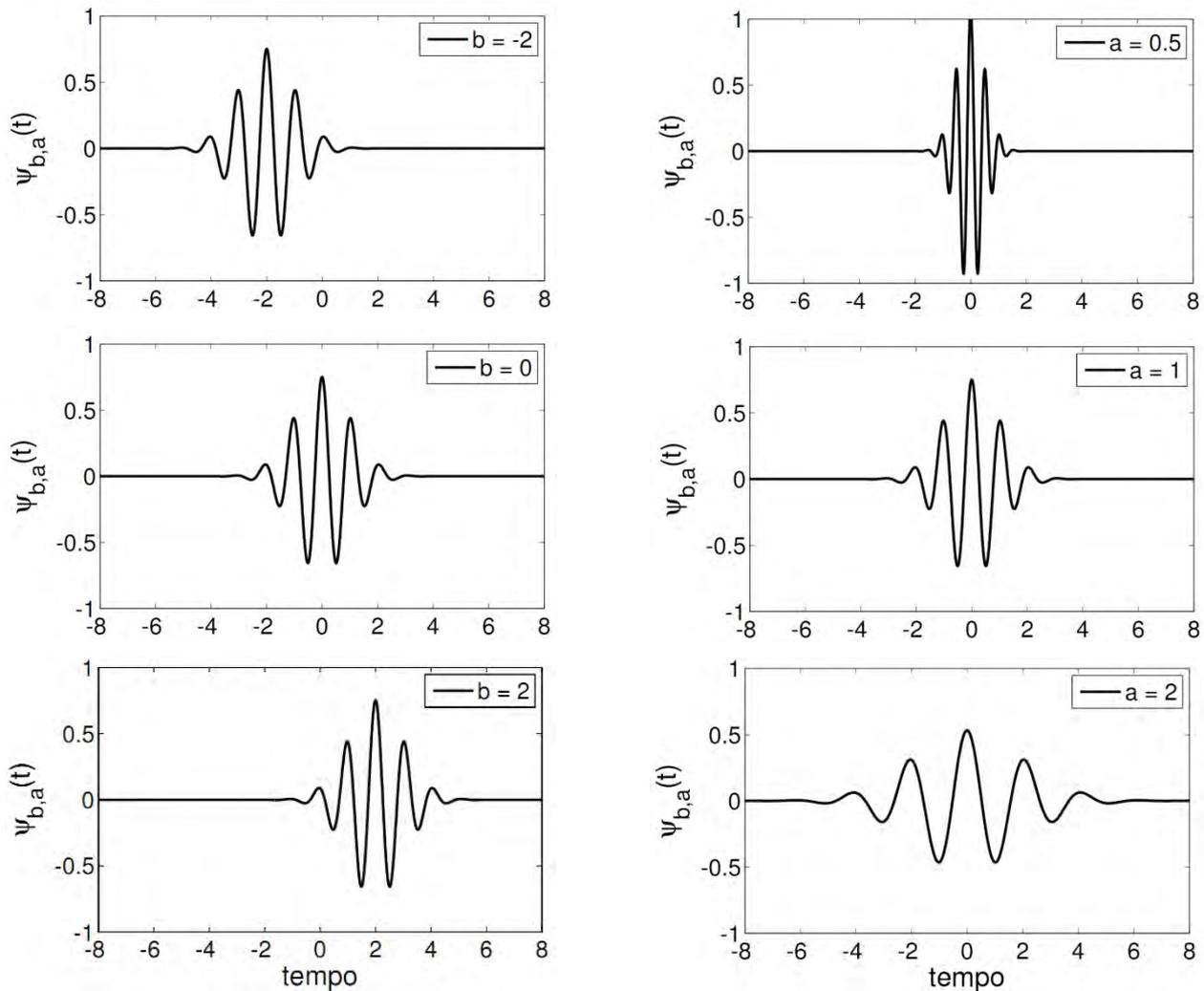


Figura 4.8—Gráficos da parte real da wavelet de Morlet (a) transladadas pela variação do parâmetro b e (b) dilatadas mediante mudança do parâmetro a .

Assim, é mais conveniente estabelecer uma *pseudo-frequência* f_p - também chamada frequência de Fourier - correspondente a determinada escala, expressa pela Equação 4.25,

$$f_p = \frac{f_c}{a \Delta t} \quad (4.25)$$

onde Δt é o intervalo temporal entre dois pontos da série e f_c é a frequência central da wavelet, em Hertz, definida como a frequência que maximiza o

módulo da transformada de Fourier da função wavelet (MEYERS et al., 1993). Em outras palavras, f_c pode ser entendido como a frequência cuja função cosseno correspondente ($\cos 2\pi f_c t$) melhor se correlaciona com a função wavelet em certa escala. Por exemplo, considerando-se a wavelet do chapéu mexicano na escala $a = 1$,

$$\psi(t) = \left(\frac{2}{\sqrt{3}}\pi^{-\frac{1}{4}}\right)(1-t^2)e^{-\frac{t^2}{2}}, \quad (4.26)$$

a frequência central da função cosseno que melhor se ajusta a essa wavelet é $f_c = 0.25$, conforme mostrado na Figura 4.9.

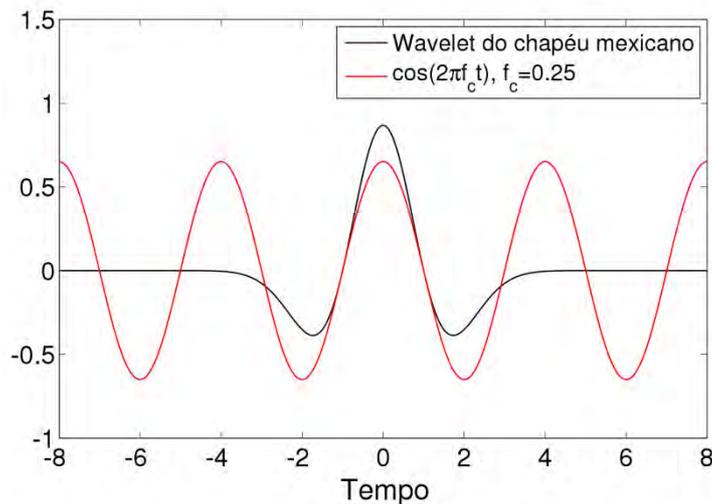


Figura 4.9- Aproximação da função cosseno (vermelho) com frequência central baseada na função wavelet do chapéu mexicano (preto). Cálculo realizado usando o recurso *Wavelet tool Box* do *Matlab*.

A relação entre escala e pseudo-período λ (inverso da pseudo-frequência) para a wavelet de Morlet é deduzida por Meyers et al. (1993). Segundo esses autores,

$$|W(b, a)|^2 = a|\hat{\psi}(ak)|^2 \quad (4.27)$$

onde $k = 2\pi/\lambda$ é o número de onda e $\hat{\psi} = e^{-(ak-\omega_0)^2/2}$ é a transformada de Fourier da wavelet de Morlet. A Equação 4.27 pode ser reescrita como

$$|W(b, a)|^2 = ae^{-(ak-\omega_0)^2}. \quad (4.28)$$

Encontra-se a escala a de máxima correlação derivando-se a Equação 4.28 com relação à a e igualando-se a zero, de forma a obter a equação quadrática

$$1 + 2\omega_0ka - 2k^2a^2 = 0. \quad (4.29)$$

Embora haja duas soluções, a solução apropriada é

$$a = \frac{1}{2} \left[\frac{\omega_0}{k} + \frac{(2 + \omega_0^2)^{1/2}}{k} \right]. \quad (4.30)$$

Substituindo-se $k = 2\pi/\lambda$, a solução torna-se uma relação linear entre a escala da wavelet de Morlet e o pseudo-período (MEYERS et al., 1992).

$$a = c \lambda \quad (4.31)$$

$$c = \left[\frac{\omega_0 + (2 + \omega_0^2)^{1/2}}{4\pi} \right] \quad (4.32)$$

Um resultado de interesse é a equivalência entre a escala e o pseudo-período, ou seja, obter-se $c = 1$. Como mostrado na Figura 4.10, tal condição ocorre quando $\omega_0 \simeq 6$. Esse fato também é utilizado para justificar o uso de $\omega_0 = 6$ na wavelet de Morlet (TORRENCE; COMPO, 1998).

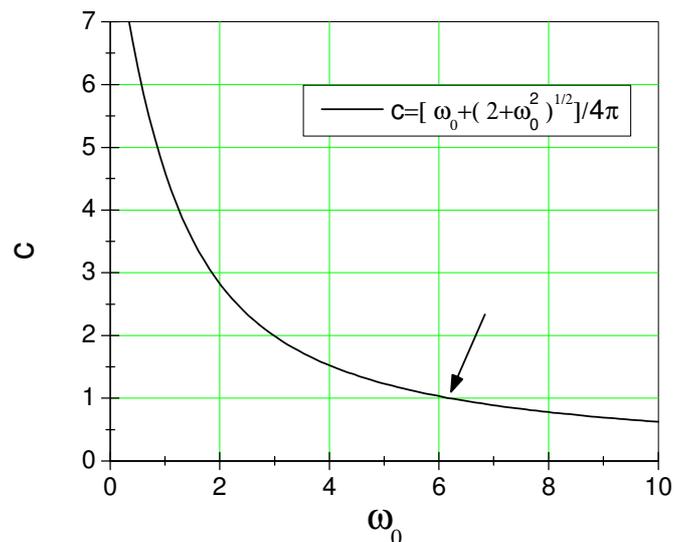


Figura 4.10 – Gráfico do coeficiente linear c da relação entre escala e pseudo-frequência versus a frequência adimensional da wavelet de Morlet ω_0 . A seta indica que c adquire valor unitário quando $\omega_0 = 6.2$.

4.5. Pacote de rotinas de Torrence e Compo (1998)

A *análise* wavelet é feita pela aplicação sucessiva da transformada wavelet dada pela Equação 4.19 com diversos valores de a e b , representando a decomposição do sinal original em diversos coeficientes $W(b, a)$ localizados no tempo e escala¹⁴.

Torrence e Compo (1998) investigaram oscilações de séries temporais associados a fenômenos de El Niño - Southern Oscillations (oscilações do Sul) para comparar seus resultados obtidos mediante a técnica de análise wavelet com os resultados já conhecidos.

Um pacote de rotinas computacionais oriundas do trabalho de Torrence e Compo (1998) é fornecido publicamente pelos autores na internet¹⁵, sendo utilizado nessa dissertação.

¹⁴ Fonte: http://pt.wikipedia.org/wiki/Wavelet#An.C3.A1lise_de_wavelet.

¹⁵ No endereço eletrônico: <http://paos.colorado.edu/research/wavelets/>

Os autores implementaram uma técnica de Monte Carlo para configurar os limites de confiança na análise de variância de wavelet em série temporal de variação da temperatura da superfície do mar (Figura 4.11a). A análise wavelet de Morlet Unidimensional (1D) desses dados resultam num escalograma (Figura 4.11b.), que é um gráfico em tons de cinza (ou em código de cores) correspondente ao módulo dos coeficientes wavelets ao quadrado $|W(b,a)|^2$, computados sobre o intervalo de tempo e escala. Como a Transformada de Fourier, a transformada wavelet também preserva a energia entre o espaço transformado e não transformado, de acordo com o teorema de Parseval, que pode ser escrito como

$$\int_{-\infty}^{\infty} |f(t)|^2 dt = \int_{-\infty}^{\infty} |f(\omega)|^2 d\omega. \quad (4.33)$$

Assim, o fato de se usar o módulo dos coeficientes $W(b,a)$ ao quadrado permite a analogia com a terminologia adotada na análise de Fourier (FARGE, 1992; DOMINGUES et al., 2005).

O conjunto de escalas escolhido na análise foi potências fracionárias de dois

$$a = a_0 2^{j \delta j}, \quad j = 0, 1, \dots, J. \quad (4.34)$$

$$J = \frac{1}{\delta j} \text{fix} \left[\log_2 \left(\frac{N \delta t}{s_0} \right) \right]. \quad (4.35)$$

em que N é o número total de dados do sinal analisado, δt é a diferença de tempo entre dois dados, δj é o espaçamento entre as escalas. Quanto menor for o δj , melhor a resolução da imagem do escalograma, mas mais lento será o processamento. O operador *fix* indica o arredondamento do termo entre colchetes para o menor inteiro, e. g. $\text{fix}[5,8] = 5$.

