

MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

INPE-7233-TDI/687

**ESTUDOS DE MICROPULSAÇÕES GEOMAGNÉTICAS PC3-5 EM
LATITUDES MUITO BAIXAS NO BRASIL**

Ademilson Zanandrea

Tese de Doutorado em Ciência Espacial/Geofísica Espacial, orientada pelo Dr. José Marques da Costa e pelo Dr. Severino Luiz Guimarães Dutra, aprovada em dezembro de 1998.

INPE
São José dos Campos
1999

550.38

ZANANDREA, A.

Estudo de micropulsões geomagnéticas PC3-5 em latitudes muito baixas, no Brasil / A. Zanandrea – São José dos Campos: INPE, 1998.

173p. – (INPE-7233-TDI/687).

1.Geomagnetismo. 2.Micropulsões geomagnéticas. 3.Variações magnéticas. 4.Pulsões geomagnéticas. 5.Ondas magnetohidrodinâmicas. 6.Ondas de extrema baixa frequência (ULF) I. Título.

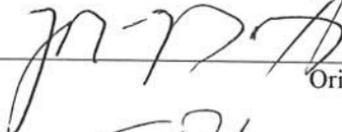
Aprovado pela Banca Examinadora em
cumprimento a requisito exigido para a
obtenção do Título de **Doutor em
Geofísica Espacial.**

Dr. Antonio Lopes Padilha



Presidente

Dr. José Marques da Costa



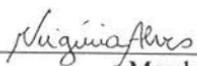
Orientador

Dr. Severino Luiz Guimarães Dutra



Orientador

Dr^a Maria Virginia Alves



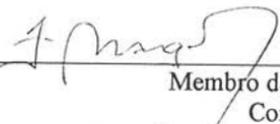
Membro da Banca

Dr^a Inez Staciari Batista



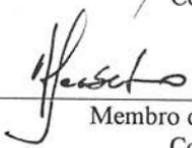
Membro da Banca

Dr. Francisco Rogério Fontenelle Aragão



Membro da Banca
Convidado

Dr. Antonio de Pádua Brito Serbêto



Membro da Banca
Convidado

Candidato (a): Ademilson Zanandrea

São José dos Campos, 11 de dezembro de 1998.

“Nascer, morrer, renascer, ainda, e progredir sempre, tal é a lei.”

“Fé inabalável só o é a que pode encarar frente a frente a razão, em todas as
épocas da Humanidade.”

Alan Kardec

*Aos meus pais **Octávio** e **Cecília** pelo apoio e os valores que me passaram e que foram fundamentais à jornada. Com amor, dedico.*

*Aos meus irmãos **Ademir** e **Arlei**, à cunhada **Taniamar** e sobrinha **Taiane**, pelo incentivo e apoio demonstrados. Com carinho, ofereço.*

*Aos meus sogros **João** e **Marcília** pelos fortes laços de amizade que construímos e pelo carinho, incentivo e apoio constantes. Com carinho, dedico.*

Meus agradecimentos ao Plano Espiritual Maior por me dar sabedoria e entendimento para desenvolver e concluir este trabalho.

Em memória ao Gebrail Sawaya Neto (Netinho), *que iluminou-me espiritualmente em todos as dificuldades.*

Apesar de toda a nossa saudade nos entrelaçamos em pensamentos espirituais e nos abraçamos. A morte não é o término de tudo, mas o começo da vida eterna.

*À minha esposa **Homera** que com seu amor e incentivo proporcionou-me a estabilidade necessária para seguir sempre em frente. Com todo o amor e carinho que sinto por ti, dedico este trabalho.*

AGRADECIMENTOS

Agradeço aos orientadores, Drs. José Marques da Costa e Severino Luiz Guimarães Dutra, pela orientação, incentivo e apoio prestados durante a realização deste trabalho.

Agradeço aos membros da banca examinadora, Dr. Antônio Lopes Padilha, Antônio de Pádua Brito Serbeto, Francisco Rogério Fontenelle Aragão, Dra. Inez Staciarini Batista, Dra. Maria Virgínia Alves, pelas críticas e sugestões para o aprimoramento deste trabalho.

Em especial, agradeço aos colegas e amigos Nivaor Rodolfo Rigozo, Luiz Eduardo Vieira, Heloísa Helena de Faria, Ximena Torres Pincheira, Carlos Fernando P. de Oliveira, Fernando Bertoni, Dr. Nalin Babulal Trivedi, Dr. Daniel J. R. Norde-
mann, Dr. Reinaldo R. Rosa e Dr. Camilo Rodrigues Neto, Dr. Adalberto Comiram pelas sugestões durante o desenvolvimento desta tese e pela convivência e amizade que tivemos. Agradeço também ao amigo e vereador José Jorley Amaral pelo carinho e amizade manifestados ao longo desta jornada.

Quero expressar a minha gratidão a todos do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, em especial ao grupo de Geomagnetismo, que de alguma forma contribuíram para o desenvolvimento deste trabalho. Agradeço também ao CNPq e a CAPES pelo financiamento e bolsas concedidas para realizar este projeto.

RESUMO

Neste estudo, procurou-se compreender os mecanismos de geração e modos de propagação de micropulsações Pc3-5, em latitudes muito baixas e equatoriais. Usou-se dados simultâneos observados com uma cadeia de 10 estações geomagnéticas, no território brasileiro, dispondo de magnetômetros "fluxgate" de alta sensibilidade. Utilizou-se o método de estimação espectral por múltiplas janelas, baseado na Transformada Rápida de Fourier (FFT), para obter os espectros de potência, parâmetros de polarização e fase das micropulsações. Observou-se um aumento na ocorrência das pulsções Pc3-5 altamente polarizadas, atingindo o máximo próximo ao meio-dia local (14:00 e 15:00 UT) nas estações mais próximas ao equador magnético. Os espectros dinâmicos mostraram a ocorrência de 81 eventos simultâneos de pulsções Pc3-4 com alto grau de polarização, principalmente durante o dia. Os eventos diurnos mostraram um aumento de 3,2 vezes na densidade de potência polarizada para as pulsções observadas nas estações próximas do equador magnético em comparação com as mais distantes. As fases das pulsções mostraram atrasos entre 48° e 62° nas estações equatoriais em relação as mais distantes. Estes efeitos estão relacionados ao aumento da condutividade ionosférica e da intensidade de eletrojato equatorial. As curvas de densidade de potência polarizada para as 10 estações mostraram um comportamento idêntico, com picos máximos ocorrendo na mesma frequência. Isto está possivelmente relacionado ao modo de oscilação global da cavidade plasmasférica. A elipticidade mostrou-se quase-linear, com eixo maior na direção norte-sul, devido ao fato de que as oscilações poloidais das linhas de campo magnéticas são quase desacopladas. A amplitude da componente norte-sul mostrou-se maior que a oeste-leste. Estes resultados são uma evidência de que o mecanismo da ressonância das linhas de campo não explica as micropulsações Pc3-4 observadas em latitudes muito baixas e equatoriais. O aumento na ocorrência de eventos Pc3-4 durante o dia, com máximo próximo ao meio-dia local e presença predominante do modo poloidal (compressional), está provavelmente associado com a propagação da onda compressional, proveniente da instabilidade íon-ciclotrônica na região da frente de choque, que se propaga na magnetosfera em baixas latitudes. A propagação desta onda pode excitar o modo compressional aprisionado ou o modo global compressional. O fenômeno resultante, das oscilações forçadas das linhas de campo na plasmasfera, é o mais provável mecanismo fonte das pulsções Pc3-4 em latitudes muito baixas e equatoriais.

PC3-5 STUDY OF GEOMAGNETIC MICROPULSATIONS AT VERY LOW LATITUDE, IN BRAZIL

ABSTRACT

This study is aimed at the understanding of source mechanisms and propagation modes of Pc3-5 micropulsations at very low and equatorial latitudes. It used simultaneous data measured with a chain of 10 geomagnetic stations in Brazil using high sensitive fluxgate magnetometers. Multiple tapered spectral estimation method based on Fast Fourier Transforms (FFT) was used to obtain micropulsation power spectra, polarization parameters and phases. It was observed an increase on the occurrence of highly polarized Pc3-5 pulsations, reaching maxima close to local noon (14:00 and 15:00 UT) in the stations nearest to the magnetic equator. The dynamic spectra showed the occurrence of 81 simultaneous events of Pc3-4 pulsations with high degree of polarization, mainly during daytime. The diurnal events showed increases in the polarized power density of 3,2 times for pulsations observed at stations close to the magnetic equator in comparison to the more distant ones. The phase of the pulsations observed at station close of the magnetic equator showed a delay of 48° and 62° in relation to the most distant one. This effects is clearly related to the increase of ionospheric conductivity and equatorial electrojet intensity. The polarized power density curves for all the 10 stations showed a similar behaviour, the maximum peaks occurring at same frequency. This may indicate a possible link to the plasmaspheric cavity global oscillation mode. The ellipticity was quase-linear, with the arger axis in the north-south direction, due to the fact that the poloidal mode is almost uncoupled from the oscillation of magnetic field lines. The amplitude of north-south component is much larger than the west-east one. These results could be an evidence that field line resonance mechanism does not explain Pc3-5 micropulsations observed at very low and equatorial latitudes. The increase in the occurrence of Pc3-4 diurnal events is probably associated with incoming compressional waves resulted from bow shock ion cyclotron instabilities that propagate in the magnetosphere at low latitudes. The propagation of the compressional waves may excite the trapped compressional mode or the compressional global mode. The resulting phenomenon, field lines forced oscillations in the plasmasphere, may be a possible source mechanism for Pc3-4 pulsations at very low latitudes.

SUMÁRIO

	Pág.
LISTA DE FIGURAS	17
LISTA DE TABELAS	19
CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO	27
CAPÍTULO 2 - MICROPULSAÇÕES GEOMAGNÉTICAS	33
2.1 - Introdução	33
2.2 - Classificação das micropulsões	34
2.3 - Classificação morfológica	35
2.3.1 - Pulsões contínuas Pc1-2 (T=0,2 - 10 s)	35
2.3.2 - Pulsões contínuas Pc3 (T=10 - 45 s)	36
2.3.2.1 - Compressional Pc3	36
2.3.2.2 - Toroidal Pc3	37
2.3.3 - Pulsões contínuas Pc4 (T=45 - 150 s)	37
2.3.4 - Pulsões contínuas Pc5 (T=150 - 600 s)	38
2.3.4.1 - Compressional Pc5	38
2.3.4.2 - Toroidal Pc5	39
2.4 - Micropulsões irregulares	40
2.4.1 - Pulsões irregulares Pi1	40
2.4.2 - Pulsões irregulares Pi2	40
2.5 - Outras formas de atividades Pi	40
2.6 - Classificação genética	41
2.6.1 - Pulsões de baixa frequência (1 - 10 mHz)	41
2.6.2 - Pulsões de média frequência (10 - 100 mHz)	41
2.6.3 - Pulsões de alta frequência (0,1 - 10 mHz)	41
CAPÍTULO 3 - ONDAS ULF NA MAGNETOSFERA	43
3.1 - Introdução	43
3.2 - Modos de propagação das ondas hidromagnéticas	46
3.3 - Fontes de ondas ULF	48
3.4 - Influências ionosféricas	52
3.5 - Micropulsões em baixas latitudes	55
3.6 - Micropulsões em latitudes muito baixas e equatoriais	57
CAPÍTULO 4 - PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL	65
4.1 - Introdução	65

4.2 - O campo magnético terrestre	65
4.3 - Magnetômetro de núcleo saturado em forma de anel	67
4.4 - Sistema de aquisição de dados	70
4.5 - Dados experimentais	73

CAPÍTULO 5 - TÉCNICAS DE PROCESSAMENTO E ANÁLISE DE DADOS 77

5.1 - Introdução	77
5.2 - Filtragem digital	77
5.3 - O método das múltiplas janelas	78
5.4 - Análise de polarização de onda	85
5.5 - Análise de fase relativa	94
5.6 - Espectro dinâmico	95
5.7 - Evento de onda artificial	96

CAPÍTULO 6 - TRATAMENTO DE DADOS E RESULTADOS 101

6.1 - Introdução	101
6.2 - Os dados e a variação diurna	101
6.3 - Filtragem dos dados	102
6.4 - Espectrogramas	104
6.5 - Identificação dos eventos polarizados	111
6.6 - Os eventos	115
6.7 - Características gerais dos eventos	123
6.8 - Discussões e interpretações	133
6.8.1 - Resultados iniciais	133
6.8.2 - Resultados das pulsações nas estações	134
6.8.3 - Eventos simultâneos	136
6.8.4 - Perfil espacial dos parâmetros (dpp, grau e fase)	137
6.8.5 - Perfil espacial dos parâmetros (elp e ang)	140
6.8.6 - Os mecanismos de geração das pulsações Pc3-4	142

CAPÍTULO 7 - CONCLUSÕES 145

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS 149

APÊNDICE A 161

APÊNDICE B 165

LISTA DE FIGURAS

	Pág.
3.1 - Principais regiões de fluxo convectivo de plasma na magnetosfera terrestre.	44
3.2 - Esquema das possíveis fontes de ondas hidromagnéticas na magnetosfera da Terra.....	45
3.3 - Principais fontes de excitação de ondas MHD internas (I-1, I-2, I-3) e externas (E-1, E-2, E-3).....	46
3.4 - Ilustração das oscilações de uma linha de campo magnético para os dois primeiros modos toroidais (à esquerda) e poloidais (à direita).....	48
3.5 - Esquema de geração das ondas íon-ciclotrônicas "upstream" na região de choque.....	50
3.6 - Instabilidade Kelvin-Helmholtz produzida com maior intensidade nos flancos da magnetopausa.....	52
3.7 - Mudanças súbitas na configuração magnetosférica e/ou a convecção causada pela formação da corrente "wedge" nas tempestades magnéticas.....	53
3.8 - Dois possíveis mecanismos de geração e propagação das pulsações Pc3-4: 1) as ondas superficiais; 2) ondas "upstream".....	56
3.9 - (a) Variação diurna da estatística de ocorrência das Pc2-3 em latitudes muito baixas ($\phi < 22^\circ$; $L < 1, 2$) encontradas por Saito (1983); (b) Ilustração das linhas de campo magnético em função da latitude geomagnética.....	59
3.10 - Perfil latitudinal de fase relativa (a) e densidade de potência (b) em função do parâmetro L para um evento Pc3, no horário entre 01:10 a 02:00 UT, em 18 de outubro de 1992.....	61
3.11 - Mecanismo físico de origem do eletrojato equatorial. O sentido para \mathbf{j} representa o sentido convencional da corrente do eletrojato equatorial. O sentido do fluxo de elétrons é do leste para oeste.....	62
4.1 - Esquema tridimensional do vetor campo geomagnético e as componentes ortogonais.....	66
4.2 - Diagrama de blocos do magnetômetro "fluxgate".....	69

4.3 - Desenho da caixa para acomodar o sensor em forma de anel.	70
4.4 - Representação esquemática da disposição do três sensores do magnetômetro "fluxgate"	71
4.5 - Direção e sentido de apontamento dos sensores para medir a variação das três componentes campo geomagnético.	72
4.6 - Diagrama de blocos do sistema de medidas geomagnético. Modelo geral do sensor de amplitude linear.	73
4.7 - Localização geográfica das estações geomagnéticas utilizadas neste trabalho e do equador magnético em outubro de 1994.	74
5.1 - Resposta de frequência para os dois filtros passa-banda, na faixa de frequência entre 0,001 a 0,1 Hz	79
5.2 - As 5 janelas "prolate" 4π de mais baixa ordem.	82
5.3 - Fluxograma para calcular o espectro pelo método das múltiplas janelas.	85
5.4 - Pacote de onda artificial senoidal (parte superior) e espectro obtido aplicando a técnica de estimação espectral por multiplas janelas (parte inferior)..	86
5.5 - Elipse de polarização descrita pelo vetor de polarização \mathbf{z} e também descrito pelo vetor campo magnético de uma onda.	91
5.6 - Fluxograma para calcular os parâmetros de polarização de onda: grau de polarização, elipticidade, azimute e fase.	92
5.7 - Hodogramas de polarização para um pacote de onda artificial senoidal.	93
5.8 - Parâmetros de polarização para um pacote de onda artificial senoidal.	94
5.9 - Espectro dinâmico obtido da análise da uma onda do tipo $10 \sum_{i=1}^3 [\text{sen}(2\pi t/T_i)]$, para períodos $T_i = 16, 32, 64$ s e $N = 28800$ e $\Delta = 3$ s.	97
5.10 - Espectros de densidade de potência polarizada (DPP), grau de polarização, elipticidade e azimute para o evento gerado artificialmente.	98
5.11 - Perfil de densidade de potência polarizada (DPP), grau de polarização, elipticidade e azimute na banda de período entre 20 a 25 s, para o evento gerado artificialmente.	99

5.12 - Espectros de fase relativa em relação a estação de referência para as componentes X e Y (gráficos inferiores) e variação de fase com o <i>Dip</i> , na banda entre 20 e 25 s (gráficos superiores), para o evento gerado artificialmente.	100
6.1 - Variação diurna das três componentes do campo geomagnético registradas no dia 15/10/94 ($\sum Kp = 20+$), em Cuiabá.....	103
6.2 - Variação diurna da componente H do campo magnético observadas nas 10 estações no dia 09/10/94.	104
6.3 - Filtragens da componente H do campo geomagnético do dia 15/10/94, em Cuiabá.....	105
6.4 - Filtragens da componente D do campo geomagnético do dia 15/10/94, em Cuiabá.	106
6.5 - Filtragens da componente Z do campo geomagnético do dia 15/10/94, em Cuiabá.	107
6.6 - Filtragens das componentes H e D do dia 15/10/94 ($\sum Kp = 20+$) em Cuiabá, na banda 7 a 60 s (gráficos inferiores), e espectrogramas de densidade de potência e parâmetros de polarização calculados com $N_S = N_{FFT} = 512$ e $\sigma = 0,124$ (gráficos superiores).	109
6.7 - Filtragens das componentes H e D do dia 09/10/94 ($\sum Kp = 20+$) em Alcântara, na banda 30 a 170 s (gráficos inferiores), e espectrogramas de densidade de potência e parâmetros de polarização calculados com $N_S = N_{FFT} = 1024$ e $\sigma = 0,125$ (gráficos superiores).	110
6.8 - Filtragens das componentes H e D do dia 30/10/94 ($\sum Kp = 41-$) em Alcântara, na banda 130 - 700 s (gráficos inferiores), e espectrogramas de densidade de potência e parâmetros de polarização calculados com $N_S = N_{FFT} = 2048$ e $\sigma = 0,3125$ (gráficos superiores).	111
6.9 - Espectrogramas simultâneos de densidade de potência polarizada (Pc4) para todas as estações no dia 09/10/94.....	113
6.10 - Espectrogramas simultâneos de grau de polarização (Pc4) para todas as estações no dia 09/10/94.	115
6.11 - Mapas de contorno que mostram o número de estações (0 - 10) que apresentaram grau de polarização acima de 70%, na avaliação dos espectros dinâmicos simultâneos de grau de polarização para: (a) Pc5, dia 26/10/94; (b) Pc4, dia	

09/10/94 e (c) Pc3, dia 15/10/94.	116
6.12 - Número de dias (0 - 26) que apresentaram grau de polarização acima de 70%, na avaliação dos 26 espectros dinâmicos de grau de polarização de cada estação, na faixa de Pc3.	117
6.13 - Número de dias (0 - 26) que apresentaram grau de polarização acima de 70%, na avaliação dos 26 espectros dinâmicos de grau de polarização de cada estação, na faixa de Pc4.	118
6.14 - Número de dias (0 - 26) que apresentaram grau de polarização acima de 70%, na avaliação dos 26 espectros dinâmicos de grau de polarização de cada estação, na faixa de Pc5.	119
6.15 - Filtragens das componentes H e D, na faixa de período entre 30 a 170 s (Pc4), para um evento simultâneo observado entre 13:06:00 e 13:57:09 UT ($K_p=2-$), no dia 09/10/94.	120
6.16 - Hodogramas de polarização para o evento simultâneo observado entre 13:06:00 e 13:57:09 UT, no dia 09/10/94.	121
6.17 - Espectros de densidade de potência polarizada (DPP), grau de polarização, elipticidade e azimute para o evento observado entre 13:06:00 e 13:57:09 UT, no dia 09/10/94.	122
6.18 - Dependência com <i>Dip</i> da densidade de potência polarizada (DPP), grau de polarização, elipticidade e azimute na banda de período entre 60 a 105 s, para o evento observado entre 13:06:00 e 13:57:09 UT, no dia 09/10/94.	123
6.19 - Espectros de fase relativa em relação a SMA para as componentes H e D (gráficos inferiores) e variação de fase com o <i>Dip</i> , na banda entre 60 e 105 s, para o evento observado entre 13:06:00 e 13:57:09 UT, no dia 09/10/94.	124
6.20 - (a) Estatística de 95 eventos na faixa Pc3-5 altamente polarizados encontrados no período entre 07 de outubro a 01 de novembro de 1994. (b), (c) e (d); Estatísticas dos 81 eventos na faixa Pc3-4 submetidos à análise. Os pontos do gráfico (d) correspondem ao período central da banda dominante de cada evento.	127
6.21 - Estatística de ocorrência dos eventos com o índice de atividade geomagnética K_p (a). Dependência de frequência dos eventos com o índice K_p (b).	128
6.22 - Resultados da variação diurna do perfil espacial de densidade de potência,	

	parâmetros de polarização e fase relativa das componentes H e D, obtidos da análise dos 81 eventos na faixa de Pc3-4, entre 07/10/94 a 01/11/94.	130
6.23 -	Comportamento do perfil espacial de densidade de potência, parâmetros de polarização e fase relativa das componentes H e D em função da frequência, obtidos da análise dos 81 eventos na faixa de Pc3-4, entre 07/10/94 a 01/11/94.	131
6.24 -	Comportamento do perfil espacial de densidade de potência, parâmetros de polarização e fase relativa das componentes H e D em função da índice Kp , obtidos da análise dos 81 eventos na faixa de Pc3-4, entre 07/10/94 a 01/11/94.	132
B.1 -	Espectro em amplitude de Fourier de uma janela retangular	171
B.2 -	Principais janelas utilizadas na ponderação espectral.	172

LISTA DE TABELAS

	Pág.
2.1 - Classificação morfológica	34
2.2.- Classificação genética.....	35
4.1 - Nomes e coordenadas das estações	75
A.1 - Grupos de magnetômetros	162

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

O campo magnético da Terra é produzido pelo movimento de fluídos em alta temperatura existentes no seu núcleo. O movimento deste fluído, ionizado devido às altas temperaturas, provoca o aparecimento de correntes elétricas que induzem o campo magnético (Jacobs, 1970; Nishida, 1978). Fora da Terra, este campo seria dipolar se não fosse a influência de fontes secundárias que o distorcem e perturbam. A faixa de variação temporal do campo magnético terrestre estende-se desde frações de segundos até mais de milhões de anos. As causas das variações de longo período, como a variação secular, são internas, enquanto que as variações com períodos menores que poucos dias são de origens externas à Terra (Jacobs, 1970; Samson, 1991). As variações de curto período, como as tempestades e subtempestades geomagnéticas, a variação diurna S_q e as variações de período mais curto do que 17 minutos aproximadamente, chamadas de micropulsões geomagnéticas, estão direta ou indiretamente associadas à atividade solar (Samson, 1991).

A denominação micropulsões deve-se a Stewart (1861) que primeiro observou variações geomagnéticas de curto período nos magnetogramas durante uma grande tempestade. As micropulsões são flutuações de curto período do campo geomagnético terrestre, com amplitudes típicas menores que uma parte em 10^4 do campo principal e têm efeito transitório. A faixa de período na qual se considera micropulsões está entre 0,2 segundos e 17 minutos, com amplitudes desde frações até centenas de nanotesla (Jacobs, 1970; Samson, 1991; Hughes, 1994). As pulsões geomagnéticas podem ser consideradas como a mais baixa frequência de onda que o plasma magnetosférico pode sustentar.

Geralmente é aceito que as micropulsões, ou pulsões geomagnéticas são manifestações de ondas hidromagnéticas de ultra baixa frequência (ULF), geradas por uma variedade de processos ou instabilidades de plasma, resultantes da interação do vento solar com a magnetosfera terrestre. A interação do vento solar com o campo magnético da Terra é o principal processo de geração das micropulsões observadas na magnetosfera, ionosfera e na superfície terrestre (Kuwashima e Fujita, 1989; Anderson, 1994; Sibeck, 1994 e Hughes, 1994). As ondas com mais baixas frequências têm comprimentos de onda comparáveis ao tamanho da magnetosfera. O limite superior do espectro é determinado pela frequência ciclotrônica do hidrogênio na magnetosfera, que é tipicamente menor que 10 Hz (Samson, 1991; Sibeck, 1994).

A respeito do progresso nas investigações das ondas ULF na magnetosfera terrestre, uma atenção considerável tem sido dada na identificação dos mecanismos de geração e propagação dessas ondas para as baixas latitudes na plasmasfera. Devido ao fato

de que a análise dos dados de satélites para baixas latitudes (baixos valores do parâmetro L) requerem sofisticadas técnicas de processamento (Takahashi e Strangeway, 1990), a maioria das observações são feitas com magnetômetros instalados em estações no solo. Os estudos têm se concentrado principalmente na faixa de pulsações Pc3-4 (10 - 150 s) porque o período fundamental das oscilações estáveis das linhas de campo na plasmasfera é esperado ficar dentro desta faixa (Nishida, 1978).

Evidências mostram que as pulsações Pc3-4 nas baixas latitudes podem ser devido ao modo de oscilação toroidal desacoplado das linhas de campo local (Waters et al., 1991), ou devido a ressonância das linhas de campo, que é o acoplamento do modo compressional ao modo Alfvén, excitados localmente ou nas altas latitudes (Yumoto, 1986). Correlações entre os parâmetros do campo magnético interplanetário (IMF) e as características espectrais das ondas Pc3 na região de choque, magnetosfera externa e estações no solo em baixas latitudes, sugerem a transmissão das ondas “upstream” para dentro da magnetosfera e sua subsequente propagação como modo compressional, para as baixas latitudes, como um possível mecanismo (Yumoto, 1986; Anderson, 1994). Estudos recentes com dados de magnetômetros no solo, para investigar a variação espacial dos parâmetros de ondas Pc3-4, têm confirmado a existência do modo de oscilação toroidal desacoplado e da ressonância das linhas de campo na plasmasfera em baixas latitudes. O acoplamento entre o modo compressional global e a ressonância das linhas de campo é considerado como um provável mecanismo de excitação (Ziesolleck et al., 1993; Zieozolleck e Chamalaun, 1993). O modo compressional global é caracterizado por uma estrutura de onda estável propagando-se na direção radial, com pequeno número de onda azimutal (Anderson, 1994).

As pulsações de período na faixa Pc5 (150 - 600 s) são comumente observadas no solo nas regiões de altas latitudes, próximo à região auroral, muitas vezes após intervalos geomagneticamente perturbados. A ressonância de linhas de campo provocada por instabilidades Kelvin-Helmholtz, oscilações de larga escala da cavidade magnetosférica e ondas de deriva de espelho são algumas das teorias invocadas para a geração das Pc5, todas sugerindo altas latitudes como região fonte (Hughes, 1994). Recentemente tem aumentado a evidência de ocorrência das Pc5 nas médias e baixas latitudes (Ziesolleck e Chamalaun, 1993; Bloom e Singer, 1995) e também nas latitudes equatoriais (Reddy et al., 1994; Trivedi et al., 1997). O papel das ondas Pc5 na plasmasfera em baixas latitudes e a possível relação com as pulsações Pc3-4 foi investigada por Ziesolleck e Chamalaun (1993). Contudo, o entendimento de como a energia das ondas na magnetosfera externa se acoplam e propagam para as latitudes baixas e equatoriais permanece incompleto.

A ampla maioria dos estudos de micropulsações geomagnéticas tem se concentrado em dados de satélites e de solo em estações de médias e altas latitudes, enquanto que as latitudes muito baixas ($\phi < 22^\circ$; $L < 1,2$) e a região equatorial têm recebido menor atenção. As características e mecanismos de geração e propagação das

micropulsações nas latitudes muito baixas ainda não são bem entendidos e podem estar relacionados aos mecanismos de geração e propagação de micropulsações de altas latitudes (Feng et al., 1995). Nas latitudes muito baixas, uma fração significativa das linhas de campo magnético estão contidas dentro da ionosfera, influenciando nas propriedades dos sinais nestas latitudes e levando a diferentes características de onda em relação às altas latitudes (Yumoto, 1986; Feng et al., 1995; Matsuoka et al., 1997). A teoria de ressonância das linhas de campo tem explicado numerosas observações em altas e médias latitudes. Mas, nas latitudes muito baixas, a existência da ressonância de linhas de campo tem sido questionada (Yumoto, 1986; Feng et al., 1995).

A região da ionosfera equatorial é caracterizada por altas condutividades, apresentando peculiaridades como o aumento de amplitude de alguns fenômenos geomagnéticos, tais como, eletrojato equatorial, distúrbios polares do tipo 2 (DP2), micropulsações geomagnéticas e outros (Nishida, 1978; Forbes, 1981; Sastry et al., 1983; Itonaga et al., 1995; Sarma e Sastry, 1995; Trivedi et al., 1997). O eletrojato equatorial (Forbes, 1981) é uma corrente elétrica que flui na camada E da ionosfera, causando flutuações magnéticas que podem ser observadas no solo, numa estreita faixa de latitude, próxima à região equatorial. Já é bem conhecido que esta corrente exerce considerável influência sobre as variações geomagnéticas numa grande faixa de período, que vai desde a variação Sq até as flutuações geomagnéticas com período de 10 s (Pc3). Vários tipos de micropulsações mostram significativo aumento de amplitude na região equatorial devido ao eletrojato equatorial. Sastry et al. (1983) observaram um fator de aumento de 1,4 a 3,5 na amplitude das pulsções Pi2 na região equatorial, para eventos diurnos. Recentemente, Sarma e Sastry (1995) encontraram aumento de amplitude com fator de 2,0 a 2,5 sobre uma grande faixa de período, com rápida diminuição para períodos menores que 20 s, próximo ao meio dia local.

Observações simultâneas de micropulsações para determinar a variação espacial dos parâmetros, tais como, frequência, densidade de potência (ou amplitude), polarização e fase, tem se constituído numa técnica básica para a investigação das características de ondas ULF na faixa Pc3-5. Esta técnica possibilita identificar com mais clareza a estrutura espacial das ondas e os seus mecanismos de geração e propagação na magnetosfera. Alguns estudos de variação espacial de parâmetros de micropulsações têm sido feitos usando dados medidos simultaneamente em redes de estações distribuídas num perfil latitudinal e/ou longitudinal. Alguns pesquisadores determinaram a variação espacial dos parâmetros de potência, polarização e fase, para eventos que apresentaram alto grau de polarização, objetivando facilitar a identificação dos modos de propagação de ondas ULF na magnetosfera (Ziesolleck et al., 1993; Ziesolleck e Chamalaun, 1993; Ziesolleck e McDiarmid, 1994; Feng et al., 1995; Ziesolleck et al., 1996; Trivedi et al., 1997; Ziesolleck et al., 1997; Ziesolleck et al., 1998).

A proposta deste trabalho é estudar as características espaciais das micropulsações geomagnéticas Pc3-5, incluindo a determinação dos parâmetros espectrais, polarização e fase, para contribuir no entendimento dos mecanismos de geração e propagação nas latitudes muito baixas e na região equatorial. Para realizar este estudo, fez-se uso dos dados geomagnéticos coletados na rede de 10 estações que o INPE vem operando, já há vários anos, em colaboração com a Universidade de Kyushu (Japão), Observatório Nacional ON/CNPQ, EMBRAPA, TESA e UFSM, no noroeste, norte, nordeste e sul do território brasileiro. Esta rede de estações têm distribuição geográfica bidimensional, incluindo estações com latitudes desde 29,7°S a 1,4°S e longitudes desde 38,5°W até 63,9°W, que são: Santa Maria (29,7°S, 53,9°W), Cuiabá (15,35°S, 56°W), Colibri (13,7°S, 59,8°W), Vilhena (12,7°S; 60°W), Presidente Médici (11,3°S; 61,8°W), Ariquemes (9,6°S; 63°W), Porto Velho (8,8°S; 69,9°W); Eusébio/Fortaleza (3,9°S; 38,5°W), São Luiz/Alcântara (2,3°S; 44,2°W); Belém/Tatuoca (1,4°S; 48,4°W). Cada estação é equipada com um magnetômetro do tipo “fluxgate” capaz de realizar medidas das variações geomagnéticas com resolução em amplitude menor que 0,5 nT, num intervalo de amostragem de 3 s.

Para investigar a variação espacial dos parâmetros de micropulsações Pc3-5 ao longo desta rede de estações, escolheu-se 26 dias de dados simultâneos entre os dias 7 de outubro a 1 de novembro de 1994, totalizando um conjunto 260 dias. Após o pré-processamento dos dados fez-se a filtragem digital, para eliminar a variação diurna do campo geomagnético. Posteriormente, fez-se a análise espectral utilizando o método de estimação espectral por múltiplas janelas, baseado na Transformada Rápida de Fourier (FFT), para obter o espectro de potência e os parâmetros de polarização e fase das micropulsações. Este método tem sido utilizado no estudo de séries temporais não estacionárias, principalmente nas áreas de sismologia (Park et al., 1987 a, b) e climatologia (Thomson, 1990; Park e Maasch, 1993). A implementação deste método visa melhorar a estimação dos espectros em relação a análise de Fourier tradicional (Press et al., 1986) e a estimação dos parâmetros de polarização em função da frequência, que não era possível através da técnica utilizada por Fowler et al. (1967). O método de estimação espectral por múltiplas janelas é empregado na análise de dados geomagnéticos. Vieira (1998) também utilizou recentemente esta técnica na análise de um evento de micropulsações geomagnéticas na faixa de Pc5.

A análise dos dados geomagnéticos observados simultaneamente entre 07 de outubro a 01 de novembro de 1994, em 10 estações localizadas em latitudes muito baixas e equatoriais, pretende atingir os seguintes objetivos:

- obter as características gerais das micropulsações geomagnéticas na faixa das Pc3-5 (10 - 600 s) para as estações localizadas em latitudes muito baixas e equatoriais, no Brasil;
- investigar as influências do aumento da condutividade ionosférica, associado a intensificação da corrente do eletrojato equatorial, sobre as micropulsações geomagnéticas na faixa de Pc3-5;

- discutir os mecanismos físicos de geração e propagação das pulsações nas latitudes muito baixas e equatoriais.

Este trabalho está organizado da seguinte forma:

- no Capítulo 2, apresenta-se uma breve revisão sobre micropulsações, mostrando suas classificações e as características mais importantes;
- no Capítulo 3, faz-se uma revisão sobre as ondas ULF na magnetosfera, comentando os seus principais mecanismos de geração e propagação, com ênfase para as baixas latitudes;
- no Capítulo 4, apresenta-se uma descrição do procedimento experimental utilizado para obter os dados da variação do campo geomagnético utilizados neste estudo;
- no Capítulo 5, descrevem-se as técnicas de processamento e análise de dados adotadas para estudar as micropulsações;
- no Capítulo 6, apresenta-se o método de tratamento de dados e os resultados obtidos;
- no Capítulo 7, são apresentadas as conclusões e sugestões para trabalhos futuros.

CAPÍTULO 2

MICROPULSAÇÕES GEOMAGNÉTICAS

2.1 INTRODUÇÃO

As micropulsões são flutuações de curto período (usualmente da ordem de segundos a minutos) do campo magnético terrestre. As amplitudes típicas destas flutuações são menores que uma parte em 10^4 do campo principal e têm efeito transitório. A faixa de período na qual se considera as micropulsões está entre 0,2 segundos e 17 minutos, com amplitudes desde frações até centenas de nanotesla.

As micropulsões do campo geomagnético observadas no solo e na magnetosfera terrestre devem-se à manifestação de ondas de plasma (hidromagnéticas) de frequência ultra-baixa (ULF) na magnetosfera. As ondas com mais baixa frequência têm comprimento de onda comparáveis ao tamanho da magnetosfera e amplitudes da ordem de centenas de nanotesla (Jacobs, 1970; Samson, 1991; Hughes, 1994). O limite superior do espectro de ondas causadoras de micropulsões é determinado pela frequência ciclotrônica do hidrogênio na magnetosfera, que é tipicamente menor que 10 Hz (Samson, 1991). Em geral é aceito que as micropulsões geomagnéticas são provocadas pela manifestação de ondas hidromagnéticas geradas por vários processos físicos. A interação do vento solar com o campo magnético da Terra é o principal processo de geração das micropulsões detectadas em toda a magnetosfera, ionosfera e na superfície terrestre (Kuwashima e Fujita, 1989; Anderson, 1994; Sibeck, 1994; Hughes, 1994). As equações da onda hidromagnética são acopladas, mas solucionadas na forma desacoplada, simplificando as equações para as perturbações das linhas de campo na direção radial (chamado de modo poloidal ou compressional) e na direção azimutal (modo toroidal ou torsional).