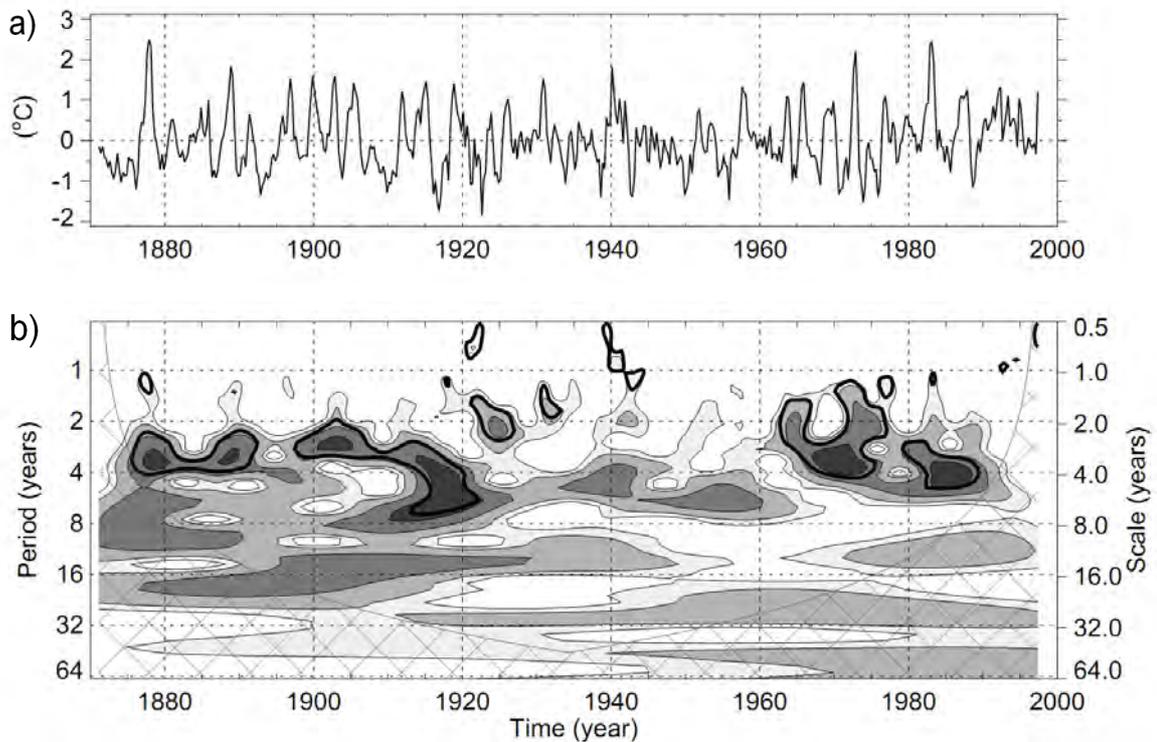


Figura 4.11 – (a) Série temporal da temperatura do mar sobre o oceano pacífico no intervalo de 1871-1996. (b) Escalograma da parte real dos coeficientes da wavelet de Morlet 1D aplicado nos dados de (a).
 Fonte: Torrence e Compo (1998).

No caso da Figura 4.11b, foram usados os seguintes valores: $N = 506$, $\delta t = \frac{1}{4}$ ano, $s_0 = 2\delta t$, $\delta j = 1/8$ e $J = 56$, dando um total de 57 escalas variando de 0,5 ano até 64 anos.

Conforme exibido na Figura 4.11b, o eixo horizontal é o tempo, comum aos dados da série. O eixo vertical logarítmico corresponde ao pseudo-período λ (à esquerda) e a escala wavelet a (à direita). Repare-se que as posições das escalas são aproximadamente iguais às dos pseudo-períodos, pois assumindo $\omega_0 = 6$ na wavelet de Morlet, obtém-se mediante a Equação 4.31 a relação $\lambda = 1,03 a$.

As regiões sombreadas do escalograma estão em variâncias normalizadas de 1, 2, 5 e 10. As linhas de contorno mais espessas englobam áreas de nível de confiança maior que 95% para um processo de “ruído-vermelho” com um coeficiente lag-1 de 0,72. As regiões com linhas cruzadas entre si, nas extremidades, indicam o “cone de influencia”, onde os efeitos de borda causados pela série ser finita tornam-se importantes. No escalograma da Figura 4.11b, mediante a visualização das regiões mais escuras, são identificadas periodicidades de 2 a 8 anos no conjunto de dados antes de 1920 e oscilações de 2 a 4 anos depois de 1960, evidenciando-se assim a não estacionaridade do fenômeno El Niño no decorrer do tempo (TORRENCE; COMPO, 1998).

5 RESULTADOS

Os principais resultados dessa dissertação estão publicados em Vieira et al. (2012).

5.1. Influência atmosférica no fluxo de RC e correção barométrica

Os principais efeitos no fluxo de raios cósmicos secundários, ao atravessarem a atmosfera terrestre, são devidos a variações meteorológicas. Neste contexto, temperatura e pressão desempenham um importante papel.

Se a temperatura atmosférica aumenta, sem variação da pressão, por consequência massa de ar se expande e o tempo despendido pela partícula para alcançar a superfície aumenta. No caso dos múons, o pico de produção é em torno de uma altitude de 15 km. Assim, a temperatura é anticorrelacionada com a intensidade de RC, isto é, se a temperatura atmosférica aumenta, o fluxo deve diminuir (BLACKETT, 1938; CHINELLATO, 1982). A variação sazonal nos dados de múons das estações de Nagoya, Kuwait e São Martinho da Serra (pertencente à rede GMDN) é clara na Figura 5.1. Por outro lado, a relação das mudanças de temperatura com as variações na intensidade de raios cósmicos também depende de outros fatores. Além deste efeito de anticorrelação devido à expansão da atmosfera, há um efeito de correlação em altitudes superiores, devido à influência da temperatura no decaimento de píons carregados, os quais, por sua vez, decaem em múons (DORMAN, 2004; SAGISAKA, 1986, MENDONÇA, 2011). É provável que a mistura desses diferentes processos seja responsável pela não verificação do efeito de temperatura nos dados da estação de São Martinho da Serra (PDMM), durante os intervalos 2001-2002 e, na Figura 5.1, a partir de abril de 2007.

O efeito barométrico também é anticorrelacionado com a intensidade de RC. Quanto maior a pressão atmosférica, menor o livre caminho médio do raio

cósmico secundário, de modo que um alto valor da pressão acarreta um aumento da probabilidade de ocorrência de interação da partícula (DUPERIER, 1949; SAGISAKA, 1986; DORMAN, 2004). O efeito da pressão atmosférica nos dados do PDMM é percebido na Figura 5.2, onde são mostrados os dados do canal vertical do PDMM (em unidade de porcentagem da contagem com relação à média de toda a série) em função da pressão atmosférica (em hecto-Pascal).

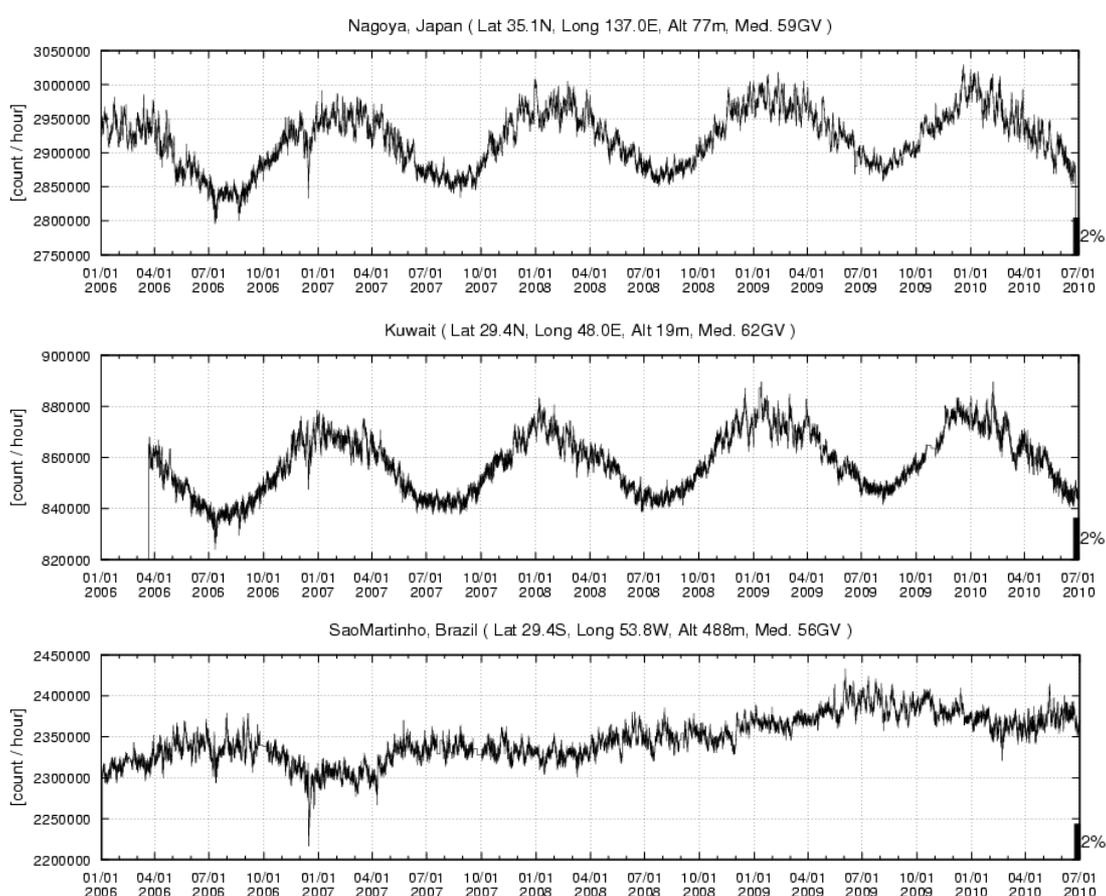


Figura 5.1 – Dados de 2006 a 2010 dos detectores de múons de Nagoya, Kuwait e São Martinho da Serra. Nos painéis de Nagoya e Kuwait, que estão no hemisfério norte, é clara a variação sazonal dos RC devido à anticorrelação entre temperatura e a incidência de RC na superfície.

Fonte: <http://neutronm.bartol.udel.edu/~takao/muonnet/longterm.html>

Para ter uma melhor perspectiva da modulação solar sofrida pelos RC (fora da atmosfera terrestre) é comum corrigir os dados para os efeitos de temperatura

e pressão. A seguir será demonstrada uma abordagem empírica para reduzir o efeito da pressão nos dados de RC medidos em superfície.

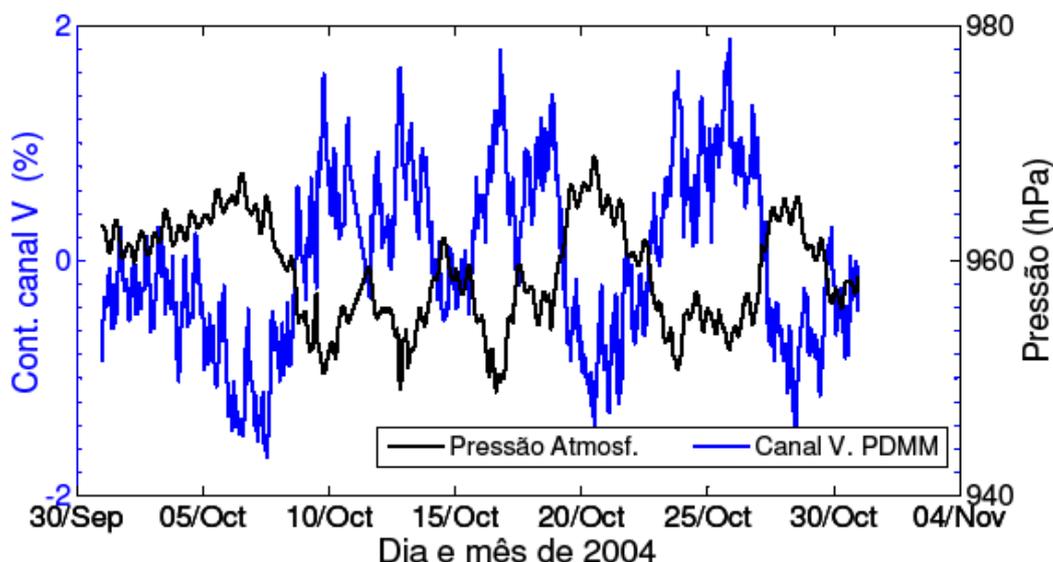


Figura 5.2 – Gráfico do canal vertical do PDMM em função da pressão atmosférica, evidenciando a anticorrelação entre o fluxo de RC e a pressão.

Considerando que a intensidade I dos múons muda de acordo com a variação de pressão, tal relação pode ser expressa como

$$dI = \beta I dP \quad (4.4)$$

onde β é o coeficiente barométrico, expresso em %/hPa. Devido ao efeito de absorção da atmosfera, o valor de β deve ser negativo, indicando a anticorrelação entre o fluxo observado e a pressão atmosférica. (FAMOSO et al., 2005). Por simplificação, considerando-se a hipótese de β constante, a Equação (4.4) fornece

$$I_{Obs} = I_0 e^{\frac{\beta(P-P_0)}{100}} \quad (4.5)$$

onde I_{Obs} é a contagem de múons, P é a pressão atmosférica e P_0 é valor de pressão médio (em torno de 960 hPa). β pode ser obtido pela linearização da Equação (4.5) aplicando-se o logaritmo natural, produzindo

$$I_{rel} = 100 \ln\left(\frac{I_{Obs}}{I_0}\right) = \beta(P - P_0). \quad (4.6)$$

Conseqüentemente, β é o coeficiente angular da Equação (4.6). A Figura 5.3 apresenta o gráfico de dispersão do termo I_{rel} (com dados do canal vertical do PDMM) versus $P - P_0$ para o mês de outubro de 2004. Um ajuste linear é destacado pela linha vermelha na Figura 5.3, onde R é o coeficiente de correlação linear do ajuste. O mês de outubro de 2004 foi escolhido devido a baixa atividade geomagnética nesse período, conforme registrado pelo índice Dst. Os valores de R e β para os 9 canais direcionais do PDMM são apresentados na Tabela 5.1.

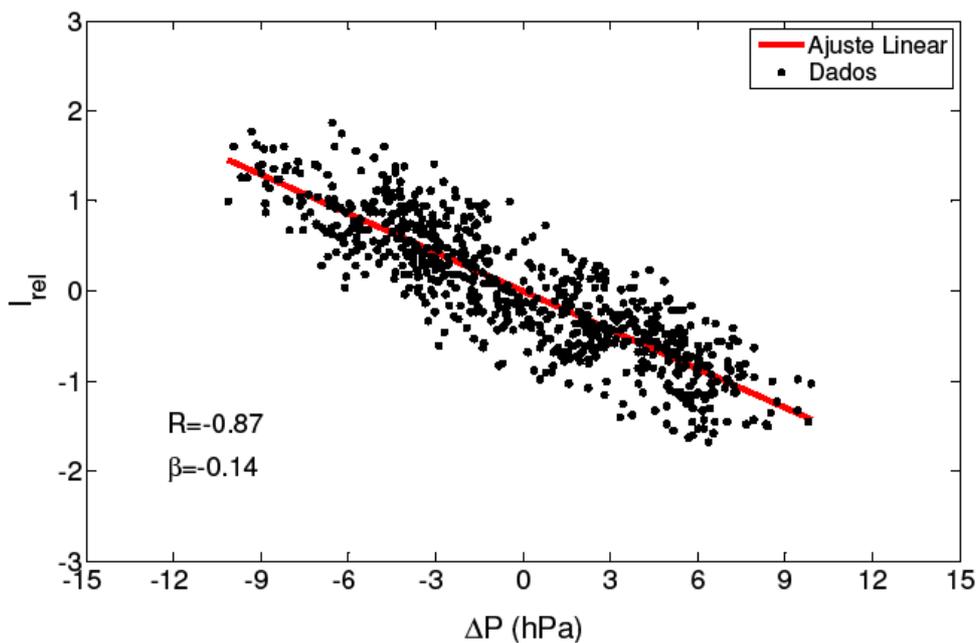


Figura 5.3 – Gráfico de dispersão entre o termo I_{rel} (no qual os dados de múons são provenientes do canal vertical do PDMM) versus a variação da pressão atmosférica. Um ajuste linear é mostrado pela linha vermelha, assim como os valores dos coeficientes barométrico e de correlação.
Fonte: Vieira et al. (2012) .

O fato do canal vertical possuir o mais baixo valor de β reflete a menor influência barométrica nas partículas vindas dessa direção. Resultado que é

esperado, tendo em conta que partículas provenientes de direções mais inclinadas (com relação ao zênite) possuem uma trajetória mais longa dentro da atmosfera terrestre, sendo mais afetadas pela atuação da pressão atmosférica.

A correção barométrica nos dados de cada canal direcional é realizada invertendo-se o sinal do expoente da Equação (4.5) e utilizando o valor de β calculado, ou seja,

$$I_{COR} = I_{RAW} e^{\frac{-\beta(P-P_0)}{100}} \quad (4.7)$$

onde I_{COR} corresponde aos dados corrigidos e I_{RAW} são os dados brutos (similares ao I_{OBS} mas não em percentagem).

Tabela 5.1 – Valores dos coeficientes barométrico (β) e de correlação (R) para cada canal direcional do PDMM.

Directional Channel	β (% / hPa)	R
Vertical	-0,14	-0,87
Norte	-0,16	-0,84
Sul	-0,15	-0,84
Leste	-0,15	-0,84
Oeste	-0,16	-0,85
Nordeste	-0,16	-0,76
Noroeste	-0,18	-0,80
Sudeste	-0,16	-0,77
Sudoeste	-0,17	-0,78

5.2. Periodicidade de 13,5 dias no PDMM

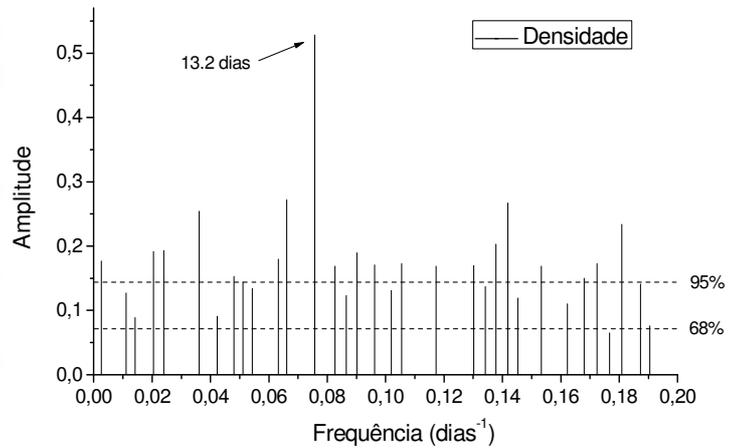
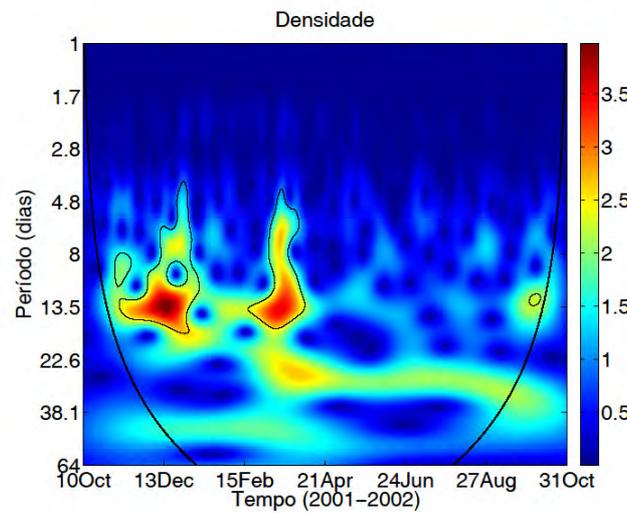
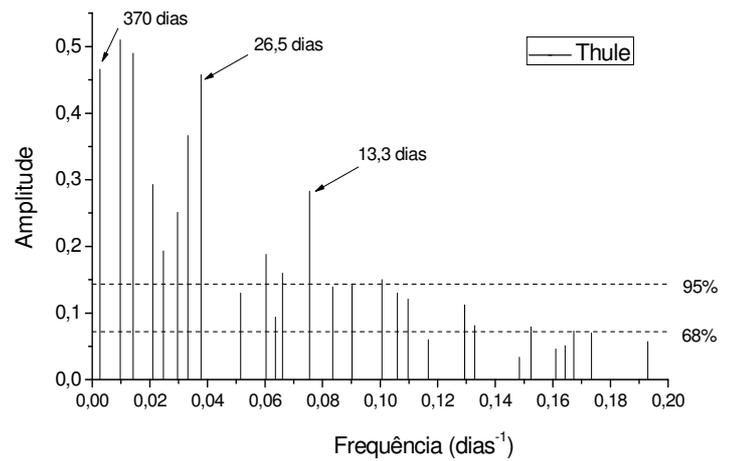
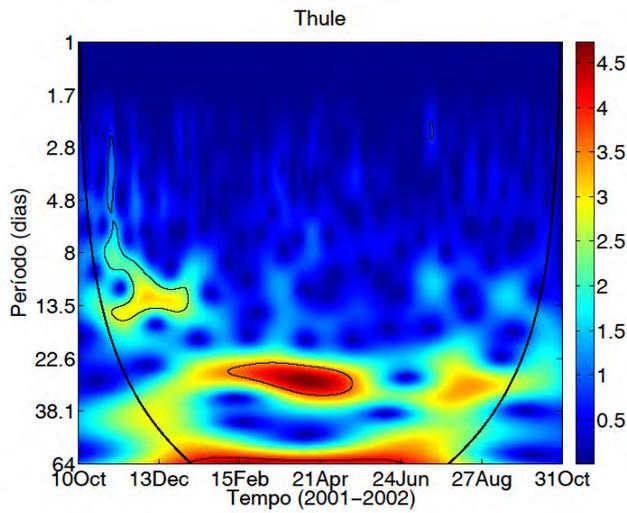
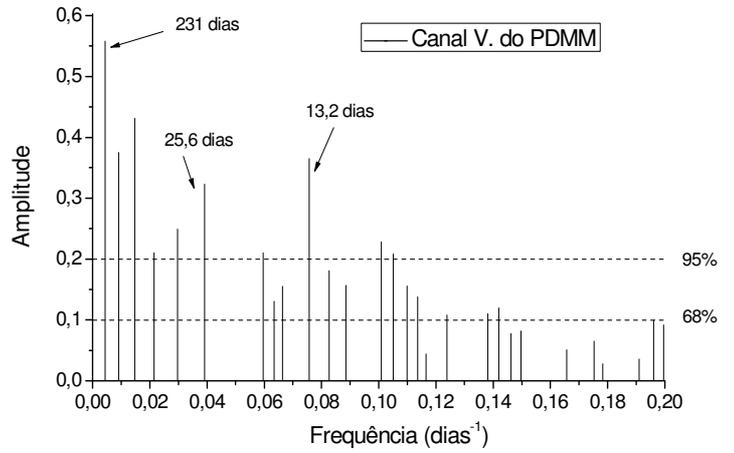
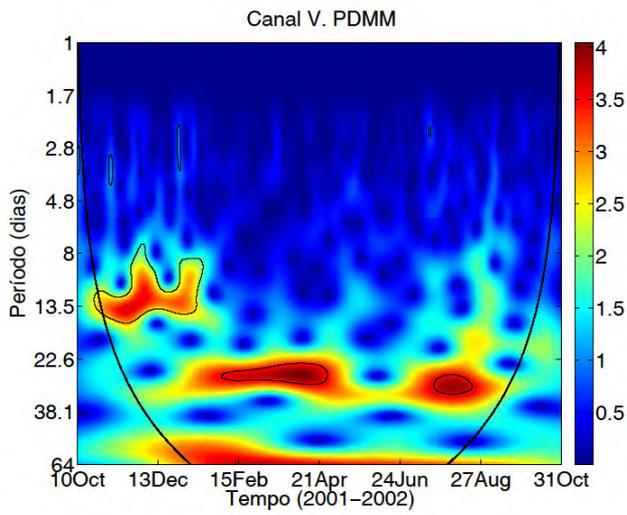
Antes de aplicar as técnicas de busca das periodicidades, foi efetuada a padronização das séries temporais

$$Dp_i = \frac{(D_i - \bar{D})}{\sigma} \quad (5.1)$$

onde Dp_i é o i -ésimo dado padronizado, D_i é o i -ésimo dado original já convertido em valor diário, \bar{D} e σ são os valores da média aritmética e do desvio-padrão de toda a série temporal, respectivamente.