As micropulsões são geralmente observadas em bases terrestres (estações geomagnéticas) e com instrumentos a bordo de satélites. Independente do ponto de observação há vários fatores vinculados, direta ou indiretamente, à interação Sol-Terra, que podem afetar a atividade das micropulsões, tais como: a interação do vento solar que flui com velocidades instáveis supersônicas (250 - 800 km/s) em relação à magnetosfera, causando pulsos de compressão e rarefação nas linhas de campo da magnetosfera; a duração do ciclo solar e efeitos periódicos como as manchas solares; a localização, em latitude e longitude geomagnética do observatório; a hora e o dia; o estado local da ionosfera; o nível de atividade magnética.

Além da descrição dos fatores que afetam as micropulsões, há também a necessidade de se identificar suas fontes geradoras. A geração de micropulsões dentro da magnetosfera por ondas MHD é assunto relevante, uma vez que um ou mais tipos de

micropulsações podem estar associados, por exemplo, a um ou mais tipos dessas ondas, geradas numa certa região e associadas a diversos processos físicos relacionados à interação Sol-Terra.

Dos vários tipos de ondas geradas no plasma magnetosférico, algumas se propagam para a superfície da Terra como ondas eletromagnéticas. As propriedades destas ondas no plasma podem ser investigadas usando-se dados de observações feitas em bases terrestres. No entanto, existem numerosos tipos de ondas geradas localmente e que só podem ser observadas por satélites. Por isso, necessita-se de observações feitas em bases terrestres e por satélites para o estudo das ondas de plasma. Recentemente, têm-se utilizado não só as ondas naturais de plasma, mas também ondas excitadas artificialmente por ondas transmitidas da Terra, ou de naves espaciais, como também, por feixe de elétrons e íons injetados a partir de foguetes de sondagem. Tais métodos são chamados de experimentos ativos.

2.2 CLASSIFICAÇÃO DAS MICROPULSAÇÕES

Um importante problema na investigação de micropulsações é a descrição e classificação dos tipos de oscilações observadas e as condições sobre as quais elas foram geradas. Dois tipos principais de classificações têm sido mencionadas, a primeira é baseada nas propriedades morfológicas e mais recentemente, a classificação genética, baseada nos mecanismos de geração das pulsções.

Em 1958, a Associação Internacional de Geomagnetismo e Aeronomia (IAGA - “International Association of Geomagnetism and Aeronomy ”), propôs uma classificação baseada nas características morfológicas das micropulsações. Esta classificação divide as micropulsações em duas classes distintas, a saber: pulsções regulares ou contínuas e pulsções irregulares designadas por Pc e Pi, respectivamente. As Pc são pulsções cujas amplitudes são estáveis ou flutuam regularmente, enquanto que as Pi não mantêm qualquer regularidade. Dentro de cada grupo ou família, as micropulsações são classificadas de acordo com o período ou frequência (Tabela 2.1).

TABELA 2.1 - CLASSIFICAÇÃO MORFOLÓGICA

NOTAÇÃO	FAIXA DE PERÍODO (s)	FREQÜÊNCIA
Pc1	0,2 - 5	0,2 - 5 Hz
Pc2	5 -10	0,1 - 0,2 Hz
Pc3	10 - 45	22 - 100 mHz
Pc4	45 - 150	7 - 22 mHz
Pc5	150 - 600	2 - 7 mHz
Pi1	1 - 40	0,025 - 1 Hz
Pi2	40 - 150	2 - 25 mHz

FONTE: Jacobs (1970, p. 17).

O esquema morfológico de classificação vem sendo continuamente modificado e gradualmente está sendo constituído, com base nos processos físicos de geração, a chamada classificação genética. Recentemente, Samson (1991) dividiu as pulsações em três bandas de frequências distintas: baixa-freqüência (1 - 10 mHz); média-freqüência (10 - 100 mHz) e alta-freqüência (0,1 - 10 Hz) e dois tipos de pacotes de ondas: contínuas e impulsivas. A Tabela 2.2 mostra o esquema de classificação genética das micropulsações.

TABELA 2.2 - CLASSIFICAÇÃO GENÉTICA

BANDA	CONTÍNUAS	IMPULSIVAS
1-10 mHz	<ul style="list-style-type: none"> - instab. de deriva de espelho - ressonância "bounce " - instab. Kelvin-Helmholtz 	<ul style="list-style-type: none"> - impulsos súbitos do vento solar - mudança abruptas da convecção na cauda - eventos de transferência de fluxo
10-100 mHz	<ul style="list-style-type: none"> - instab. Kelvin-Helmholtz - instab. próton-ciclotrônica do vento solar 	<ul style="list-style-type: none"> - mudanças abruptas na cauda magnetosférica - instab. de correntes alinhadas ao campo.
0,1-10 Hz	<ul style="list-style-type: none"> - instab. próton-ciclotrônica na magnetosfera 	<ul style="list-style-type: none"> - instab. de correntes alinhadas ao campo

FONTE: Samson (1991, p. 489).

2.3 CLASSIFICAÇÃO MORFOLÓGICA

Esta classificação abrange o intervalo inteiro das pulsações com períodos de 0,2 a 600 s (2 - 5 mHz). São divididas em subgrupos dependendo do período.

2.3.1 PULSAÇÕES CONTÍNUAS Pc1-2 (T=0,2 - 10 s)

As Pc1-2 são pulsações devido a ondas ULF com períodos de 0,2 a 10 s geradas pelas instabilidades eletromagnéticas íon-ciclotrônicas (EMIC) próximo ao equador magnético e por isso são chamadas de ondas íon-ciclotrônicas. A energia para a geração de ondas EMIC provém da anisotropia de temperatura dos prótons magnetosféricos na faixa de 10 - 100 keV. A compressão da magnetosfera pelo vento solar aumenta a anisotropia de íons causando um aumento das EMIC (Olson e Lee, 1983). As instabilidades íon-ciclotrônicas podem ocorrer na corrente de anel (eventos de média e baixa latitude) ou na região da folha de plasma (eventos de alta latitude). As ondas Pc1-2 propagam-se para a ionosfera ao longo das linhas de campo e podem ser observadas também no solo. Dois grupos têm sido identificados nas observações: pulsações estruturadas (também conhecidas como periódicas, ou

pulsações de pérolas) e pulsações desestruturadas. As pulsações estruturadas são muitas vezes observadas no setor da manhã (Erlandson et al., 1992).

Observações na magnetosfera e no solo mostraram uma probabilidade de ocorrência máxima em $L = 7 - 9$, indicando que a mais importante fonte de energia para as ondas EMIC são os íons da folha de plasma (Anderson et al., 1992). Um fraco máximo foi encontrado no setor do amanhecer (03 - 09 MLT). Em altas latitudes estas pulsações não são estruturadas e independem das tempestades. Contudo, estas emissões podem ser moduladas por pulsações Pc4-5 (Plyasova-Bakounina et al., 1996). Em latitudes muito altas os eventos observados no solo no setor da manhã têm sido explicados pela injeção de íons na região do “cusp/cleft”.

As pulsações em pérolas aparecem como explosões repetitivas de ondas Pc1, formadas por pacotes de ondas propagando-se ao longo das linhas de campo entre pontos conjugados e parcialmente refletidos na ionosfera. Estes pacotes têm-se mostrado em antifase nos hemisférios norte e sul.

2.3.2 PULSAÇÕES CONTÍNUAS Pc3 (T=10 - 45 s)

Os pacotes de ondas com períodos na faixa de 10 a 45 s são freqüentemente observados do equador para a zona auroral, no lado diurno da magnetosfera. São raramente observadas a noite e, assim como as Pc1 e Pc2, tendem a se repetir a cada 27 dias de acordo com o ciclo solar. Fluxos quase estacionários das regiões ativas do sol, responsáveis pelas tempestades magnéticas, causam pulsações na faixa de Pc3. O decréscimo na atividade das manchas solares provoca um aumento em seu período. Isto pode ser visto como uma diminuição de sua atividade proporcional à atividade das manchas solares. Em latitudes moderadas, o aumento do período se dá do amanhecer para o anoitecer e em baixas latitudes um período mínimo é encontrado ao meio dia. Quanto à amplitude, as Pc3 mostram cerca de 1 nT em médias latitudes, 0,1 nT para baixas latitudes e as máximas amplitudes ocorrem em torno de $L=4$ por volta do meio-dia.

2.3.2.1 COMPRESSIONAL Pc3

As pulsações diurnas compressionais Pc3 são flutuações do campo de amplitude relativamente baixa (poucos nT) e períodos típicos de 20 - 30 s. Elas são predominantemente polarizadas ao longo das linhas de campo e as ondas magnetosféricas mais fortes ocorrem na plasmapausa por volta ao meio-dia. As observações mostram uma boa correspondência entre as ondas observadas em órbitas sincrônicas e no solo (em altas e baixas latitudes). Ainda mais importante, estas ondas correlacionam-se muito bem com campo magnético interplanetário (IMF). A correlação com o ângulo de cone do IMF sugere que a fonte das ondas está associada com a região quase paralela da frente de choque. A correlação da freqüência das Pc3 compressionais

com a magnitude do IMF, $f(\text{Hz}) = 0,006 \times B(\text{nT})$, resulta da interação ressonante onda-partícula entre os prótons refletidos no choque quase paralelo e as partículas do vento solar na região de choque. As ondas compressoriais Pc3 são o resultado do modo compressional rápido devido à interação onda-partícula na região de choque que se propaga através da cavidade magnetosférica (Anderson, 1994).

2.3.2.2 TOROIDAL Pc3

Na magnetosfera diurna, ocorrem múltiplos harmônicos toroidais azimutalmente polarizados de pulsações (ressonância de linhas de campo), comumente acima de 6 harmônicos simultaneamente presentes numa extensa região de L . Devido a maior predominância de harmônicos na faixa de 20 - 40 s elas são chamadas de toroidais Pc3 (contudo, frequências menores também podem ocorrer). Com respeito a ocorrência, elas são similares as ondas compressoriais Pc3 e estão associadas com a geometria de choque quase paralelo. Os dois tipos de Pc3 podem ser pensados como diferentes caminhos de percurso da onda (Anderson, 1994).

As ondas toroidais Pc3 podem ser atribuídas ao acoplamento entre as ondas compressoriais Pc3 e a ressonância das linhas de campo. É também possível que exista influências da ionosfera (Engebretson et al., 1991). As ondas Pc3 podem ter acesso à ionosfera na região do “cusp”, onde as flutuações Pc3 também têm sido detectadas devido à precipitação de elétrons na região auroral. Estas flutuações, atribuídas às correntes alinhadas ao campo e associadas com as turbulências típicas da geometria de choque quase paralelo, causam múltiplos harmônicos de pulsações através do acoplamento ionosférico dos sistemas de correntes 1 e 2. As duas estruturas de correntes alinhadas ao campo em larga escala, que conectam a magnetosfera externa à ionosfera auroral, foram denominadas Regiões de Correntes Alinhadas ao Campo 1 e 2. Na região 1, as correntes fluem para a ionosfera no setor do amanhecer e a partir da ionosfera no setor do crepúsculo, enquanto na região 2 fluem no sentido oposto, isto é, a partir da ionosfera no setor do amanhecer e para a ionosfera no setor do crepúsculo. Estas correntes estão quase sempre presentes, exceto durante extensos períodos de baixa atividade geomagnética (Lin e Lee, 1994).

2.3.3 PULSAÇÕES CONTÍNUAS Pc4 (T=45 - 150 s)

As pulsações contínuas com período na faixa de 45 a 150 s são registradas comumente durante o dia, com amplitudes em torno de 5 nT em altas latitudes e máximo em $L = 6$ no meridiano do meio dia. Estas pulsações estão na faixa de frequência das ondas de Alfvén torsionais (ideais), que têm natureza transversal. A maioria dos eventos são detectados no espaço entre $L = 8$ e a magnetopausa, sob condições magnéticas calmas, com tendência a se repetirem depois de 27 dias (ciclo solar).

Os principais mecanismos geradores das pulsações Pc4 são os seguintes: excitação

de ondas de superfície pela instabilidade Kelvin-Helmholtz na magnetopausa, as flutuações do vento solar, ressonância “bounce” e folhas de corrente transiente magnetosféricas.

As ondas Pc4 poloidais, com períodos próximos a 100 s e as vezes atingindo a faixa das Pc5, são ondas transversais radialmente polarizadas, localizadas próximo ao equador que, no amanhecer podem estender-se latitudinalmente sobre várias horas ($L \sim 6$, ao meio dia e $L \sim 8$ à meia noite). Elas são localmente geradas por íons reinjetados, mas a ocorrência atinge o pico durante períodos mais quietos após as subtempestades magnéticas. O fluxo de íons mostra oscilações na mesma frequência das ondas, com energia dependendo da fase. O fluxo dos íons mostra fase oposta nas direções sul e norte, indicando movimento ressonante de “bounce”. Ainda, um atraso de fase no fluxo de partículas entre o lado leste e oeste indica haver uma deriva ou propagação na direção oeste (Anderson, 1994).

A ressonância “bounce” de íons energéticos (150 keV) gera modos de ondas poloidais guiados, com alto número de onda azimutal, no segundo harmônico de ressonância de linhas de campo. Os múltiplos harmônicos de pulsações diurnas, as vezes chamados de ondas toroidais Pc3, atingem ocasionalmente frequências na faixa de Pc4 e Pc5.

2.3.4 PULSAÇÕES CONTÍNUAS Pc5 (T=150 - 600 s)

As pulsações contínuas com período de 150 a 600 s, na faixa de frequência das ondas magnetossônicas rápidas (ou Alfvén compressionais), apresentam amplitudes típicas de 100 nT e máxima intensidade na zona auroral. Não há qualquer evidência quanto a ocorrência periódica depois de 27 dias, porém o decréscimo na atividade das manchas solares registra um decréscimo no período das pulsações, sendo o mais curto observado durante o amanhecer.

2.3.4.1 COMPRESSIONAL Pc5

As ondas compressionais Pc5 são encontradas próximo aos flancos do lado noturno da magnetosfera, com pico dominante ocorrendo além de $L = 8$. A perturbação compressional (ao longo das linhas de campo) é muitas vezes acompanhada por perturbações radiais com grandes amplitudes de oscilação e períodos de 5 a 15 minutos. Estas ondas são localmente geradas pelas ondas de deriva de espelho causadas por anisotropias de pressão de plasma, que ocorrem próximas ao equador magnético (Anderson, 1993).

As pulsações compressionais Pc5 do amanhecer e anoitecer ocorrem sob diferentes condições geofísicas de períodos calmos. Enquanto os eventos do lado noturno ocorrem durante o aumento da corrente de anel, com alto índice Ae e intenso IMF na direção sul, os eventos do lado do amanhecer ocorrem para baixos índices Dst (fraca

corrente de anel), com baixo Ae e IMF na direção norte. As ondas do lado do anoitecer propagam-se para o oeste, com velocidades comparáveis às velocidades de deriva de prótons energéticos (10 - 30 keV). As ondas do lado do amanhecer propagam-se para o leste devido à direção de deriva: no plasma de fundo (“rest frame”) elas se propagam para o oeste (Anderson, 1994).

2.3.4.2 TOROIDAL Pc5

As pulsações toroidais Pc5 têm polarização azimutal e são modos toroidais de ressonância de linhas de campo com nó no equador magnético. Elas são consideradas como um fenômeno separado dos múltiplos harmônicos (citadas nas pulsações Pc3) devido à diferença de distribuição de ocorrência: as toroidais Pc5 são encontradas próximo aos flancos da magnetosfera no amanhecer e anoitecer (observadas no solo) ou somente no amanhecer (observadas por satélites). Contudo, devido a taxa de ocorrência aumentar monotonicamente com L , a fonte de energia destas ondas deve estar próxima à magnetopausa. Algumas medidas mostram que estas ondas se propagam na direção antisolar nos flancos, produzindo movimentos ondulatórios na magnetopausa. As teorias sugeridas para explicar estas ondas são:

- 1) geração de ondas superficiais por instabilidades Kelvin-Helmholtz na magnetopausa, quando o plasma da bainha magnética (“magnetosheath”) flui com velocidade que excede do plasma na magnetopausa (Cahill e Winckler, 1992);
- 2) geração de ondas superficiais na magnetopausa devido aos pulsos de pressão do vento solar na bainha magnética. Os pulsos de pressão do vento solar podem produzir ondas Alfvén compressionais (modo rápido). Estes modos podem acoplar-se ou converter-se em onda de cisalhamento Alfvén no ponto onde a frequência da onda compressional une-se às autofrequências do modo de cisalhamento das linhas de campo (Lysak e Lee, 1992);
- 3) as anomalias magnéticas localizadas, tal como os processos de eventos de transferência de fluxo ou reconexões intermitentes, podem estar associados com ondas na magnetopausa (Cahill e Winckler, 1992).

Os eventos mais fortes de pulsações toroidais Pc5 foram observadas durante períodos com altas velocidades médias do vento solar. Nas medidas no solo, as pulsações toroidais Pc5 mostram uma rotação de 90° (contra os ponteiros do relógio) devido às modificações na ionosfera (Hughes, 1974). A injeção noturna de elétrons também tem efeitos sobre as ondas Pc5 (Saka et al., 1992).

2.4 MICROPULSAÇÕES IRREGULARES

Esta classe de micropulsações é caracterizada por sua forma irregular. Elas têm conexão com os distúrbios do campo geomagnético e estão correlacionadas com os distúrbios da magnetosfera superior. Esta classe é dividida em dois grupos:

2.4.1 PULSAÇÕES IRREGULARES Pi1

As Pi1 têm formas irregulares com períodos de 1 a 40 s. Suas amplitudes têm valores máximos nas zonas aurorais e sua intensidade decresce rapidamente com a latitude. As Pi1 têm forma de microestruturas devido a distúrbios lentos do campo magnético, observados durante a fase principal das tempestades magnéticas.

A ocorrência das Pi1 mostra uma dependência distinta com o índice Kp, aumentando com o aumento do Kp. Algumas vezes, as Pc1 e Pi1 são registradas simultaneamente com distúrbios lentos e, também, como distúrbios de campos independentes. As pulsões que aparecem na forma de série de oscilações, cada uma durando cerca de 10 a 20 minutos tendo o fenômeno todo uma duração de cerca de uma hora, são sempre acompanhadas por perturbações de outros tipos Pi1, ou ambas, Pi1 e Pc1.

As pulsões Pi podem ser divididas em dois grupos, as pulsões semelhantes às explosões de ruído PiB e de pulsos contínuos PiC (as PiB também estendem-se para as baixas frequências Pi2).

2.4.2 PULSAÇÕES IRREGULARES Pi2

As Pi2 possuem formas irregulares com períodos localizados num intervalo de 40 - 150 s, podendo apresentar períodos acima de 250 s e amplitudes de 1 a 5 nT. As Pi2 têm como característica principal o seu pequeno tempo de duração e a sua superposição com as Pi1, as quais podem ser seguidas, em certas ocasiões, pelas Pc1.

A probabilidade de ocorrência das Pi2 aumenta com o aumento do índice Kp. Para um mesmo intervalo de tempo, a ocorrência das Pi1 aumentam com o número de manchas solares, sugerindo que as Pi1 e Pi2 têm diferentes fontes de geração ou que tem diferentes modos de propagação.

2.5 OUTRAS FORMAS DE ATIVIDADE Pi

Outros tipos de pulsação podem ser observadas, particularmente durante períodos de tempestades, com menos regularidade em aparência que as emissões contínuas, porém são mais regulares que as explosões de ruído (Pi1). Estas emissões ocorrem

durante períodos magneticamente perturbados e, muitas vezes, estão associadas às baías magnéticas.

Diferentes tipos de Pi são distinguidos, na faixa de frequência de 0,1 a 3 Hz, sendo as mais importantes: SIP (pulsção irregular curta); IPDP (pulsção irregular de período diminuído); IPIP (pulsção irregular de período aumentado). Os eventos de intervalos de pulsções de período diminuído (IPDP) estão relacionadas às instabilidades próximas a região de corrente de anel. A fonte de íons da corrente de anel depende fortemente da atividade geomagnética e as IPDP ocorrem durante a fase ativa das subtempestades.

2.6 CLASSIFICAÇÃO GENÉTICA

2.6.1 PULSAÇÕES DE BAIXA FREQUÊNCIA (1 - 10 mHz)

As pulsções geomagnéticas na banda de baixa frequência são ondas de plasma com comprimentos de onda comparáveis às dimensões da magnetosfera. As pulsções de baixa frequência tendem a ter amplitudes máximas nas zonas aurorais (Saito, 1969). As regiões de máxima intensidade ocorrem principalmente na oval auroral, exceto próximo ao meio dia local onde os picos de amplitude podem ser ligeiramente deslocados na direção dos pólos em relação a média do oval auroral. Em médias latitudes não são evidentes e podem ocorrer com igual probabilidade na maior parte do dia (Samson, 1991).

2.6.2 PULSAÇÕES DE MÉDIA FREQUÊNCIA (10 - 100 mHz)

A maioria das ondas de plasma, na banda de frequência média, são geradas pelo vento solar na magnetopausa, ou originadas por instabilidades íon-ciclotrônicas na região de fluxo contrário “upstream” ao vento solar. As ondas de plasma geradas por estas instabilidades são convectadas para baixo, na direção da curva de choque e se acoplam à magnetopausa propagando-se para o seu interior. Elas são mais frequentes no lado diurno e têm amplitudes desde frações a vários nanotesla na superfície da Terra. A frequência das pulsções diárias nesta banda é regulada pela intensidade do IMF. Contudo, a frequência dessas pulsções pode ser influenciada pela orientação do IMF e pela velocidade do vento solar (Yumoto, 1986; Yumoto, 1988; Samson, 1991; Anderson, 1994).

2.6.3 PULSAÇÕES DE ALTA FREQUÊNCIA (0,1 - 10 Hz)

As pulsções na banda de alta frequência (0,1 - 10 Hz) inclui as classes Pc1 e Pc2. Na superfície da Terra, as amplitudes máximas destas pulsções são tipicamente de 0,1 - 10 nT nas zonas aurorais, com amplitudes menores no equador. Registros obti-

dos no solo mostram dois grupos distintos: um grupo de pulsações com amplitudes periodicamente moduladas e outro que mostram mudanças graduais e algumas por acaso. As pulsações do primeiro grupo são as chamadas pérolas, devido a similaridade entre a aparência de suas séries temporais e um cordão de pérolas. Por outro lado, as pulsações do segundo grupo são pulsações desestruturadas, devido a falta de qualquer periodicidade na modulação e na amplitude (Saito, 1969; Jacobs, 1970; Nishida, 1978; Yumoto, 1986).

A maior parte das teorias para a origem das pulsações de 0,1 - 10 Hz na magnetosfera baseia-se na instabilidade próton-ciclotrônica do modo L . A fonte de energia para a instabilidade é proveniente de uma distribuição energética (maior que 10 keV) anisotrópica de prótons. Uma das principais fontes de íons energéticos e anisotrópicos são as partículas injetadas na cauda magnética durante a fase expansiva das subtempestades (Samson, 1991).

CAPÍTULO 3

ONDAS ULF NA MAGNETOSFERA

3.1 INTRODUÇÃO

As micropulsações observadas na magnetosfera se devem a manifestação de ondas de plasma de ultra baixa frequência (ULF). A faixa das ondas ULF situa-se entre 1 mHz a 1 Hz. Fisicamente estas frequências representam, respectivamente, a menor frequência da cavidade magnetosférica e a girofrequência dos íons. A frequência das pulsções é considerada ultra baixa quando comparada com a frequência natural de plasma. O esquema típico de classificação das ondas ULF baseia-se no período, de acordo com a Tabela 2.1.

As pulsções geomagnéticas observadas na superfície de Terra foram atribuídas a manifestação de ondas de plasma magnetohidrodinâmicas (MHD) na magnetosfera terrestre (Dungey, 1954). Durante o Ano Internacional de Geofísica, em 1958, o estudo das ondas MHD teve um grande impulso e muitas estações geomagnéticas, equipadas com magnetômetros, foram estabelecidas ao redor do mundo para estudar ocorrência global de fenômenos geomagnéticos tais como tempestades magnéticas e micropulsções. Durante este ano e os subseqüentes, a primeira morfologia das pulsções geomagnéticas foi estabelecida (Saito, 1969; Jacobs, 1970). Os primeiros estudos levaram a classificar as pulsções geomagnéticas em duas categorias de acordo com a regularidade e o período das variações. As pulsções com pico espectral muito bem definido foram classificadas como pulsções contínuas (Pc), enquanto as que envolvem grande faixa espectral foram classificadas como pulsções irregulares (Pi).

Os estudos das pulsções geomagnéticas foram ampliados durante o Programa Internacional de Estudos Magnetosféricos (1976 - 1979). Durante este período e nos anos seguintes, as características das ondas MHD tornaram-se mais claras devido ao aumento das observações geomagnéticas, através de redes de magnetômetros instalados desde as altas até baixas latitudes e em vários meridianos. Em adição, múltiplos satélites de observação no espaço interplanetário e na magnetosfera mediram o campo magnético e outros parâmetros geofísicos tais como: campo elétrico, densidade de plasma e partículas energéticas. Devido a estas observações, as características das ondas MHD têm sido esclarecidas e explicadas, mas muitos problemas ainda não estão resolvidos.

Semelhante à maior parte dos fenômenos geomagnéticos, a energia para as instabilidades de plasma e ondas magnetosféricas provém do vento solar (Kuwashima e Fujita, 1989; Samson, 1991; Anderson, 1994; Sibeck, 1994; Hughes, 1994). O

principal fator governante das ondas ULF é o fluxo convectivo de plasma na magnetosfera (ver Figura 3.1). Esse fluxo provoca a interação viscosa do vento solar com a magnetosfera onde surge o acoplamento magnético e as reconexões na magnetopausa. O processo de reconexão no lado diurno da magnetosfera é muitas vezes transiente e localizado, produzindo ondas transientes de plasma na magnetosfera. O fluxo convectivo pode levar diretamente à instabilidades geradas pelas variações espaciais de quantidades físicas tais como gradientes de pressão, de densidade e campo magnético, tal como a instabilidade Kelvin-Helmholtz próxima à magnetopausa (Sibeck, 1994). O fluxo convectivo pode também produzir distribuições instáveis de plasma na magnetosfera (Kuwashima e Fujita, 1989; Samson, 1991; Hughes, 1994). Na magnetosfera, uma substancial quantidade de plasma é transportado por convecções dentro da região da camada limite da cauda magnética, mostrada na Figura 3.1 e 3.2. O fluxo dentro da camada limite das baixas latitudes tem considerável velocidade de cisalhamento favorecendo as condições para a instabilidade Kelvin-Helmholtz (Samson, 1991; Andeson, 1994; Hughes, 1994; Sibeck, 1994).

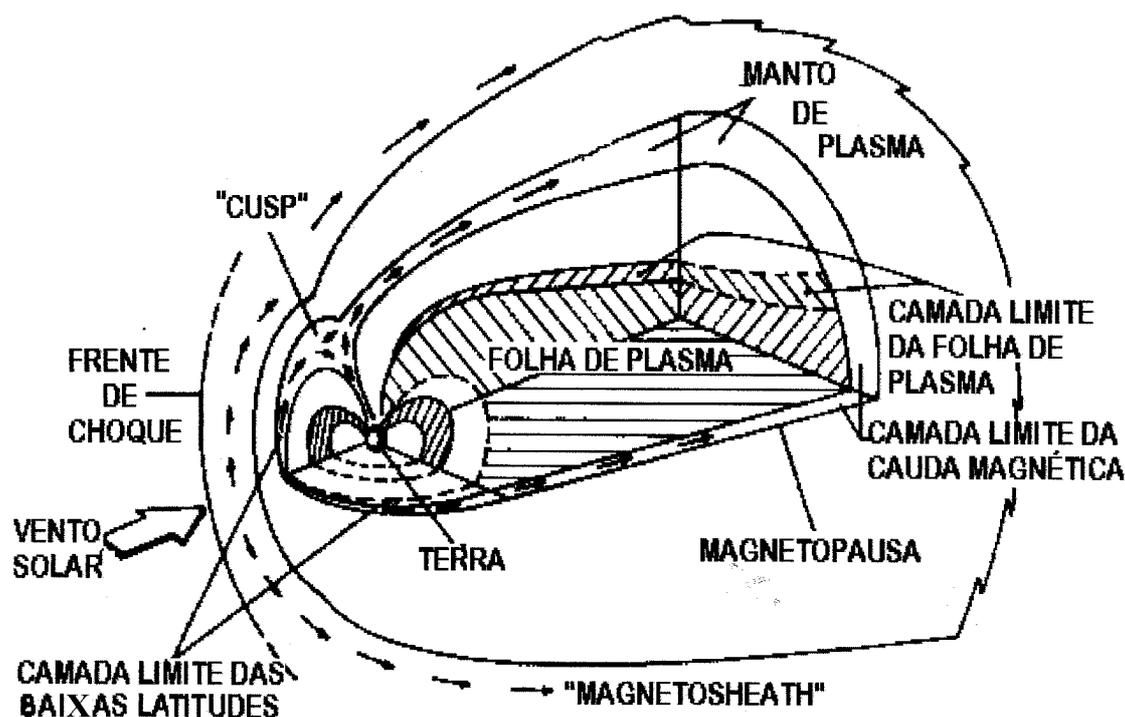


Fig. 3.1 - Principais regiões de fluxo convectivo de plasma na magnetosfera terrestre.

FONTE: Samson (1991, p. 184).

A folha de plasma, sua camada de contorno e a corrente de anel são regiões propícias para a produção de ondas de plasma devido ao calor e aos plasmas anisotrópicos

que existem dentro destas regiões. Durante a fase de expansão das subtempestades, o aumento na convecção de plasma em direção a Terra provoca uma injeção de íons na folha de plasma e na magnetosfera interna. O fluxo de partículas aprisionadas aumenta, intensificando a deriva de prótons aprisionados para o oeste provocando um aumento na corrente de anel. A distribuição de prótons energéticos (10 - 100 keV) é anisotrópica criando condições favoráveis para as instabilidades de ressonância “bounce”, derivas de espelho e íon-ciclotrônicas (Samson, 1991; Hughes, 1994).

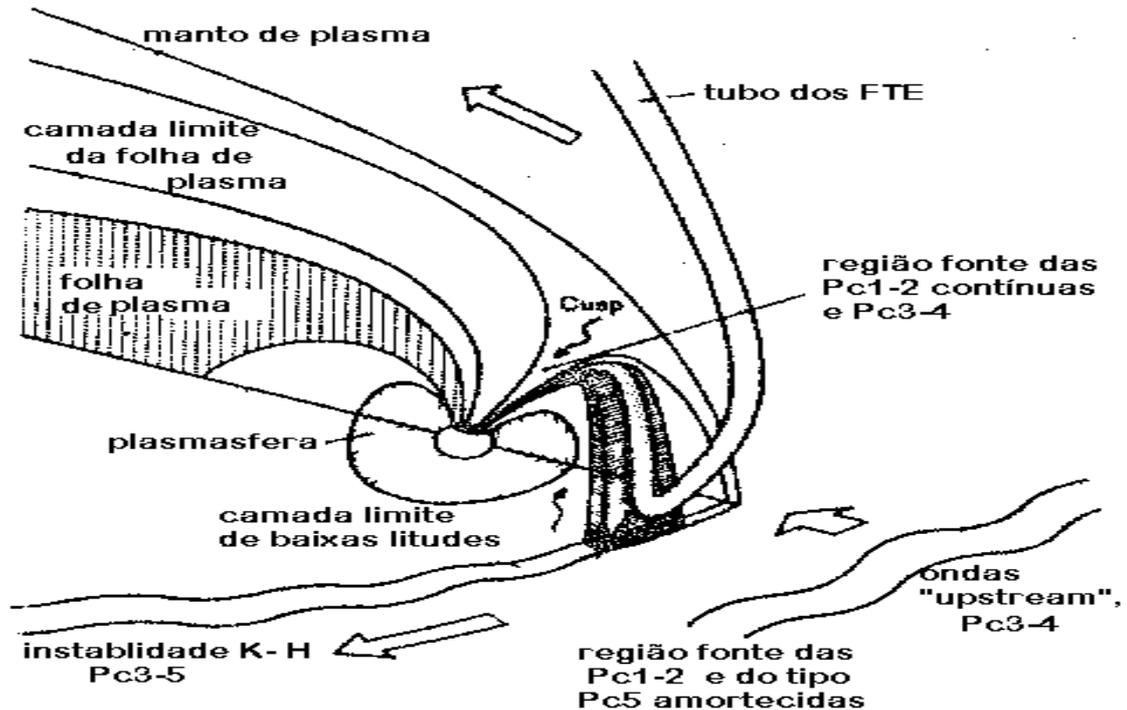


Fig. 3.2 - Esquema das possíveis fontes de ondas hidromagnéticas na magnetosfera da Terra.

FONTE: Lanzerotti (1990, p. 45).

Mudanças abruptas na convecção dentro da magnetosfera são muitas vezes associadas com as correntes transientes alinhadas ao campo. Estas mudanças na corrente e na convecção podem se propagar como ondas Alfvén, sendo fontes transientes para as pulsações. As ondas de plasma impulsivas na faixa de frequência de 5 a 15 mHz são muitas vezes registradas no início da fase de expansão das subtempestades. A fase expansiva e essas pulsações podem ser manifestações de mudanças súbitas na convecção da cauda magnética (Yumoto, 1986; Kuwashima e Fujita, 1989).

A energia dos choques e das instabilidades do fluxo do vento solar sobre a magnetosfera excita pulsações que podem se propagar e serem observadas na superfície da Terra. Os impulsos súbitos na magnetosfera causados por choques do fluxo instável do vento solar podem também produzir pulsações amortecidas detectáveis

na superfície da Terra. Os prótons refletidos na frente de choque podem produzir instabilidades íon-ciclotrônicas na região de fluxo contrário ao vento solar (região de frente de choque). As ondas íon-ciclotrônicas geradas são convectadas para a magnetopausa e a energia acopla-se à magnetosfera (Yumoto, 1986; Yumoto, 1988; Samson, 1991).

As principais fontes de energia e tipos de ondas de plasma na magnetosfera são mostradas nas Figuras 3.2 e 3.3. As ondas ULF são distinguidas em dois grupos de acordo com os mecanismos de origem: ondas externas, que são continuamente ou subitamente afetadas pelo vento solar; ondas internas, que são excitadas principalmente pelas mudanças abruptas e transientes do ambiente magnetizado de plasma e/ou a energia livre armazenada na magnetosfera terrestre.

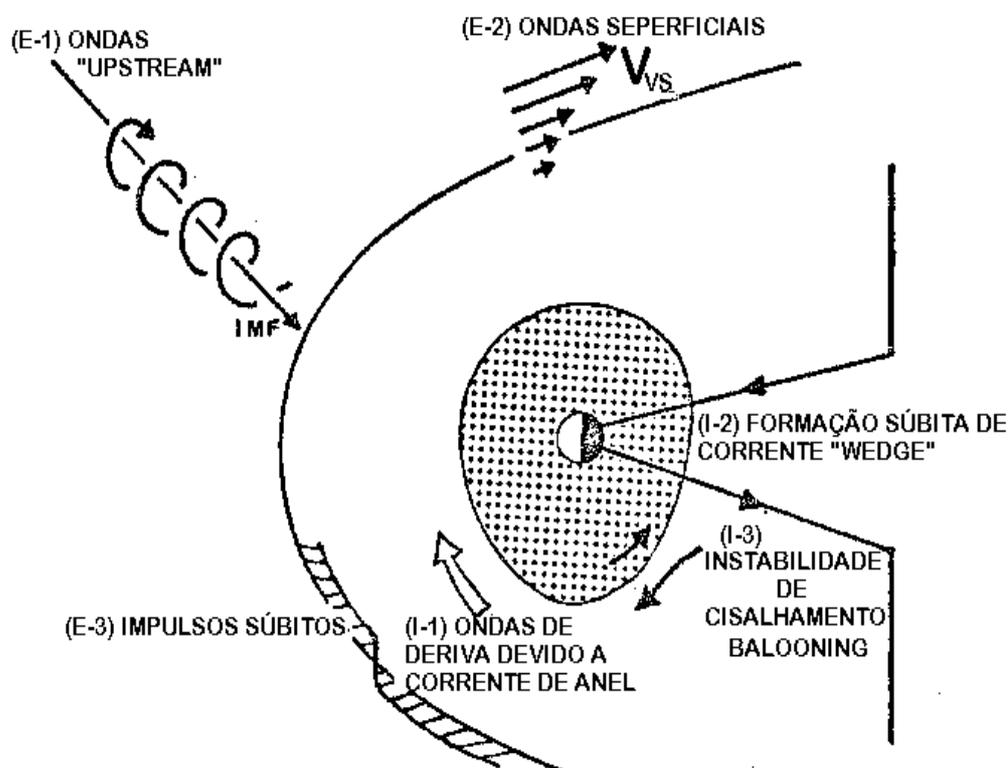


Fig. 3.3 - Principais fontes de excitação de ondas MHD internas (I-1, I-2, I-3) e externas (E-1, E-2, E-3).
FONTE: Yumoto (1988, p.265).

3.2 MODOS DE PROPAGAÇÃO DAS ONDAS HIDRO-MAGNÉTICAS

Em 1942, Alfvén propôs a existência de ondas eletromagnéticas em plasmas magnetizados. Dungey (1954), sugeriu que a teoria generalizada de ondas de Alfvén, também

conhecidas como ondas MHD, poderia ser usada para explicar as propriedades observadas nas micropulsações do campo geomagnético. Dungey (1954) sugeriu que as micropulsações seriam decorrentes de ondas hidromagnéticas ressonantes ao longo das linhas de campo geomagnético. Este modelo considera as linhas de campo magnético como uma corda que, fixa em ambas extremidades no caso da ionosfera perfeitamente condutora, pode oscilar em multi-harmônicos de onda estacionária no tubo de fluxo magnético. As equações da onda hidromagnética são acopladas e, na forma geral, não têm sido resolvidas. Contudo, elas são solucionadas simplificando as equações para as perturbações das linhas de campo na direção radial (chamado de modo poloidal) e na direção azimutal (modo toroidal ou torsional). Conforme mostra a Figura 3.4, o modo poloidal corresponde às perturbações das linhas de campo no plano meridional, que são observadas no espaço como variações na componente radial \mathbf{B}_r e no solo nas variações da componente horizontal H (direção sul-norte). As perturbações do modo poloidal devem-se a propagação de ondas compressionais na magnetosfera e por isto o modo poloidal é também conhecido como radial ou compressional (Orr, 1973; Ziesolleck et al., 1997). O modo toroidal corresponde às perturbações das linhas de campo na direção azimutal, que são perpendiculares ao plano meridional. No espaço, o modo toroidal é observado nas variações da componente azimutal \mathbf{B}_ϕ e no solo na componente horizontal D (direção oeste-leste). O modo toroidal é, por isto, chamado de torsional, azimutal ou transversal.

A propagação das pulsações geomagnéticas pode ser descrita usando o formalismo de propagação de ondas MHD na cavidade magnetosférica (Southwood e Hughes, 1983; Southwood, 1974; Hughes, 1994; Matsuoka et al., 1997). De acordo com este formalismo a solução para as equações MHD linearizadas é uma equação de onda, que representa as pulsações na magnetosfera, que têm singularidades no ponto de ressonância e nos pontos de reflexão (pontos de retorno). Southwood (1974) mostrou que a amplitude é máxima e o sentido de polarização muda de aproximadamente 180° no ponto de ressonância. Este comportamento de ressonância de linhas de campo foi observado por Samson e Rostoker (1972) para pulsações Pc5 no solo.

Quando a propagação da onda na magnetosfera se restringe à direção radial (direção x) o modo de onda rápido propaga-se sem tornar-se evanescente, sem pontos de ressonância ou de retorno. Assim pode-se estimar o tempo de propagação $\tau_{1 \rightarrow 2}$ da onda entre dois pontos de observação x_1 e x_2 , pela relação: $\tau_{1 \rightarrow 2} = \int_{x_2}^{x_1} dx/V_A$ e o atraso de fase correspondente $\phi_{1 \rightarrow 2} = 2\pi\tau_{1 \rightarrow 2}/T$, onde V_A é a velocidade de Alfvén e T é o período da onda (ou da pulsação). Quando o modo de onda rápido se propaga numa direção oblíqua ao campo magnético, os pontos de singularidade tornam-se importantes, sendo possível ocorrer a ressonância das linhas de campo (Southwood, 1974) e as oscilações das linhas de campo devido a ondas aprisionadas em regiões entre pontos de reflexão ou de retorno (Yumoto e Saito, 1983; Yumoto, 1986). Usando o modelo de velocidade de Alfvén e a equação de dispersão para o número de onda radial (k_x), para a equação de onda do modo oblíquo, Matsuoka et al. (1997) mostraram ser possível explicar, para determinados valores de número

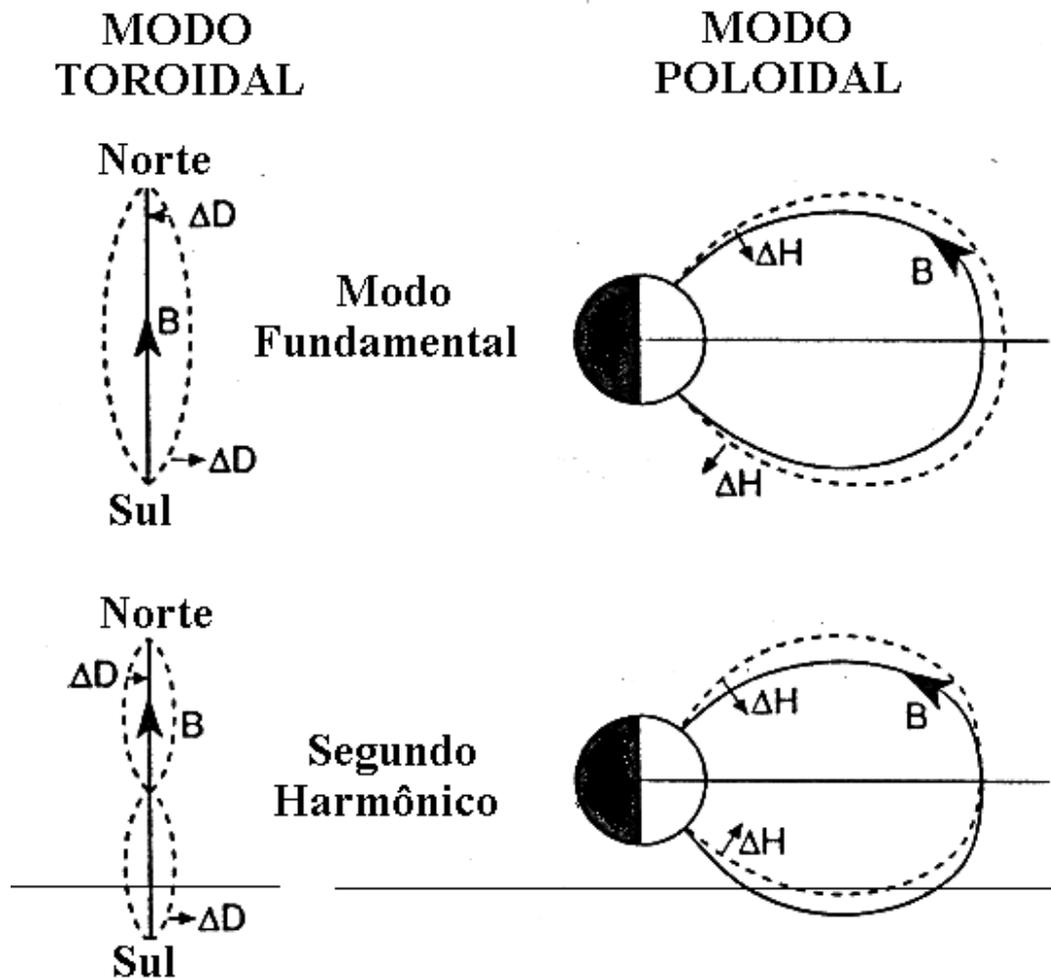


Fig. 3.4 - Ilustração das oscilações de uma linha de campo magnético para os dois primeiros modos toroidais (à esquerda) e poloidais (à direita).
 FONTE: Hughes (1994, p. 3).

de onda azimutal (k_y) e paralelo (k_z), o pequeno atraso de fase entre as estações de baixas latitudes. Yumoto e Saito (1983) e Lee (1996) mostraram que a onda compressional pode ser aprisionada entre dois pontos de retorno para valores de k_y e k_z escolhidos apropriadamente. Conforme observado por Ziesolleck et al. (1993), é esperado na ressonância de linhas de campo, um pico de densidade espectral de potência (ou amplitude) no perfil latitudinal e uma mudança de 180° na fase da componente H.

3.3 FONTES DE ONDAS ULF

São três as principais fontes externas à magnetosfera diurna: ondas excitadas pela instabilidade ressonante íon-ciclotrônica no feixe de íons refletidos na região de

choque; ondas superficiais geradas no limite magnetosférico; impulsos súbitos causados pelo choque interplanetário, descontinuidades e reconexão diurna. As fontes externas controlam principalmente as pulsações Pc3 e Pc3-5 diurnas. As fontes internas aparecem no lado noturno da magnetosfera e estão associadas principalmente: a formação súbita de corrente em forma de cunha (“wedge”) no início de subtempestades; a instabilidades de deriva de espelho na corrente de anel de íons quentes; a instabilidade de cisalhamento gerada pelo fluxo viscoso de plasma, na plasmapausa. As fontes internas controlam principalmente as Pc5 em períodos de tempestades e as Pi2.

Uma grande parte das pulsações magnéticas com período maior que 10 segundos, que aparecem na magnetosfera, são provocadas pelas oscilações das linhas de campo magnético excitadas por ondas ULF externas e internas através do mecanismo de ressonância. As ondas excitadas pela instabilidade ressonante íon ciclotrônica no feixe de íons refletidos na região de choque, as ondas superficiais e as ondas de deriva na corrente de anel, associadas com distribuição finita de energia e espessura finita da camada de plasma, mostram uma banda estreita de frequência. Já os impulsos súbitos mostram uma extensa banda de frequência. As ondas de larga e estreita banda de frequência podem acoplar-se às oscilações estáveis das linhas de campo na magnetosfera através do mecanismo de ressonância (Yumoto, 1986, 1988).

Uma das mais importantes descobertas foi a identificação das ondas MHD “upstream”, na região da frente de choque (Figura 3.5), como principal fonte das micropulsações Pc3 observadas na superfície da Terra (Kuwashima e Fujita; 1989, Samson, 1991). Os estudos dos parâmetros do vento solar e do campo magnético mostraram que as ondas magnetossônicas (compressionais) “upstream” na faixa de frequência das Pc3-4 observadas na região de choque podem ser transmitidas para a magnetosfera, com significativa mudança de espectro, com propagação através das linhas de campo magnético e acoplamento às várias oscilações MHD (Greenstadt, 1983; Yumoto, et al., 1985; Wolf et al., 1985; Yumoto, 1986; Samson, 1991).

As ondas compressionais transmitidas podem propagar-se através do ambiente magnético das linhas de campo até o interior da plasmasfera, onde podem acoplar-se aos modos de oscilações MHD tais como, os modos de oscilações superficiais da plasmapausa, oscilações aprisionadas de ondas magnetossônicas rápidas na depressão de plasma de Alfvén e os harmônicos de oscilações estáveis das linhas do campo magnético local (ver Figura 3.8). As pulsações Pc3 observadas em médias e baixas latitudes são uma superposição destas oscilações MHD na plasmasfera (Yumoto, 1986; Kuwashima e Fujita, 1989). Estudos mais amplos são necessários para identificar quais modos de oscilação MHD dominam a plasmasfera. Em latitudes muito baixas, as linhas de campo estão totalmente dentro da ionosfera, onde as oscilações MHD estáveis não deveriam ocorrer. Yumoto (1987) propôs que as pulsações Pc3 em latitudes muito baixas podem ser causadas por redemoinho da corrente ionosféricas de Pedersen induzida pelo próprio campo elétrico da onda compressional

Pc3 que chega à ionosfera. Mais observações, em baixa e muito baixas latitudes, são necessárias para identificar os mecanismos de excitação das Pc3 nas latitudes muito baixas.

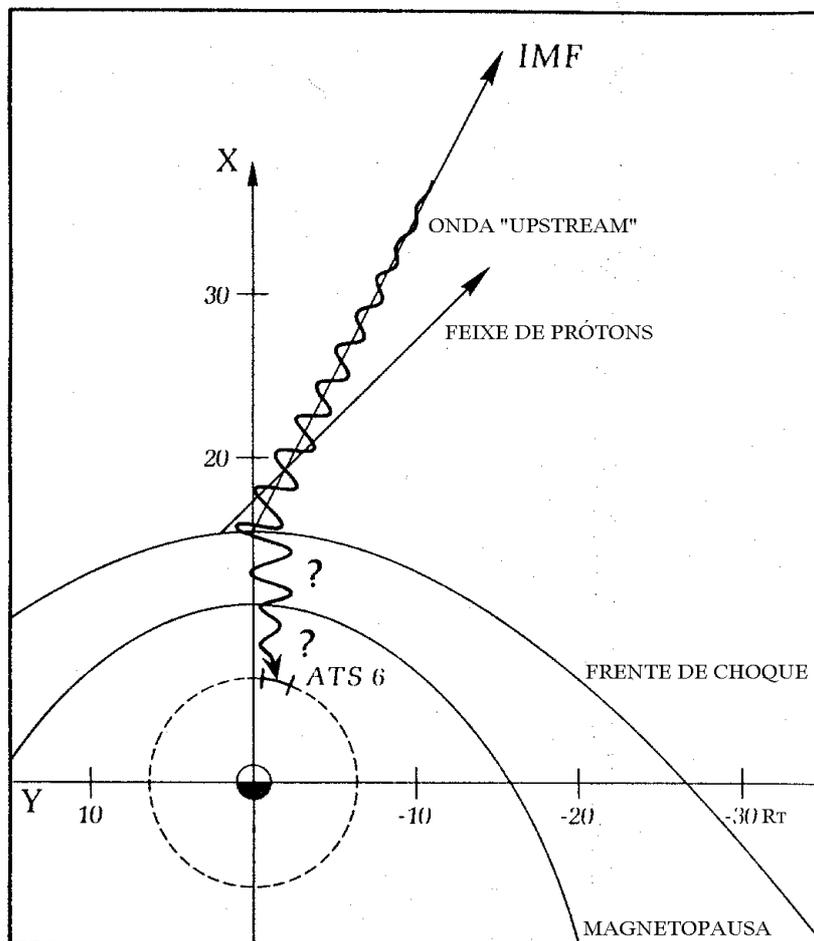


Fig. 3.5 - Esquema de geração das ondas íon-ciclotrônicas "upstream" na região de choque.

FONTE: Takahashi et al. (1984).

Os primeiros estudos de ondas MHD, nos anos sessenta, revelaram muitos aspectos das estruturas das oscilações estáveis. Especialmente, os resultados observacionais obtidos num par de estações conjugadas no solo sugeriram que muitos sinais MHD são gerados pelo modo ímpar de oscilações estáveis de linhas de campo (Sugiura e Wilson, 1964; Sakurai, 1970). Resultados obtidos por redes de magnetômetros no solo e na magnetosfera (Samson e Rostoker, 1972; Lanzerotti e Fukunishi, 1974; Hughes, 1978) revelaram que as pulsações dos tipos Pc 4-5, em altas latitudes, são causadas pelo acoplamento das ondas MHD magnetossônicas decorrentes da instabilidade Kelvin-Helmholz perto da magnetopausa diurna e das ondas de Alfvén

nas linhas de campo na magnetosfera (Figura 3.6). A instabilidade tipo Kelvin-Helmholtz também foi identificada como sendo uma importante fonte de energia das ondas MHD (Southwood, 1974; Chen e Hasegawa, 1974a, b; Yumoto, 1986, 1988; Samson, 1991).

Observações de satélite na magnetosfera também revelaram a existência de ondas compressivas MHD, na faixa de frequência Pc 4-5 (Figuras 3.2 e 3.3), como também ondas Alfvén de cisalhamento (Barfield e McPherron, 1972; Kokubun, 1985; Yumoto, 1988). Essas ondas compressivas são associadas ao plasma quente na corrente de anel. As ondas compressivas são concentradas próximas ao plano equatorial na magnetosfera e raramente observadas no solo. Uma das características dessas ondas é a associação com modulações de partículas energéticas. Vários tipos de mecanismo de geração para as ondas compressivas foram propostos teoricamente. Entre os quais destacam-se a instabilidade de deriva de espelho (Hasegawa, 1969), instabilidades de deriva de espelho modificadas (Walker et al., 1982) e interação de ressonância “bounce” (Southwood., 1973, 1976).

Observações de satélite mostraram a existência de pulsações geomagnéticas compressivas na faixa de Pc5 na magnetosfera (Anderson, 1994). As ondas compressivas Pc5 são causadas por instabilidades de plasma quente da corrente de anel. Kremser (1981) sugeriram que a instabilidade de deriva de espelho proposta por Hasegawa (1969) era uma boa candidata para o mecanismo de excitação das ondas compressivas Pc5. A modificação da idéia básica de Hasegawa por Walker et al. (1982), incluindo guias poloidais de onda Alfvén estáveis ao longo das linhas de campo, foi aplicada para explicar observações do satélite GEOS 2. Samson (1991) sugeriu que o segundo harmônico de ondas estáveis, excitado através da interação ressonante de “bounce” das partículas da corrente de anel (Southwood, 1976), é a principal causa das ondas compressivas Pc5. Maiores estudos são necessários para entender a natureza das ondas compressivas Pc5 e as suas relações com as modulações de partículas energéticas.

Respostas impulsivas de grande escala, na magnetosfera, também são importantes fontes de energia de ondas MHD. Saito e Matsushita (1967) analisaram pulsações geomagnéticas excitadas por um início súbito de tempestade. Vários tipos de pulsações (Pc1 até Pc5) foram geradas em uma grande região latitudinal desde altas até baixas latitudes. Estas pulsações com diferentes períodos foram registradas simultaneamente por uma rede magnetômetros (Poulter and Nielsen, 1982; Glassmeier, 1984). De acordo com estas observações, a variação do período das pulsações, associadas ao início súbito, é essencialmente contínua ao longo das latitudes onde ocorrem as oscilações MHD toroidais de linhas de campo desacopladas.

A reconfiguração súbita da magnetosfera noturna durante a fase de expansão de subtempestade é outra fonte de energia das ondas de MHD, como as pulsações magnéticas Pi2, por exemplo. Acredita-se que a principal causa das pulsações Pi2

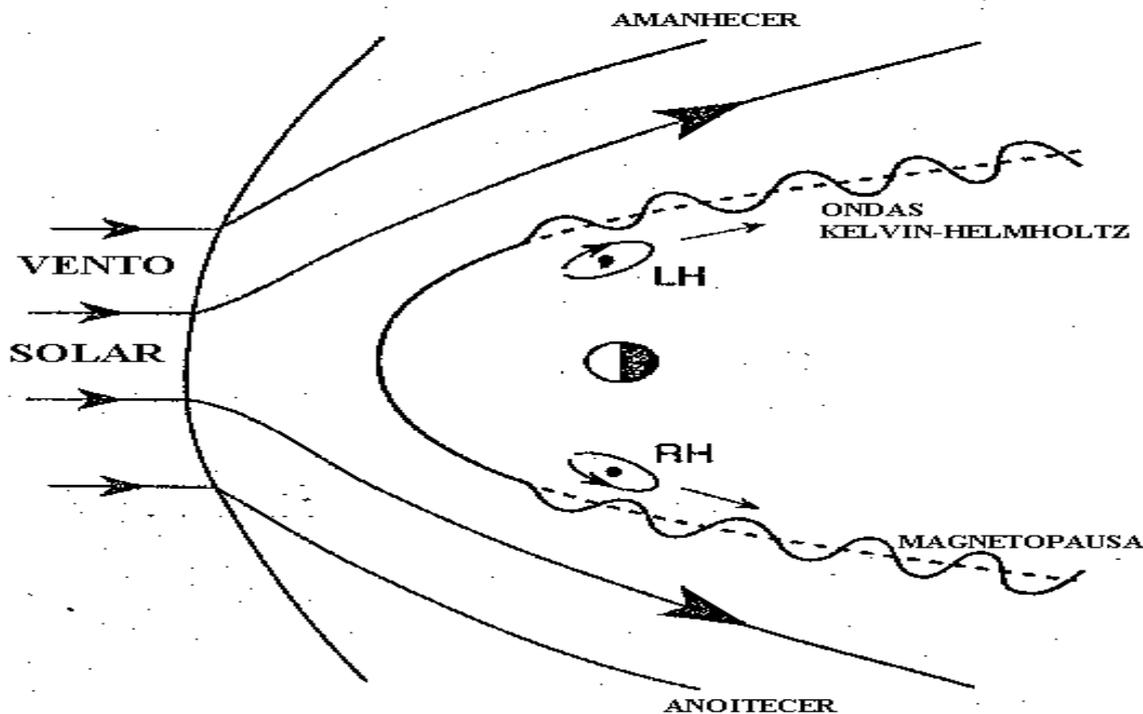


Fig. 3.6 - Instabilidade Kelvin-Helmholtz produzida com maior intensidade nos flancos da magnetopausa.
 FONTE: Sibeck (1994, p. 177).

são as mudanças súbitas da estrutura da magnetosfera noturna, causadas por correntes alinhadas ao campo em forma de V (Figura 3.7), que chegam até a ionosfera na região auroral, durante a fase de expansão das subtempestades (Yumoto, 1986; Yumoto, 1988; Kuwashima e Fujita, 1989; Anderson, 1994). Porém, ainda há problemas não resolvidos no estudo das Pi2, como o comportamento global de polarização de altas até as baixas latitudes (Yumoto, 1986; 1987).

3.4 INFLUÊNCIAS IONOSFÉRICAS

Antes de alcançar o solo e serem detectadas como pulsações magnéticas, ondas MHD geradas na magnetosfera têm que atravessar a ionosfera e atmosfera. O papel da ionosfera e da atmosfera na modificação das ondas MHD incidentes foi estudado extensivamente por muitos pesquisadores (Nishida, 1964; Hughes e Southwood, 1976a; 1976b; Glassmeier, 1984; Fujita, 1987; Sutcliffe, 1994). Porém, as evidências experimentais dos efeitos de modulações ionosféricas não são tantos, porque existe um número limitado de dados que podem ser usados para examinar efeitos ionosféricos nas ondas MHD.

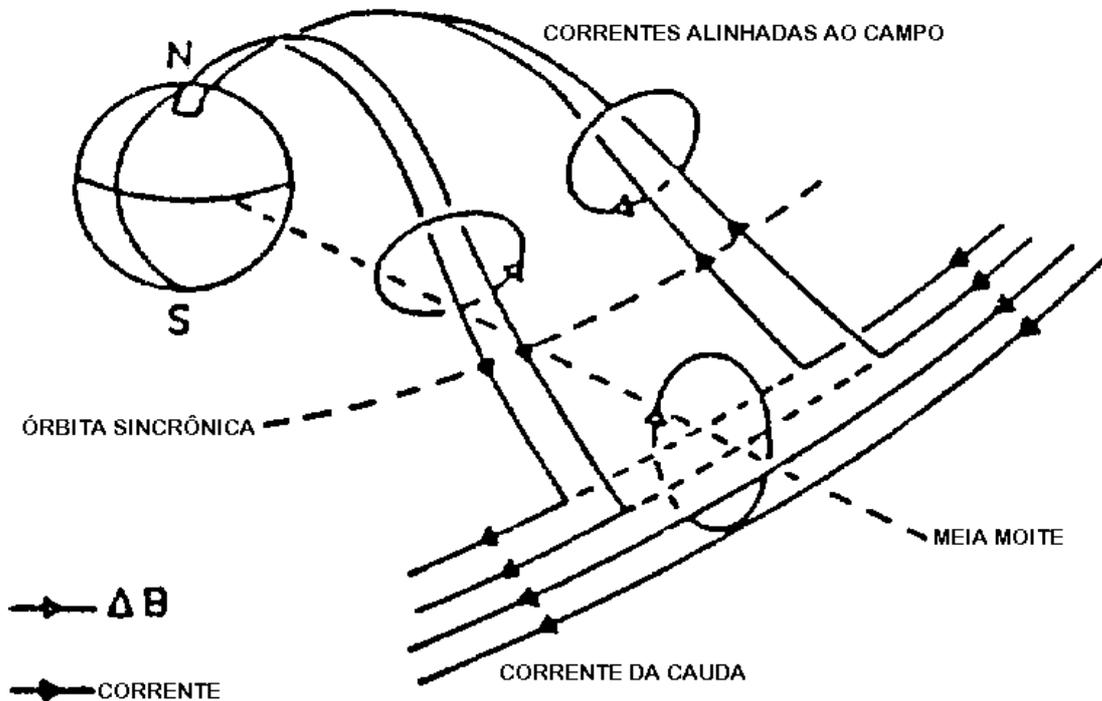


Fig. 3.7 - Mudanças súbitas na configuração magnetosférica e/ou a convecção causada pela formação da corrente "wedge" nas tempestades magnéticas.

FONTE: Yumoto (1988, p. 306).

O entendimento de como a ionosfera afeta os sinais hidromagnéticos é crucial para o entendimento das pulsações geomagnéticas observadas no solo. A ionosfera modifica substancialmente o sinal magnetosférico e isto significa que no solo obtém-se somente uma medida indireta do campo magnetosférico. Considerando que a ionosfera tem condutividade finita, o campo elétrico é finito, surgindo a corrente ionosférica de Pedersen. A energia da onda é perdida na forma de calor por efeito Joule, devido a corrente de Pedersen induzida pela onda, com conseqüente deposição de significativa quantidade de energia na ionosfera em altas latitudes. Southwood e Hughes (1983) mostraram que a corrente ionosférica de Pedersen blinda o campo magnético incidente em relação ao solo e, por isto, o sinal observado no solo deve-se às correntes ionosféricas de Hall. Uma conseqüência disto é que o eixo maior de polarização observado no solo é girado em 90° em relação ao observado no espaço. Em adição, a ionosfera atua como um filtro espacial, blindando a passagem de sinais com escala horizontal de variação menor que 120 km (aproximadamente a altura da região E) para o solo.

O coeficiente de reflexão de uma onda Alfvén pela ionosfera é

$$R = \frac{|\mathbf{E}_r|}{|\mathbf{E}_i|} = \frac{1 - \mu_0 V_A \sum_p}{1 + \mu_0 V_A \sum_p} \quad (3.1)$$

onde \sum_p é a integral em altura da condutividade Pedersen, V_A é a velocidade de Alfvén ao longo das linhas de campo e μ_0 é a permeabilidade no vácuo. A razão entre a condutância efetiva da linha de campo $(\mu_0 V_A)^{-1}$ e a condutância ionosférica controla o amortecimento das ondas em adição a interação onda partícula na magnetosfera. Durante a noite, onde $\sum_p \sim (\mu_0 V_A)^{-1}$, a onda pode ser amortecida após poucos ciclos, formando pulsações irregulares do tipo Pi2, enquanto que durante o dia, onde $\sum_p \gg (\mu_0 V_A)^{-1}$, a reflectância é alta e a onda pode existir por muitos ciclos como nas pulsações contínuas (Hughes e Southwood, 1976a, b).

O produto da condutividade ionosférica e a velocidade de Alfvén determina o coeficiente de reflexão e o tipo de condição de contorno da linha de campo. Se a condutividade ionosférica é alta, a maior parte da energia da onda incidente é refletida e o campo elétrico da onda incidente e refletida se cancelam, de modo que o campo elétrico ionosférico é pequeno e as linhas de campo têm limite na ionosfera. A reflexão é pobre durante as horas da noite quando a condutividade é baixa. Para condutividades muito baixas, onde o campo elétrico da onda incidente e refletida tendem a se cancelar, o campo elétrico e o deslocamento do pé da linha de campo na ionosfera são grandes devido a livre condição de contorno para o pé da linha de campo e novos modos de ondas estacionárias são possíveis (Hughes, 1974).

A amplitude das ondas no solo é também controlada pela condutividade ionosférica e o número horizontal das ondas. A relação entre o campo magnetosférico associado ao modo transversal b_m e o campo horizontal no solo b_g é dado por:

$$\frac{b_m}{b_g} = (1 - \epsilon) e^{hk} \frac{\sum_p}{\sum_H} \quad (3.2)$$

onde ϵ é a permissividade do meio ionosférico, h é a altura de região E, k é o número horizontal da onda e \sum_p e \sum_H são a integral em altura das condutividades Pedersen e Hall, respectivamente. Esta equação também mostra a rotação de polarização entre o espaço e o solo mencionado por Nishida (1964); Hughes e Southwood (1976a,b); Southwood e Hughes (1983).

Os 90° de rotação da elipse de polarização das ondas MHD pela ionosfera só foram confirmados para alguns casos, por causa do pequeno conjunto de dados existentes, que pode ser usado para examinar o possível efeito ionosférico sobre as ondas MHD. Observações simultâneas de ondas MHD acima e abaixo da ionosfera são necessárias para esclarecer os efeitos ionosféricos com mais detalhes.

3.5 MICROPULSAÇÕES EM BAIXAS LATITUDES

Conforme já mencionado, as pulsações geomagnéticas são geradas por vários processos físicos de instabilidades de plasma resultantes direta ou indiretamente da interação do plasma do vento solar com as linhas de campo magnético da Terra. Vários mecanismos de transferência de energia do vento solar para a magnetosfera e para o solo têm sido propostos. Um deles é a instabilidade Kelvin-Helmholtz, que pode acoplar a energia das ondas superficiais geradas na magnetopausa à ressonância de linhas de campo na magnetosfera (Southwood, 1974; Chen e Hasegawa, 1974a, b; Sibeck, 1994). A transmissão de energia proveniente da instabilidade íon-ciclotrônica na região de choque para a magnetosfera, quando o ângulo entre a linha Sol-Terra e a direção do campo magnético interplanetário (ângulo de cone) é pequeno, também tem sido sugerida como fonte de pulsações Pc3-4 (Yumoto, 1986; 1988; Engebretson et al., 1986; Ziesolleck et al., 1993)

Para as baixas latitudes, os estudos dos processos de geração e transmissão das ondas ULF têm se intensificados nos últimos anos. Os maiores esforços têm se concentrado principalmente no estudo das pulsações Pc3-4, porque a frequência fundamental das oscilações das linhas de campo na plasmasfera está nesta faixa (Nishida, 1978). Evidências mostram que as pulsações Pc3-4 nas baixas latitudes podem ser devido ao modo de oscilação toroidal desacoplado das linhas de campo local (Waters et al., 1991), ou devido a ressonância das linhas de campo, que é o acoplamento da modo compressional ao modo Alfvén, ambos excitados localmente ou em altas latitudes (Yumoto, 1986). Correlações entre os parâmetros do campo magnético interplanetário (IMF) e as características espectrais das ondas Pc3 na região de choque, magnetosfera externa e estações no solo em baixas latitudes, sugerem a transmissão das ondas “upstream” para dentro da magnetosfera e a subsequente propagação como modo compressional, para as baixas latitudes (Figuras 3.5 e 3.8a), como um possível mecanismo (Yumoto, 1986; Anderson, 1994).

Estudos recentes com dados de magnetômetros no solo, investigando a variação espacial dos parâmetros de ondas Pc3-4, têm confirmado a existência do modo de oscilação toroidal desacoplado e da ressonância das linhas de campo na plasmasfera em baixas latitudes. O acoplamento entre o modo compressional global à ressonância das linhas de campo tem sido considerado como um provável mecanismo de excitação (Ziesolleck et al., 1993; Zieozolleck e Chamalaun, 1993). O modo compressional global é caracterizado por uma estrutura de onda estável propagando-se na direção radial, com pequeno número de onda azimutal (longitudinal) (Anderson, 1994).

A existência de pulsações Pc3-4, no solo em baixas latitudes, é difícil de explicar através das ondas superficiais geradas na magnetopausa em altas latitudes devido a alta taxa de amortecimento das ondas nesta faixa de frequência na direção radial, como mostra a Figura 3.8(b). A taxa de amortecimento A/A_0 das ondas na

direção radial produz uma redução de amplitude de sete ordens de grandeza quando se propaga desde a magnetopausa até $L = 2$, para comprimentos de onda da ordem de $3R_T$ (Pc3-4). As ondas superficiais Pc3-4 podem penetrar somente nas altas latitudes da ionosfera e serem observadas no solo como pulsações Pc3-4 em altas latitudes. Vários pesquisadores sugerem que as ondas Pc3-4 produzidas nas altas latitudes poderiam se propagar para baixas latitudes, via ionosfera (Kuwashima e Fujita, 1989). Contudo, ainda são necessários maiores estudos teóricos e observacionais para clarear este processo.

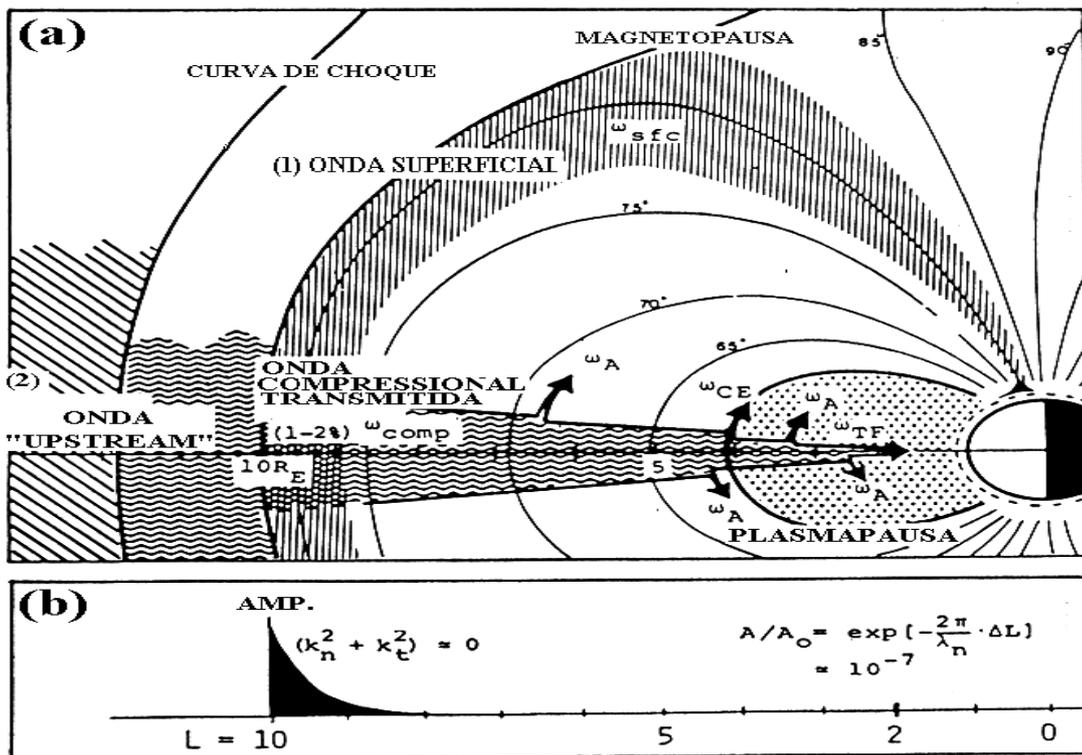


Fig. 3.8 - Dois possíveis mecanismos de geração e propagação das pulsações Pc3-4: (a) as ondas superficiais; (b) ondas "upstream".
 FONTE: Kuwashima e Fujita (1989, p. 199).

As pulsações de período na faixa Pc5 (150 - 600 s) são comumente observadas no solo nas regiões de altas latitudes, próximo à região auroral, muitas vezes após intervalos geomagneticamente perturbados (Lilley e Bennett, 1973). A ressonância de linhas de campo provocada pela instabilidade Kelvin-Helmholtz, as oscilações de larga escala da cavidade magnetosférica e as ondas de deriva de espelho são algumas das teorias invocadas para a geração das Pc5, todas sugerindo altas latitudes como região fonte (Hughes, 1994). Recentemente têm aumentado a evidência de ocorrência das Pc5 nas médias e baixas latitudes (Ziesolleck e Chamalaun, 1993; Bloon e Singer, 1995) e igualmente nas latitudes equatoriais (Reddy et al., 1994; Trivedi et al., 1997).