A Figura 5.4 mostra, na esquerda, os escalogramas dos módulos ao quadrado dos coeficientes wavelets de Morlet e, na direita, as amplitudes globais das periodicidades calculados pelo ARIST, no intervalo de 10 de outubro de 2001 a 31 de outubro de 2002, das séries temporais dos seguintes dados: canal vertical do PDMM, Monitor de Nêutrons de Thule (MNT) e parâmetros de plasma do meio interplanetário medidos pelo satélite ACE (IMF, densidade e velocidade de prótons). Nos escalogramas, o grau da periodicidade é apresentado por uma escala de cores, onde os contornos representam regiões com 95% de confiabilidade e cujos valores fora da curva em forma parabólica (chamada de Cone de Influência - COI) devem ser descartados (TORRENCE; COMPO, 1998). Todos os conjuntos de dados usados possuem resolução diária. As outras direções do PDMM apresentam escalogramas bastante semelhantes aos do canal vertical, e por isso eles não são apresentados aqui, o mesmo vale para os escalogramas dos dados das outras estações de nêutrons citadas no Capítulo 3.

Os gráficos do ARIST da Figura 5.4 indicam com boa precisão a presença das periodicidades 27 dias e seus harmônicos (13,5 e 9 dias), com altos valores de amplitude. Um fato interessante é a presença da periodicidade de 13,5 dias nos dados do meio interplanetário e de raios cósmicos secundários durante época de máxima atividade solar (entre 2001 e 2002).



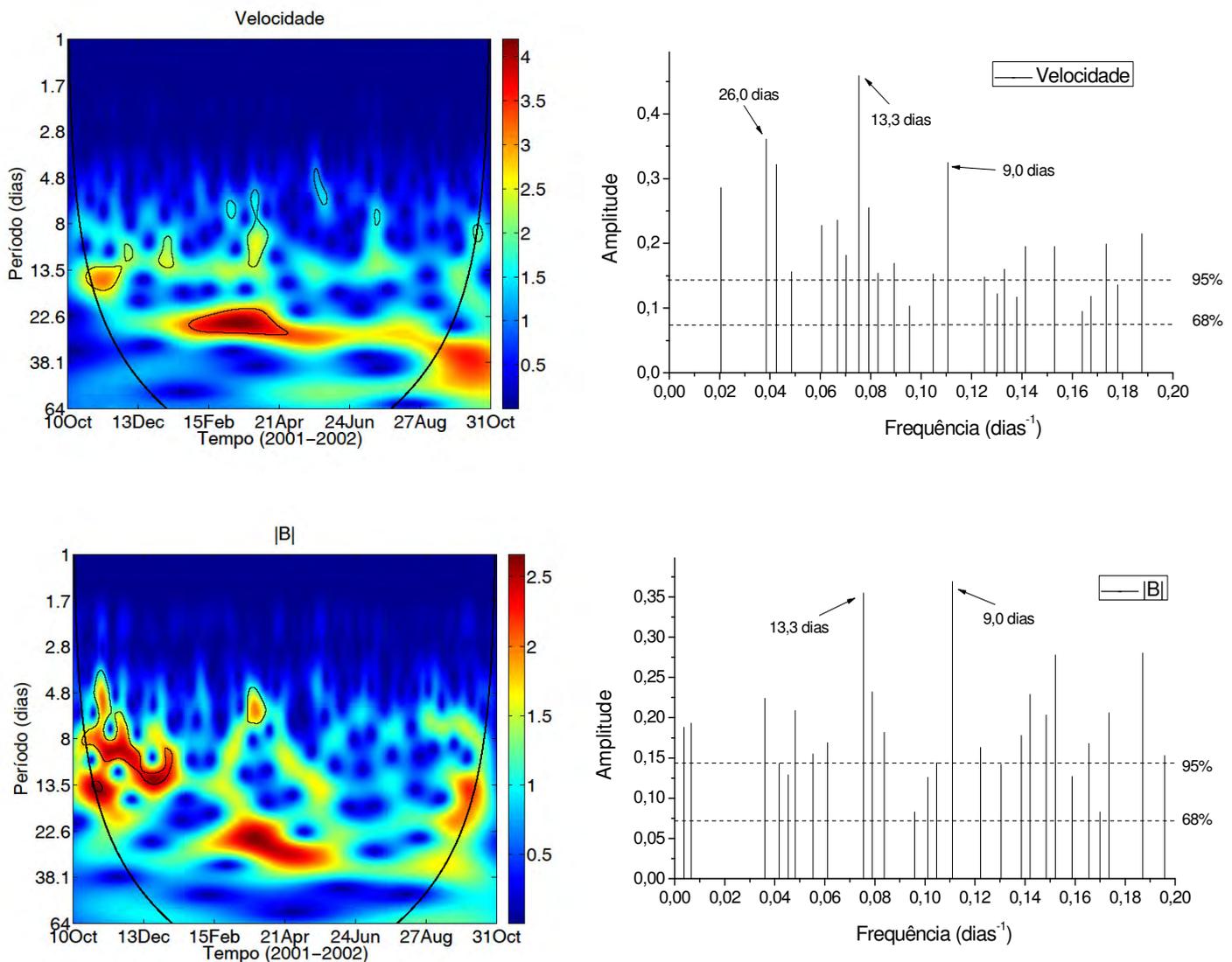


Figura 5.4 – Escalogramas de Wavelets de Morlet a valores de amplitudes e periodicidades globais calculados pelo ARIST, aplicados em séries temporais diárias de (a) canal vertical do PDM, (b) Monitor de Nêutrons de Thule, dados do ACE de c) densidade de prótons, d) velocidade de prótons e e) módulo do IMF. As linhas pontilhadas nos gráficos do ARIST representam o nível de confiança da amplitude em 95% (2σ) e 68% (1σ).

Em cada escalograma da Figura 5.4 nota-se a periodicidade de 13,5 dias, concentrada principalmente de outubro a dezembro de 2001. O escalograma e gráfico do ARIST de múons, por meio da intensidade das cores e as amplitudes, respectivamente, mostram que o período de meia rotação solar tem uma amplitude espectral comparável à de 27 dias. No caso do $|B|$, a

periodicidade com maior valor de amplitude foi de 9 dias (segundo harmônico da rotação solar). O sinal de 13,5 dias é proeminente no escalograma de densidade. Por outro lado, esta periodicidade é fraca no caso dos dados de nêutrons em relação ao período de uma rotação solar. Ainda assim, o formato da variação de 13,5 dias do MNT é similar a do PDMM.

A análise de correlações cruzadas e *lags* (atrasos) com relação aos dados do canal vertical do PDMM, para o sinal de 13,5 dias, é apresentada na tabela 5.2. Compararam-se as funções senoidais $Asen(2\pi t/T + \varphi)$, sendo utilizados os parâmetros de saída do ARIST, escolhendo-se os valores de amplitude A e fase φ para o período T mais próximo de 13,5 dias, para os dados do canal vertical do PDMM e cada um dos outros dados comparados.

Tabela 5.2 – Valores dos módulos dos coeficientes de correlação cruzada máximo $|R_{m\acute{a}x}|$ e seus respectivos *lags*, para a oscilação de 13,5 dias, com relação ao canal vertical do PDMM.

<i>Dados</i>	$ R_{m\acute{a}x} $	$ Lag $ (dias)
MNT	0,97	0
Densidade	0,98	1
Velocidade	0,97	2
B	0,95	2

O fato do monitor de nêutrons de Thule possuir *lag* nulo em relação aos dados de múons indica que as oscilações próximas a 13,5 dias dessas quantidades estão em fase. Tal coincidência é esperada visto que ambos dados referem-se a raios cósmicos secundários, de modo a possuir a tendência de responderem similarmente a fenômenos da atividade solar. As outras quantidades da Tabela 5.2 sugerem que os dados de múons demoram de 1 a 2 dias para responder às variações dos parâmetros do meio interplanetário.

O escalograma wavelet dos dados de pressão atmosférica medidos pelo PDMM é apresentado na Figura 5.5. Percebe-se que a periodicidade de 13,5 dias não está presente no final de 2001 nos dados de pressão como nos dados antes analisados, indicando que a pressão atmosférica não é a causa da periodicidade de 13,5 dias. Em adição, o fato dessa periodicidade existir nos dados do meio interplanetário e também em monitor de nêutrons, leva a crer que o(s) fenômeno(s) responsável pela oscilação de 13,5 dias não seja terrestre, possivelmente estando associado com a atividade solar.

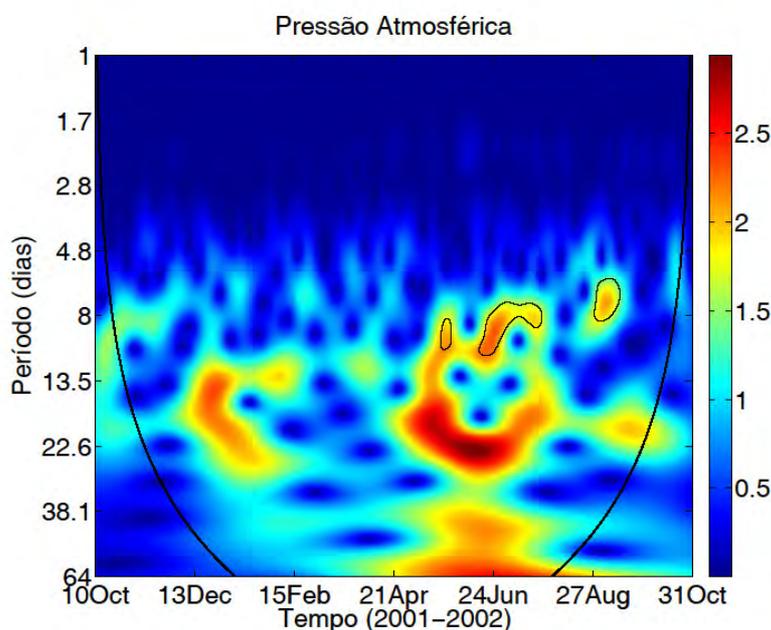


Figura 5.5 – Escalograma wavelet para os dados de pressão atmosférica medidos na estação do PDMM (em São Martinho da Serra). A ausência de periodicidade de 13,5 dias no final de 2001 contribui para a conclusão de que tal periodicidade não seja devido a efeitos terrestres.

Algumas informações adicionais podem ser obtidas ao se analisar os gráficos das séries temporais no intervalo de outubro a dezembro de 2001 (Figura 5.6). De cima para baixo, os painéis contêm dados do canal vertical do PDMM, Monitor de Nêutrons de Thule, dados do ACE de densidade de prótons, velocidade de prótons e módulo do IMF. Dentre as diversas periodicidades obtidas pelo ARIST, aquela que mais se aproximava do valor de meia rotação

solar era a de $T=13,2$ dias, cujos valores de amplitude e fase eram $A=0,66$ e $\varphi=2,04$ rad, respectivamente. Substituindo essas quantidades na equação de ajuste senoidal $A \sin(2\pi t/T + \varphi)$, onde t é o tempo, obtém-se a curva vermelha mostrada no painel superior da Figura 5.6.