O papel das ondas Pc5 na plasmasfera em baixas latitudes e a possível relação com as pulsações Pc3-4 foi investigada por Ziesolleck e Chamalaun (1993). Eles estudaram a variação espacial das Pc5 analisando dados coletados numa rede de estações de baixas latitudes, na Austrália. Os resultados mostraram uma variação diurna de elipticidade e fase longitudinal dos sinais Pc5 muito similares as características diurnas das pulsações Pc3-4. Isto implica que as ondas Pc5 e Pc3-4, nas baixas latitudes, podem ser geradas pelo mesmo mecanismo, ou seja, o modo compressional global causado pelo fluxo instável do vento solar. Este resultado mostra que o modo compressional global pode ter um papel importante na geração de onda ULF nas baixas latitudes, na plasmasfera. Contudo, o entendimento de como a energia das ondas na magnetosfera externa se acoplam e propagam para as baixas latitudes, especialmente próximo ao equador magnético, permanece incompleto.

3.6 MICROPULSAÇÕES EM LATITUDES MUITO BAIXAS E EQUATORIAIS

A ampla maioria dos estudos de micropulsações geomagnéticas têm se concentrado em dados de satélites e de solo de médias e altas latitudes, enquanto que nas latitudes muito baixas ($\phi < 22^\circ$; $L < 1,2$) e região equatorial tem recebido menor atenção. As características e mecanismos de geração e propagação das micropulsações nas latitudes muito baixas não são bem entendidos. Eles podem estar relacionados aos mecanismos de geração e propagação de micropulsações de altas latitudes. Por outro lado, as fontes de ondas de altas latitudes podem ser responsáveis por micropulsações nas latitudes muito baixas e as características destas pulsações podem ser diferentes das de médias e altas latitudes (Feng et al., 1995).

As pulsações geomagnéticas Pc3-4 em baixas latitudes ($L = 1,5 - 3,0$) estão associadas às oscilações ressonantes das linhas. Através da Figura 3.9a, Saito (1983) mostrou que a variação diurna de ocorrência das Pc2-3 apresenta um máximo peculiar de atividade das Pc3 ao anoitecer, registrado somente na região subtropical entre $5^\circ - 20^\circ$ de latitude geomagnética. O máximo das Pc3 ao anoitecer nas latitudes muito baixas é inconsistente com o máximo das Pc3 ao meio dia local geradas pelas ondas “upstream” na região de choque entre $L = 1,5 - 3,0$. Assim, Saito (1983) propôs uma fonte endogênica (interna à magnetosfera) para as Pc2-3 na ionosfera equatorial.

Nas latitudes muito baixas, uma fração significativa das linhas de campo magnético está contida dentro da ionosfera, influenciando as propriedades dos sinais nestas latitudes e ocasionando diferentes características de onda em relação as altas latitudes (Yumoto, 1986; Feng et al., 1995; Matsuoka et al., 1997). A Figura 3.9b mostra uma ilustração das linhas de campo geomagnético mergulhadas na ionosfera como função da latitude geomagnética. O limite entre a magnetosfera e a ionosfera foi estimado ser próximo a 1000 km acima do solo (Prince e Bostick, 1964). As linhas de campo

magnético ancoradas abaixo de 22° de latitude magnética estão inteiramente dentro da ionosfera não podendo portanto oscilar facilmente como nas oscilações estáveis das linhas de campo na magnetosfera. Na ionosfera, onde predominam as colisões de partículas iônicas e neutras, as oscilações das linhas de campo são amortecidas. Assim pode-se esperar que as pulsações observadas em latitudes magnéticas menores que 22° não estão predominantemente associadas com a ressonância das linhas de campo na plasmasfera. Observações de pulsações de longo período em médias e altas latitudes têm sido interpretadas em termos das oscilações de ondas estáveis ao longo das linhas de campo (Hughes, 1994). A teoria de ressonância das linhas de campo tem explicado numerosas observações em baixas até altas latitudes. Mas, nas latitudes muito baixas, a existência da ressonância têm sido questionada (Yumoto, 1986; Feng et al., 1995).

As pulsações Pc2-3 em $L < 1,2$ podem ser causadas por correntes ionosféricas endogênicas ou ondas compressionais exogênicas filtradas pela ionosfera em baixas latitudes (Yumoto, 1986). Yumoto (1986) demonstrou que a variação diurna do sentido de polarização das Pc3 para estações conjugadas nas latitudes entre 10° a 20° é oposta a mostrada em estações conjugadas nas latitudes próximas a 35° , localizadas no hemisfério iluminado pelo sol. Ele sugeriu a possibilidade de que a polarização das pulsações Pc3, em baixas latitudes, pode ser explicada pela propagação azimutal de um redemoinho de corrente ionosférica de Pedersen (“Pedersen eddy current”), induzida pelo campo elétrico das ondas compressionais Pc3 nas latitudes muito baixas. Jacobs e Watanabe (1962) propuseram que a onda compressional que se propaga azimutalmente é filtrada na região entre o lado superior e inferior da ionosfera, seria a possível fonte exogênica (externa à magnetosfera) de geração das Pc2-3 nas latitudes muito baixas. Demonstrou-se que a estrutura entre o lado superior e inferior da ionosfera e a integral das colisões entre íons e partículas neutras controlam efetivamente a atenuação e a velocidade de fase das ondas compressionais. Outros estudos teóricos e observacionais das pulsações Pc2-3 em estações conjugadas e das variações ionosféricas nas latitudes muito baixas são necessários para esclarecer a existência de fontes de ondas exogênicas ou endogênicas próximo ao equador magnético.

Saito (1983) propôs também que o máximo de ocorrência das Pc3 ao anoitecer na região subtropical, que aparece na Figura 3.9a, pode estar associado às correntes elétricas devido ao efeito chafariz causadas pela Anomalia Equatorial de Appleton. Esta anomalia pode ser explicada em termos dos processos de transporte de plasma que move a ionização para regiões diferentes daquelas em que foi produzida. As partículas carregadas saem da região equatorial, sobem durante o dia, devido à deriva vertical e fluem ao longo das linhas de campo geomagnético através da difusão. Este processo provoca maior concentração de partículas nas regiões mais baixas, provocando um acúmulo de plasma nos hemisférios sul e norte, próximo ao equador magnético. A corrente chafariz ocasiona um aumento de densidade de plasma ao longo das linhas de campo, ancoradas em regiões conjugadas de $L < 1,2$ no horário

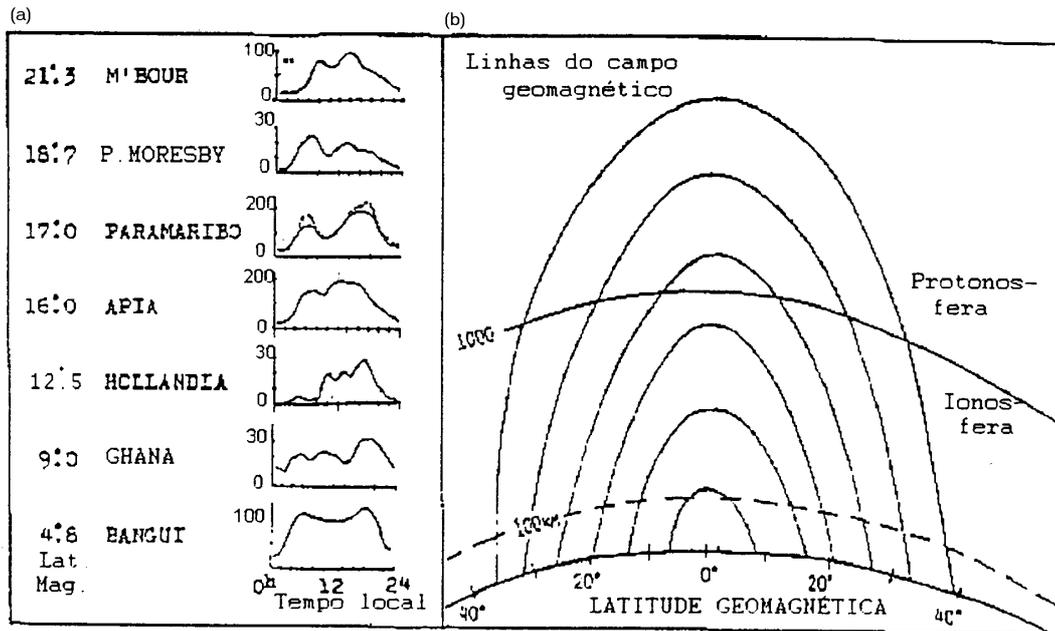


Fig. 3.9 - (a) Variação diurna da estatística de ocorrência das Pc2-3 em latitudes muito baixas ($\phi < 22^\circ$; $L < 1,2$) encontradas por Saito (1983); (b) Ilustração das linhas de campo magnético em função da latitude geomagnética.

FONTE: Yumoto (1986, p. 90).

do anoitecer. A hipótese de fonte exogênica para as pulsações Pc3 ao anoitecer, geradas pelas ondas compressivas e modificadas ou filtradas pela ionosfera devido às modificações causadas pela corrente chafariz na região da Anomalia Equatorial de Appleton, durante o anoitecer, parece ser razoável (Saito, 1983).

Feng et al. (1995) investigaram as propriedades das pulsações geomagnéticas Pc3-4 em estações conjugadas situadas em latitudes muito baixas menores que $\pm 23^\circ$ de latitude geomagnética. Eles mostraram que os eventos Pc3-4 altamente polarizados ocorrem principalmente no setor do amanhecer, entre 04:00 e 10:00 LT. Esta distribuição de ocorrência parece ser consequência dos efeitos do gradiente de condutividade ionosférico, devido ao aumento da taxa de ionização da camada F, no nascer do sol ("sunrise effect"). A maioria dos eventos encontrados ao longo do dia mostrou baixa elipticidade e ângulo de polarização (azimute), com aumento da componente D (leste-oeste) ou do azimute no horário do amanhecer. A variação diurna do azimute mostrou comportamento simétrico nas estações conjugadas, sendo positivo no hemisfério norte e negativo no hemisfério sul. Eventos observados simultaneamente nas estações de $\pm 23^\circ$ e 45° de latitude sugerem que as Pc3-4 em latitudes muito baixas podem estar associadas à ressonância das linhas de campo próximo a 45° de latitude. O modo compressional global ou o modo de onda rápido aprisionado na

plasmasfera, que causa oscilações forçadas das linhas de campo, foi considerado o provável mecanismo de excitação das Pc3-4 em latitudes muito baixas.

Matsuoka et al. (1997) analisaram a estrutura latitudinal da amplitude e fase de um evento diurno de pulsações Pc3 observado simultaneamente num conjunto de estações centralizadas no meridiano de 210° de longitude geomagnética, em $L = 1,01 - 5,89$ e pelo satélite Geotail a $L = 8 - 10$ na magnetosfera diurna. Durante este evento o satélite Geotail estava localizado na magnetosfera diurna a uma distância radial de aproximadamente $8R_T$. Takahashi et al. (1994) mostraram tratar-se da propagação do modo de onda magnetossônico rápido na magnetosfera. Próximo ao equador magnético ($L \sim 1$), o evento Pc3 indicou um comportamento bastante peculiar da variação latitudinal da fase e amplitude, conforme mostram respectivamente as Figuras 3.10a, b. A amplitude aumentou por um fator de aproximadamente 2 e mostrou fase relativa de aproximadamente 150° em relação as estações de baixas latitudes. A estrutura latitudinal esperada na ressonância de linhas de campo também não é compatível com estes resultados observacionais, já que seu conceito não deve ser válido próximo ao equador magnético visto que as linhas de campo, mergulhadas na atmosfera e ionosfera, não oscilam da mesma forma que na magnetosfera. Matsuoka et al. (1997) enfatizaram que o comportamento peculiar das pulsações nas latitudes próximas ao equador magnético deve-se a fatores adicionais como o aumento da condutividade ionosférica e que os efeitos da plasmapausa e da ionosfera são importantes para a propagação das ondas Pc3-4 nas regiões de baixas latitudes e equatoriais.

A região do equador magnético é caracterizada pela alta condutividade ionosférica e por isto torna-se uma região peculiar, onde pode-se observar um aumento de amplitude de alguns fenômenos geomagnéticos como o eletrojato equatorial, variação Sq, DP2, micropulsações e outros. O eletrojato equatorial é um fenômeno típico da região equatorial e de localização discutida por muitos pesquisadores (Forbes, 1981). A corrente do eletrojato equatorial é dirigida pelo campo Sq, governado pelo dínamo na região E ionosférica, causando o fluxo de corrente numa estreita região latitudinal, próxima ao equador magnético (Matsushita, 1967).

Conforme mostra a Figura 3.11, no equador magnético o campo magnético principal \mathbf{B} é horizontal no sentido norte, enquanto o campo elétrico é oeste para leste. Assim, como consequência dessa configuração e de acordo com o efeito Hall, as cargas se deslocam na vertical, para cima. Mas, devido a baixa condutividade Hall das regiões situadas abaixo e acima da região ionosférica E, forma-se uma concentração de cargas negativas no limite superior e outra concentração de cargas positivas no limite inferior. Como consequência, aparece um campo vertical de polarização \mathbf{E}_p , que combinado com o campo magnético principal \mathbf{B} e novamente por efeito Hall origina uma intensa corrente no sentido leste, a qual foi denominada de Eletrojato Equatorial por Chapman em 1951. Devido a inibição das correntes verticais pela baixa condutividade Hall nesta direção, a condutividade ionosférica efetiva na

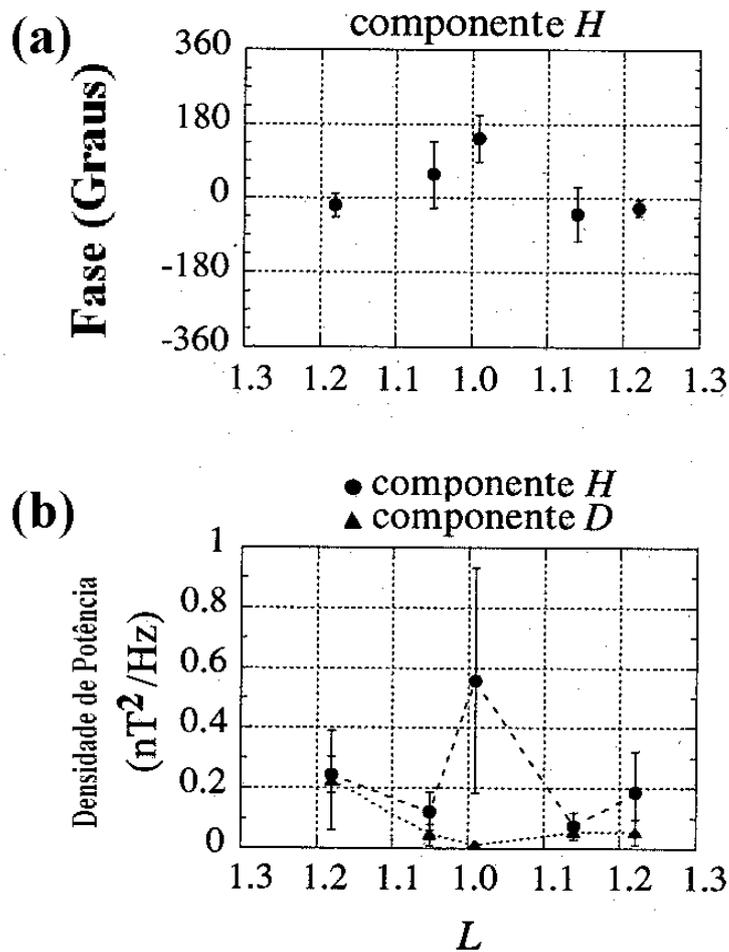


Fig. 3.10 - Perfil latitudinal de fase relativa (a) e densidade de potência (b) em função do parâmetro L para um evento Pc3, no horário entre 01:10 a 02:00 UT, em 18 de outubro de 1992. FONTE: Matsuoka et al. (1997, p.2399).

direção oeste-leste (σ_{yy}) aumenta consideravelmente próximo ao equador magnético (Sugiura e Cain, 1966). A ionização solar na região equatorial é maior que em outras regiões, contribuindo assim para a intensificação da corrente do eletrojato equatorial. Assim, a corrente do eletrojato equatorial flui intensamente na região E da ionosfera, principalmente durante as horas do dia, numa altura entre 90 a 110 km e uma grande flutuação magnética pode ser observada no solo, numa estreita faixa de latitude próximo ao equador magnético.

Como já é bem conhecido vários tipos de pulsações geomagnéticas mostram um significativo aumento de amplitude na região próxima ao equador magnético, devido ao eletrojato equatorial durante o dia. Alguns estudos de pulsações Pi2 em baixas latitudes e equatoriais já foram feitos. Sastry et al. (1983); Yumoto et al.

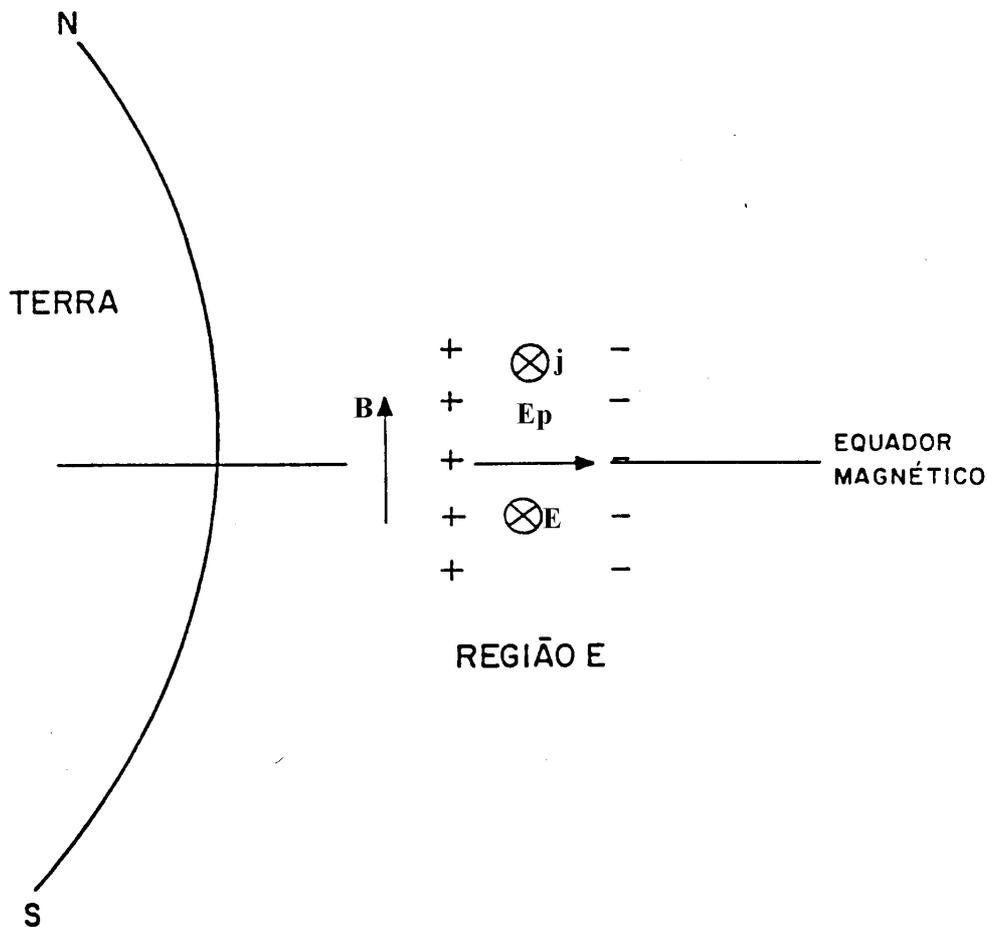


Fig. 3.11 - Mecanismo físico de origem do eletrojato equatorial. O sentido para j representa o sentido convencional da corrente do eletrojato equatorial. O sentido do fluxo de elétrons é do leste para oeste.

(1990); Itonaga et al. (1992); Sarma e Sastry (1995) discutiram as relações das Pi2 diurnas com as noturnas nas subtempestades e o aumento de amplitude no equador magnético. Sastry et al. (1983) encontraram que a taxa de aumento da amplitude no equador magnético variou de 1,5 a 3,5 para eventos diurnos, com valor médio máximo de 2,3 ao meio-dia local e que o eletrojato equatorial influencia da mesma maneira as pulsações Pc3-4 e as Pi2. Recentemente, Sarma e Sastry (1995) demonstraram que o aumento equatorial parece ser mais ou menos uniforme, num fator de 2,0 a 2,5, sobre uma grande faixa de período, com um corte acentuado para pulsações de período menor que 20 s. Este corte foi atribuído à influência da anomalia de ionização equatorial da região F da ionosfera (anomalia f_0F_2) sobre a propagação dos sinais de pulsações.

Trivedi et al. (1997), analisando um evento globalmente coerente de pulsações Pc5,

mostraram que elas também ocorrem na região de latitudes muito baixas e próximo ao equador magnético. Eles sugeriram que a ocorrência de Pc5 na região equatorial deve-se a propagação de campos elétricos induzidos nas altas latitudes até a região equatorial através da ionosfera. Mostraram também evidências de aumento equatorial de amplitude da componente H das pulsações Pc5, numa estreita faixa latitudinal ao redor do equador magnético, enfatizando a importância das modificações ionosféricas associadas ao aumento da condutividade Cowling durante as horas do dia. As modificações ionosféricas também causaram um rápido aumento de amplitude das pulsações Pc5 nas médias latitudes, que mostrou-se maior na componente D do que em H, no setor do amanhecer. O efeito do amanhecer provocou ainda uma reversão no sentido de rotação do campo magnético das ondas Pc5 na região do nascer do sol.

Os poucos estudos até agora efetuados concentraram-se na avaliação do aumento de amplitude. É raro estudos envolvendo a variação de fase e polarização das pulsações ao redor do equador magnético, devido a precisão de tempo dos dados geomagnéticos obtidos em estações ao redor do equador ser insuficiente para comparação entre sinais de estações separadas.

Shinohara et al. (1998) examinaram o aumento de amplitude e a diferença de fase das pulsações Pi2 e Pc4-5 analisando dados de estações próximas ao eletrojato equatorial. Eles encontraram uma pequena diferença de fase das pulsações Pi2 observadas entre estações de baixas latitudes, enquanto que as pulsações diurnas Pi2 observadas em estações próximas ao equador magnético, entre $\pm 2^\circ$ de latitude, mostraram um atraso de fase de cerca de 30° a 50° em relação as estações de baixas latitudes. A amplitude das Pi2 nas estações equatoriais aumentou numa taxa entre 1,5 e 2,0 durante as horas do dia. A estrutura de fase das pulsações Pc4-5 também foi avaliada de maneira simples e mostrou comportamento similar as Pi2, com aumento do atraso de fase na região equatorial em função do aumento da frequência das pulsações.

A ionosfera equatorial é caracterizada por um grande aumento de condutividade na direção oeste-leste σ_{yy} , que aparece somente durante as horas do dia. É esperado que esta alta condutividade ionosférica afete a propagação dos sinais eletromagnéticos incidentes. Shinohara et al. (1998) sugeriram que o atraso de fase das pulsações equatoriais diurnas deve estar relacionado ao aumento de condutividade ionosférica durante as horas do dia. O atraso de fase equatorial também pode ser explicado invocando o efeitos de indução entre a corrente ionosférica equatorial e a corrente imagem sobre o solo. Perturbações de campos elétricos (devido aos sinais eletromagnéticos) impostos à ionosfera equatorial, que possui alta condutividade, geram uma intensa corrente ionosférica. Devido ao fato de que o solo é um bom condutor, esta corrente ionosférica gera uma corrente imagem que flui sobre o solo em direção oposta. Estas correntes opostas formam um circuito elétrico, que possui uma certa indutância. Como consequência, uma corrente de indução será reproduzida na

ionosfera. Shinohara et al. (1998) mostraram ser provável que a modificação de fase e amplitude das pulsações pode estar associada com a corrente ionosférica induzida na região equatorial. Contudo, cálculos mais precisos deste modelo ainda são necessários para confirmar os resultados observacionais.

CAPÍTULO 4

PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

4.1 INTRODUÇÃO

Este Capítulo aborda inicialmente alguns conceitos fundamentais sobre a estrutura do campo magnético terrestre. A seguir descrevem-se alguns instrumentos utilizados para observar o comportamento do campo geomagnético, enfatizando o magnetômetro do tipo “fluxgate” utilizado na obtenção dos dados para este trabalho.

4.2 O CAMPO MAGNÉTICO TERRESTRE

Todas as medidas do campo magnético terrestre envolvem a determinação da magnitude e direção do campo vetorial total \mathbf{F} (ambas características dependentes do tempo). Três planos de referência são necessários para esta medição: o plano vertical que contém a direção leste-oeste; o plano meridional norte geográfico (definido pelo plano do grande círculo dos pólos geográficos) e o plano horizontal. O meridiano magnético é definido como o plano vertical que contém o vetor \mathbf{F} , como mostra a Figura 4.1.

A declinação D , o ângulo entre o norte geográfico e o meridiano magnético, é por convenção considerada positiva do norte para o leste geográfico. O ângulo de inclinação I , às vezes referenciado como ângulo de inclinação magnética *Dip*, que é o ângulo que \mathbf{F} faz com o plano horizontal, é considerado positivo quando aponta para baixo. Ao sul do equador magnético os valores da inclinação são negativos. A componente horizontal \mathbf{H} e a vertical \mathbf{Z} são as projeções horizontal e vertical de \mathbf{F} contidas no plano meridional. A componente \mathbf{Z} é negativa ao sul do equador magnético (quando aponta para cima).

A componente norte \mathbf{X} e a leste \mathbf{Y} são as componentes de \mathbf{H} (contida no plano horizontal) no meridiano norte geográfico e no plano leste-oeste, respectivamente. Os vetores \mathbf{X} , \mathbf{Y} , e \mathbf{Z} são, desta forma, as componentes magnéticas direcionadas ao longo das coordenadas cartesianas fundamentais definidas pelo norte geográfico, o leste geográfico e a vertical para baixo, respectivamente.

Qualquer combinação com três destes elementos pode ser usada para especificar o campo. As grandezas \mathbf{F} , I e D são as variáveis verdadeiras, mas uma longa tradição histórica do registro da variação magnética por variômetros clássicos resultou na convenção de que os dados magnéticos são geralmente publicados em termos de H , D , e Z (ver Figura 4.1). Para compreender quais são os dados geomagnéticos

requeridos e os vários métodos envolvidos em sua observação, é importante conhecer as variações temporais do campo em pontos da superfície da Terra. A faixa dinâmica das variações do campo magnético terrestre é extremamente grande, estendendo-se desde períodos de alguns séculos de duração até variações rápidas, com períodos de milissegundos.

As relações matemáticas entre os vários elementos magnéticos são:

$$\begin{aligned} H &= F \cos I, & X &= H \cos D, & D &= \arctan(Y/X), \\ Z &= F \sin I, & Y &= H \sin D, & I &= \arctan(Z/H), \\ F^2 &= H^2 + Z^2, & H^2 &= X^2 + Y^2, & F^2 &= X^2 + Y^2 + Z^2 \end{aligned} \quad (4.1)$$

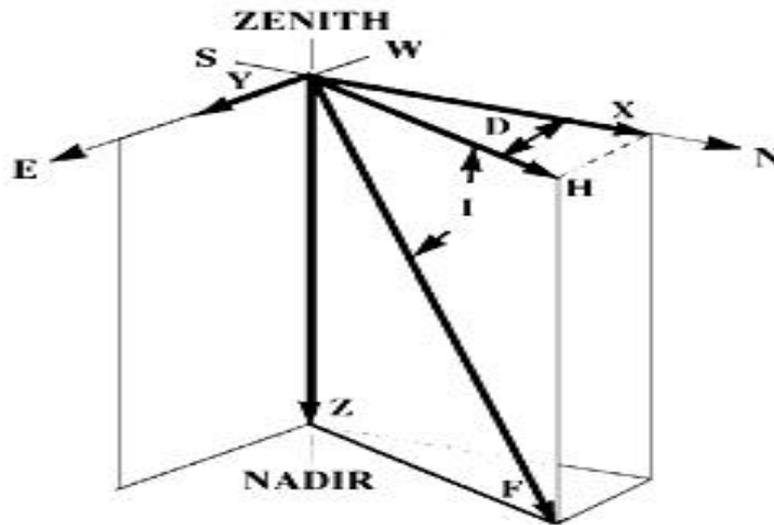


Fig. 4.1 - Esquema tridimensional do vetor campo geomagnético e as componentes ortogonais.

As principais características do campo magnético terrestre são determinadas pelo campo de dipolo e pelo vento solar. O campo de dipolo é assim conhecido devido a primeira aproximação adotada: o campo geomagnético pode ser representado por um dipolo localizado no centro da Terra, com o pólo norte magnético, direcionado para o pólo sul geográfico. Atualmente o eixo do dipolo está inclinado em relação ao eixo de rotação da Terra em cerca de $11,5^\circ$, e portanto, os pólos magnéticos estão efetivamente deslocados dos pólos geográficos.

Em qualquer ponto na superfície da Terra o campo \mathbf{F} pode ser representado na forma:

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_0 + \mathbf{F}_R + \mathbf{F}_e + \mathbf{F}_T \quad (4.2)$$

onde \mathbf{F}_0 é o campo de dipolo, \mathbf{F}_R é o campo residual, \mathbf{F}_e é o campo crustal e \mathbf{F}_T é o campo que apresenta maior variabilidade temporal, devido as influências externas à Terra. A combinação do campo dipolar e do campo residual, conhecido como campo principal, tem origem no interior da terra. Os vetores \mathbf{F}_0 e \mathbf{F}_R , desta forma, possuem origem comum e, ao procurarmos explicar a origem do campo magnético terrestre, devemos considerar as variações temporais e espaciais em \mathbf{F}_R (a parte que possui variação temporal do campo magnético principal) conhecida como variação secular. O campo crustal \mathbf{F}_e é produzido por minerais ferromagnéticos em baixas profundidades (acima da profundidade definida pela temperatura de Curie).

Vários instrumentos têm sido desenvolvidos para realizar medidas quantitativas, ou para registrar a variação magnética de diferentes partes do espectro geomagnético. Stuart (1972); Serson (1973); Jacobs (1991) revisaram os principais instrumentos de medida do campo magnético da Terra e suas aplicações. O Apêndice A mostra uma breve discussão sobre os princípios físicos de medida dos principais grupos de instrumentos usados para medir o campo geomagnético. A faixa das micropulsações, onde as amplitudes variam desde frações até dezenas de nanoteslas, tem sido medidas por magnetômetros do tipo “fluxgate”, que discutir-se-á na próxima seção, e magnetômetros de indução.

4.3 MAGNETÔMETRO DE NÚCLEO SATURADO EM FORMA DE ANEL

Vários pesquisadores colaboraram significativamente para o desenvolvimento dos magnetômetros “fluxgate”, entre os quais: Serson e Hannaford (1956), Acuña (1974) e Primdahl (1979). Nos últimos anos tem crescido muito a utilização do magnetômetro “fluxgate” em observatórios geomagnéticos. Isto se deve principalmente ao progresso da física de estado sólido, que desenvolveu núcleos ferromagnéticos mais sensíveis e componentes eletrônicos mais precisos. O uso do magnetômetro fluxgate é bastante amplo devido ao seu fácil transporte e instalação, apresentando ainda a vantagem de ser confiável, ter tamanho compacto, baixa potência de consumo e fácil adaptação para aquisição automática de dados. Os instrumentos típicos têm uma resolução de 0,4 nT e uma largura de banda que se estende desde DC até 1 Hz.

O princípio de funcionamento do magnetômetro (“fluxgate”) de núcleo saturado em forma de anel é ilustrado pelo diagrama de blocos da Figura 4.2 (Trivedi et al., 1995). O mecanismo deste magnetômetro é o mesmo dos magnetômetros de núcleo saturado usuais (Primdahl, 1979). O sensor consiste de um núcleo ferromagnético de

alta permeabilidade no qual são enroladas duas bobinas, denominadas de primário e secundário. Uma corrente de excitação de frequência f_0 é aplicada no primário que provoca uma dupla saturação e dessaturação no núcleo do sensor durante um ciclo da corrente de excitação. Então, a permeabilidade do núcleo do sensor atinge valores baixos e altos duas vezes a cada ciclo do sinal de excitação. A bobina do secundário, enrolada no mesmo núcleo, capta um sinal de voltagem alternado nos harmônicos pares da frequência da corrente de excitação: 2, 4, 6, ..., devido ao campo magnético externo e da periódica variação da permeabilidade do núcleo. A amplitude e a fase de cada um dos harmônicos presentes no secundário são proporcionais à amplitude e à polaridade do campo magnético externo ambiental ao longo do eixo da bobina do secundário. Contudo o segundo harmônico é o que melhor representa a amplitude e fase do campo magnético externo (tem melhor linearidade e sensibilidade). O magnetômetro detecta a amplitude do segundo harmônico, pela técnica de detecção de sincronismo de fase, para monitorar as variações das três componentes ortogonais do campo magnético da Terra.

Tipicamente, um magnetômetro “fluxgate” consiste de um sensor, amplificador, detector de fase, integrador-amplificador e oscilador de corrente para excitação (Figura 4.2). O circuito de excitação fornece corrente para os três enrolamentos primários montados ortogonalmente. O sinal do segundo harmônico, de cada um dos três enrolamentos do secundário, é amplificado e levado até o detector de fase junto com um sinal de referência com frequência igual a duas vezes a frequência de excitação. O sinal de saída DC do detector de fase é diretamente proporcional a componente do campo ao longo do eixo de cada sensor. Cada um dos sensores é operado próximo ao campo nulo, obtido por um pré-ajuste manual de corrente para o enrolamento secundário. Uma corrente adicional, proporcional ao campo magnético medido, é também gerada no enrolamento secundário, produzindo uma realimentação negativa, que garante ainda mais a operação próximo a condição de campo nulo. A sensibilidade do “fluxgate” é determinada pelo valor da resistência de realimentação que controla a magnitude da corrente no percurso de realimentação (Trivedi et al., 1995).

Os primeiros magnetômetros usavam sensores de barra linear (Figura 4.2). Mas, recentemente tem-se usado magnetômetros com sensores em forma de anel para registrar as variações diurnas do campo geomagnético e estudar micropulsões e o eletrojato equatorial (Trivedi et al., 1995; Tachihara et al., 1996). O sensor de núcleo em forma de anel é mostrado na Figura 4.3. O enrolamento do primário é diretamente acoplado ao núcleo de anel com aproximadamente 100 espiras de fio de cobre. O núcleo de anel é fixado numa caixa quadrada de teflon. O enrolamento do secundário de cerca de 400 espiras é enrolado em torno desta caixa quadrada. A saída do secundário $I_0(t)$ é direcionada para um amplificador. O secundário também recebe a corrente externa de referência I_{ex} , para compensação de linha de base. Os magnetômetros com núcleos em forma de anel são mais apropriados para sinais de baixo ruído, obtendo as seguintes vantagens: tensões internas do material

uniformemente distribuídas; correção de assimetria do núcleo pela rotação dentro da bobina do secundário; não existem efeitos de borda, geralmente associados ao aumento de ruído; maiores facilidades para conseguir a saturação do núcleo, já que o circuito magnético de excitação é fechado. Acuña (1974) mostrou que o sensor em forma de anel é bem superior aos outros (linear, por exemplo) em termos da razão de sinal para o ruído.

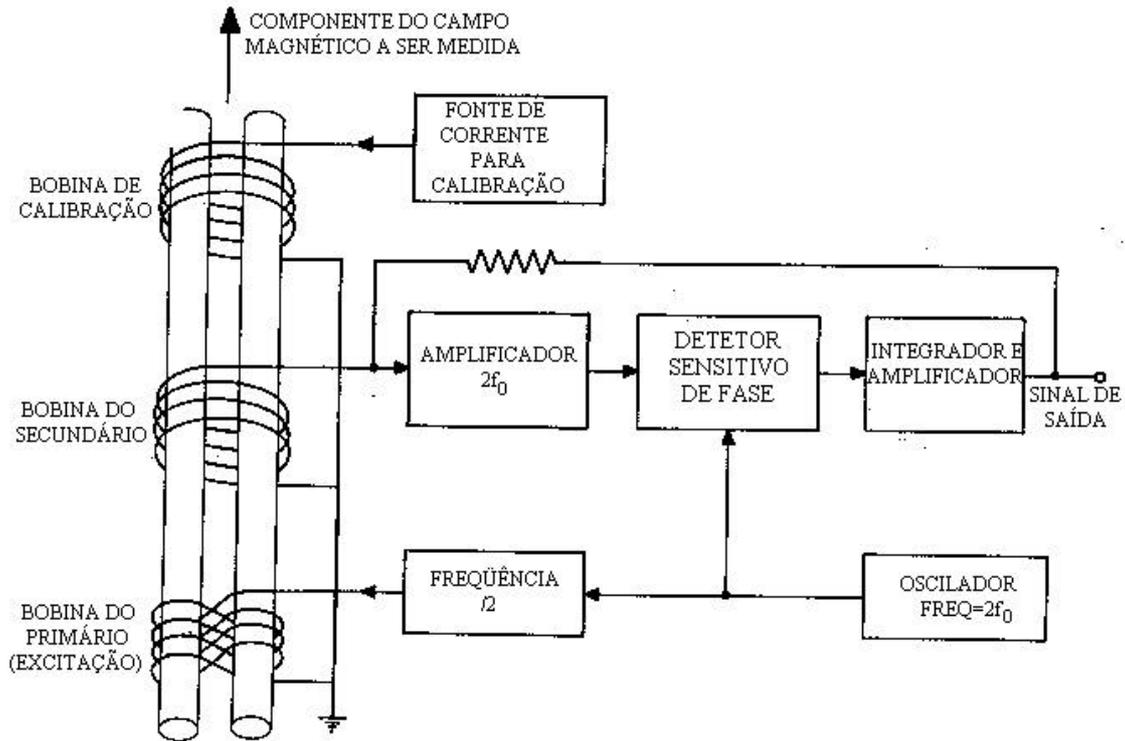


Fig. 4.2 - Diagrama de blocos do magnetômetro "fluxgate".

FONTE: Trivedi et al. (1995, p. 39).

Cada um destes sensores "fluxgate" mede somente uma componente do campo magnético. Mas, para se ter o conhecimento completo deste vetor, precisa-se medir as três componentes ortogonais do mesmo, conforme esquema mostrado na Figura 4.1. Por isso, a necessidade de usar três sensores dispostos perpendicularmente entre si, cada um sobre um eixo cartesiano geográfico: X , para norte; Y , para leste; Z , vertical com sentido para dentro da Terra (ver Figuras 4.4 e 4.5). Cada sensor em conjunto com o sistema eletrônico associado forma um magnetômetro independente.

Saka e Tachihara (1986) descreveram magnetômetros para estudar micropulsações geomagnéticas e o eletrojato equatorial. Mais recentemente, Trivedi et al. (1995); Tachihara et al. (1996) mostraram a construção e funcionamento de um magnetômetro "fluxgate", do tipo núcleo saturado em forma de anel (Figura 4.3), uti-

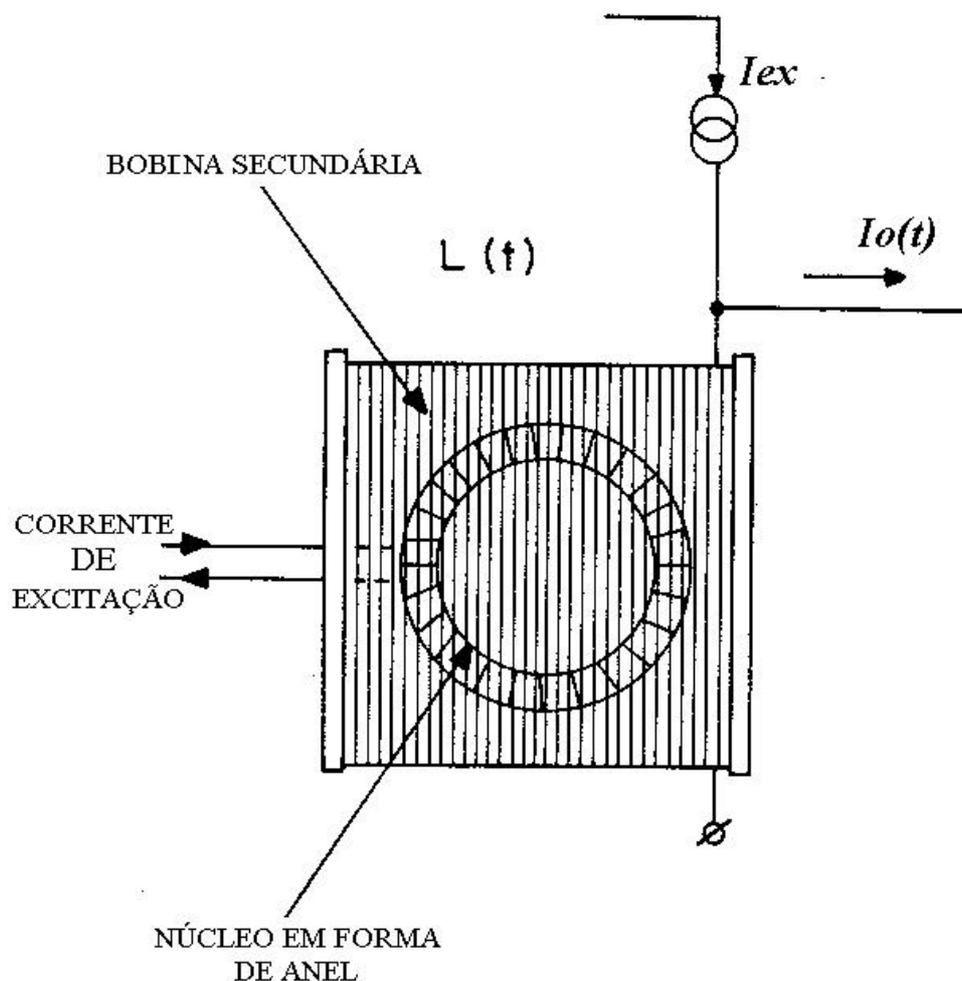


Fig. 4.3 - Desenho da caixa para acomodar o sensor em forma de anel.
 FONTE: Trivedi et al. (1995, p. 39).

lizado para registrar as variações diurnas do campo geomagnético e estudar micropulsões e o eletrojato equatorial. Uma rede de estações equipadas com estes magnetômetros, com funcionamento aceitável para monitorar as variações diurnas das componentes H, D e Z do campo geomagnético, foi instalada nas latitudes muito baixas e equatoriais, no território brasileiro. Parte dos dados coletados nestas estações são utilizados para o desenvolvimento deste trabalho.

4.4 SISTEMA DE AQUISIÇÃO DE DADOS

Uma unidade de aquisição de dados geomagnéticos consiste basicamente de duas partes: sistema de medição (magnetômetros descritos acima) e o sistema de processamento e armazenamento dos dados.

Ao longo do tempo as unidades de aquisição de dados passaram por muitas mo-

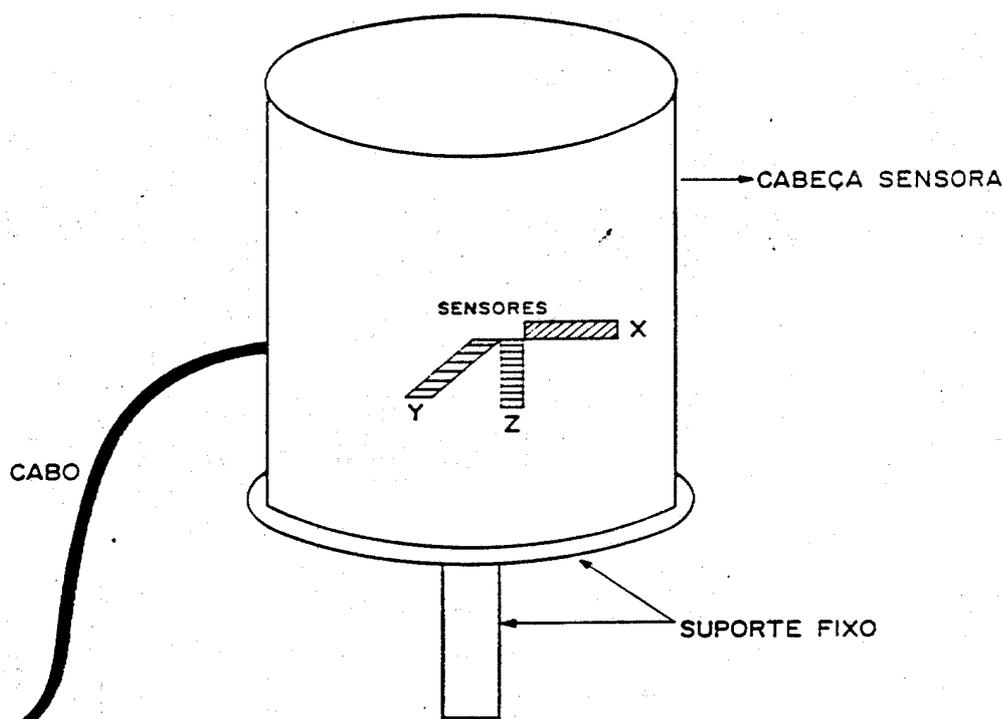


Fig. 4.4 - Representação esquemática da disposição do três sensores do magnetômetro "fluxgate".

dificações. Antigamente, utilizava-se um sistema no qual a saída analógica dos sensores do magnetômetro era entregue a um registrador analógico que registrava o comportamento do campo geomagnético em um papel gráfico milimetrado (magnetograma). Este tipo de aquisição necessita de redução de dados manualmente, com o emprego de uma escala graduada que, além de introduzir erros inerentes, é bastante demorada. Modernamente, foram desenvolvidas unidades de aquisição com interfaceamento capaz de selecionar as saídas analógicas dos sensores e digitalizá-las por um conversor analógico-digital. Os dados digitalizados são formatados e transferidos para fitas cassetes, ou cartões de memória, para posterior processamento em computador digital.

O diagrama de blocos da Figura 4.6 mostra os componentes de um conjunto experimental linear digital para medida da amplitude do campo magnético da Terra. Compreende 4 módulos básicos, quais sejam: sensor e pré-amplificador, filtro e amplificador, placa conversora analógico/digital e um módulo de armazenamento das informações coletadas.

Cada um dos sensores do magnetômetro mede um sinal S (mV) dado por:

$$S = \eta H \quad (4.3)$$

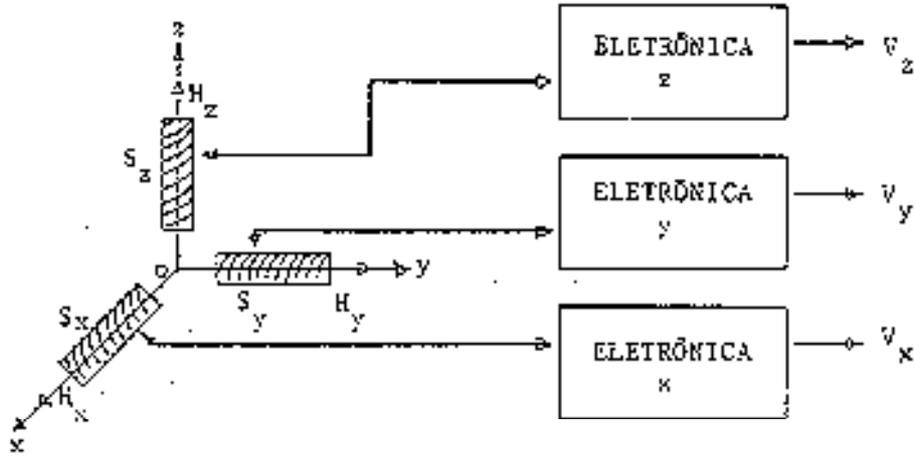


Fig. 4.5 - Direção e sentido de apontamento dos sensores para medir a variação das três componentes campo geomagnético.

onde H (nT) é o sinal a ser medido (campo geomagnético) e η é a sensibilidade do sensor (em mV/nT). Este sinal é reforçado por um preamplificador que o amplifica para que possa percorrer um longo cabo até o sistema de filtro e amplificação. Neste ponto, o sinal é filtrado por um filtro passa-banda, para evitar “aliasing” na digitalização, amplificado por um fator G (ganho do amplificador) e ainda ajustado por um fator de correção eventual k . O sistema filtro e amplificador entrega um sinal U (mV), dado pela relação:

$$U = \square GS \quad (4.4)$$

a uma placa conversora analógico-digital (placa AD) de resolução R (bits/mV) e “offset” (DC) U_0 (mV). A unidade bits/mV refere-se à variação no valor digitalizado, representada por uma mudança no bit menos significativo (“Least Significant Bit”, LSB). A placa AD converte o sinal analógico U (mV) para digital B (bits), na forma:

$$B = R(U + U_0) \quad (4.5)$$

Os valores digitalizados pela placa conversora AD podem variar desde 0 até $2^n - 1$, onde n é o número de “bits” usados na digitalização.

Portanto, o valor do sinal do campo magnético H medido pelo sensor será expresso por:

$$H = \frac{1}{\eta \square G} \left[\frac{B}{R} - U_0 \right] \quad (4.6)$$

ou:

$$H = \frac{B - RU_0}{\eta \square GR} \quad (4.7)$$

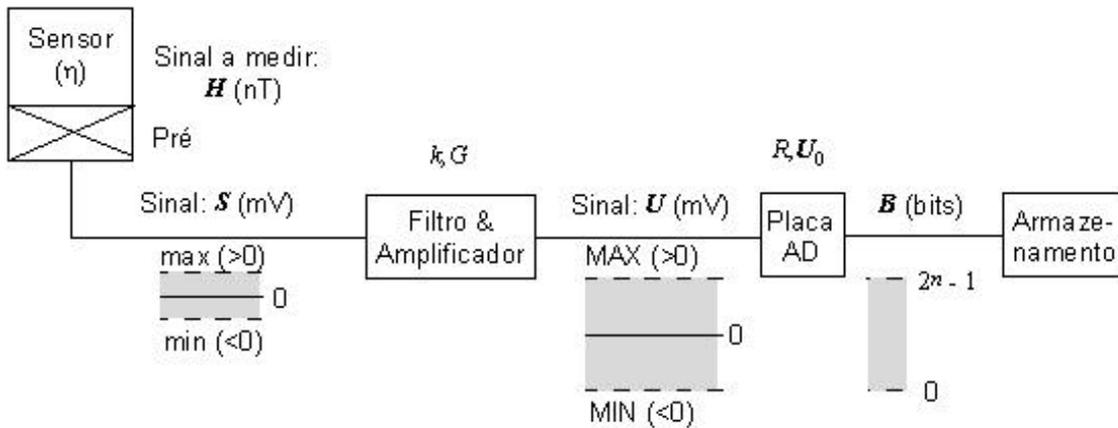


Fig. 4.6 - Diagrama de blocos do sistema de medidas geomagnético. Modelo geral do sensor de amplitude linear.

A variação do campo ΔH é dado por:

$$\Delta H = \frac{\Delta B}{\eta \square GR} \quad (4.8)$$

onde $[\eta \square GR]$ é uma constante que tem unidade de bit/nT.

A sensibilidade η está intrinsecamente relacionada com o pré-amplificador (sistema de detecção e circuito eletrônico básico). Para $n = 12$, em geral $RU_0 \approx 2048$ bits (LSB).

4.5 DADOS EXPERIMENTAIS

Como mencionado no Capítulo 1, este trabalho visa estudar micropulsações geomagnéticas, na faixa de Pc 3-5 (10 - 600 s), para algumas estações de latitudes muito baixas situadas no território brasileiro. Para este estudo, faz-se uso dos dados geomagnéticos coletados em 10 estações na rede que o INPE vem operando, já há vários anos, em colaboração com a Universidade de Kyushu, Japão, o Observatório Nacional ON/CNPQ, a EMBRAPA, a TESA e a UFSM, no noroeste, norte, nordeste e sul do território brasileiro. Esta rede de estações tem distribuição bidimensional incluindo latitudes desde $1,4^\circ$ S a $29,96^\circ$ S e longitudes desde $38,5^\circ$ W até $63,9^\circ$ W, que são: Santa Maria (SMA), Cuiabá (CUI), Colibri (COL), Vilhena (VIL), Presidente Médici (PRM), Ariquemes (ARI), Porto Velho (POV), Eusébio/Fortaleza (EUS), São Luiz/Alcântara (ALC), Belém/Tatuóca (BLM). A disposição espacial destas estações aparece na Figura 4.7 e suas coordenadas geográficas e ângulo *Dip* estão na Tabela 4.1. Os parâmetros geomagnéticos foram calculados através do “International Geomagnetic Reference Field” de 1995.

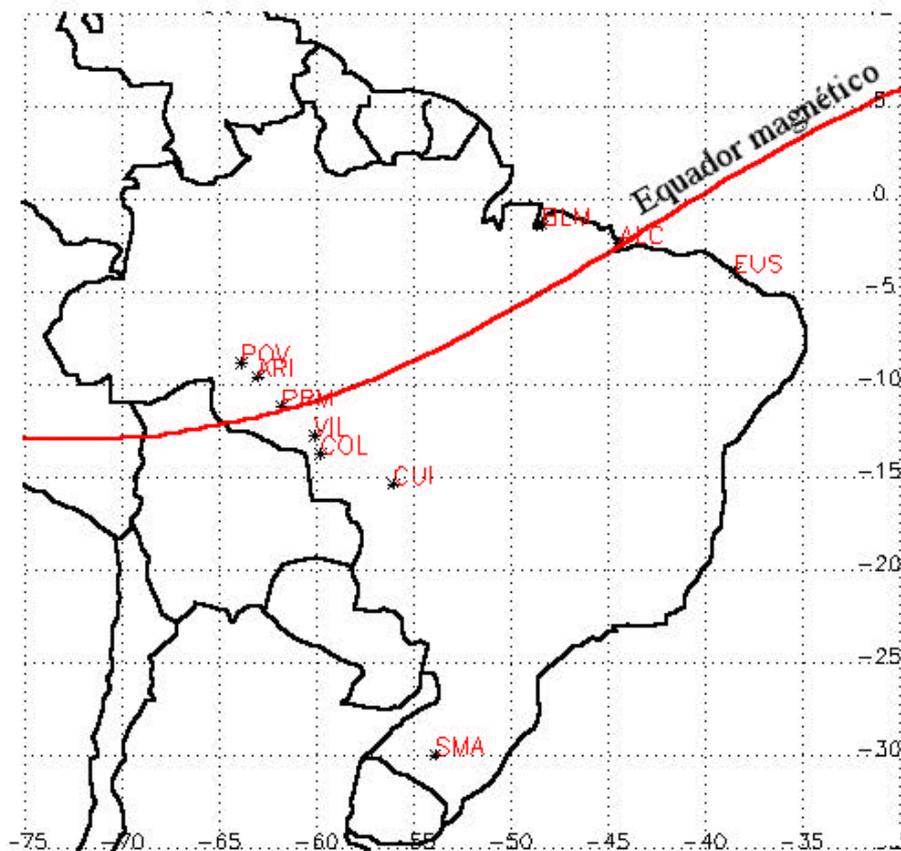


Fig. 4.7 - Localização geográfica das estações geomagnéticas utilizadas neste trabalho e do equador magnético em outubro de 1994.

Cada uma destas estações possui um magnetômetro de três componentes do tipo núcleo saturado em forma de anel (“fluxgate”) que registra as variações diurnas geomagnéticas, conforme descrito nas seções 4.3 e 4.4. Este magnetômetro tem três saídas analógicas de ± 5 volts, equivalente a ± 1000 nanotesla, correspondentes às componentes H, D e Z, com resolução de amplitude melhor do que 0,5 nT e curva de frequência mostrando-se constante de DC até 1 Hz. As saídas analógicas foram digitalizadas e armazenadas num intervalo de amostragem de 3 segundos ($\frac{1}{3}$ Hz), com período de Nyquist de 6 segundos, que nos permite investigar até as pulsações Pc3 (>10 s). O relógio do “data logger” foi calibrado automaticamente pelo tempo de sinais HF (Saka e Tachihara, 1986) ou por sinais LF OMEGA (Saka et al., 1996). A precisão de tempo foi melhor que 100 ms que permite investigar as mudanças de fase de micropulsações no espaço e no tempo.

Os dados da variação do campo geomagnético foram compactados cada dia em um arquivo na forma binária, que posteriormente foram convertidos em arquivos tipo

ASCII. Cada um destes arquivos contém um dia inteiro de dados para as três componentes H (norte-sul), D (leste-oeste) e Z (vertical), medidas pelo magnetômetro e o tempo universal num intervalo de amostragem $\Delta = 3$ s, formando assim uma tabela com 28800 linhas por 4 colunas.

TABELA 4.1 - NOMES E COORDENADAS DAS ESTAÇÕES

Estação	Símbolo	Latitude geográfica	Longitude geográfica	<i>Dip</i> (°)
Santa Maria	SMA	-29,96	306,10	-32,6
Cuiabá	CUI	-15,35	303,95	-10,7
Colibri	COL	-13,20	300,20	-5,2
Vilhena	VIL	-12,72	299,87	-3,3
Presidente Médici	PRM	-11,20	298,20	0,4
Ariquemes	ARI	-9,56	296,96	4,0
Porto Velho	POV	-8,80	296,10	5,8
Eusébio	EUS	-3,90	321,50	-9,5
Alcântara	ALC	-2,35	315,60	0,3
Belém	BLM	-1,40	311,60	6,5

Para investigar a variação espacial dos parâmetros de micropulsões Pc3-5 ao longo desta rede bidimensional de estações escolheu-se alguns dias de dados que fossem simultâneos para as 10 estações. Verificando os dados disponíveis para toda a rede de estações operada pela INPE, conseguiu-se dados simultâneos para as estações da Tabela 4.1, entre 7 de outubro a 1 de novembro de 1994, totalizando 26 dias. Através da análise destes dados simultâneos pode-se estudar a variação espacial (latitudinal e longitudinal) das características espectrais, de polarização e fase das ondas ULF para estas estações localizadas em latitudes muito baixas e equatoriais.

CAPÍTULO 5

TÉCNICAS DE PROCESSAMENTO E ANÁLISE DE DADOS

5.1 INTRODUÇÃO

Neste Capítulo, descrevem-se as técnicas de processamento e análise de dados adotadas para o estudo das micropulsões deste trabalho. Inicialmente, introduz-se a técnica de filtragem digital utilizada para eliminar as longas tendências da variação diurna do campo geomagnético. Posteriormente, mostram-se as técnicas de análise espectral por múltiplas janelas, baseadas na Transformada Rápida Fourier (FFT) para obter o espectro de potência e os parâmetros de polarização das micropulsões. Descrevem-se também os programas e subrotinas Fortran-77 implementados, bem como os resultados dos testes com sinais artificiais para comprovação de resultados.

5.2 FILTRAGEM DIGITAL

O propósito primário da filtragem digital é alterar a informação espectral contida no sinal, produzindo assim um realce das características espectrais. Um grande número de estruturas diferentes podem ser usadas para implementar filtros digitais. As mais comuns, filtragem direta, em cascata, e em paralelo. A maioria dos filtros digitais pode ser implementados usando uma das estruturas mencionadas. A conversão da estrutura de filtragem direta para uma estrutura em cascata envolve a fatoração dos polinômios de maneira que o produto das funções de transferência individuais é igual a uma função de transferência. Similarmente, a conversão para a estrutura em paralelo requer a expansão em frações parciais, de tal forma que a filtragem direta é representada pela soma das funções de transferência individuais.

Quatro tipos básicos de filtros podem ser definidos em termos de suas características de resposta no domínio frequência. O filtro passa-baixa é caracterizado pela atenuação dos componentes de alta frequência, enquanto permite a transferência dos componentes de baixa frequência. O filtro passa-alta, permite a transferência de componentes de alta frequência, enquanto atenua os componentes de baixa frequência. O filtro passa banda rejeita ambos, componentes de altas e baixas frequências, enquanto permite a passagem de componentes intermediárias. Os filtros bandstop, rejeitam frequências intermediárias, enquanto permitem a passagem de altas e baixas frequências.

A variação diurna do campo geomagnético têm um amplo espectro, podendo variar desde várias horas até alguns segundos. Este trabalho objetiva estudar as pequenas variações, com períodos desde 10 até 1000 segundos. Por isso, na primeira etapa do

processamento é feita a filtragem digital dos dados para eliminar a variação diurna, através de um filtro tipo passa banda, cuja função de resposta em amplitude (ganho) é unitária dentro de uma determinada faixa de período (frequência). O Apêndice B traz algumas considerações teóricas e os tipos de filtros digitais mais comuns. Foram usados dois filtros digitais do tipo passa-banda Butterworth recursivos, com 8 pólos no plano complexo, aplicados na direção direta e reversa do sinal para não alterar a fase original. As rotinas básicas foram extraídas de Kanasewich (1981) e Stearns e Hush (1990).

A Figura 5.1 mostra as curvas de resposta de frequência para os dois filtros passa-banda na faixa de frequência 0,001 - 0,1 Hz. A amplitude relativa, ou ganho, em função da frequência, foi obtida aplicando ao filtro uma senoide do tipo $A_0 \text{sen}(2\pi ft)$, $t = 0, 1, 2, \dots, 999$, com intervalo de amostragem $\Delta = 3$ s. O valor do ganho $G(f)$ é calculado em função da amplitude $A(f)$ da senoidal da saída do filtro, da forma:

$$G(f) = \sqrt{\frac{\sum_{t=0}^{N-1} A^2(f)}{\sum_{t=0}^{N-1} A_0^2}} \quad (5.1)$$

As curvas de resposta para os dois filtros são muito próximas. Elas mostram um ganho aproximadamente unitário para frequências dentro da banda de filtragem e um ganho quase zero para as outras frequências, consistentes com as curvas de respostas apresentadas na literatura. Estes filtros têm curvas de resposta satisfatórias sob o ponto de vista teórico e prático. Escolheu-se as rotinas SPFIL2 e SPCFIL contidas no livro de Stearns e Hush (1990) para processar as filtragens dos dados deste trabalho.

5.3 O MÉTODO DAS MÚLTIPLAS JANELAS

A estimação espectral é um poderoso método de análise de dados que é frequentemente usado para estudar processos geofísicos. Muitas técnicas têm sido desenvolvidas para análise de longas séries temporais estacionárias. Contudo, estas técnicas não são universalmente aplicadas para séries temporais que envolvem processos não estacionários de curta duração. O principal problema tem sido isolar frequências espectrais em meio a um ruído, para obter um espectro estimado com baixo vazamento e mínima variância (Jenkins e Watts, 1968; Kanasewich, 1981; Kay e Marple, 1981; Press et al., 1986; Stearns e Hush, 1990; Stearns e Ruth, 1993; Percival e Walden, 1993).

Uma nova técnica de estimação espectral, conhecida como análise espectral por múltiplas janelas, primeiramente apresentada por Thomson (1982), tem sido aplicada na análise de séries temporais recentemente, principalmente nas áreas de sis-

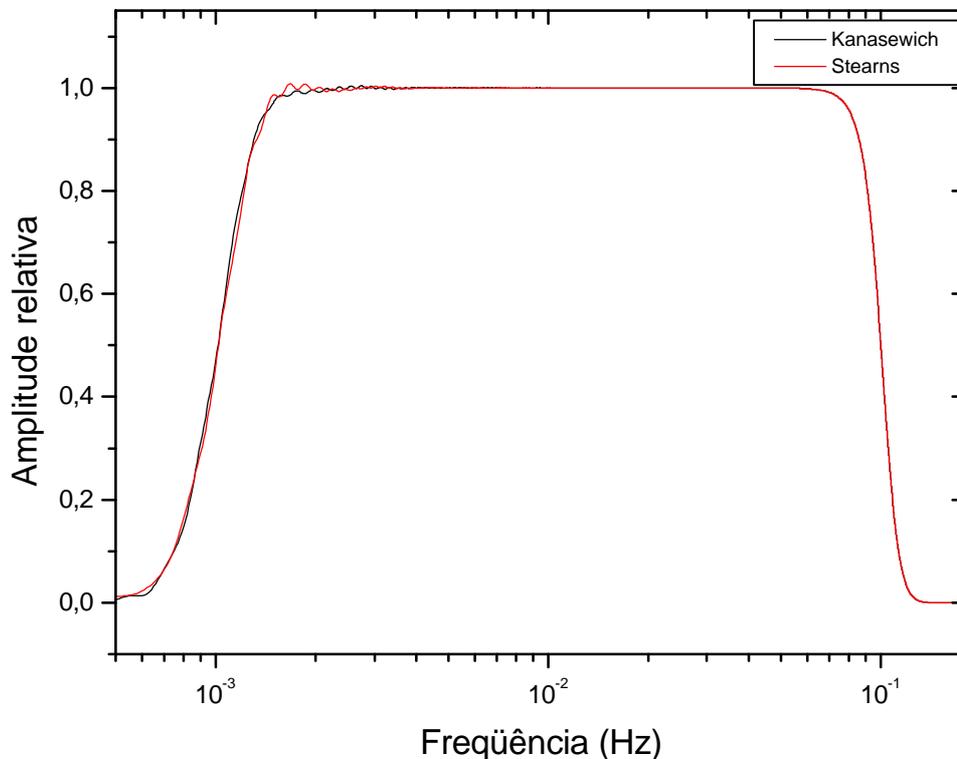


Fig. 5.1 - Resposta de frequência para os dois filtros passa-banda, na faixa de frequência entre 0,001 a 0,1 Hz.

mologia (Park et al., 1987a, b; Lindberg e Park, 1987) e climatologia (Thomson, 1990; Berger et al., 1991; Park e Maasch, 1993). A análise por múltiplas janelas surge como uma extensão da tradicional análise espectral, apresentada no Apêndice B, onde uma simples janela atua sobre os dados da série temporal, antes da transformada de Fourier, para reduzir o vazamento espectral. As janelas convencionais, como a Hanning e muitas outras, ajudam a reduzir o erro devido ao vazamento espectral, mas podem aumentar a variância prejudicando a eficiência estatística do espectro estimado.

Na técnica de análise espectral por múltiplas janelas os dados são multiplicados não por uma, mas por várias janelas com propriedades de resistência ao vazamento espectral, formando uma sequência ortogonal de janelas, que minimizam o vazamento do espectro estimado. O conjunto de janelas e os espectros a elas associados, chamados respectivamente de autojanelas e autoespectros, são combinados para reduzir a variância do espectro estimado. O espectro estimado é calculado através de

uma soma ponderada de autoespectros (chamado método adaptativo), tendo menor variância que o espectro obtido pela técnica que usa uma única janela. O uso do método de estimação espectral adaptativo, com múltiplas janelas, faz um balanceamento entre a redução do vazamento e a minimização da variância espectral.

Este método supõe uma série temporal finita do tipo

$$x_t; t = 0, 1, 2, \dots, N - 1, \quad (5.2)$$

que representa amostras discretas de um processo contínuo, com intervalo de amostragem $\Delta = 1$ s (sem perda de generalidade) e frequência de Nyquist $f_0 = \frac{1}{2}$ Hz.

No método convencional, o espectro estimado $S(f)$ é encontrado pela multiplicação dos dados da série temporal x_t , $t = 0, 1, 2, \dots, N - 1$ por uma seqüência a_t , $t = 0, 1, 2, \dots, N - 1$, chamada de janela (ver Apêndice B), aplicando Transformada Discreta de Fourier (DFT), ao produto:

$$X_a(f) = \frac{1}{N} \sum_{t=0}^{N-1} a_t x_t e^{-i2\pi ft} \quad (5.3)$$

e posteriormente fazendo o quadrado do módulo de $X_a(f)$, onde $|f| \square \frac{1}{2}$.

As propriedades espectrais de vazamento da janela a_t podem ser observadas através do espectro

$$A(f) = \frac{1}{N} \sum_{t=0}^{N-1} a_t e^{-i2\pi ft} \quad (5.4)$$

Nas janelas convencionais, a função $|A|$ tem um amplo lóbulo principal e uma sucessão de lóbulos laterais menores. As janelas devem ter uma amplitude espectral $A(f - f')$ grande na região do lóbulo central, numa estreita faixa de frequência em torno de f' (pequeno $|f - f'|$) e pequenos lóbulos laterais nas frequências mais distantes, reduzindo o vazamento espectral e o erro na estimativa da energia de espectro nas frequências distantes (ver Apêndice B).

Para minimizar o erro na frequência f devido ao vazamento espectral para frequências fora da banda $|f - f'| \square W$, onde $2W$ é uma largura de banda escolhida, deve-se maximizar a fração de energia A dentro da banda escolhida, da forma:

$$\lambda(N, W) = \frac{\int_{-W}^W |A(f)|^2 df}{\int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} |A(f)|^2 df} \quad (5.5)$$

A funcional $\lambda(N, W) < 1$, para N finito e $W \neq 0$, pode ser interpretada como sendo a fração de energia espectral das frequências do intervalo $|f - f'| \leq W$ na estimação espectral de um processo de ruído branco, através de uma única janela. A fração de energia espectral $1 - \lambda$ localiza-se fora da banda escolhida.

Para uma série temporal de N pontos utiliza-se uma janela espectral, representada pela seqüência a_t , que pode ser representada como um vetor \mathbf{a} . Esta notação permite escrever a equação 5.5 na forma de uma matriz (segundo a derivação da equação 2.5 de Park et al., 1987a)

$$\lambda(N, W) = \frac{\mathbf{a} \cdot \mathbf{C} \cdot \mathbf{a}}{\mathbf{a} \cdot \mathbf{a}} \quad (5.6)$$

onde a matriz \mathbf{C} de ordem $N \times N$, tem componentes:

$$C_{tt'} = \frac{\sin[2\pi W(t - t')]}{\pi(t - t')}, \quad t, t' = 0, 1, 2, \dots, N - 1 \quad (5.7)$$

Procuram-se valores de \mathbf{a} que tornam a funcional λ estacionária (convergência para $\lambda \rightarrow 1$), levando-nos a resolver o problema de autovalores da matriz \mathbf{a} :

$$\mathbf{C} \cdot \mathbf{a} - \lambda(N, W) \mathbf{a} = \mathbf{0} \quad (5.8)$$

que tem como solução os autovalores ordenados $1 > \lambda_0 > \lambda_1 > \lambda_2 > \dots > \lambda_{N-1} > 0$, associados aos autovetores $\mathbf{v}^{(k)}(N, W)$, $k = 0, 1, 2, \dots, N - 1$ (com componentes $v_t^{(k)}$, $t = 0, 1, 2, \dots, N - 1$). Os autovalores $\mathbf{v}^{(k)}(N, W)$ são as chamadas seqüências esferoidais discretas “prolate” (Slepian, 1978) e são comumente referidas como autojanelas “prolate”. Estas auto-janelas $\mathbf{v}^{(k)}$ dependem explicitamente de N e W , ou do produto tempo-largura de banda $M = NW$. Elas concentram a energia espectral na banda de frequência $2W = \frac{2M}{N}$ e por isto são chamadas de “prolate” $M\pi$. Como a frequência de Rayleigh $\frac{1}{N}$ é o espaçamento de frequência das linhas espectrais da Transformada Rápida de Fourier, uma janela “prolate” $M\pi$ tem lóbulo principal que abrange $2M$ linhas espectrais. Por exemplo, uma janela “prolate” $M = NW = 4$ minimiza a energia espectral nas frequências f fora da banda de frequência definidas por $|f - f'| \leq \frac{4}{N}$. Uma escolha típica para M considera valores variando entre 2 e 4.

As primeiras 5 autojanelas “prolate” 4π , correspondentes a $\mathbf{v}^{(k)}$, $k = 0, 1, 2, 3, 4$ são mostradas na Figura 5.2. A janela de mais baixa ordem ($k = 0$) é similar a “prolate” 4π mostrada por Thomson (1977) e tem uma curva similar às janelas convencionais, tal como a senoidal (Apêndice B). As autojanelas de ordem mais alta são marcadamente diferentes das primeiras. Para valores pares de k , as $\mathbf{v}^{(k)}$ são simétricas em relação ao ponto médio da série temporal, já para valores ímpares,

elas têm comportamento anti-simétrico. Todas as autojanelas, exceto a de ordem $k = 0$, tem regiões de valores positivos e negativos. Elas são normalizadas, de forma que

$$\sum_{t=0}^{N-1} \left(v_t^{(k)} \right)^2 = 1 \quad (5.9)$$

As autojanelas $\mathbf{v}^{(k)}$ são ortogonais, assim pode-se escrever:

$$\mathbf{v}^{(k)} \cdot \mathbf{v}^{(k')} = \delta_{kk'} \quad (5.10)$$

onde δ é a função delta de Kroneker.