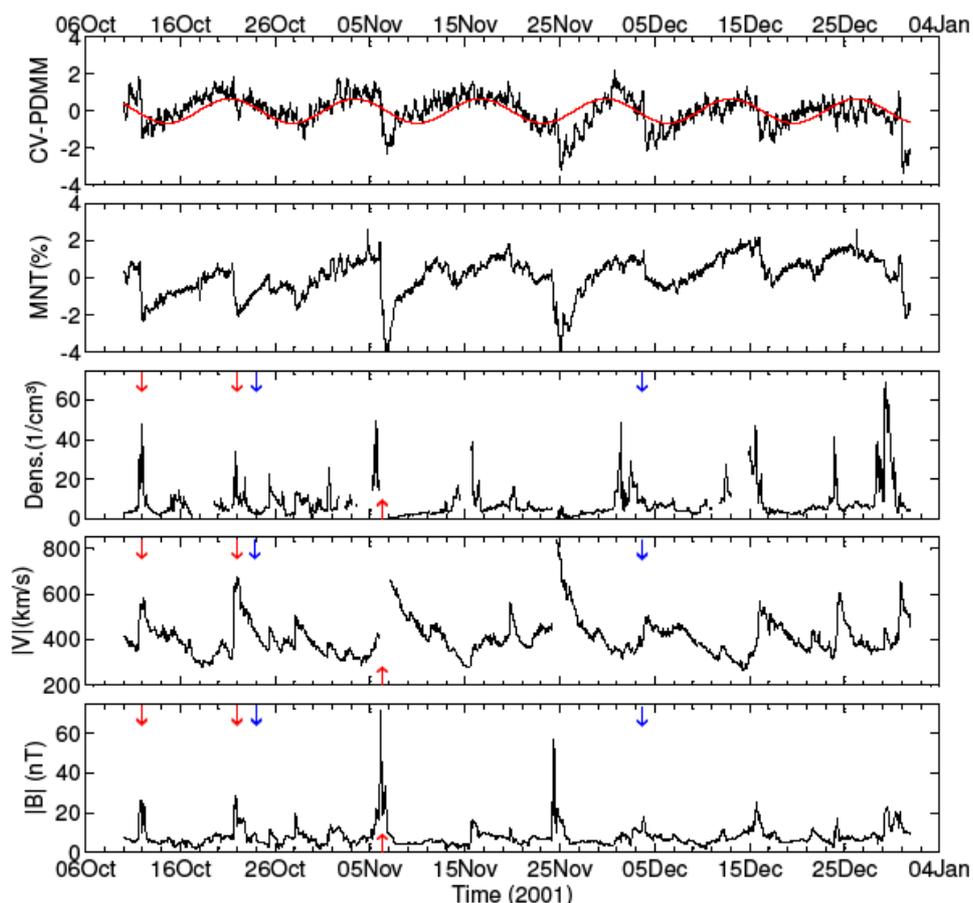


Figura 5.6 – De cima para baixo, os painéis contêm dados do canal vertical do PDMM, Monitor de Nêutrons de Thule, dados do ACE de densidade de prótons, velocidade de prótons e módulo do IMF. A curva vermelha no painel superior representa um ajuste senoidal com parâmetros de período ($=13,2$ dias), amplitude e fase fornecidos pelo ARIST. As setas vermelhas mostram 3 exemplos de discontinuidades causadas por choques interplanetários e as setas azuis indicam exemplos de regiões onde ocorreram proto-CIRs.

Fonte: Vieira et al. (2012).

Ao se analisar os painéis da Figura 5.6, pode-se argumentar que a periodicidade de 13,5 dias nos dados de múons e nêutrons é devida a sucessivas e ocasionais fases de decréscimos e de recuperação de RC

associados com distúrbios interplanetários transientes, os quais, por sua vez, são percebidos nos vários picos nos gráficos dos três painéis inferiores.

Basicamente, as ICMEs e proto-CIRs são responsáveis pelos distúrbios transientes. Geralmente, rápidas ICMEs causam súbitos decréscimos de Forbush, associados a ondas de choques cujas assinaturas são caracterizadas por simultâneas descontinuidades em parâmetros do meio interplanetário. As flechas vermelhas em cada um dos três painéis contendo parâmetros do vento solar denotam três exemplos de súbitos ataques de ondas de choques ocorridos em 11 de outubro, 21 de outubro e 5 de novembro de 2001. A ocorrência destes eventos de choque foi confirmada por dois diferentes catálogos¹⁶.

Alguns decréscimos nos dados de múons vistos no painel superior da Figura 5.6, por outro lado, são provavelmente relacionados à proto-CIRs, cujos 2 exemplos são indicadas pelas setas azuis¹⁷. É interessante notar que o evento de proto-CIR após 24 de outubro foi possivelmente responsável pelo lento decréscimo na contagem de múons, enquanto que durante o mesmo período os dados de nêutron mostravam efeito contrário, em que a contagem aumentava durante uma fase de recuperação posterior a um intenso decréscimo. Uma possível explicação para esta discrepância está relacionada à diferença na energia das partículas de RC primários que originam múons e nêutrons. RCGs com energias da ordem ou menor que 1GeV, cujas partículas secundárias podem ser registradas pelo detector de nêutrons de Thule (mas não pelo PDMM), possuem um menor raio de giro (ou raio de Larmor) e são mais sensíveis a estruturas de pequena escala do vento solar. Já os RC

¹⁶ Um catálogo foi desenvolvido pela equipe do monitor de prótons CELIAS/MTOF à bordo do SOHO (<http://umtof.umd.edu/pm/FIGS.HTML>) e o outro pela missão ACE (http://espg.sr.unh.edu/mag/ace/ACElists/obs_list.html#2001).

¹⁷ Os dois eventos de HSS (que estão associados à proto-CIRs) podem ser verificados no catálogo de *High Speed Streams* disponível em: http://www.space-science.ro/new1/HSS_Catalogue.html

primários que o PDMM detecta são muito mais energéticos (>50 GeV), respondendo melhor a estruturas de grandes escalas (OKASAKI, 2008a).

Essa diferença de efeitos pode ser uma explicação para o caso de 24 de outubro, cuja aparente falta de modulação dos nêutrons pela proto-CIR contribuiu para uma menor intensidade da periodicidade de 13,5 dias no escalograma de nêutrons quando comparado com o de múons. Por outro lado, a proto-CIR posterior ao dia 3 de dezembro foi tão intensa que causou decréscimos em ambos os fluxos de múons e nêutrons. Detalhes sobre o evento desse dia, com dados do PDMM, pode ser conferido em Da Silva et al. (2007).

Além da periodicidade de 13,5 dias não ser usual durante o máximo solar, pois conforme apontado por Mursula e Zieger (1996) tal periodicidade é comum durante a fase descendente, a sugestão de que a variação de meia rotação solar foi um efeito das ocorrências casuais de proto-CIR e ICME é reforçada por outros dois trabalhos: Du et al. (2008) e Ram et al. (2010) .

Como mencionado anteriormente, a HCS desempenha um importante papel na periodicidade de 13,5 dias. Tendo em vista que a HCS divide os setores magnéticos de polaridades opostas no IMF em 1 UA, medidas da componente Bx do IMF ou do ângulo ϕ (Equação 5.1) podem ser usadas para investigar as periodicidades da estrutura de setor.

As Figuras 5.7a e 5.7b mostram dois escalogramas de wavelet de Morlet para Bx e ϕ , respectivamente, com dados obtidos do ACE, em coordenadas GSE. É claro em ambos os escalogramas a forte presença apenas da periodicidade de 27 dias ao longo de quase todo o intervalo considerado. A ausência da periodicidade de 13,5 dias nesses dados exclui a influência de cruzamentos da HCS com essa periodicidade nos dados de múons. Isto não significa que não ocorreram cruzamentos de setor, mas sim que tais cruzamentos não ocorreram

com períodos de 13,5 dias. Du et al. (2008) também construíram escalogramas de wavelets de Morlet usando dados de Bx do ACE, porém para o intervalo de 1998 a 2006, cujo escalograma é mostrado na Figura 5.8. Além da ausência da periodicidade de 13,5 dias no final de 2001, a Figura 5.8 mostra que as periodicidades de 13,5 e 27 dias em Bx dificilmente ocorrem simultaneamente e que a recorrência de 27 dias predominou no máximo solar.

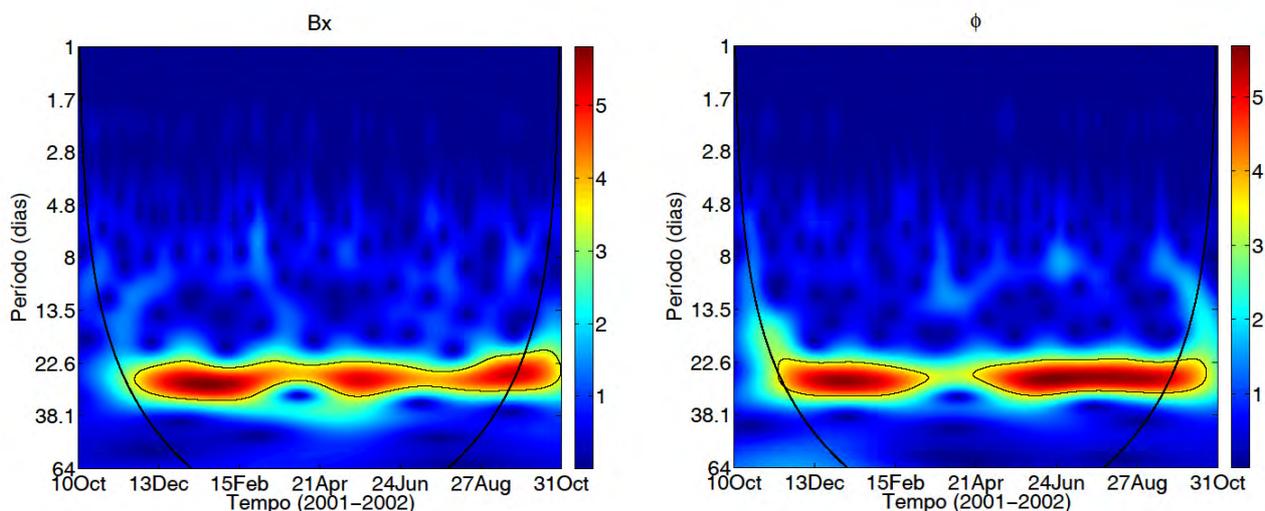


Figura 5.7 – Escalograma de Wavelet de Morlet para séries temporais de (a) Bx e (b) ângulo ϕ do IMF no plano x-y em coordenadas GSE. Pode-se verificar a dominância de recorrência de 27 dias durante quase todo o intervalo de tempo considerado.

Um índice de atividade que se tem tornado comum ultimamente refere-se aos valores de área dos buracos coronais (TEMER et al., 2007; SABBAH, 2007). Os buracos coronais são fontes de HSS, e, portanto, estão intrinsecamente ligados à CIRs. Ram e colaboradores (2010) empregaram um método que consistia em obter uma série temporal de área fracionada (comparativamente à área do disco solar) de imagens diárias dos buracos coronais que estavam dentro de uma “fatia” do disco solar de $\pm 10^\circ$ de longitudes e $\pm 60^\circ$ de latitudes heliográficas, conforme mostrado na Figura 5.9, onde o valor de área fracionada do dia 3 de agosto de 2000 era zero (devida a ausência de buraco coronal). As imagens diárias do disco solar, em 195 angstroms, de 1996 a 2006 foram obtidas pelo telescópio EIT a bordo do SOHO e de 2007 a 2009 pelo

instrumento EUVI a bordo do satélite STEREO. A série temporal das áreas fracionadas juntamente o escalograma wavelet dos dados diários, obtidos por Ram et al.(2010), são apresentados na Figura 5.10. Assim como nos dados de Bx, também se conclui no escalograma de Ram et al. (2010) a ausência da periodicidade de 13,5 dias durante os meses finais de 2001.