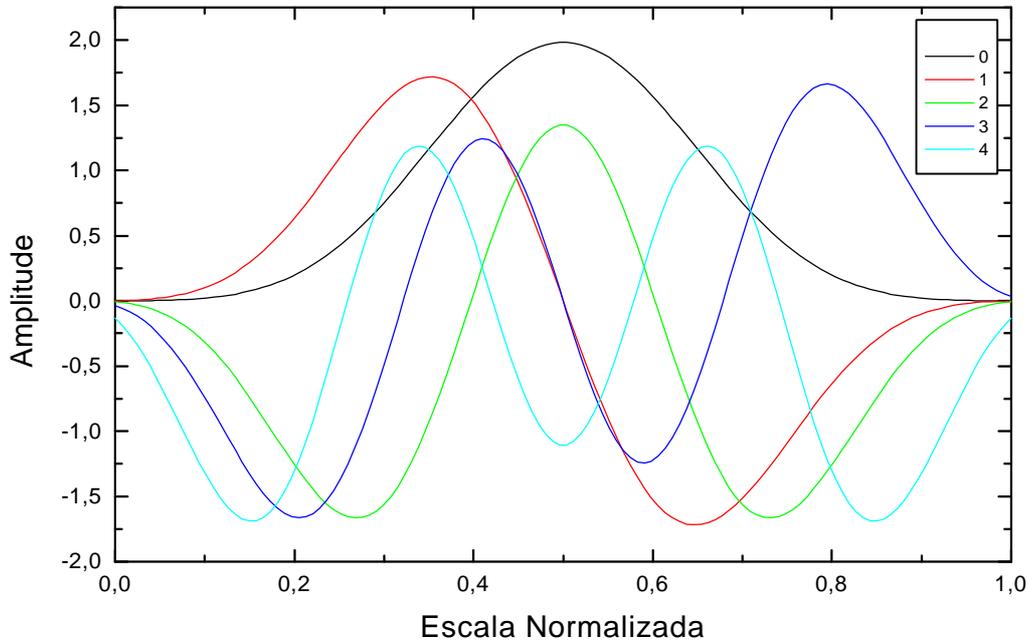


Fig. 5.2 - As 5 autojanelas "prolate" 4π de mais baixa ordem.

Fazendo a transformada de Fourier das auto-janelas "prolate" $\mathbf{v}^{(k)}$, tem-se os espectros correspondentes a cada uma destas janelas. O espectro correspondente a janela de mais baixa ordem ($k = 0$) tem lóbulos laterais menores. Mas, a resistência ao vazamento espectral torna-se cada vez pior para as janelas de ordem superior. Quando se usa autojanelas $M\pi$, as de ordem mais baixa dentre as primeiras $2M$ janelas, tem autovalores λ_k aproximadamente unitários ($\lambda_{2M}, \dots, \lambda_1, \lambda_0 \rightarrow 1$),

que são usuais para minimizar o vazamento espectral. Assim, o valor da funcional $\lambda_k(N, W)$ de uma dada janela, concentra a energia espectral dentro de uma determinada banda de frequência $2W$.

O algoritmo para calcular o espectro estimado pela técnica de múltiplas janelas é descrito em detalhes por Thomson (1982); Park et al. (1987a, b, c); Percival e Walden (1993). Com base neste algoritmo desenvolveu-se um programa em Fortran-77 para calcular o espectro por múltiplas janelas. Primeiro, a matriz \mathbf{C} da Equação 5.7 pode ser transformada numa matriz tridiagonal (Percival e Walden, 1993), cujos elementos da diagonal podem ser calculados por

$$\left[\frac{(N-1-2n)}{2} \right]^2 \cos(2\pi M/N), \quad n = 0, \dots, N-1 \quad (5.11)$$

e os outros elementos por

$$\frac{n(N-n)}{2}, \quad n = 0, \dots, N-1 \quad (5.12)$$

onde M é o produto tempo-largura de banda. Usou-se as subrotinas “TRIDIB” e “TINVIT” do “software” EISPACK, disponível na internet no sítio <http://la-guerree.psc.edu/general/software/packages/eispack/subroutines.html>, para resolver os autovalores e autovetores da matriz tridiagonal.

Para obter o espectro estimado pelo método das múltiplas janelas, primeiro faz-se um enchimento com zeros na série temporal até atingir um número de dados igual a potência de 2 mais alta, para preparar o uso da FFT. Em seguida, calculam-se os autocorrelacionamentos complexos $Y_k(f)$ fazendo a transformada discreta de Fourier do produto dos dados com cada janela $v_t^{(k)}$

$$Y_k(f) = \frac{1}{N} \sum_{t=0}^{N-1} v_t^{(k)} x_t e^{-i2\pi ft} \quad (5.13)$$

para frequências positivas e zero

$$f_n = \frac{n}{N\Delta}, \quad n = 0, 1, 2, \dots, \frac{N}{2} \quad (5.14)$$

Para calcular cada autoespectro $Y_k(f)$, correspondentes as k auto-janelas utilizadas, usou-se a subrotina “SPFFTR” para calcular a FFT, publicada por Stearns e Ruth (1993). Uma estimativa do espectro pode ser feita através da soma ponderada dos autoespectros $|Y_k|^2$. Thomson (1982) calculou o espectro estimado através de:

$$\bar{S}(f) = \frac{1}{K} \sum_{k=0}^{K-1} \frac{|Y_k|^2}{\lambda_k} \quad (5.15)$$

onde $K = 2M$ é o número de janelas usadas.

Contudo, o cálculo do espectro estimado através da fórmula acima não é o melhor método em uso. Thomson (1982) introduziu o método de estimação espectral adaptativo, onde o espectro estimado é calculado por:

$$\widehat{S}(f) = \frac{\sum_{k=0}^{K-1} |p_k(f) Y_k(f)|^2}{\sum_{k=0}^{K-1} |p_k(f)|^2} \quad (5.16)$$

onde $p_k(f)$ é um peso dependente da frequência, escolhido para reduzir o erro devido ao vazamento espectral. Nas frequências onde o espectro é razoavelmente baixo, os pesos $p_k(f) \approx 1$ reduzem a variância do espectro estimado. Nas frequências onde o espectro está em queda, a contribuição das janelas de ordem superior é reduzida, pois têm pior resistência ao vazamento espectral. O uso do método adaptativo balanceia o vazamento e a variância do espectro estimado em cada frequência.

Um ótimo valor para os pesos p_k pode ser encontrado pela minimização da diferença entre o espectro estimado e o espectro verdadeiro $S(f)$. Este ajuste, embora desconhecido, pode ser estimado estatisticamente. Thomson (1982) encontrou a equação resultante para os pesos $p_k(f)$ na forma:

$$p_k(f) = \frac{\sqrt{\lambda_k} S(f)}{\lambda_k S(f) + \sigma^2 (1 - \lambda_k)} \quad (5.17)$$

onde $S(f)$ é o valor verdadeiro do espectro na frequência f e $\sigma^2 = \sum_{t=0}^{N-1} x_t^2$ é a variância total da série temporal. O espectro estimado $\widehat{S}(f)$ é encontrado por iteração. A média aritmética entre $Y_0(f)$ e $Y_1(f)$ é o valor inicial do espectro estimado $S(f)$, que substituído na Equação 5.17, produz os primeiros valores dos pesos $p_k(f)$. Estes pesos são então usados na Equação 5.16 para calcular um novo espectro estimado $\widehat{S}(f)$ e este processo é repetido iterativamente até a convergência, dentro de dada tolerância. Esta convergência é obtida satisfatoriamente em poucos ciclos. Os pesos adaptativos fornecem um ótimo balanço entre o vazamento espectral e a variância do espectro estimado, que varia em função da frequência. Para facilitar a compreensão, a Figura 5.3 mostra um fluxograma das etapas a serem seguidas para calcular o espectro pelo método das múltiplas janelas.

A Figura 5.4 mostra um exemplo da análise espectral de uma série temporal de um pacote de onda artificial senoidal do tipo

$$x_t = A \sum_{i=1}^5 e^{-(t-a)^2/b} \sin \left[\frac{2\pi t}{T_i} \right], \quad (5.18)$$

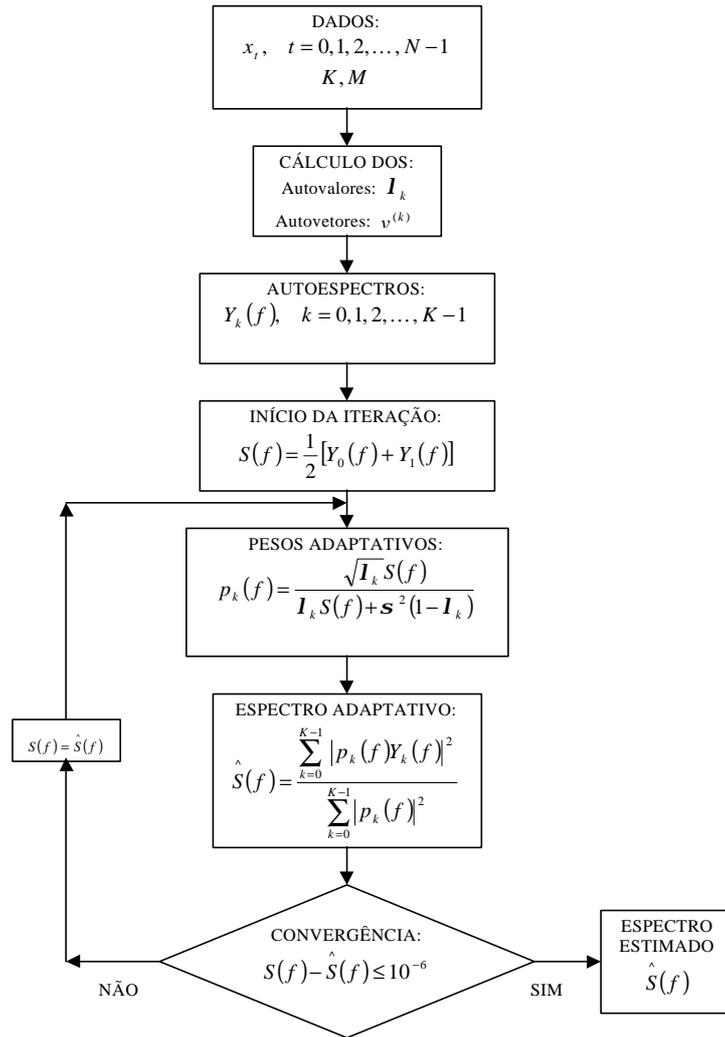


Fig. 5.3 - Fluxograma para calcular o espectro pelo método das múltiplas janelas.

para $A = 1$; $a = 1536$; $b = 160000$; $t = 0, 1, 2, \dots, 1023$, que aparece na parte inferior. O sinal (parte inferior) é um pacote de onda Gaussiano com senoidais na faixa de período $T_i = 20, 21, \dots, 25$ s, com $N = 1024$ pontos e intervalo de amostragem $\Delta = 3$ s. Na parte inferior, aparece o espectro de densidade de potência calculado com a técnica de estimação espectral por múltiplas janelas, com $K = 8$ autojanelas do tipo “prolate” 4π ($M = 4$). O espectro mostra densidade de potência significativa no intervalo de período entre 20 e 25 s e zero para os outros períodos.

5.4 ANÁLISE DE POLARIZAÇÃO DE ONDA

Nos últimos anos, o aumento na disponibilidade dos dados digitais, devido principalmente aos avanços tecnológicos na área computacional, permite-nos fazer análises

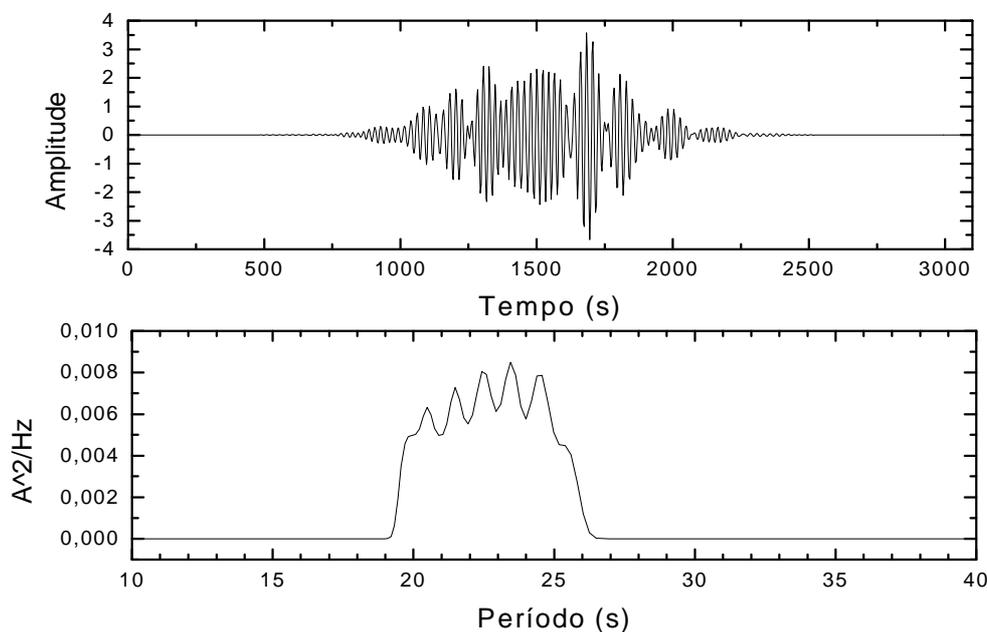


Fig. 5.4 - Pacote de onda artificial senoidal (parte superior) e espectro obtido aplicando a técnica de estimação espectral por multiplas janelas (parte inferior).

digitais de potência e coerência espectral, o que tem sido uma poderosa técnica de análise de ondas ULF. Desta forma, é importante conhecer as técnicas digitais de estimação dos parâmetros que caracterizam os padrões de polarização registrados, bem como suas limitações.

O problema de extrair um tipo particular de onda de um sinal ruidoso tem sido estudado por técnicas de análise de correlação e filtros especiais baseados nos princípios de ótica estatística aplicada a teoria de ondas quase monocromáticas (Fowler et al., 1967; Kanasewich, 1981; Samson, 1973). Samson (1983a, b, c) descreveu um método de estimação dos parâmetros de polarização em função da frequência. Este método é importante na análise de sinais geomagnéticos, pois o campo magnético registrado, de acordo com o princípio da superposição, é resultado da soma de diversas ondas, que são geradas por processos físicos distintos e se propagam por diferentes meios materiais, de forma que podem apresentar diferentes padrões espectrais e de polarização. Os padrões de polarização do campo geomagnético têm sido estudados através de vários métodos. O mais simples é projetar o campo registrado, em função do tempo, em um plano de referência (hodogramas). Apesar de útil para ilustrar um movimento ondulatorio simples, na prática apresenta somente resultados qualitativos e se torna menos eficaz à medida que aumenta a complexidade dos sinais

estudados.

Baseadas nos princípios da óptica estatística aplicados a ondas quase monocromáticas, Fowler et al. (1967) desenvolveram uma técnica para determinar os parâmetros de polarização como: o grau de polarização, elipticidade, e azimute e fase, através de uma matriz espectral, para o plano da onda em duas dimensões. Contudo, os dados para o estudo de ondas ULF usualmente envolvem medidas em um sistema de coordenadas tridimensional. Samson (1973; 1977; 1983a, b, c) descreveu um método de estimação dos parâmetros de polarização em função da frequência. Esta técnica usa uma matriz espectral para fazer a análise de polarização de onda em função da frequência espectral. Os parâmetros de polarização são importantes para o estudo de modelos de geração e propagação de ondas no meio magnetosférico.

Neste trabalho, utilizou-se um algoritmo para estimação dos parâmetros de polarização, em função da frequência proposto por Park et al. (1987b). Neste método, usa-se a análise espectral por múltiplas janelas, apresentada anteriormente, para estimar a matriz de densidade espectral $\mathbf{S}(f)$, apresentada por Samson (1983a). Esta técnica apresenta vantagens sobre a técnica proposta por Samson (1983a) para estimação da matriz espectral. A implementação dos autoespectros correspondentes às autojanelas do tipo esferoidal “prolate” determina diretamente os elementos da matriz espectral estimada, obtendo uma melhor estimativa do espectro e, portanto, os elementos da matriz espectral, para um determinado intervalo de frequência, sofrem uma influência menor da energia contida fora deste intervalo. Também não é necessário suavizar o espectro através da aplicação de uma janela de suavização média no domínio da frequência, pois a suavização é obtida pela soma dos autoespectros de cada componente do campo. O uso do janelamento múltiplo é mais adequado nos registros de curta duração, tendo em vista que não é necessário descartar dados como ocorre ao se aplicar um janelamento convencional.

Esta análise de polarização envolve a determinação dos autoespectros para construir a matriz de densidade espectral $\mathbf{S}(f)$. Supondo-se uma série temporal de dados em três componentes da forma

$$\mathbf{x}(t) = (x^1(t), x^2(t), x^3(t)), \quad t = n\Delta; n = 0, 1, 2, \dots, N - 1 \quad (5.19)$$

onde Δ é o intervalo de amostragem, $N\Delta$ é o comprimento de série temporal e os índices 1, 2, 3, indicam as três componentes.

Para estimar a matriz $\mathbf{S}(f)$ através da técnica de múltiplas janelas, usa-se um conjunto de K autojanelas do tipo esferoidal “prolate” $v_n^{(k)}(N, W)$; $k = 0, 1, 2, \dots, K - 1$, que têm ótima resistência ao vazamento espectral de fora de uma banda de frequência escolhida de largura $2W$ (Thomson, 1982; Lindberg, 1987; Park et al., 1987b). Os autoespectros $Y_j^{(k)}$, $k = 0, 1, 2, \dots, K - 1$ são calculados nas $\frac{N}{2} + 1$

frequências 5.14 por:

$$Y_j^{(k)}(f) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} v_n^{(k)}(N, W) x^j(n\Delta) e^{-i2\pi f n \Delta} \quad (5.20)$$

para as componentes $j = 1, 2, 3$. Então a matriz densidade espectral complexa (Park et al., 1987b) é

$$\mathbf{M}(f) = \begin{bmatrix} Y_0^{(1)}(f) & Y_0^{(2)}(f) & Y_0^{(3)}(f) \\ Y_1^{(1)}(f) & Y_1^{(2)}(f) & Y_1^{(3)}(f) \\ \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot \\ Y_{K-1}^{(1)}(f) & Y_{K-1}^{(2)}(f) & Y_{K-1}^{(3)}(f) \end{bmatrix} \quad (5.21)$$

O valor de K , é o número de autoespectros usados, que depende da largura de banda $2W$ utilizada, na qual a energia espectral na frequência f é concentrada. Quando utiliza-se uma janela “prolate” $M\pi$ para estimar o espectro, um valor de $K = 2M$ é o mais empregado (Slepian, 1983).

Para investigar a autoestrutura de $\mathbf{M}(f)$, faz-se a chamada decomposição em valor singular (SVD) (ver Press et al., 1986; Marple, 1987):

$$\mathbf{M}(f) = \mathbf{U}\mathbf{D}\mathbf{V}^H \quad (5.22)$$

onde \mathbf{U} é uma matriz unitária $K \times K$; \mathbf{V} é uma matriz unitária 3×3 de colunas mutuamente ortogonais \mathbf{v}_j correspondentes aos autovetores de \mathbf{M} ; e \mathbf{D} é uma matriz $K \times 3$ dos valores singulares ou autovalores de \mathbf{M} , com $D_{ij} = 0$, para $i \neq j$. Os três primeiros elementos da diagonal principal de \mathbf{D} , denotados por d_j , $j = 1, 2, 3$, são os autovalores de \mathbf{M} , com $d_1 \geq d_2 \geq d_3$, correspondentes respectivamente aos autovetores \mathbf{v}_j da matriz \mathbf{V} . O vetor de polarização ou vetor estado de polarização \mathbf{z} é o autovetor correspondente ao maior autovalor d_1 , ou seja, $\mathbf{z} = \mathbf{v}_1$. Se $d_1 \gg d_2, d_3$, a polarização é muito bem determinada, ou puramente polarizada (puro estado de polarização). As componentes do vetor \mathbf{z} podem ser complexas, permitindo calcular a diferença ou atraso de fase entre elas e o movimento elíptico descrito pelo vetor. Samson (1977); Samson e Olson, (1980); Samson, (1983 a, b, c) calculou os parâmetros de polarização da onda em função dos autovalores e autovetores da matriz densidade espectral. Para resolver o problema de SVD de uma matriz complexa (\mathbf{M}), utilizou-se a subrotina CSVD extraída de Marple (1987).

A partir dos autovalores d_1, d_2, d_3 pode-se calcular o grau de polarização, que representa a taxa entre a energia polarizada e a total (ver Samson, 1977). A potência total

da onda é dada por $d_1 + d_2 + d_3$. A potência relativa para os processos estocásticos (ou estados de onda) da onda puramente polarizada, parcialmente polarizada e não polarizada é dada respectivamente por:

$$R_1 = \frac{d_1 - d_2}{d_1 + d_2 + d_3} \quad (5.23)$$

$$R_2 = \frac{2(d_2 - d_3)}{d_1 + d_2 + d_3} \quad (5.24)$$

$$R_3 = \frac{3d_3}{d_1 + d_2 + d_3} \quad (5.25)$$

de modo que, $R_1 + R_2 + R_3 = 1$. O grau de polarização β , que representa a razão entre a potência polarizada e a total é dado por:

$$\beta^2 = \frac{1}{2} \frac{(d_1 - d_2)^2 + (d_1 - d_3)^2 + (d_2 - d_3)^2}{(d_1 + d_2 + d_3)^2} \quad (5.26)$$

que no caso bidimensional fica:

$$\beta^2 = R_1^2 = \frac{(d_1 - d_2)^2}{(d_1 + d_2)^2} \quad (5.27)$$

onde $0 \leq \beta \leq 1$. Quando a onda está totalmente polarizada $\beta = 1$ e quando está totalmente não polarizada $\beta = 0$. Assim, a potência puramente polarizada ou de puro estado de polarização é dada por

$$P_p = R_1 (d_1 + d_2) = d_1 - d_2 \quad (5.28)$$

A interpretação geométrica do movimento do vetor de polarização $\mathbf{z} = z_1 \hat{\mathbf{x}} + z_2 \hat{\mathbf{y}} + z_3 \hat{\mathbf{z}}$, onde $\hat{\mathbf{x}}$, $\hat{\mathbf{y}}$ e $\hat{\mathbf{z}}$ são vetores unitários na direção dos eixos cartesianos, permite-nos obter os parâmetros de polarização da onda, tais como: fase, elipticidade e azimute. O vetor \mathbf{z} que pode ter componentes complexas do tipo $z_j = |z_j| e^{i\phi_j} = \text{Re}(z_j) + i \text{Im}(z_j)$, onde $i = \sqrt{-1}$ e ϕ_j , $j = 1, 2, 3$ é a fase relativa de cada componente em relação a primeira (assim, $\phi_1 = 0^\circ$).

Samson e Olson (1980) mostraram que se pode escolher um fator de fase ϕ tal que permita escrever o vetor \mathbf{z} na forma:

$$e^{i\phi} \mathbf{z} = \mathbf{r}_1 + i\mathbf{r}_2 \quad (5.29)$$

onde $\mathbf{r}_1 = \text{Re}(e^{i\phi}\mathbf{z})$ e $\mathbf{r}_2 = \text{Im}(e^{i\phi}\mathbf{z})$ são vetores no espaço e são mutuamente ortogonais de forma que $\mathbf{r}_1 \cdot \mathbf{r}_2 = 0$. A solução desta equação é obtida na forma:

$$e^{4i\phi} = e^{-2i\gamma} \quad (5.30)$$

onde o ângulo γ é dado por:

$$\gamma = \arctan \left\{ \frac{2 [\text{Re}(\mathbf{z})]^T \text{Im}(\mathbf{z})}{[\text{Re}(\mathbf{z})]^2 - [\text{Im}(\mathbf{z})]^2} \right\} \quad (5.31)$$

Se $|\mathbf{r}_1| > |\mathbf{r}_2|$, então $\mathbf{r}_1 = r_1\hat{\mathbf{x}} + r_2\hat{\mathbf{y}} + r_3\hat{\mathbf{z}}$ é a direção do eixo maior da elipse de polarização descrito pelo vetor \mathbf{z} ao longo do tempo e \mathbf{r}_2 é a direção do eixo menor. A elipticidade ϵ é definida pela razão entre o comprimento do eixo menor e o maior da elipse, que no caso é dada por:

$$\epsilon = \frac{|\mathbf{r}_2|}{|\mathbf{r}_1|} \quad (5.32)$$

O sentido de rotação é dado pelo produto vetorial $\mathbf{r}_1 \times \mathbf{r}_2$. A elipse de polarização é linear quando $\epsilon \rightarrow 0$ e circular quando $\epsilon \rightarrow 1$. O sentido de polarização é dado pelo sinal da elipticidade (que pode variar entre $-1 \leq \epsilon \leq 1$), sendo polarizado a direita ou no sentido dos ponteiros do relógio quando $\epsilon > 0$ e polarizado a esquerda ou contra os ponteiros do relógio, quando $\epsilon < 0$, visto do plano de propagação da onda.

O ângulo de polarização ou azimute ψ , é o ângulo formado entre o eixo maior da elipse e o eixo x (ver Figura 5.5) no plano XY , pode ser expresso como:

$$\psi = \arctan \left(\frac{r_2}{r_1} \right) \quad (5.33)$$

onde $-90^\circ \leq \psi \leq 90^\circ$. Quando $\psi > 0^\circ$ o eixo maior da elipse está na direção do 1° e 3° quadrantes e se $\psi < 0^\circ$ então o eixo maior da elipse está na direção do 2° e 4° .

Quando a análise de dados envolve somente duas componentes, obtém-se um vetor de polarização no plano $x - y$, na forma $\mathbf{z} = z_1\hat{\mathbf{x}} + z_2\hat{\mathbf{y}}$, com componentes complexas: $z_j = |z_j|e^{i\phi_j} = \text{Re}(z_j) + i\text{Im}(z_j)$, $j = 1, 2$. Neste caso, Fowler et al. (1967) demonstraram que a elipticidade e azimute podem ser calculados pelas seguintes relações:

$$\text{sen}(2\epsilon) = \frac{2|z_1||z_2|}{|z_1|^2 + |z_2|^2} \text{sen}(\phi_2 - \phi_1) \quad (5.34)$$

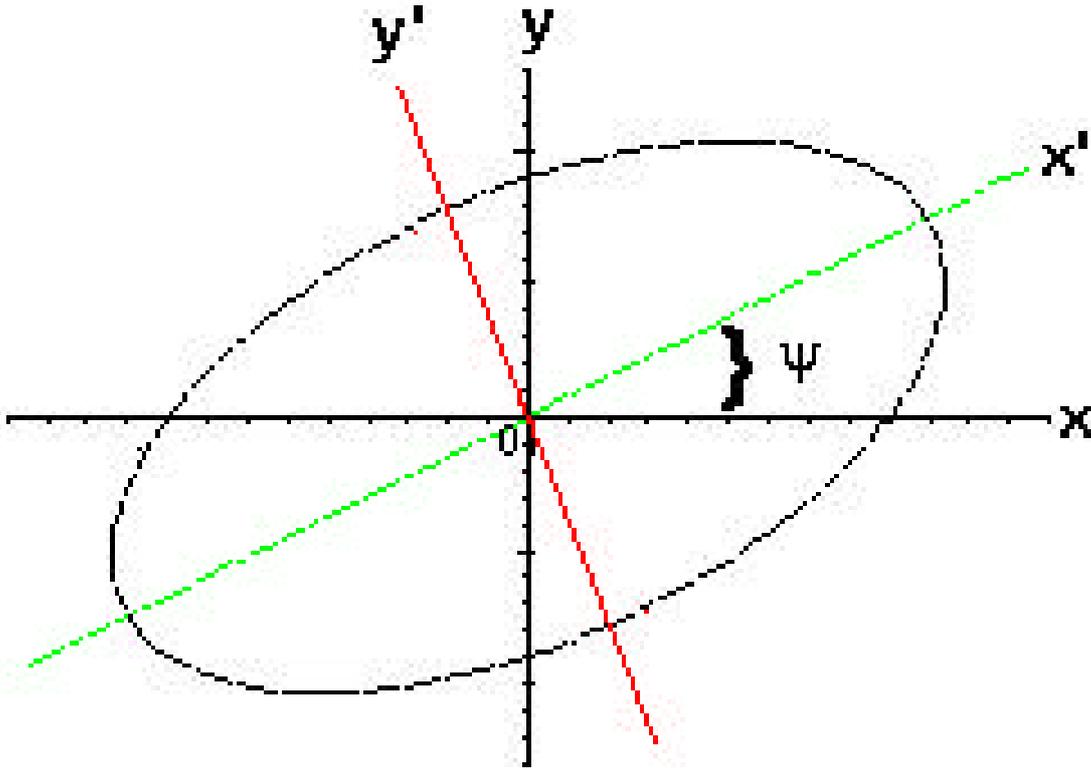


Fig. 5.5 - Elipse de polarização descrita pelo vetor de polarização \mathbf{z} e também descrito pelo vetor campo magnético de uma onda.

$$\tan(2\psi) = \frac{2|z_1||z_2|}{|z_1|^2 - |z_2|^2} \cos(\phi_2 - \phi_1) \quad (5.35)$$

onde $\phi_2 - \phi_1$ é a diferença de fase entre as componentes z_1 e z_2 . Para facilitar a compreensão, a Figura 5.6 mostra um fluxograma das etapas a serem seguidas para calcular os parâmetros de polarização de onda.

Para ilustrar o cálculo dos parâmetros de polarização, foram geradas duas séries temporais artificiais de ondas senoidais do tipo:

$$x_t = A_x \sum_{n=1}^5 e^{-(t-a)^2/b} \text{sen} \left[\frac{2\pi t}{T_i} \right] \quad (5.36)$$

e

$$y_t = A_y \sum_{n=1}^5 e^{-(t-a)^2/b} \text{sen} \left[\frac{2\pi t}{T_i} + \phi \right], \quad (5.37)$$

para $A_x = 1$; $A_y = 2$; $a = 1536$; $b = 160000$; $t = 0, 1, 2, \dots, 1023$; $\phi = -100^\circ$. A forma de onda de x_t é idêntico ao mostrado na Figura 5.4, que é similar ao sinal

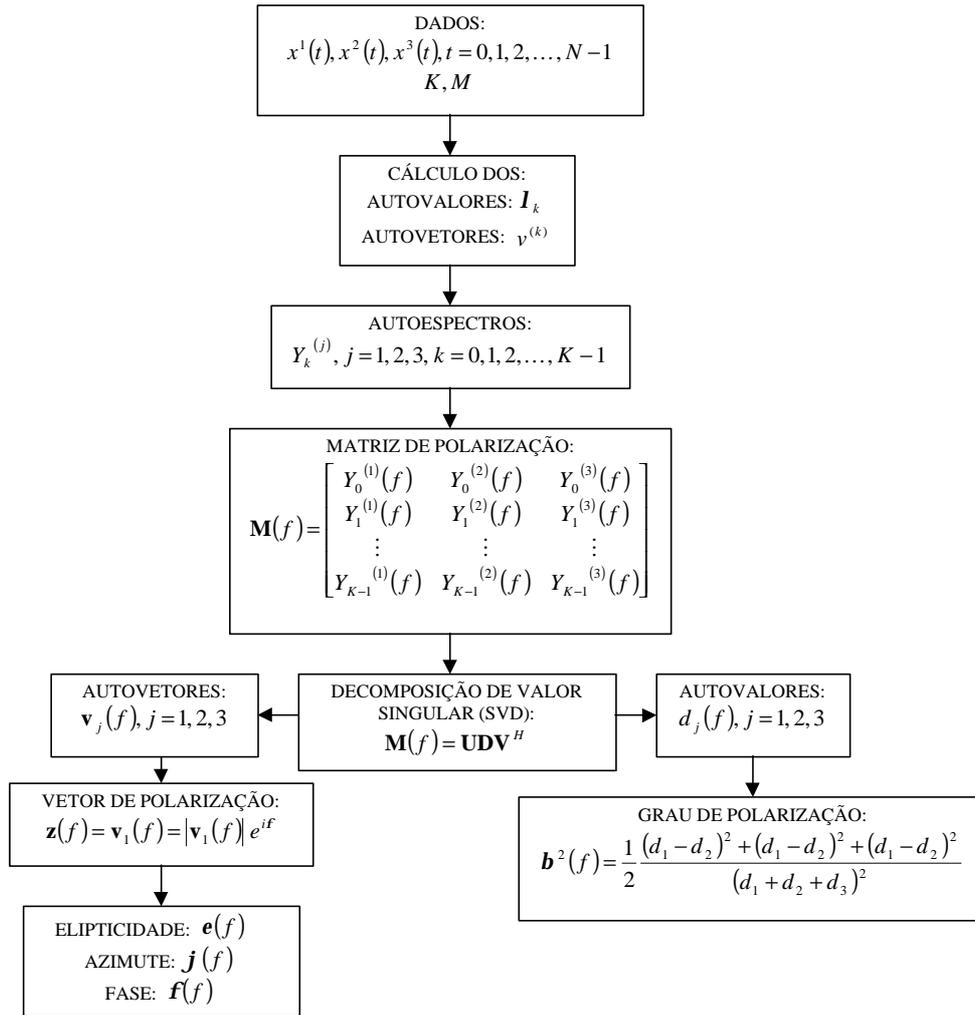


Fig. 5.6 - Fluxograma para calcular os parâmetros de polarização de onda: grau de polarização, elipticidade, azimute e fase.

y_t , com fase relativa de -100° . Estes sinais são ondas senoidais com períodos $T_i = 20, 21, \dots, 25$ s, modulados por uma Gaussiana, com $N = 1024$ pontos e intervalo de amostragem $\Delta = 3$ s. A Figura 5.7 mostra o gráfico do sinal y_t versus x_t , chamado de hodograma de polarização. Vê-se várias elipses de formato idêntico, com eixo maior próximo à direção do eixo y . Os valores numéricos da elipticidade e azimute calculados diretamente através das equações 5.34 e 5.35, usando os valores das amplitudes e fases das ondas, mostraram valores $\epsilon = -0,48757$ e $\psi = -83,48198^\circ$. Os valores obtidos através da análise de polarização foram muito próximos, com precisão ao menos até a quinta casa decimal.

A Figura 5.8 mostra o resultado da análise espectral e dos parâmetros de polarização de onda obtido através de um programa em Fortran-77, implementado para analisar os dados deste trabalho. As potências e os parâmetros de polarização foram

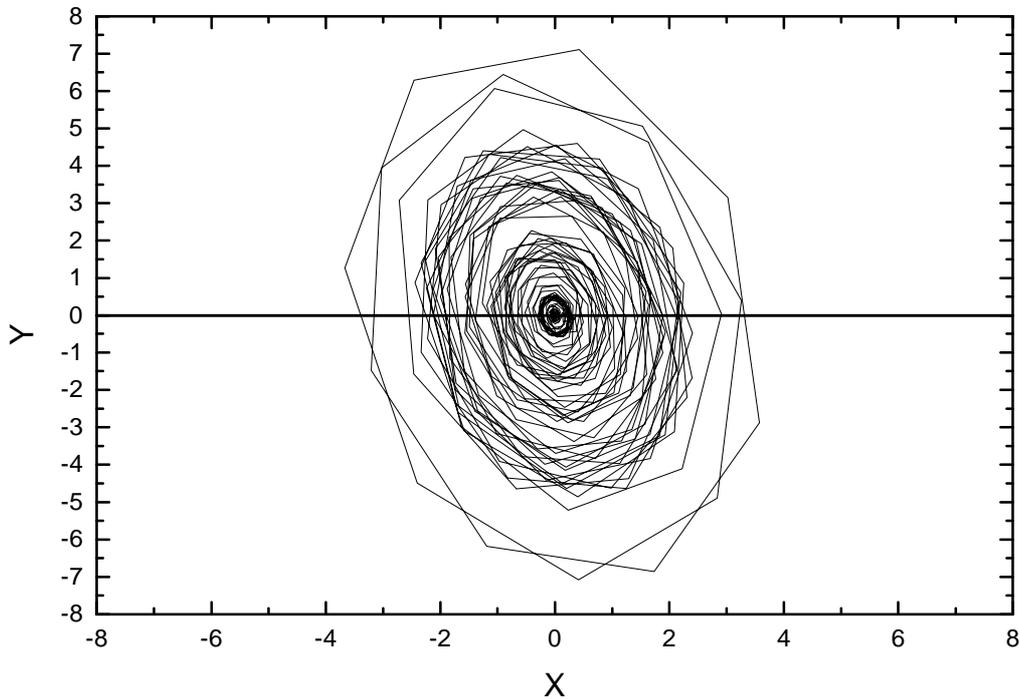


Fig. 5.7 - Hodogramas de polarização para um pacote de onda artificial senoidal.

calculados com a técnica de estimação espectral por múltiplas janelas, com $K = 8$ autojanelas do tipo “prolate” 4π ($M = 4$). O gráfico superior esquerdo mostra a densidade de potência polarizada (DPP), calculada através da Equação 5.28. Pode-se ver que o espectro mostra potências significativas na banda de período entre 20 e 25 s e zero para os outros períodos, como esperado. O gráfico inferior esquerdo mostra o resultado do cálculo de grau de polarização de onda (Equação 5.27), que mostra grau de polarização próximo a 100%, na banda de período entre 20 e 25 s, decrescendo rapidamente para outros períodos. Este resultado também era previsto já que os pacotes de onda têm forma e espectros muito semelhantes, com potências significativas na banda de 20 a 25 s e zero para os demais.

Os resultados para a elipticidade e azimute (Equações 5.34 e 5.35), mostrados respectivamente no gráfico superior e inferior direito, confirmam os resultados acima previstos para a banda de período 20 a 25 s, ou seja $\epsilon = -0,48757$ e $\psi = -83,48198^\circ$, com precisão até a quinta casa decimal. Os valores de elipticidade e azimute são menos significativos para períodos fora desta banda, já que sua precisão diminui com o grau de polarização, tornando-se não realizável abaixo do limiar crítico de 70% (Ziesolleck e Chamalaun, 1993). O valor da diferença de fase espectral $\phi_y - \phi_x$, também acusou um valor preciso de -100° para períodos na banda 20 a 25 s. Evidencia-se portanto,

uma excelente concordância entre os resultados previstos teoricamente e os obtidas no cálculo computacional, usando a análise espectral por múltiplas janelas, a decomposição em valor singular da matriz espectral \mathbf{M} nos seus autovalores e autovetores e o subsequente cálculo do grau de polarização, elipticidade, azimute e diferença de fase.

A análise das características de polarização das ondas pelo método de construção de hodogramas (Figura 5.7) permite-nos apenas obter informações quanto a forma característica das ondas, mas não nos permite obter quantitativamente os diversos parâmetros de polarização, tais como grau de polarização, ângulo de polarização, elipticidade e fase. Quando temos grandes quantidades de dados a analisar a técnica de construção de hodogramas seria muito tediosa tornando-se necessário interpretar as características de polarização das ondas em termos de valores quantitativos dos parâmetros de polarização.

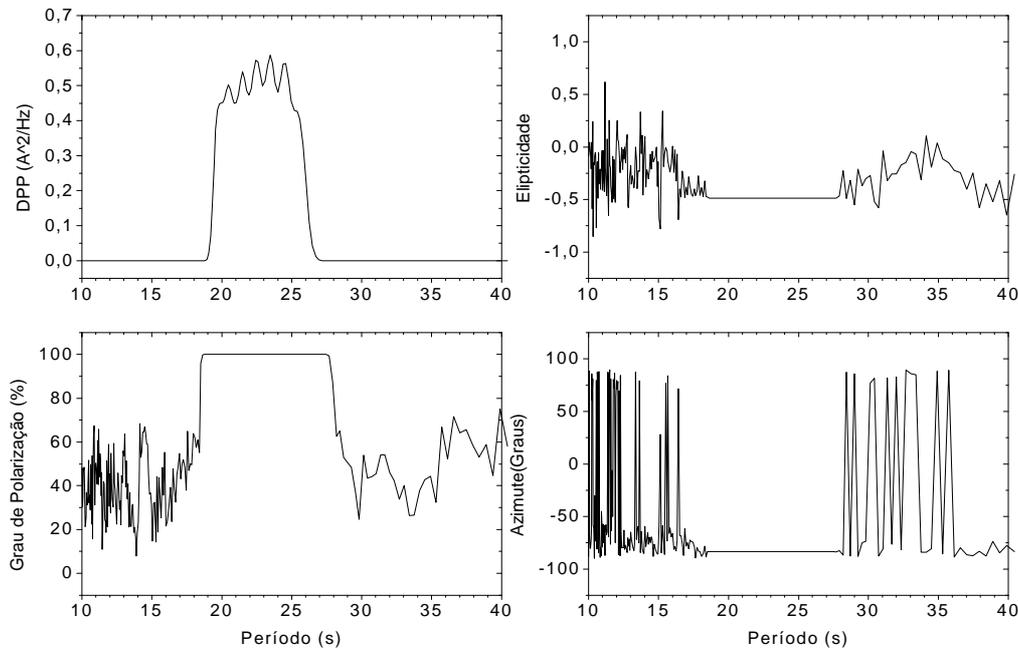


Fig. 5.8 - Parâmetros de polarização para um pacote de onda artificial senoidal.

5.5 ANÁLISE DE FASE RELATIVA

O vetor estado de polarização no espaço tridimensional $\mathbf{z} = z_1\hat{\mathbf{x}} + z_2\hat{\mathbf{y}} + z_3\hat{\mathbf{z}}$ tem componentes complexas da forma: $z_j = |z_j| e^{i\phi_j} = \text{Re}(z_j) + i \text{Im}(z_j)$, $j = 1, 2, 3$, onde ϕ_j é a fase relativa de cada componente em relação a primeira ϕ_1 (que é sempre 0°), conforme visto na seção anterior. Este conceito pode ser estendido para

o caso n dimensional, quando se deseja obter a fase relativa de n séries temporais simultâneas. Neste caso, processa-se os espectros pela técnica de múltiplas janelas para cada uma das séries e constrói-se a matriz espectral $\mathbf{M}(f)$ do tipo 5.21, de ordem $K \times n$. O resultado da decomposição de valor singular trará n autovalores d_j , $j = 1, 2, 3, \dots, n$ e n autovetores com n componentes. O vetor estado de polarização, associado ao maior autovalor, será:

$$\mathbf{z} = z_1 \widehat{\mathbf{x}}_1 + z_2 \widehat{\mathbf{x}}_2 + z_3 \widehat{\mathbf{x}}_3 + \dots + z_n \widehat{\mathbf{x}}_n \quad (5.38)$$

onde

$$z_j = |z_j| e^{i\phi_j} = \text{Re}(z_j) + i \text{Im}(z_j), \quad j = 1, 2, 3, \dots, n \quad (5.39)$$

As fases ϕ_j relativas à primeira componente, serão obtidas simplesmente por:

$$\phi_j = \arctan \left[\frac{\text{Im}(z_j)}{\text{Re}(z_j)} \right], \quad (5.40)$$

sendo que $\phi_1 = 0^\circ$.

5.6 ESPECTRO DINÂMICO

Quando a série temporal tem um número de pontos N bastante grande, pode-se dividi-la em vários segmentos de tamanhos iguais, calculando os espectros de potência ou dos parâmetros de polarização para cada segmento, em todas as frequências definidas na Equação 5.14 e armazenando-os sucessivamente como colunas de uma matriz. Obtém-se assim, a evolução de determinado parâmetro ao longo do tempo em função da frequência, que é comumente chamado de espectro dinâmico ou espectrograma. Cada segmento de dados pode ser sobreposto ou disjunto ao anterior, regulado pelo fator de sobreposição σ , que é a fração que cada segmento se sobrepõe ao seu precedente, de forma que $0 \leq \sigma < 1$. Assim, se subdividirmos uma grande série de N pontos em segmentos com N_S pontos, com sobreposição σ , o número de segmentos ou espectros N_E obtidos ao longo da série temporal será dado por:

$$N_E = \left\lceil \frac{(N - N_S)}{N_S(1 - \sigma)} \right\rceil + 1 \quad (5.41)$$

onde $N_S(1 - \sigma)$ é o chamado de fator de deslizamento ou deslocamento do segmento. Se N_S não for igual a uma potência de 2 então o segmento será preenchido por zeros até atingir um número de dados igual a $N_{FFT} = 2^m$ imediatamente acima, para preparar o uso da FFT.

Desta forma, cada espectro de potência ou de parâmetros de polarização, aqui representado genericamente por $P_{i,j}$, $i = 1, 2, \dots, N_E$, resultante da análise de cada

segmento, será composto de $j = 1, 2, \dots, \left(\frac{N_{FFT}}{2} + 1\right)$ frequências, de acordo com a Equação 5.14. Se cada espectro constituir uma coluna de uma matriz P , então o espectro dinâmico ou espectrograma. será uma matriz de dimensões $\left[\left(\frac{N_{FFT}}{2} + 1\right) \times N_E\right]$, da forma:

$$P = \begin{bmatrix} P_{1,1} & P_{1,2} & \dots & P_{1,N_E} \\ P_{2,1} & P_{2,2} & \dots & P_{2,N_E} \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ P_{\frac{N_{FFT}}{2}+1,1} & P_{\frac{N_{FFT}}{2}+1,2} & \dots & P_{\frac{N_{FFT}}{2}+1,N_E} \end{bmatrix} \quad (5.42)$$

A Figura 5.9 mostra um exemplo de espectro dinâmico de potência obtido da análise de série temporal artificial do tipo

$$x_t = 10 \sum_{i=1}^3 \text{sen} \left(\frac{2\pi t}{T_i} \right), \quad (5.43)$$

$t = 0, 1, \dots, 28799$, para períodos $T_i = 16, 32, 64$ s, num intervalo de amostragem $\Delta = 3$ s. As potências foram calculadas com a técnica de estimação espectral por múltiplas janelas, com $K = 8$ auto-janelas do tipo “prolate” 4π ($M = 4$). Para este espectrograma escolheu-se subdividir a série em segmentos contendo $N_S = N_{FFT} = 512$ dados, sobrepostos numa fração $\sigma = 0.124$ ou 64 pontos. Assim de acordo com a Equação 5.41 obtem-se número total de espectros $N_E = 64$. Pode-se ver que o espectrograma mostra potência significativa, para todo tempo, somente nas frequências $\frac{1}{16s} = 62,5$ mHz, $\frac{1}{32s} = 31,25$ mHz, $\frac{1}{64s} = 15,625$ mHz e zero para as outras frequências, como esperado.

5.7 EVENTO DE ONDA ARTIFICIAL

Este trabalho envolve o estudo e processamento de 26 dias de dados medidos simultaneamente em 10 estações geomagnéticas do território brasileiro. Como se verá no Capítulo seguinte, no processamento dos dados buscar-se-á eventos de onda com alto grau de polarização, observados simultaneamente nas 10 estações. Por isso, simula-se aqui o processamento de um evento de onda gerado artificialmente.

Para exemplificar este processamento, simulou-se as componentes H e D de cada estação, através das duas séries temporais de ondas artificiais senoidais do tipo

$$x_t = A_x \sum_{n=1}^5 e^{-(t-a)^2/b} \text{sen} \left(\frac{2\pi t}{T_i} + \phi_x \right) \quad (5.44)$$

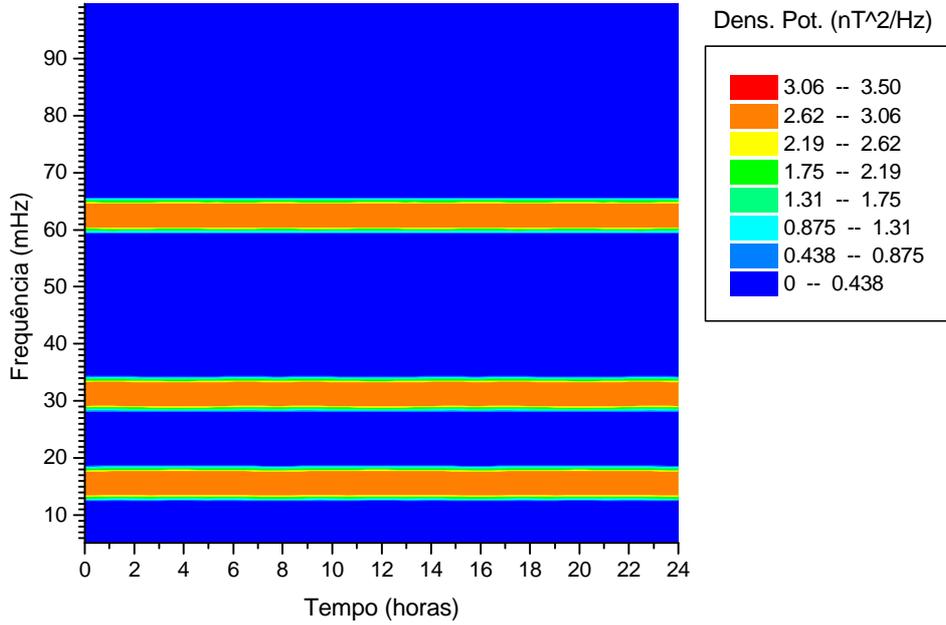


Fig. 5.9 - Espectro dinâmico obtido da análise da uma onda do tipo $10 \sum_{i=1}^3 [\text{sen}(2\pi t/T_i)]$, para períodos $T_i = 16, 32, 64$ s e $N = 28800$ e $\Delta = 3$ s.

e

$$y_t = A_y \sum_{n=1}^5 e^{-(t-a)^2/b} \text{sen} \left[\frac{2\pi t}{T_i} + \phi_y \right], \quad (5.45)$$

onde $A_x = 1$; $A_y = 2$; $a = 1536$; $b = 160000$; $t = 0, 1, 2, \dots, 1023$; $\Delta = 3$ s. Os pacotes de onda x_t e y_t são similares aos mostrados na Figura 5.4, mas com diferentes fases ϕ_x e ϕ_y . Estes sinais são ondas senoidais com períodos $T_i = 20, 21, \dots, 25$ s, modulados por uma Gaussiana, com $N = 1024$ pontos e intervalo de amostragem $\Delta = 3$ s. Foram simuladas as 10 estações com os sinais x_t e y_t (ou componentes H e D), com fases diferentes: $\phi_x = 10, 20, 30, \dots, 100^\circ$ e $\phi_y = 5, 10, 15, \dots, 50^\circ$, respectivamente.

A Figura 5.10 mostra os resultados da análise dos sinais artificiais x_t e y_t das 10 estações para a densidade de potência polarizada (DPP) e os parâmetros de polarização (grau de polarização, elipticidade e azimute) em função do período. A análise foi efetuada aplicando-se uma FFT de $N_{FFT} = 1024$ dados e calculando o espectro pelo método das múltiplas janelas, com $K = 8$ auto-janelas do tipo “prolate” 4π ($M = 4$). As curvas dos gráficos da Figura 5.10 mostram um alto grau de polarização na banda de período entre 20 e 25 s, coincidente com a banda dominante de densidade de

potência polarizada. Todas as estações mostraram uma composição muito similar para a densidade de potência polarizada e o grau de polarização. Dentro desta banda de período a elipticidade mostra-se sempre pequena e negativa, indicando uma polarização levemente elíptica ou quase linear, com sentido de polarização anti-horária. O azimute mostrou-se alto e positivo, indicando que a direção do eixo maior da elipse esteve próximo à direção do eixo Y, no primeiro quadrante.

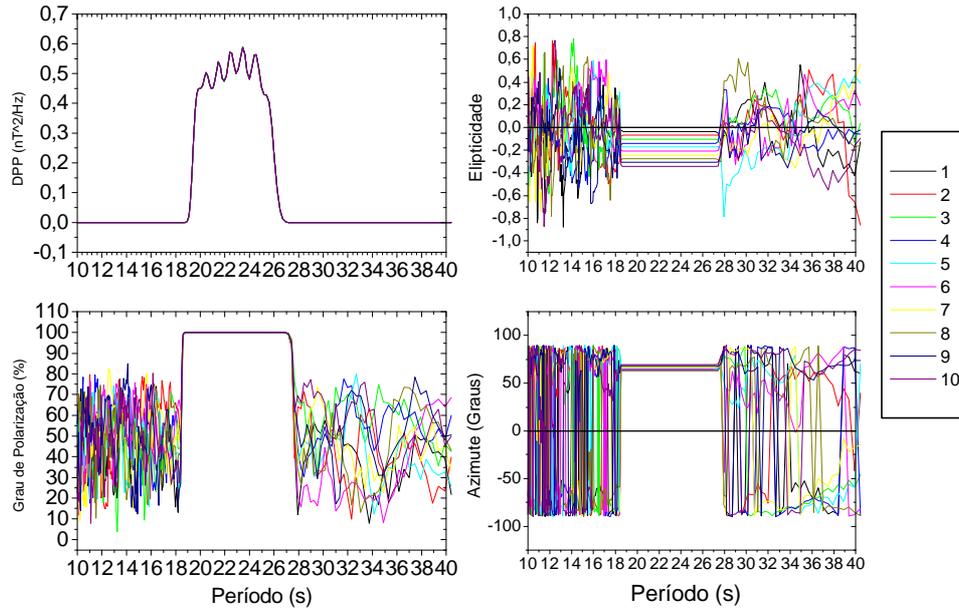


Fig. 5.10 - Espectros de densidade de potência polarizada (DPP), grau de polarização, elipticidade e azimute para o evento gerado artificialmente.

Para determinar dependência espectral e dos parâmetros de polarização de cada estação, fez-se a média da densidade de potência polarizada, do grau de polarização, elipticidade e azimute sobre a banda dominante 20 a 25 s, para cada uma das estações representadas em cada curva dos gráficos da Figura 5.10. Os resultados para cada estação, aparecem na Figura 5.11. Pode-se ver que a densidade de potência polarizada (DPP) é a mesma para todas as estações, já que a amplitude das ondas x_t e y_t são iguais. O mesmo acontece com o grau de polarização, que mostra valor de 100%. A elipticidade mostra-se cada vez mais negativa para as últimas estações, onde a diferença de fase entre os sinais x_t e y_t é maior, com valores entre -0.4 a 0, indicando uma polarização levemente elíptica ou quase linear, com sentido de polarização anti-horária. O azimute mostra-se cada vez maior e positivo, com valores entre 63° e 70° , indicando que a direção do eixo maior da elipse esteve mais próximo à direção do eixo Y, com o aumento da diferença de fase entre x_t e y_t .

Outro parâmetro útil é a fase espectral de cada sinal x_t e y_t nas 10 estações. Con-

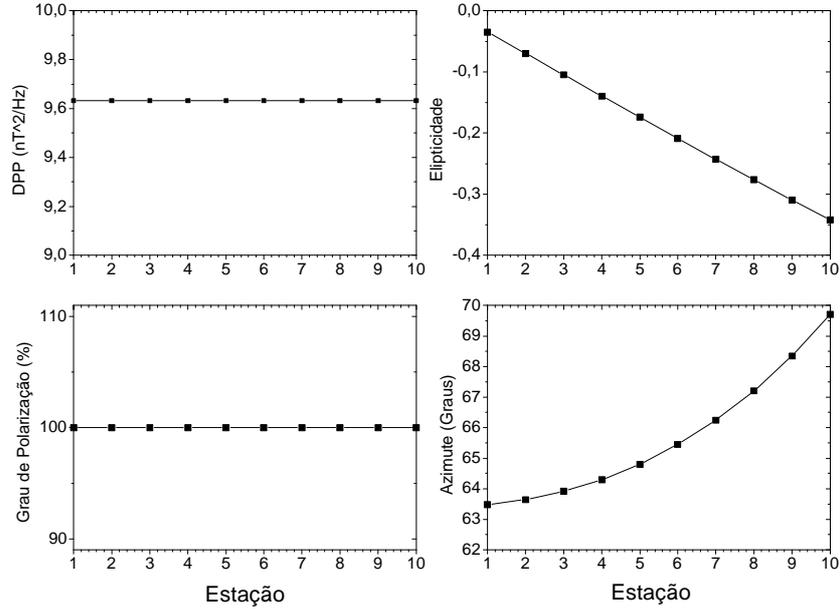


Fig. 5.11 - Perfil de densidade de potência polarizada (DPP), grau de polarização, elipticidade e azimute na banda de período entre 20 a 25 s, para o evento gerado artificialmente

forme descrição da seção 5.5, deseja-se obter a fase relativa de um arranjo de 10 séries temporais simultâneas (caso de $n = 10$ dimensões). Neste caso, processam-se os espectros pela técnica de múltiplas janelas para cada uma das séries e constrói-se a matriz espectral $\mathbf{M}(f)$ do tipo 5.21, que terá dimensões 8×10 . O resultado da decomposição em valor singular trará 10 autovalores d_j , $j = 1, 2, 3, \dots, 10$ e 10 autovetores, com 10 componentes. O vetor estado de polarização, associado ao maior autovalor, será $\mathbf{z} = z_1 \hat{\mathbf{x}}_1 + z_2 \hat{\mathbf{x}}_2 + z_3 \hat{\mathbf{x}}_3 + \dots + z_{10} \hat{\mathbf{x}}_{10}$, onde $z_j = |z_j| e^{i\phi_j} = \text{Re}(z_j) + i \text{Im}(z_j)$, $j = 1, 2, 3, \dots, 10$. As fases ϕ_j relativas à primeira componente serão obtidas por $\phi_j = \arctan[\text{Im}(z_j) / \text{Re}(z_j)]$, sendo que $\phi_1 = 0^\circ$. Os gráficos inferiores da Figura 5.12 mostram os espectros da fase relativa entre as 10 estações simuladas. Vê-se que o espectro mostra fase zero para a primeira estação, que serve como referência. Pode-se ver que na banda entre 20 a 25 s, as fases mostraram-se constantes, como esperado. Para obter a variação da fase em cada estação, fez-se uma média da fase espectral na banda de período entre 20 a 25 s, para cada um dos sinais x_t e y_t (representados por componente X e Y). Os gráficos superiores da Figura 5.12 mostram a variação de fase entre as estações, para os sinais x_t e y_t , relativas a estação de referência, a primeira estação, que mostra fase $\phi_1 = 0^\circ$. O sinal de fase positivo(negativo) significa uma fase adiantada (atrasada) em relação a fase do sinal de referência. A fase para a componente X aumenta num valor de 10 a cada estação, chegando a 90° . A fase para componente Y aumenta num valor

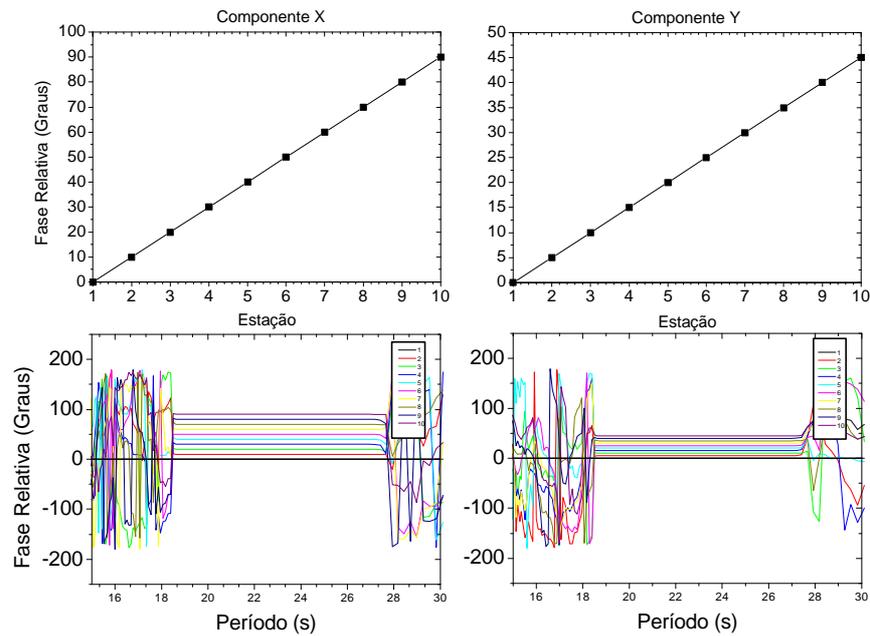


Fig. 5.12 - Espectros de fase relativa em relação à estação de referência para as componentes X e Y (gráficos inferiores) e variação de fase com o *Dip*, na banda entre 20 e 25 s (gráficos superiores), para o evento gerado artificialmente.

de 5° a cada estação, chegando a 45°. Vemos que os valores das fases, calculadas em relação à de referência, correspondem perfeitamente aos valores atribuídos nas ondas artificiais x_t e y_t , submetidas a esta análise.

CAPÍTULO 6

TRATAMENTO DOS DADOS E RESULTADOS

6.1 INTRODUÇÃO

Este Capítulo mostra todas as etapas do tratamento dos dados geomagnéticos efetuadas para obter os parâmetros que caracterizam as micropulsões das estações de latitudes muito baixas e equatoriais, propostas para este estudo. Descreve-se a filtragem dos dados originais, o espectro dinâmico de densidade de potência e de parâmetros de polarização. Por último, apresenta-se a metodologia adotada para identificar e estudar eventos de micropulsões e as interpretações físicas dos resultados.

6.2 OS DADOS E A VARIAÇÃO DIURNA

Como descrito no Capítulo 4, as medidas da variação do campo geomagnético de cada dia foram armazenados em um arquivo de dados na forma binária e posteriormente convertidos em arquivos tipo ASCII. Cada arquivo armazena um dia de dados para as três componentes ortogonais do campo geomagnético H, D e Z, registradas pelo sistema de medida, com um intervalo de amostragem $\Delta = 3$ s. Os arquivos têm formato de uma tabela de 4 colunas e 28800 linhas. A primeira coluna é uma escala de tempo universal (UT) referente a cada valor registrado para as variações das componentes H, D e Z.

A partir dos dados digitalizados e dispostos em arquivos pode-se obter o gráfico da variação do campo geomagnético utilizando qualquer “software” gráfico. Em seguida, a variação diurna de cada uma das três componentes é filtrada através de um filtro digital do tipo passa-banda, para extrair as flutuações na faixa de frequência das micropulsões e obter os espectros de potência, parâmetros de polarização e fase.

A Figura 6.1 mostra um exemplo de variação diurna do campo geomagnético registrada na estação de Cuiabá, no dia 15/10/1994. Neste gráfico, estão desenhados os 28800 valores registrados pelo sistema de medida a cada 3 segundos, para a variação das três componentes do campo geomagnético ΔH , ΔD e ΔZ , comumente chamadas e representadas respectivamente por H, D e Z. As amplitudes das três componentes do campo mostram-se levemente perturbadas ao longo dia ($\sum Kp = 20+$), atingindo o valor máximo entre 15:00 e 17:00 UT e decrescendo até a um valor de base por volta das 22:00 UT. O aumento do valor da variação do campo geomagnético durante as horas do dia, entre 6:00 e 18:00 LT, deve-se a intensificação da corrente Sq, que

flui na camada E da ionosfera e se intensifica durante as horas do dia (Jacobs, 1970). Pode-se ver também que a componente H apresenta flutuações maiores que a componente D e Z. As pequenas flutuações, que estão superpostas à variação diurna, são as pulsações magnéticas que queremos estudar, que estão associadas a propagação de ondas hidromagnéticas geradas por instabilidades de plasma externas ou internas à magnetosfera.

A Figura 6.2 mostra a variação diurna da componente H do campo geomagnético do dia 09/10/94, registrada simultaneamente nas 10 estações geomagnéticas envolvidas neste estudo. As variações aparecem na seqüência de inclinação magnética (*Dip*), da esquerda para direita, sendo que as estações de Alcântara (ALC, $Dip = 0, 3^\circ$) e Presidente Médici (PRM, $Dip = 0, 4^\circ$) estão mais próximas ao equador magnético e Santa Maria (SMA, $Dip = -32, 6^\circ$) está mais afastada. Pode-se ver claramente um aumento na intensidade da variação diurna nas estações mais próximas ao equador magnético, durante as horas do dia, com máximos entre 12:00 e 13:00 horas local (15:00 e 16:00 UT). Este aumento, está relacionado ao já conhecido efeito da corrente do eletrojato equatorial, que se intensifica durante as horas do dia na camada E da ionosfera equatorial (Matsushita, 1967), sobre a variação diurna da componente H do campo geomagnético, na região próxima ao equador magnético (Jacobs, 1970; Nishida, 1978; Forbes, 1981). Vê-se que este efeito do aumento devido ao eletrojato equatorial parece diminuir gradativamente nas estações mais afastadas do equador magnético.

6.3 FILTRAGEM DOS DADOS

As curvas da variação diurna da Figura 6.1 mostram que o campo geomagnético apresenta flutuações numa faixa de períodos muito grande, que vai desde várias horas até alguns segundos. As pequenas variações, desde 10 a 1000 segundos, é o objeto de estudo deste trabalho. Para estudar as pequenas variações que o campo geomagnético apresenta, chamadas de micropulsações, torna-se necessário filtrar a variação diurna de modo que a saída contenha os sinais com períodos (ou frequências) dentro da faixa que se deseja estudar.

Para realizar as filtrações dos dados deste trabalho, conforme detalhes mencionados na seção 5.2 e Apêndice B, usou-se um filtro digital do tipo passa-banda, no domínio do tempo, com saída numa determinada faixa de frequência. A aplicação de um filtro passa-banda na variação diurna original do campo geomagnético permite obter o sinal de micropulsações na faixa de frequência que se deseja estudar. O filtro é aplicado nas direções direta e reversa, para não alterar a fase do sinal original, com ganho de amplitude unitário dentro da banda de frequência estipulada para filtração (ver Figura 5.1).

As Figuras 6.3, 6.4 e 6.5 mostram o desempenho do filtro passa-banda para os sinais das variações diurnas que aparecem na Figura 6.1, em cada uma das faixas 10 - 45

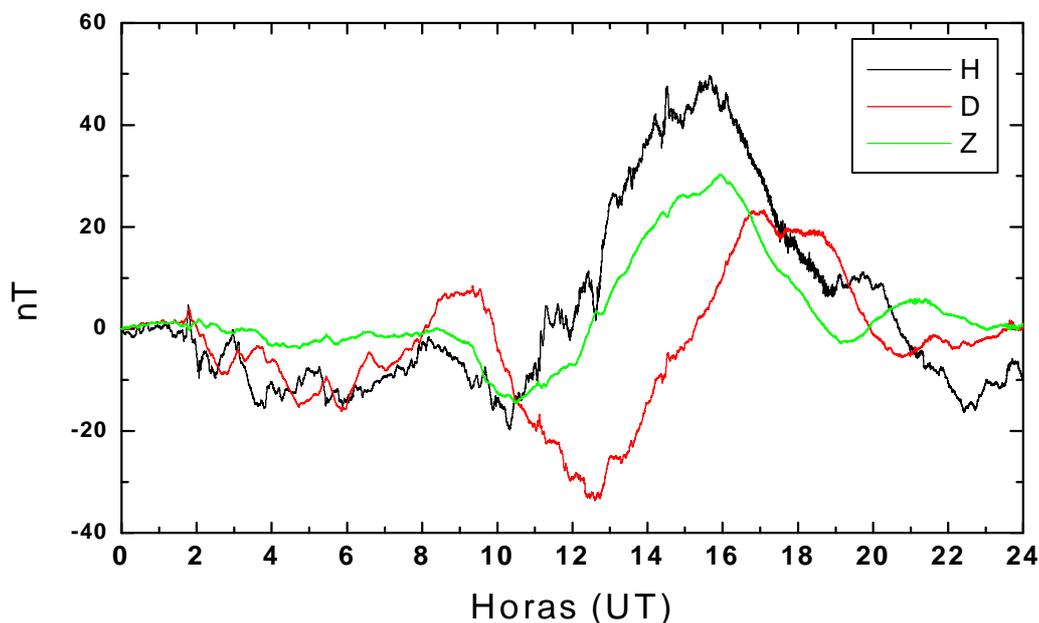


Fig. 6.1 - Variação diurna das três componentes do campo geomagnético registradas no dia 15/10/94 ($\sum Kp = 20+$), em Cuiabá.

s (Pc3), 45 - 150 s (Pc4) e 150 - 600 s (Pc5). Comparando as curvas da variações diurnas e das filtragens, vê-se que as longas tendências, ou oscilações de períodos grandes, foram eliminadas pelo processo de filtragem. Através do gráfico da filtragem pode-se acompanhar o comportamento da amplitude das micropulsações ao longo do dia e distinguir os pacotes de onda de micropulsações.

Nas Figuras 6.3 e 6.4 pode-se ver pacotes sucessivos de micropulsações, principalmente na faixa de Pc4, no horário entre 12:00 e 18:00 UT e pacotes menores em torno das 2:00, 6:00, 10:00 e 21:00 UT, para as componentes H e D. A Figura 6.5 mostra que as variações da componente Z são bem menores que as de H e D e não apresentam pacotes destacados de grande amplitude durante o tempo. Observa-se claramente que as amplitudes dos sinais filtrados da componente H são bem maiores que das componentes D e Z. Este comportamento mostrou-se predominante nos sinais de filtragens dos dados geomagnéticos das 10 estações envolvidas neste estudo. Isto significa uma oscilação das linhas de campo magnético predominantemente na direção sul-norte (componente H), chamada de oscilação poloidal (Southwood e Hughes, 1983, Hughes, 1994; Anderson, 1994).

Neste trabalho, optou-se muitas vezes por estudar separadamente as micropulsações Pc3, Pc4 e Pc5, visto ser mais prático processar a filtragem individualmente para

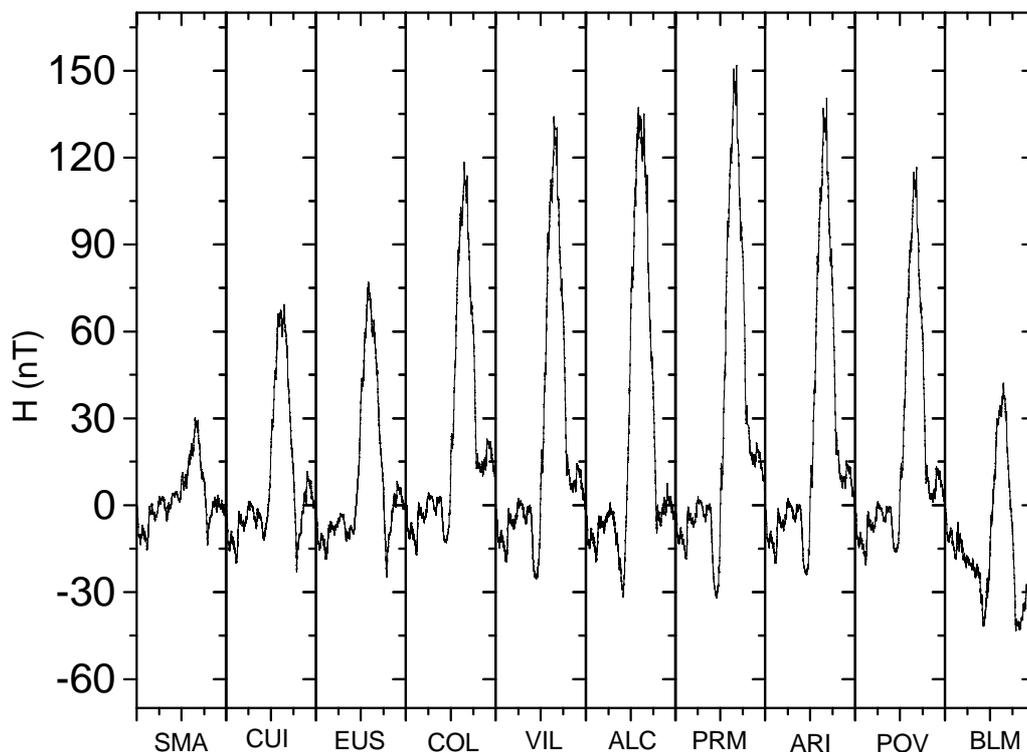


Fig. 6.2 - Variação diurna da componente H do campo magnético, observada nas 10 estações, no dia 09/10/94.

cada uma destas faixas de frequência. Para evitar a atenuação de amplitude nas frequências (ou períodos) próximos às de corte, conforme mostra a curva de resposta amplitude do filtro na Figura 5.1, adotou-se bandas de períodos alternativos, nas seguintes bandas de filtragens: 7 - 60 s para Pc3; 30 - 170 s para Pc4 e 130 - 700 s para Pc5.

6.4 ESPECTROGRAMAS

A partir dos sinais filtrados, processou-se o espectro dinâmico ou espectrograma, cujo procedimento e exemplos foram mostrados na seção 5.6, objetivando visualizar o comportamento da densidade de potência e dos parâmetros de polarização em função da frequência e do horário.