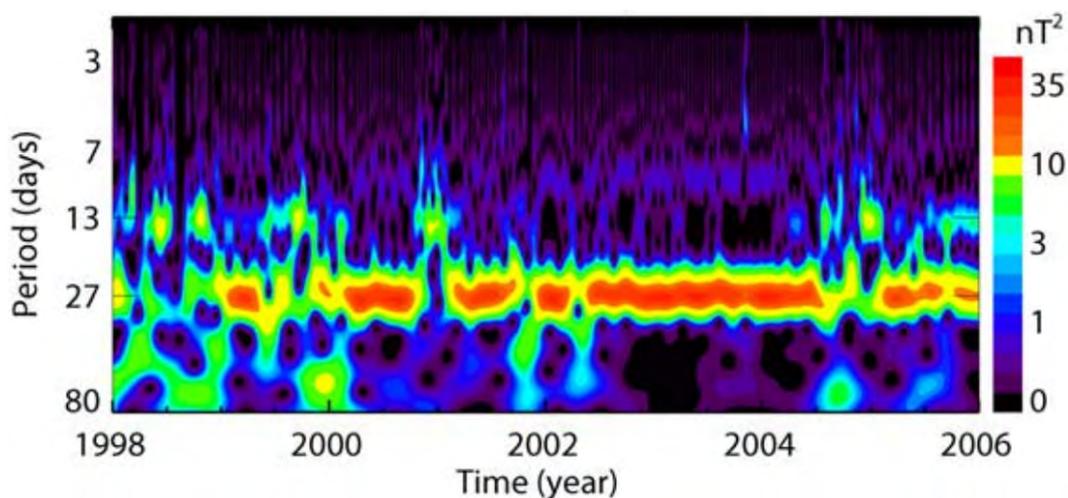


Figura 5.8 - Escalograma wavelet de Morlet de Du et al. (2008) para dados de Bx, medidos pelo ACE, durante os anos de 1998 a 2006. Nos meses finais de 2001 há apenas periodicidade de 27 dias.

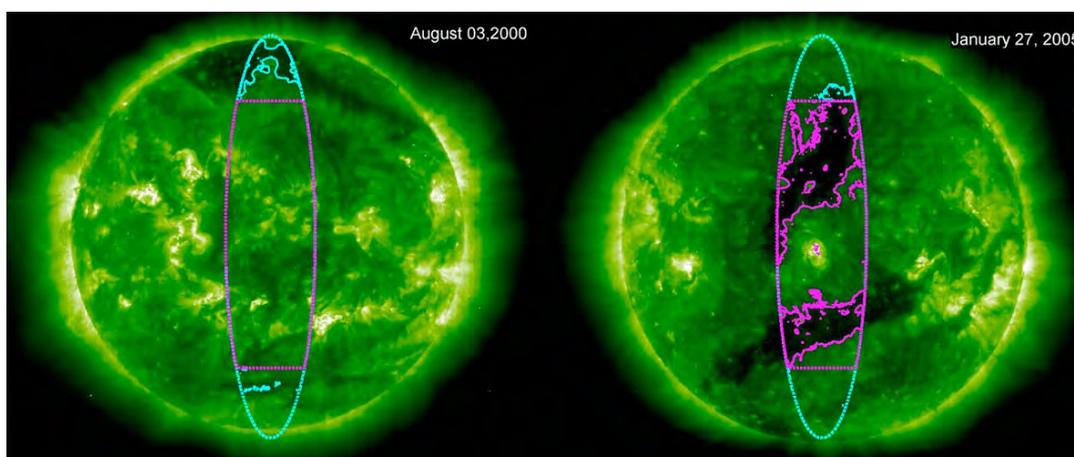


Figura 5.9 – Exemplos de imagens em 195 Å do SOHO durante fase ascendente (3/8/2000) e descendente (27/012005) do ciclo solar 23. Buracos coronais são identificados pelo limiar de intensidade, e é considerado sua área fracionada dentro de uma fatia meridional de $\pm 10^\circ$ de longitudes e $\pm 60^\circ$ de latitudes heliográficas.

Fonte: Ram et al., (2010).

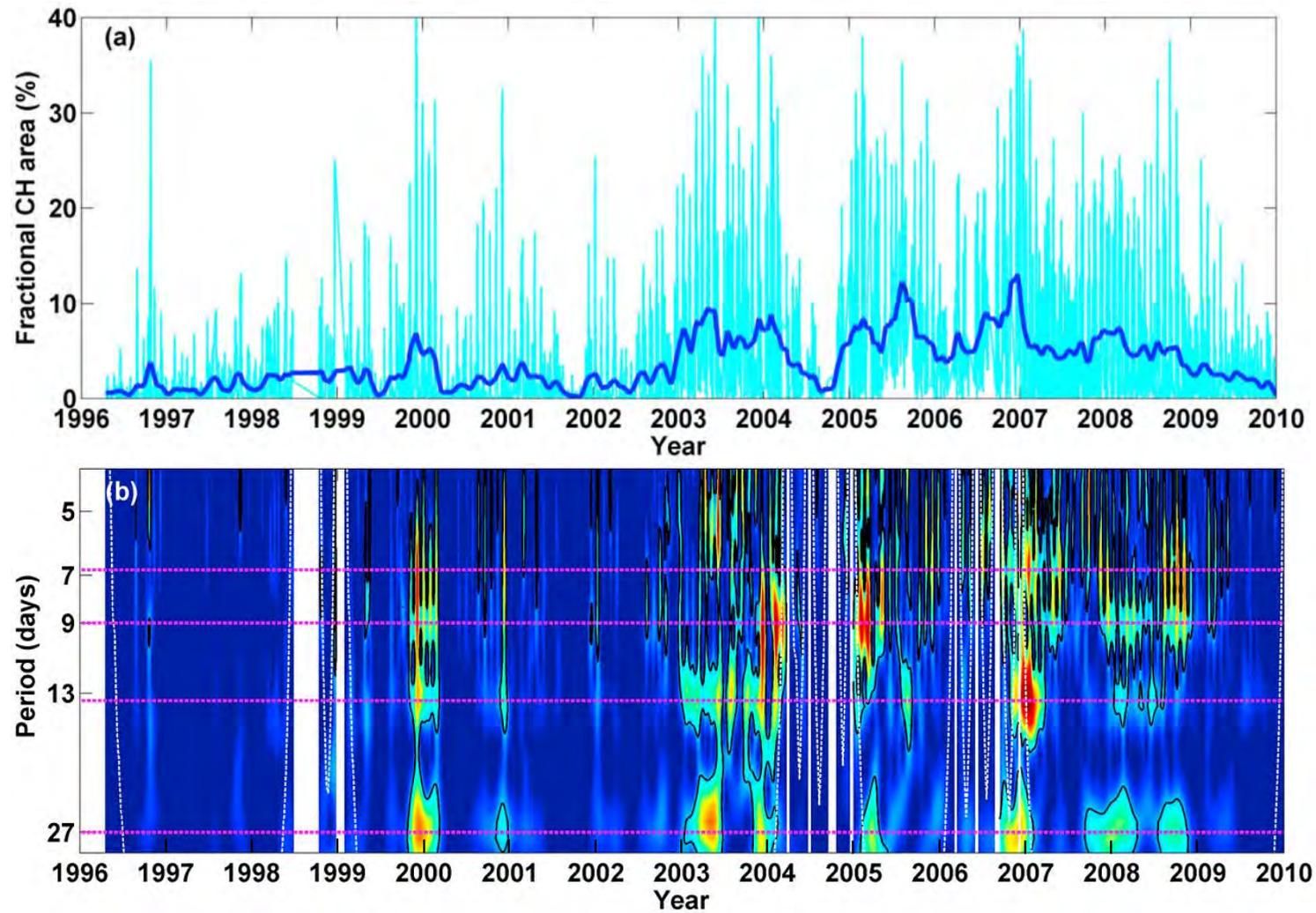


Figura 5.10 – No painel superior, em azul fraco, dados diários da área fracionada de buracos coronais e, em azul forte, a suavização dos dados por média corrida de 27 dias. No painel inferior há o escalograma de wavelet de Morlet aplicado aos dados diários.

Fonte: Ram et al. (2010).

5.3. Anisotropia diurna

Apesar de haver uma variação diurna em função da diferença de temperatura entre dia e noite, similar a variação sazonal, a maior contribuição a esse tipo e variação vem de fenômenos solares. A oscilação diurna é principalmente devida à anisotropia local do fluxo de RC. Considere-se a Figura 5.11. A convecção do vento solar nos RC é dirigida radialmente para fora do Sol, apontando no setor da meia noite local. No caso do efeito de difusão, o IMF está inclinado em média 45° em relação à linha que liga a Terra ao Sol, ou seja, no setor entre às 6 da manhã e o meio dia locais. A soma vetorial desses dois fenômenos (difusão e convecção) acarretaria em uma detecção de RC máxima entre as 12 e 18 horas e uma detecção mínima entre a meia noite e às 6 da manhã no local do detector. A fase e amplitude da variação diurna podem diferir deste modelo idealizado de anisotropia por causa de variações nas derivas, no nível de difusão, mudanças no vento solar, etc. O movimento orbital da Terra também confere uma pequena contribuição (MURSULA; USOSKIN, 2003).

Para verificar a existência do efeito da anisotropia diurna foi realizada uma análise de época superposta (AES) nos dados de múons. Na AES, é efetuada a média aritmética de cada hora, para todos os dias da série temporal. A análise de época superposta recebe esse nome porque pode ser interpretada como uma curva média resultante da superposição de várias outras curvas.

A Figura 5.12 apresenta a AES para os dados do canal vertical do PDMM, no intervalo de outubro de 2001 a outubro de 2002 (mesma série temporal em que foi aplicada a análise wavelet de Morlet e ARIST). O tempo local foi calculado considerando a longitude de 30° Oeste (Tabela 4.1) da direção assintótica do canal vertical, o que equivale a um fuso de -2 horas com relação ao meridiano principal. O gráfico da Figura 5.12 mostra uma curva do tipo senoidal com um máximo em torno das 17 horas e mínimo às 2 horas locais. Esse resultado indica que os dados do PDMM seguem claramente o modelo da anisotropia diurna.

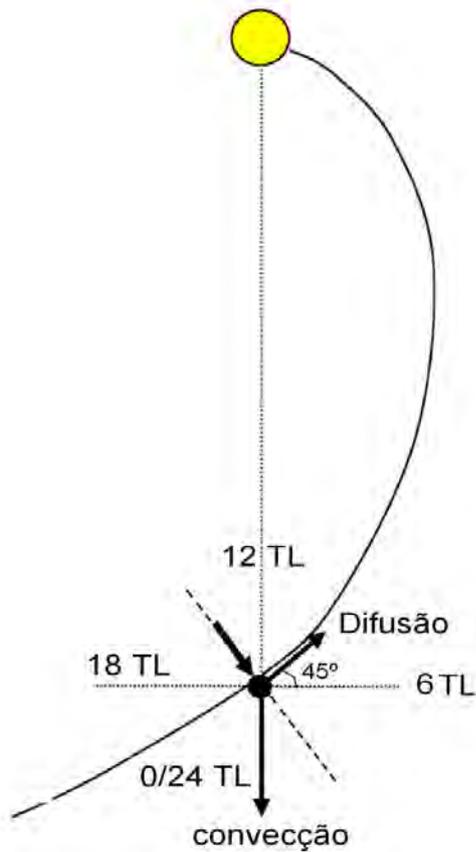


Figura 5.11 – Esquema da anisotropia diurna dos RC, em que o efeito da convecção do vento solar e difusão na espiral de Parker levaria à uma detecção máxima de RC entre as 12 e 18 horas locais.
 Fonte: Adaptado de Mursula e Usoskin (2003).

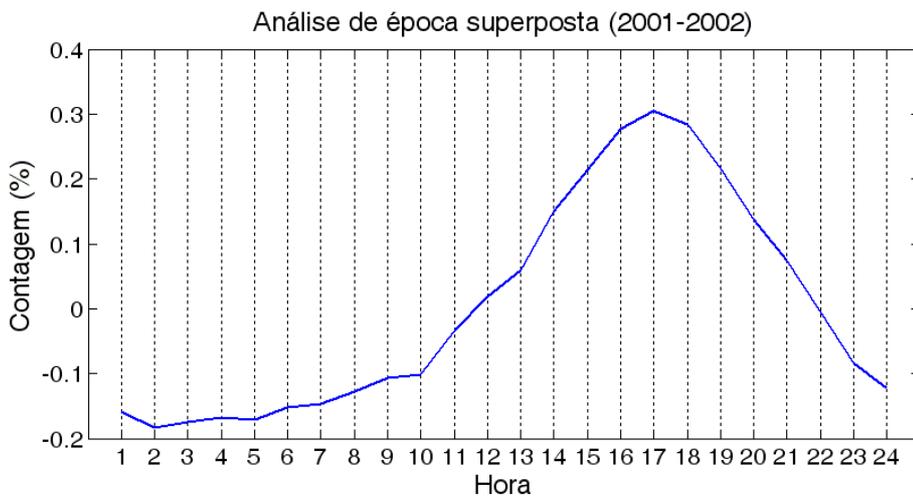


Figura 5.12 – Análise de época superposta da série temporal horária do canal vertical do PDMM, com dados entre outubro de 2001 a outubro de 2002.

6 CONCLUSÕES

Os estudos realizados com raios cósmicos têm abrangido diversas áreas em Ciências da Natureza. Vários avanços científicos só foram possíveis mediante as informações que podem ser adquiridas pelo fluxo, composição e origem dessas partículas que conseguem viajar distâncias intergalácticas com velocidades quase luminiais. No âmbito do Clima Espacial, o entendimento da interação entre os raios cósmicos com a atividade solar tem sido importante para o aprimoramento de pesquisas relacionadas aos fenômenos solares e seus efeitos na Terra, como a possibilidade de previsão de tempestades geomagnéticas.

Nesta dissertação exploraram-se alguns conceitos sobre a atividade solar, como o ciclo de 11 anos de manchas solares, vento solar, campo magnético interplanetário e estruturas interplanetárias (CME, CIR, choques). No tocante aos raios cósmicos, além de breve descrição, foi apresentada a equação de transporte dos RC, desenvolvida por Eugene Parker. A equação de transporte descreve a modulação de partículas energéticas ao adentrarem a heliosfera.

O conhecimento das principais periodicidades no fluxo de RC é um recurso que facilita o entendimento da interação entre o fluxo dessas partículas e a atividade solar. Foi dado destaque às variações de curto prazo, como as variações associadas ao ciclo de 11 anos; sinais de cerca de 27 dias e seus harmônicos, referentes à rotação solar média e a anisotropia diurna. Foram empregadas duas metodologias para o estudo das periodicidades das séries temporais de RC e do meio interplanetário. O ARIST, além de prover valores globais de frequência, amplitude e fase, com seus respectivos desvios-padrões, é capaz de medir longas tendências, com períodos de maior extensão que o intervalo temporal da série. Embora não possua mesma precisão que a análise espectral clássica, a transformada wavelet de Morlet é um eficiente recurso para fornecer a evolução temporal das periodicidades, possuindo a

propriedade de boa localização em tempo e frequência. O formalismo matemático das duas técnicas foi apresentado no Capítulo 4.

Procurou-se estudar com afinco os dados oriundos do detector multidirecional de múons de São Martinho da Serra, por ser um instrumento brasileiro com grande potencial de pesquisa. Com o intuito de realizar uma análise mais precisa da modulação solar nos dados de múons, efetuou-se a correção barométrica, visto que detecção de múons em superfície é negativamente correlacionado com a pressão atmosférica. Foram obtidos os coeficientes barométricos β entre cada canal direcional do PDMM e pressão atmosférica, com valores de β variando de -0,14 a -0,17 %/hPa, com satisfatórios valores de coeficiente de correlação linear. Valores menos negativos de β referem-se a direções menos inclinadas em relação ao zênite. Como esperado, no canal vertical foi obtido o menor valor de β (-0,14%/hPa), visto que partículas vindas dessa direção atravessam uma camada atmosférica mais estreita em relação às outras direções.

Na investigação acerca das periodicidades presentes nos dados, foi dado destaque à variação próxima de 13,5 dias ocorrida entre outubro de 2001 e janeiro de 2002. Os resultados obtidos pelo ARIST aliados aos escalogramas da análise wavelet de Morlet mostraram claramente a presença da periodicidade de 13,5 dias entre outubro de 2001 e janeiro de 2002 nos raios cósmicos secundários quanto nos dados do meio interplanetário. As correlações cruzadas entre as séries temporais indicam que a oscilação de 13,5 dias nos dados do monitor de nêutrons de Thule ocorre em fase com os dados do PDMM, enquanto que em relação aos dados do meio interplanetário do satélite ACE, o fluxo de múons está defasado de 1 a 2 dias.

Sugere-se que a causa da ocorrência da oscilação de 13,5 dias esteja associada a fenômenos da atividade solar. Mais especificamente, devido a ações combinadas de casuais e sucessivos efeitos de ICMEs e proto-CIRs. Os

trabalhos de Ram et al. (2010) e Du et al. (2008) vêm ao encontro dessas conclusões.

Os efeitos nos raios cósmicos de arraste radial ao Sol pela convecção do vento solar e a difusão das partículas de RC nas linhas de campo magnético interplanetário podem ocasionar o fenômeno de anisotropia diurna. A análise de época superposta indica que os dados do canal vertical do PDMM são modelados pela anisotropia diurna. O gráfico da AES mostra claramente um pico entre o meio-dia e 18 horas e uma depressão no intervalo de meia-noite e 6 horas local, conforme previsto teoricamente.

7 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ABRAHAM, J.; ABREU, P.; AGLIETTA, M. (Collaboration). Correlation of the highest-energy cosmic rays with nearby extragalactic objects. **Science**, v. 318, n. 5852, p. 938 - 943, 2007. [DOI: 10.1126/science.1151124]

ALONSO, M.; FINN, E. J. **Física**: um curso universitário. São Paulo: Edgard Blücher, 1972, v. 2, 565 p.

ALVES, G. A.; LUIZ, M. A. Detecção e medição da vida média dos múons ao nível do mar. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, v. 21, n. 2, 1998.

BIERMANN, L. Kometenschweife und solare korpuskularstrahlung. **Zeitschrift für Astrophysik**, v. 29, p. 274 – 286, 1951.

BIERMANN, L. Solar corpuscular radiation and the interplanetary gas. **The Observatory**, v. 77, p. 109-110, 1957.

BLACKETT, P. H. On the instability of the barytron and the temperature effect of cosmic rays. **Physical Review**, v. 54, n. 11, p. 973 – 974, 1938.

CANE, H. V. The large-scale structure of flare-associated interplanetary shocks. **Journal of Geophysical Research**, v. 93, p. 1-6, 1988.

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

CHINELLATO, C. D. **Estimativa do fluxo vertical absoluto da componente eletromagnética da radiação cósmica em Chacaltaya 5220m acima do nível do mar, profundidade atmosférica 540 g/cm²**. 1982. 181p. Tese (Doutorado em Ciências) – UNICAMP, Unicamp, 1982.

CLIVER, E. W.; Ling, A. G. 22 year patterns in the relationship of sunspot number and tilt angle to cosmic-ray intensity. **The Astrophysical Journal**, v. 551, p. L189 – L192, 2001.

CRANMER, S. R. Coronal holes. In: PAUL, M (Ed.). **Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics**. Bristol: Nature Publishing Group, 2001.

DA SILVA, M. R.; CONTREIRA, D. B.; MONTEIRO, S.; TRIVEDI, N. B.; MUNAKATA, K.; KUWABARA, T.; SCHUCH, N. J. Cosmic Ray muon observation at southern space observatory – SSO (29°S, 53°W). **Astrophysics and Space Science**, v. 290, p. 389-397, 2004.

DA SILVA, M. R.; DAL LAGO, A.; DE LUCAS, A.; Gonzalez, W. D.; SCHUCH, N. J.; MUNAKATA, K.; VIEIRA, L. E. A.; GUARNIERI, F. L. Muon and neutron observations in connection with the corotating interaction regions. **Advances in Space Research**. v. 40, pp. 348-352, 2007.

DA SILVA, M. R. **Variação 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 (INPE), São José dos Campos, 2008. Disponível em: <<http://urlib.net/sid.inpe.br/MTC-m13@80/2005/10.25.19.23>>. Acesso em: 02 jun. 2011.

_____. **Detecção de distúrbios solar-interplanetários combinando observações de satélites e de raios Cósmicos de superfície para aplicação em Clima Espacial**. 2010. 140 p. (INPE-16649-TDI/1612). Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2009.

DAL LAGO, A. **Estudo de estruturas geoféticas no meio interplanetário e de suas causas solares**. 2003. 211 p. (INPE-10298-TDI/917). Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2003. Disponível em: <<http://urlib.net/sid.inpe.br/jeferson/2003/06.30.13.23>>. Acesso em: 21 out. 2011.

DAMON, P. E.; SONETT, C. P. Solar and terrestrial components of the atmospheric ^{14}C variation spectrum. In: SONETT, C. P.; GIAMPAPA, M. S.; MATHEWS, M. S. (eds.). **The Sun in time**. Tucson: The University of Arizona Press, 1991. p. 360-388.

DAUBECHIES, I. The wavelet transform, time–frequency localization and signal analysis. **IEEE Transactions on Information Theory**, v. 5, p. 961– 1005, 1990.

DOMINGUES, M. O.; MENDES JR, O.; COSTA, A. M. On wavelet techniques in atmospheric sciences. **Advances in Space Research**, v.35, p. 831-842, 2005.

DORMAN, L. **Cosmic Rays in the Earth's Atmosphere and Underground**. Dordrecht: Kluwer Academic Publisher, 2004. 894 p.

DU, A. M. et al. Dependence of the IMF sector structure on the solar dipole tilt angle. **Journal of Geophysical Research**. v. 113, A07105, 2008. DOI: 10.1029/2008JA013032

DULDIG, M. Cosmic Rays Track the Rotation of the Milky Way. **Science**. v. 14, p. 429-430, 2006.

_____. Cosmic Ray Transient Variations Observed from the Earth. **Proceedings ASA**, v. 11, n. 2, P. 110-125, 1994.

_____. Múon Observations. **Space Science Reviews**. v. 93, p. 207 – 226, 2000.

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

ECHER, E. et al. O número de manchas solares, índice da Atividade do Sol. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, v. 25, n. 2, junho 2003a.

ECHER, E. et al. Interplanetary Shock Parameters during Solar Activity Maximum (2000) and Minimum (1995-1996), **Brazilian Journal of Physics**, v. 33, n. 1, p. 115-122, 2003b.

ECHER, E. **Estudo de Características e Geofetividade de Estruturas Magnéticas Interplanetárias Simples e Compostas**. 2005. 243 p. Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) – INPE, São José dos Campos, 2005a.

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

ECHER, E.; Alves, M. V.; Gonzalez, W. D. Ondas de choque não colisionais no espaço interplanetário. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, v. 28, n. 1, p. 51 – 65, 2006.

FAMOSO, B.; ROCCA, P. L.; RIGGI, F. An educational study of the barometric effect of cosmic rays with a Geiger counter. **Physics Education**. v. 40, pp. 461-467, 2005.

FARGE, M. Wavelet transform and their applications to turbulence. **Annual Review of Fluid Mechanics**, v. 24, 395–457, 1992.

FRICK, P.; BALIUNAS, S. L.; GALYAGIN, D.; SOKOLOFF, D.; SOON, W. Wavelet analysis of stellar chromospheric activity variations. **The Astrophysical Journal**, v. 483, p. 426-434, 1997.

GABOR, D. Theory of communications. **Proceedings of the Institute of Electrical Engineers**, v. 93, n. 29, p. 429-457, 1946.

GONZALEZ, W. D. et al. Interplanetary origin of geomagnetic storms. **Space Science Reviews**, v. 88, p. 529-562, 1999.

GOSLING, J. T. Coronal mass ejections: an overview. In: Crooker, N; Joselyn, J. A.; Feynman, J. (ed.). **Coronal mass ejections**, Geophysical Monograph Series, v. 99. Washington: American Geophysical Union, 1997. p. 9-16.

GOSLING, J. T.; PIZZO, V. J. Formation and evolution of corotating interaction regions and their three dimensional structure. **Space Science Reviews**, v. 89, Issue 1/2, p. 21-52, 1999.

GRIEDER, P. K. F. **Cosmic rays at Earth**. Elsevier: Amsterdã, 2001. 1093 p.

GRINSTED, A.; Moore, J. C.; Jevrejeva, S. Application of the cross wavelet transform and wavelet coherence to geophysical time series. **Nonlinear Processes in Geophysics**, v. 11, p. 561-566, 2004.

GROSSMANN, A.; MORLET, J. Decomposition of hardy functions into square integrable wavelets of constant shape. **SIAM Journal on Mathematical Analysis**, v. 15, n. 4, p. 723-736, 1984.

HARVEY, K. The solar activity cycle and Sun as a star variability in the visible and infrared, 1997.
Disponível em <<http://www.lowell.edu/users/jch/workshop/klh/klh-p3.html>>.
Acesso em: 4 de fev. 2012.

HOYT, V.; SCHATTEN, K. H. **The role of the sun in climate change**. New York: Oxford University Press, 1997. 279p.

JURSA, A.S. **Handbook of geophysics and the space environment**. Washington: Air Force Geophysics Laboratory, 1965.

KANE, R. P. 27-day recurrence tendency in the daily variation of cosmic ray meson intensity. **Proceedings of the Indian National Science Academy - Part A**, v. 22, n. 6, p. 398- 407, 1957.

_____. Mechanism of the diurnal anisotropy of cosmic radiation. **Journal of Geophysical Research**, v. 79, n. 10, p. 1321 – 1331, 1974.

_____. Early history of cosmic rays and solar wind Some personal remembrances. **Advances in Space Research**, v. 44, 1252-2155, 2009.

KIVELSON, M. G.; RUSSEL, C. T. **Introduction to space physics**. Cambridge: Cambridge University Press, 1995, 568 p.

KUDELA, K. On energetic particles in space. **Acta Physica Slovaca**, v. 59, n. 5, p. 537-652, 2009.

LAU, K.-M.; WENG, H. Climate signal detection using wavelet transform: how to make a time series sing. **Bulletin of the American Meteorological Society**, v. 76, n. 12., 2391–2402, 1995.

LIN, Z.; BIEBER, J.; EVENSON, P. Electron trajectories in a model magnetosphere: simulation and observation under active conditions. **Journal of Geophysical Research**, v. 100, p. 23543-23550, 1995.

MCCRACKEN, K. G. The variable nature of the galactic and solar cosmic radiation over the past 10,000 years. In: INTERNATIONAL COSMIC RAY CONFERENCE (ICRC), 30., 2009, Merida, Yucatan, Mexico. **Proceedings of the 30th ICRC**. Merida: UNAN, 2009. p. 209-221

MCCRACKEN, K. G.; BEER, J. Long-term changes in the cosmic ray intensity at Earth, 1428–2005. **Journal of Geophysical Research**, v. 112, A10101, doi:10.1029/2006JA012117, 2007.

MENDONÇA, R. R. S. **Influência das variabilidades solar, geomagnética e atmosférica na modulação da intensidade de raios cósmicos**. 96 p. Dissertação de Mestrado (Geofísica Espacial) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2011.

MEYERS, S. D.; KELLY, B. G.; O'BRIEN, J. J. An introduction to wavelet analysis in oceanography and meteorology: With application to the dispersion of yanai waves. **Monthly Weather Review**, v. 121, p. 2858-2866, 1993.

MISITI, M. et al. Wavelet Toolbox for use with MATLAB. In: **Wavelet Toolbox User's Guide**. Natick: The MathWorks, 2011.

MORRISON, P. Solar origin of cosmic-ray time variations. **Physical Review**, v. 101, n. 4, 1956.

MOSCHETTI, M. Galileu e as cartas sobre as manchas solares: a experiência telescópica contra a inalterabilidade celeste. **Cadernos de Ciências Humanas – Especiaria**, v. 9, n. 16, p. 313 – 340, 2006.

MURAKAMI, K.; NAGASHIMA, K.; SAGISAKA, S.; MISHIMA, Y.; INOUE, A. Response functions for cosmic-ray múons at various depths underground. **Nuovo Cimento C**, v. 2, n 5, p. 635-651, 1979.

MURSULA, K.; ZIEGER, B. The 13.5-day periodicity in the Sun, solar wind, and geomagnetic activity: The last three solar cycles. **Journal of Geophysical Research**. v. 101 (A12), p. 27077-17090, 1996.

MURSULA, K.; USOSKIN, I. Heliospheric physics and cosmic rays. Oulu: University of Oulu, 2003. Lecture Notes.
Disponível em <http://cc.oulu.fi/~usoskin/Lect_2003.pdf>. Acesso em: 4 de fev. 2012.

NORDEMANN, D. J. R.; RIGOZO, N. R.; ECHER, M. P. S.; ECHER, E. Principal Components and Iterative Regression Analysis of geophysical series: Application to Sunspot Group Number (1750-2004). **Computers & Geosciences** , v. 34, p.1443-1453, 2008.

ODENWALD, S. F.; GRENN, J. L. Tempestade Solar no Horizonte Interplanetário. **Revista Scientific American Brasil**, p. 36 – 43, set. 2008.

OKAZAKI, Y.; FUSHISHITA, A.; NARUMI, T.; KATO, C.; YASUE, S.; KUWABARA, T.; BIEBER, J.; EVENSON, P.; SILVA, M. D.; LAGO, A. D.; SCHUCH, N.; FUJII, Z.; DULDIG, M.; HUMBLE, J.; SABBAB, I.; KOTA, J.; MUNAKATA, K. Drift effects and the cosmic ray density gradient in a solar rotation period: First observation with the global múon detector network (GMDN). **Astrophysical Journal**, v. 681, p. 693-707, 2008a.

OKAZAKI, Y. **Three dimensional anisotropy and density gradient of galactic cosmic rays measured by global múon detector network**. Ph.D. dissertation, Tohoku University, 2008b.

PARKER, E. N. Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields. **Astrophysical Journal**, v. 128, n. 11, p.664-675, 1958.

_____. Theory of solar wind. In: Solar Particles and Sun-Earth Relations. **Proceedings of 8th International Cosmic Ray Conference**, 1963. p. 175.

_____. The passage of energetic charged particles through interplanetary space. **Planetary and Space Science**, v. 13, n. 1, p.9-49, 1965.

RAM, S. T.; LIU, C. H.; SU, S. -Y. Periodic solar wind forcing due to recurrent coronal holes during 1996–2009 and its impact on Earth's geomagnetic and ionospheric properties during the extreme solar minimum. **Journal of Geophysical Research**. 115, A12340, 2010. doi:10.1029/2010JA015800.

PERCIVAL, D. B.; WALDEN, A. T. **Wavelet Methods for Time Series Analysis**. Londres: Cambridge University Press, 2000. 594 p.

RICHARDSON, I. G. Energetic particles and corotating interaction regions in the solar wind. *Space Science Reviews*. v. 111, n. 3-4, p. 267-376, 2004.

RIGOZO, N. R. **Análise por regressão iterativa de periodicidades nas variações dos cosmonuclídeos atmosféricos ^{10}Be and ^{14}C .** 76 p. Dissertação (Mestrado em Geofísica Espacial) – INPE, São José dos Campos, 1994.

RIGOZO, N. R.; NORDEMANN D. J. R. Análise por regressão iterativa de periodicidades em séries temporais de registros geofísicos. **Revista Brasileira de Geofísica**, v. 16, n. 2/3, p. 149-158, 1998.

RIGOZO, N. R.; ECHER, E.; NORDEMANN, D. J. R.; VIEIRA, L. E. A.; FARIA, H. Comparative study between four classical spectral analysis methods. **Applied Mathematics and Computation**, v. 168, n. 1, p. 411-430, 2005.

SABBAH, I. Solar activity dependence of the cosmic ray 27-day variation. In: INTERNATIONAL COSMIC RAY CONFERENCE, 27., 2001, Hamburg. **Proceedings of 27th International Cosmic Ray Conference**. Hamburg: Copernicus Gesellschaft, 2001. p. 3856-38 59.

_____. Twenty-Seven-Day variation of galactic cosmic rays. **Solar Physics**, v. 245, p. 207-217, 2007.

SAGISAKA, S. Atmospheric effects on cosmic-ray múon intensities at deep underground depths. **Nuovo Cimento C**, v. 9, n. 4, p. 809-828, 1986.

SAKURAI, K. Research fields in cosmic ray astrophysics. ODA, M.; NISHIMURA, J.; SAKURAI, K. (eds.). **Cosmic ray astrophysics**. Tóquio: Terrapub, 1988. p. 21-62.

SCHWENN, R. Solar wind sources and their variations over the solar cycle. **Space Science Reviews**, v. 124, p. 51–76, 2006.

_____. Lecture 5: The 3D heliosphere. EL LEONCITO INTERNATIONAL SOLAR PHYSICS SCHOOL, 5., 2011, El Leoncito, San Juan, Argentina. **Proceedings 5th El Leoncito International Solar Physics School**. San Juan, 2011.

SHAVIV, N. J. The spiral structure of the Milky Way, cosmic rays, and ice age epochs on Earth. **New Astronomy**. v. 8, p. 39–77, 2003.

SHEELEY, N. R. et al. Coronal mass ejections and interplanetary shocks. **Journal of Geophysical Research**, 90 (A1), 163 - 175, 1985.

STONE, E. C.; FRANDSEN, A. M.; MEWALDT, R. A. **The Advanced Composition Explorer**. Netherlands: Kluwer Academic Publishers, 1998.

STURROCK, P.A. (Editor). **Solar Flares**. Boulder: Colorado Associated University Press, 1980.

STRAUSS, R. D.; Potgieter, M. S.; FERREIRA, S. E. S. Modeling ground and space based cosmic ray observations. **Advances in Space Research**, v. 49, p. 392-407, 2012.

TEMMER, M.; VRSNAK, B.; VERONIG, A. M. Periodic appearance of coronal holes and the related variation of solar wind parameters. **Solar Physics**. v. 241, p. 371-383, 2007.

TORRENCE, C., COMPO, G.P. A practical guide to wavelet analysis. **Bulletin of the American Meteorological Society**, v. 79, n. 1, p. 61-78, 1998.

VALDEZ-GALICIA, J. F.; DORMAN, L. I. 27-day cosmic ray variation and its relation to interplanetary neutral current sheet tilt. INTERNATIONAL COSMIC RAY CONFERENCE, 25., 1997, Durban. **Proceedings of the 25th International Cosmic Ray Conference**. Durban, 1997. v. 2, p. 121-124.

VAN HELDEN, A. Galileo and Scheiner on sunspots: a case study in the visual language of astronomy. In: **Proceedings of the American Philosophical Society**, v. 140, p. 358-396, 1996.

VIEIRA, L. R.; DAL LAGO, A.; RIGOZO, N. R.; ROCKENBACH, M.; BRAGA, C. R.; PETRY, A.; SCHUCH, N. J. Near 13.5-day periodicity in Muon Detector data during late 2001 and early 2002. **Advances in Space Research**, 2012. DOI 10.1016/j.asr.2012.01.017. 2012. A ser publicado.

Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1016/j.asr.2012.01.017>>. Acesso em: 4 de fev. de 2012.

WADA, M.; MURAKAMI, K., Cosmic rays in the interplanetary space. In: ODA, M.; NISHIMURA, J.; SAKURAI, K. (eds.). **Cosmic ray astrophysics**. Tóquio: Terrapub, 1988. p. 299-334.

WENG, H.-Y., LAU, K.-M. Wavelet, period-doubling and time frequency localization with application organization of convection over the tropical western Pacific. **Journal of Atmospheric Sciences**, v. 51, n. 17, 2523–2541, 1994.

WIEGELMANN, T., SOLANKI. Why are coronal holes indistinguishable from the quiet Sun in transition region radiation? SOHO 15 WORKSHOP - Coronal Heating, 2004, St. Andrews, Scotland, UK . **Proceedings Proceedings of the SOHO 15 Workshop**. Paris: European Space Agency, 2004. p. 35-40. (ESA SP-575).

WILCOX, J. M.; NESS, N. F. A quasi-stationary co-rotating structure in the interplanetary medium. **Journal of Geophysical Research**. v. 70, n. 23, p. 5793-5805, 1965.

WOLBERG, J. R. **Prediction analysis**. Princeton: Van Nostrand, 1967. 291p.