As figuras 6.6, 6.7 a 6.8 mostram os espectrogramas obtidos da análise espectral dinâmica da filtragem das componentes H e D, nas faixas de período alternativo entre 7 - 60 s (Pc3); 30 - 170 s (Pc4) e 130 - 700 s (Pc5), que aparecem nos gráficos

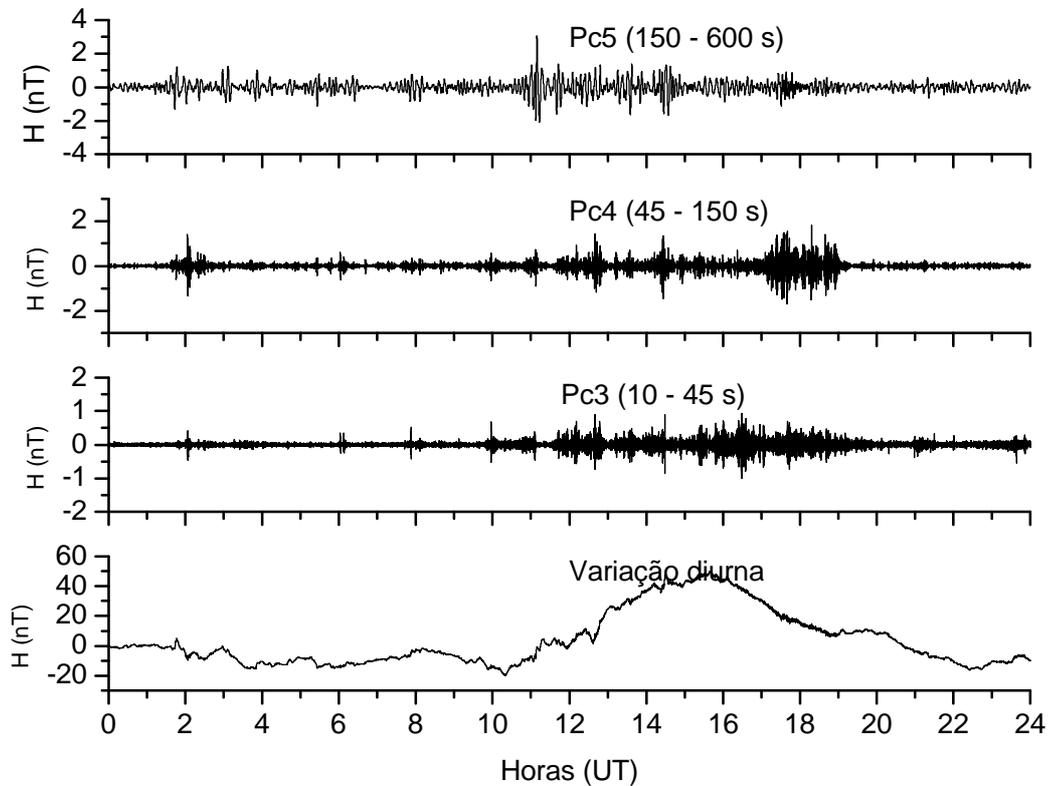


Fig. 6.3 - Filtragens da componente H do campo geomagnético do dia 15/10/94, em Cuiabá.

inferiores. Os gráficos superiores são mapas coloridos que mostram os espectrogramas de densidade de potência das componentes H e D, identificados respectivamente por PXX e PYY, e também dos parâmetros de polarização quais sejam: a densidade de potência polarizada (DPP), grau de polarização (GRAU), elipticidade (ELP) e azimute (AZI).

As densidades de potência espectral PXX e PYY foram calculadas pelo método da análise espectral por múltiplas janelas, descrita na seção 5.3, equações 5.16 e 5.17. A potência polarizada foi calculada através da equação 5.28; o grau de polarização, elipticidade e azimute respectivamente por 5.27, 5.34, 5.35, de acordo com a teoria exposta na seção 5.4.

O grau de polarização é a razão entre potência polarizada e a potência total (Samson e Olson, 1980; Samson, 1983a, b, c). A elipticidade é definida como a razão entre o comprimento do eixo menor e eixo maior da elipse horizontal de polarização. A convenção de sinal, indica positivo (negativo) para a rotação horária (anti-horária),

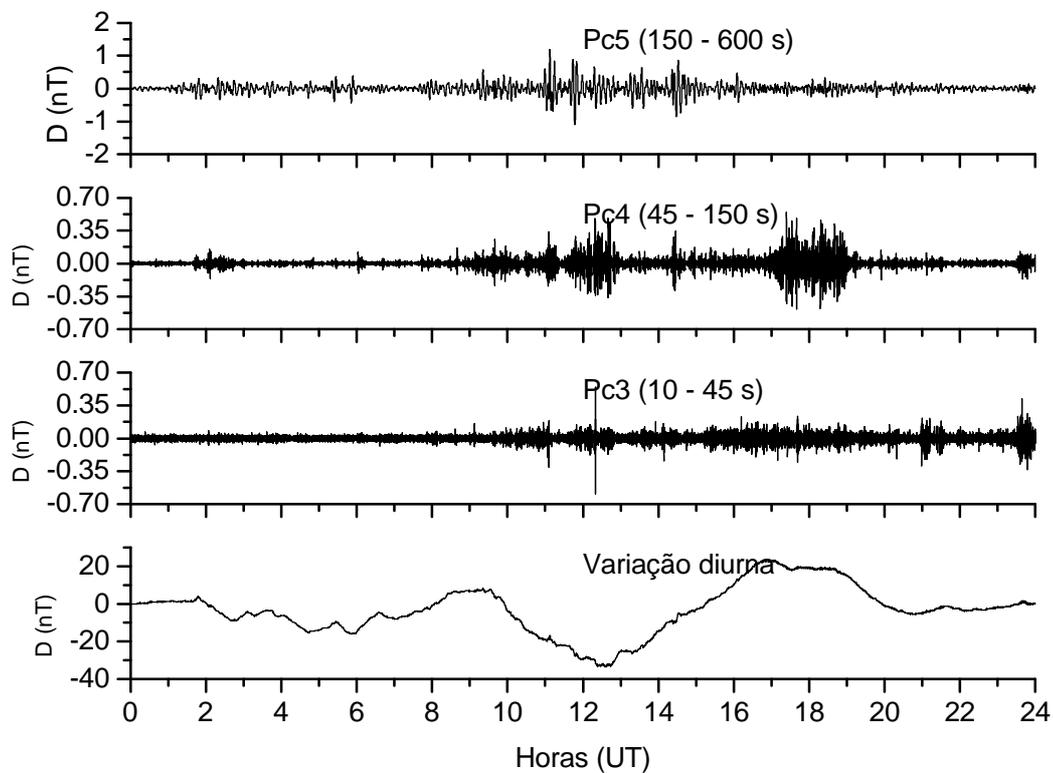


Fig. 6.4 - Filtragens da componente D do campo geomagnético do dia 15/10/94, em Cuiabá.

visto do plano de propagação da onda. A rotação no sentido horário (anti-horário), neste caso refere-se a polarização à direita (esquerda). O ângulo de polarização ou azimute descreve a orientação da elipse de polarização no plano H-D e é definido como o ângulo entre o eixo maior da elipse e a direção geográfica sul-norte (componente H); considerado positivo (negativo) no sentido norte para o leste (para oeste). Conforme estudos e considerações práticas a respeito da análise de polarização de ondas, feitas recentemente por Ziesolleck et al. (1993); Ziesolleck e Chamalaun (1993); Ziesolleck e McDiarmid (1994); Feng et al. (1995); Ziesolleck et al. (1996); Ziesolleck et al. (1997) e Ziesolleck et al. (1998), o cálculo da elipticidade e azimute são considerados realizáveis se o grau de polarização excede a 70%, na presença de significativa densidade de potência polarizada.

Os espectrogramas mostram uma legenda de cores informando os valores numéricos correspondentes a cada cor, que aparece no mapa em função do tempo universal e da frequência. Para os espectrogramas de densidade de potência P adotou-se uma escala em decibéis do tipo $dB = 10 \log_{10} P/P_0$, onde $P_0 = 10^{-12} \text{ nT}^2/\text{Hz}$ é o

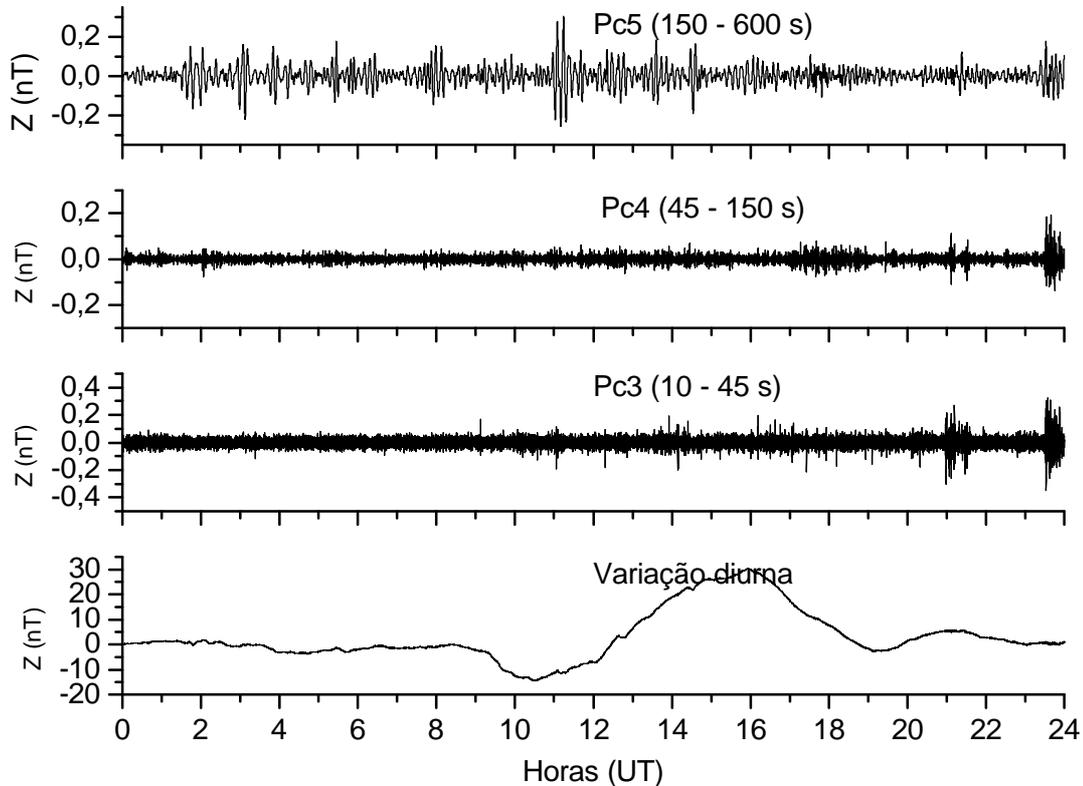


Fig. 6.5 - Filtragens da componente Z do campo geomagnético do dia 15/10/94, em Cuiabá.

nível de densidade de potência mais baixo, de forma que $0dB \iff 10^{-12} nT^2/Hz$. Inversamente, $P = P_0 10^{dB/10}$ ou $P = 10^{(dB-120)/10}$, de modo que $1 nT^2/Hz \iff 120 dB$.

A Figura 6.6 mostra os espectrogramas obtidos da análise do sinal filtrado na banda de período de 7 a 60 s (faixa de Pc3), para as componentes H e D do dia 15/10/1994, em Cuiabá. Os espectros foram calculados com a técnica de estimação espectral por múltiplas janelas, com $K = 8$ autojanelas do tipo “prolate” 4π ($M = 4$). Para estes espectrogramas, escolheu-se subdividir a série temporal de $N = 28800$ pontos, em segmentos contendo $N_S = N_{FFT} = 512$ pontos, sobrepostos numa fração $\sigma = 0.124$, ou 64 pontos. Assim, de acordo com a equação 5.41, obtêm-se número total de $N_E = 64$ espectros. A resolução temporal escolhida para fazer o espectro dinâmico deve ser proporcional ao período do sinal a ser analisado. O ideal é que o segmento de dados, tomados a cada FFT contenha três ou mais ciclos de onda (um ciclo seria o mínimo). Dispondo cada espectro na coluna de uma matriz, conforme descrição mencionada na seção 5.6, equação 5.42, obteve-se uma matriz de dimensões 119×64 ,

que é mostrada no mapa colorido.

Pode-se ver claramente nos mapas de PXX, PYY e DPP a existência das regiões de maior atividade ou densidade de potência, simultâneas às regiões de maior amplitude que aparecem nos gráficos de filtragens. Comparando estes espectrogramas com a variação de amplitude dos sinais filtrados, que aparecem nos gráficos inferiores, nota-se que há uma boa correspondência entre as altas densidades de potência e as amplitudes dos pacotes das pulsações. Tanto os mapas coloridos quanto os gráficos da filtragem, mostram um aumento de densidade de potência durante as horas do dia, entre 10:00 UT e 19:00 UT, com máximos próximo às 12:00, 16:00 e 18:00 UT, em frequências entre 25 e 40 mHz, o que indica um aumento de atividade de micropulsações nestes horários. No resto do dia aparecem picos de menor intensidade e de caráter mais impulsivos como as 2:00, 6:00 e 8:00 UT, em frequências abaixo de 40 mHz. O grau de polarização (GRAU) mostrou-se acima de 70 % acompanhado de altas densidades de potência polarizada nos intervalos entre 13:00 - 14:00, 16:00 - 17:00 UT e próximo às 2:00 UT. A elipticidade (ELP) nestes horários mostrou-se predominantemente baixa, com valores entre -0.25 a 0.25, com azimuth (AZI) variando entre -18 e 28° o que indica uma polarização levemente elíptica, com eixo principal na direção próxima à direção sul-norte.

A Figura 6.7 mostra os espectrogramas obtidos da análise do sinal filtrado na banda de período de 30 a 170 s (faixa de Pc4), para as componentes H e D do dia 09 de outubro de 1994, em Alcântara. Subdividiu-se a série temporal de $N = 28800$ dados em segmentos contendo $N_S = N_{FFT} = 1024$ dados, sobrepostos numa fração $\sigma = 0.125$, ou 128 pontos. Obtem-se assim $N_E = 32$ espectros estimados pelo método das múltiplas janelas, com $K = 8$ auto-janelas do tipo “prolate” 3π ($M = 3$), resultando uma matriz de dimensões 48×32 . Os mapas de PXX, PYY e DPP mostram maior densidade de potência, simultaneamente às regiões de maior amplitude que aparecem nos gráficos de filtragens, principalmente no horário entre 13:00 e 14:00 UT, acompanhado de alto grau de polarização, no intervalo de frequência entre 10 e 20 mHz. Existem ainda picos de menor intensidade próximos à 1:00, 3:00, 5:00 e no intervalo entre 18:00 - 19:00 UT. O grau de polarização (GRAU) mostrou-se acima de 80 % e simultaneamente às altas densidades de potência polarizada nos intervalos entre 13:00 - 14:00 UT. A elipticidade (ELP) neste horário mostrou-se também próxima a zero, com valores entre 0 a 0.18 e um azimuth (AZI) variando entre -25° e 0° , o que indica uma elipse de polarização quase linear, com eixo principal no quadrante noroeste, próximo a direção sul-norte.

A Figura 6.8 mostra os espectrogramas obtidos da análise do sinal filtrado na banda de período de 130 a 700 s (faixa de Pc5), para as componentes H e D do dia 30 de outubro de 1994, em Alcântara. Subdividiu-se a série temporal de $N = 28800$ dados em segmentos contendo $N_S = N_{FFT} = 2048$ pontos, sobrepostos numa fração $\sigma = 0.3125$ ou 640 pontos. Obtem-se assim $N_E = 20$ espectros estimados pelo método das múltiplas janelas, com $K = 8$ autojanelas do tipo “prolate” 2π ($M = 2$), resultando

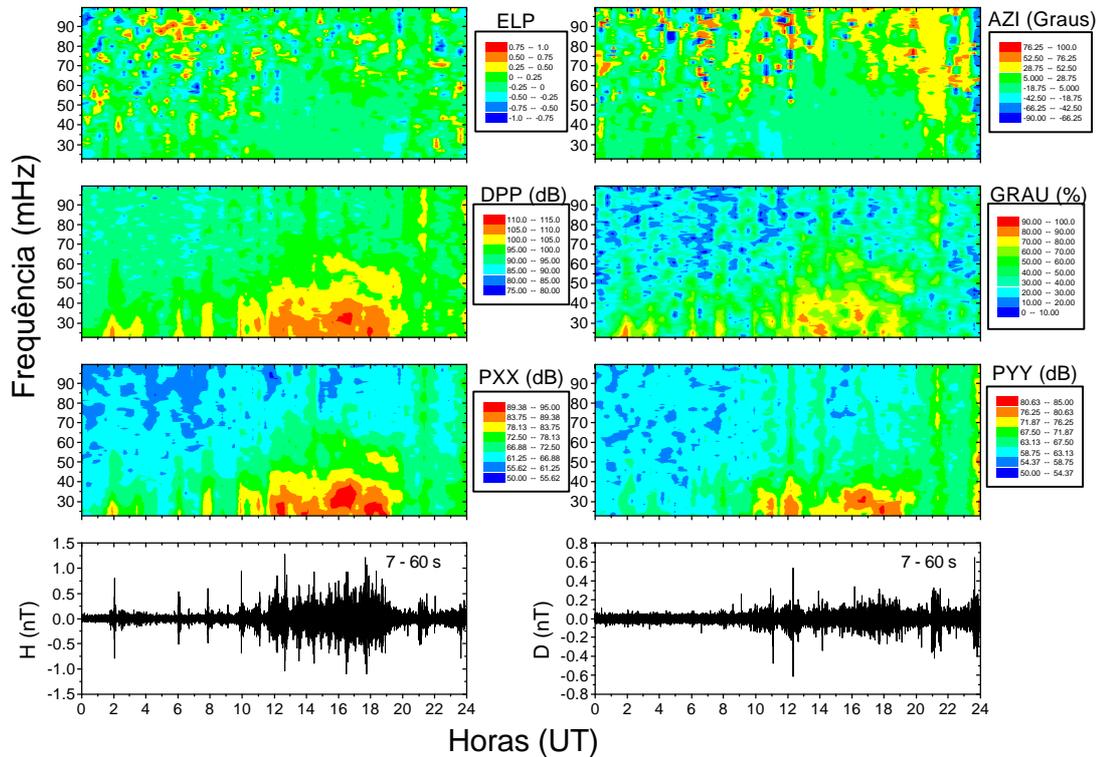


Fig. 6.6 - Filtragens das componentes H e D do dia 15/10/94 ($\sum Kp = 20+$) em Cuiabá, na banda 7 a 60 s (gráficos inferiores), e espectrogramas de densidade de potência e parâmetros de polarização calculados com $N_S = N_{FFT} = 512$ e $\sigma = 0,124$ (gráficos superiores).

uma matriz de dimensões 30×20 . Os mapas de PXX, PYY e DPP mostram maior densidade de potência, simultâneas às regiões de maior amplitude que aparecem nos gráficos de filtragens, no horário entre 11:00 e 17:00 UT, acompanhado de alto grau de polarização, no intervalo de frequência entre 2 e 3,5 mHz. Aparecem outros picos de menor intensidade próximos à 01:00 UT e no intervalo entre 04:00 - 06:00 UT. O grau de polarização (GRAU) mostrou-se acima de 70 % e simultaneamente às altas densidades de potência polarizada nos intervalos entre 11:00 - 17:00 UT. A elipticidade (ELP) neste horário mostra valores entre -0,11 a 0,14 e o azimute (AZI) variou entre -15 e 5° o que indica uma elipse de polarização quase linear, com eixo principal próximo a direção sul-norte.

Pode-se constatar, nos gráficos das figuras 6.6 a 6.8, que a amplitude do sinal filtrado da componente H é maior do que na D. Os resultados da análise de polarização confirmaram este comportamento pelos baixos valores de elipticidade e azimute encontrados, significando uma polarização quase linear, com eixo maior próximo a direção

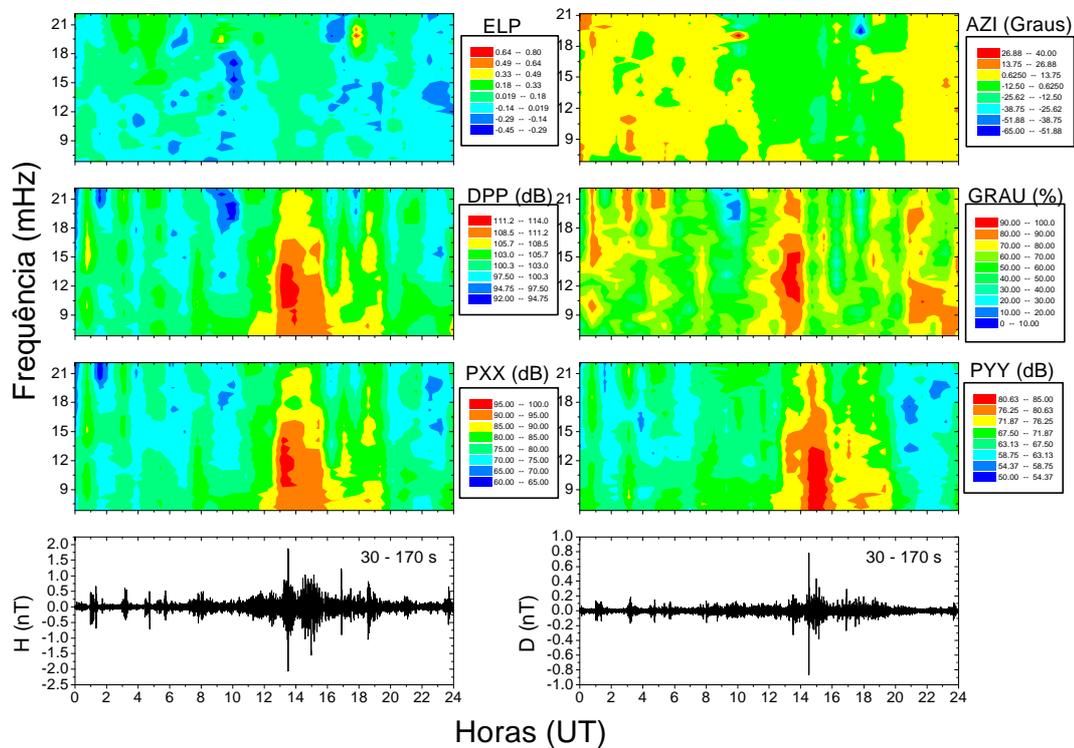


Fig. 6.7 - Filtragens das camponentes H e D do dia 09/10/94 ($\sum Kp = 20+$) em Alcântara, na banda 30 a 170 s (gráficos inferiores), e espectrogramas de densidade de potência e parâmetros de polarização calculados com $N_S = N_{FFT} = 1024$ e $\sigma = 0,125$ (gráficos superiores).

sul-norte. Isto reforça a idéia destas pulsações estarem relacionadas a propagação do modo de oscilação poloidal, quase totalmente desacoplado, das linhas de campo magnético, já mencionado na seção anterior. Os espectrogramas de densidade de potência mostram um aumento de frequência espectral durante as horas do dia. Isto possivelmente está relacionado a compressão da cavidade magnetosférica causada pelo aumento da pressão exercida pelo vento solar, no lado sub-solar, fazendo aumentar a frequência de oscilação da cavidade magnetosférica (Southwood e Hughes, 1983; Hughes, 1994). Estes resultados mostram a importância da técnica de análise espectral e de polarização na identificação dos modos de propagação das ondas ULF na magnetosfera.

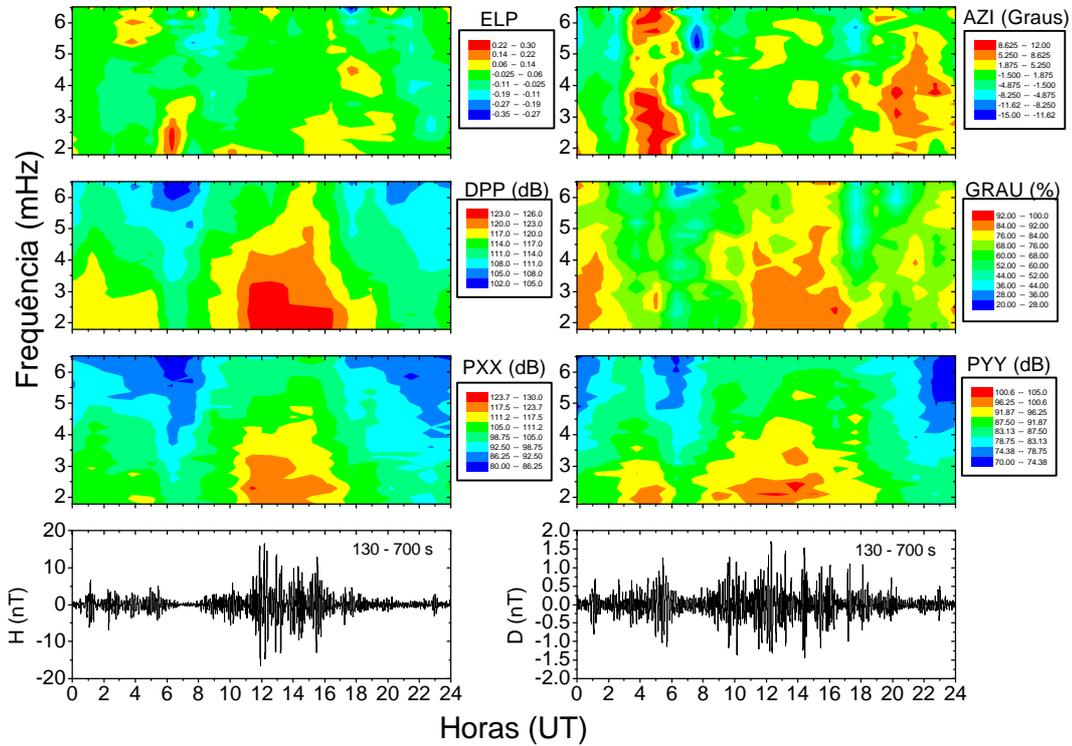


Fig. 6.8 - Filtragens das componentes H e D do dia 30/10/94 ($\sum Kp = 41-$) em Alcântara, na banda 130 - 700 s (gráficos inferiores), e espectrogramas de densidade de potência e parâmetros de polarização calculados com $N_S = N_{FFT} = 2048$ e $\sigma = 0,3125$ (gráficos superiores).

6.5 IDENTIFICAÇÃO DE EVENTOS POLARIZADOS

Visando identificar as características espectrais e de polarização das micropulsações, processou-se os espectros dinâmicos para os 26 dias de dados registrados simultaneamente nas 10 estações, de 07 de outubro a 01 de novembro. Os espectros dinâmicos foram calculados a partir da filtragem das componentes H e D (plano H-D), para cada uma das faixas de frequência Pc3, Pc4 e Pc5, conforme procedimento descrito e exemplificado nas Figuras 6.6, 6.7 e 6.8, da seção anterior. A escolha da resolução temporal adotada para realizar os espectros dinâmicos, conforme seção anterior, foi proporcional ao período das pulsções. Por isso, na faixa de frequência das Pc3 adotou-se a maior resolução ($N_S = N_{FFT} = 512$), que diminui para as Pc4 ($N_S = N_{FFT} = 1024$) e ainda mais para as Pc5 ($N_S = N_{FFT} = 2048$). A fim de evitar possíveis influências indesejadas, preferiu-se excluir a componente Z

da análise de polarização. A componente Z mostra baixa intensidade nas regiões de baixas latitudes e é bastante influenciada por campos magnéticos induzidos na superfície da Terra (Ziesolleck e Chamalaun, 1993).

Em seguida, dois tipos de estudos foram feitos a partir deste conjunto de espectros dinâmicos de densidade de potência e de parâmetros de polarização. O agrupamento dos espectros dinâmicos relativos aos 26 dias de cada estação, possibilita o estudo das características das pulsações de cada estação em particular. Por outro lado, através da análise dos espectros dinâmicos a cada dia, pode-se identificar eventos de pulsações que ocorrem simultaneamente, em duas e até mesmo nas 10 estações.

Utilizou-se uma técnica mais recente, que já vem sendo usada por alguns pesquisadores (Ziesolleck et al., 1993; Ziesolleck e Chamalaun, 1993; Ziesolleck e McDiarmid, 1994; Feng et al., 1995; Ziesolleck et al., 1996; Ziesolleck et al., 1997; Trivedi et al., 1997) para identificar eventos de pulsações com alto grau de polarização, preferencialmente acima de 70% e acompanhado de alta densidade de potência polarizada, já que a ressonância das linhas de campo são modos de onda altamente polarizados (Samson et al., 1991). Ainda segundo estes pesquisadores, quando o grau de polarização excede 70%, o erro na determinação da elipticidade e azimute são desprezíveis, tornando-os realizáveis teoricamente.

Para identificar eventos (ou intervalos) com alto grau de polarização, preferencialmente acompanhados de alta potência polarizada, simultaneamente nas 10 estações, foram calculados os espectros dinâmicos dos sinais das componentes H e D (plano H-D), para todos os dias, em cada uma das faixas de frequência Pc3, Pc4 e Pc5. Desta forma, a identificação dos eventos baseou-se nos espectrogramas de grau de polarização e de densidade de potência polarizada simultâneos para as 10 estações, em cada um dos 26 dias.

As Figuras 6.9 e 6.10 mostram respectivamente os resultados dos espectrogramas simultâneos de densidade de potência polarizada e de grau de polarização para o dia 09/10/1994, usando o procedimento descrito no processamento das pulsações na faixa de Pc4, exemplificado na Figura 6.7. Os espectrogramas estão dispostos em ordem de *Dip*, de cima para baixo e da esquerda para a direita. As Figuras 6.9 e 6.10 mostram que a densidade de potência polarizada e o grau de polarização tem comportamento quase idêntico e simultâneo para todas as 10 estações. Observa-se uma alta densidade de potência polarizada, acompanhada de alto grau de polarização, simultaneamente no horário entre 13:00 e 14:00 UT, no intervalo de frequência entre 10 e 20 mHz. Neste horário, nota-se que as estações mais próximas ao equador magnético (especialmente ALC e PRM) mostraram maior densidade de potência polarizada e também maior grau de polarização. O intervalo entre 13:00 - 14:00 UT, mostra grau de polarização acima de 70 %, acompanhado de alta densidade de potência polarizada, caracterizando a ocorrência de um evento altamente polarizado, simultâneo para todas as estações. Outros intervalos com alta densidade de

potência polarizada e grau de polarização aparecem próximos à 1:00, 3:00, 5:00 e entre 18:00 - 19:00 UT, porém com valores menores que o intervalo entre 04:00 e 14:00 UT.

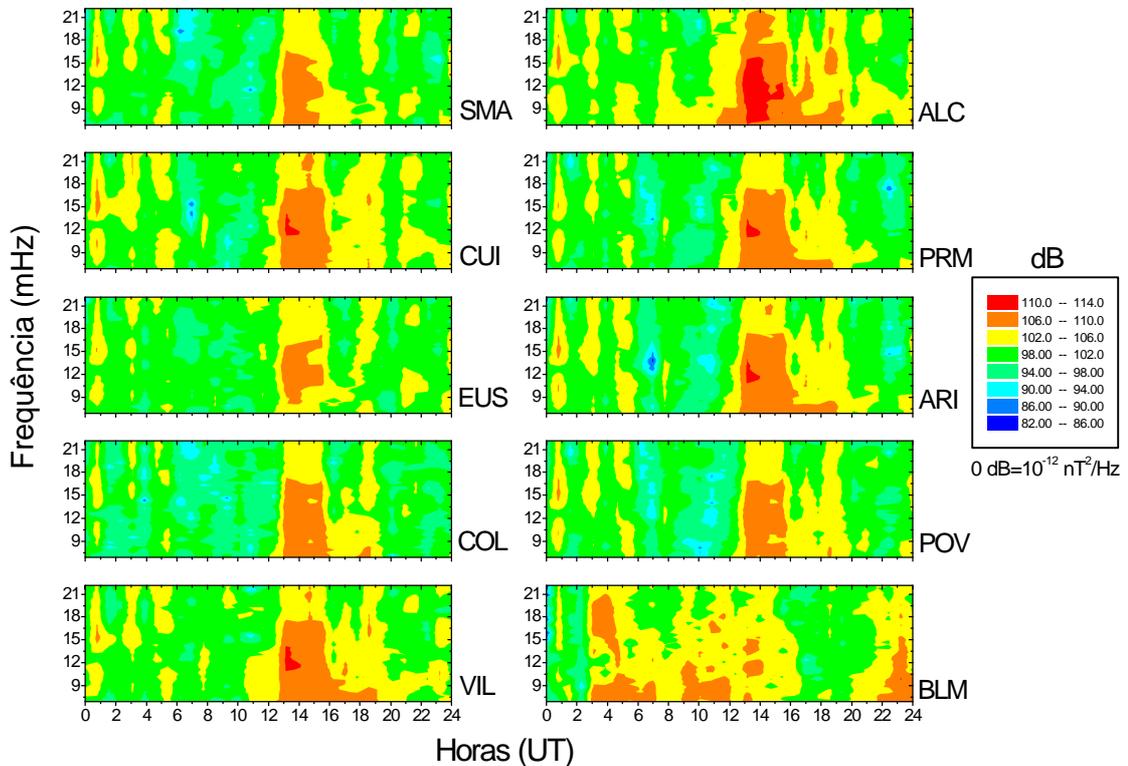


Fig. 6.9 - Espectrogramas simultâneos de densidade de potência polarizada (Pc4) para todas as estações no dia 09/10/94.

Os mapas coloridos mostrados na Figura 6.10 são gerados através do gráfico das 10 matrizes da Equação 5.42, obtidas ao processar os espectrogramas de grau de polarização de cada estação, com dimensões 48×32 . Para localizar facilmente eventos, fez-se um algoritmo computacional que verificasse individualmente cada elemento destas matrizes e registrasse numa matriz correspondente o número de estações que apresentaram grau de polarização acima de 70%. Assim, a matriz da contagem terá a mesma estrutura que as dos espectrogramas, com 48×32 elementos inteiros, que podem variar de 0 até 10, que é o número máximo de estações. O Algoritmo acima foi utilizado para localizar eventos simultâneos de pulsações na faixa de Pc3, Pc4 e Pc5. Os espectrogramas simultâneos, semelhantes aos das Figuras 6.9 e 6.10, para a densidade de potência polarizada e grau de polarização para as faixas Pc3 e Pc5 também foram obtidos, usando o procedimento adotado para o processamento das Pc3 e Pc5, já demonstrado e ilustrado, respectivamente, nas Figuras 6.6 e 6.8. As Figuras 6.11a, b, c mostram exemplos de mapas coloridos do número de estações

que apresentaram grau de polarização acima de 70% nos espectrogramas simultâneos respectivamente na banda de Pc5, Pc4 e Pc3, em função da hora e da frequência.

Pode-se ver na Figura 6.11b que a contagem ou o número de estações com polarização acima de 70 % nos espectrogramas das Pc4 mostrado na Figura 6.10 é 10, no intervalo entre 13:00 e 14:00 UT, no intervalo de frequência entre 10 e 18 mHz. A contagem mostra-se entre 3 e 9, para horários próximos à 1:00, 3:00, 5:00 e entre 18:00 - 19:00 UT. Quanto maior a contagem, mais global é o evento entre estas estações, enquanto que contagens menores mostram que o evento é mais localizado. Assim temos a evidência de um evento global entre 13:00 e 14:00 UT, já que o número de estações com grau de polarização acima de 70% chegou a 10. As Figuras 6.11a, c mostram o número de estações que apresentaram grau de polarização acima de 70% nos espectrogramas da faixa Pc3 do dia 15/10/94 e da faixa Pc5 do dia 26/10/94, respectivamente. No mapa (c), das Pc3, identifica-se um evento mais global entre 16:00 e 17:00 UT, com frequência na banda entre 30 e 35 mHz e contagem chegando 10 estações. No horário próximo a 14:00, 2:00 e 3:00 UT, observa-se eventos com contagem chegando a 9 estações e outros mais localizados, entre 11:00 e 13:00 UT. No mapa (a), das Pc5, identifica-se um evento com contagem chegando a 8 estações no horário entre 14:00 e 16:00 UT.

O mesmo algoritmo utilizado para obter a contagem de estações com grau de polarização acima de 70%, nos espectros dinâmicos arranjados a cada dia, na busca de eventos simultâneos do tipo mostrado na Figura 6.11, foi também usado para avaliar o conjunto dos 26 espectros dinâmicos de cada estação individualmente. Os mapas coloridos das Figuras 6.12, 6.13 e 6.14 mostram o número ou contagem dos dias que apresentaram grau de polarização acima de 70%, na avaliação dos 26 espectros dinâmicos, para as faixas de Pc3, Pc4 e Pc5, respectivamente. A legenda de cores mostra a contagem, que pode variar entre 0 e 26, que é o número total de dias avaliados individualmente para cada estação.

As Figuras 6.12, 6.13 e 6.14 mostram que a variação diurna da contagem aumenta durante as horas do dia (11:00 e 20:00 UT) para a maioria das estações. O máximo ocorre próximo as 14:00-15:00 UT, onde a contagem chega a 26, para as Pc4 e Pc5. Em todas as figuras pode-se ver um claro aumento do número de ocorrência nas estações mais próximas ao equador magnético, principalmente em ALC e PRM e durante as horas do dia. As estações mais próximas ao equador magnético mostram que este máximo se estende por maior tempo, começando mais cedo e encerrando mais tarde. Este aumento é mais pronunciado para a faixa de Pc5 e Pc4 do que para Pc3, ou seja, o aumento parece se acentuar para pulsações com períodos maiores.

Em todas as faixas de frequência há um pico secundário de ocorrência no horário próximo ao anoitecer (20:00 e 24:00 UT), que também parece aumentar nas estações mais próximas ao equador magnético. Este efeito é mais destacado para pulsações de menor período (Pc3-4). Durante a noite (00:00 a 08:00 UT) surgem alguns picos

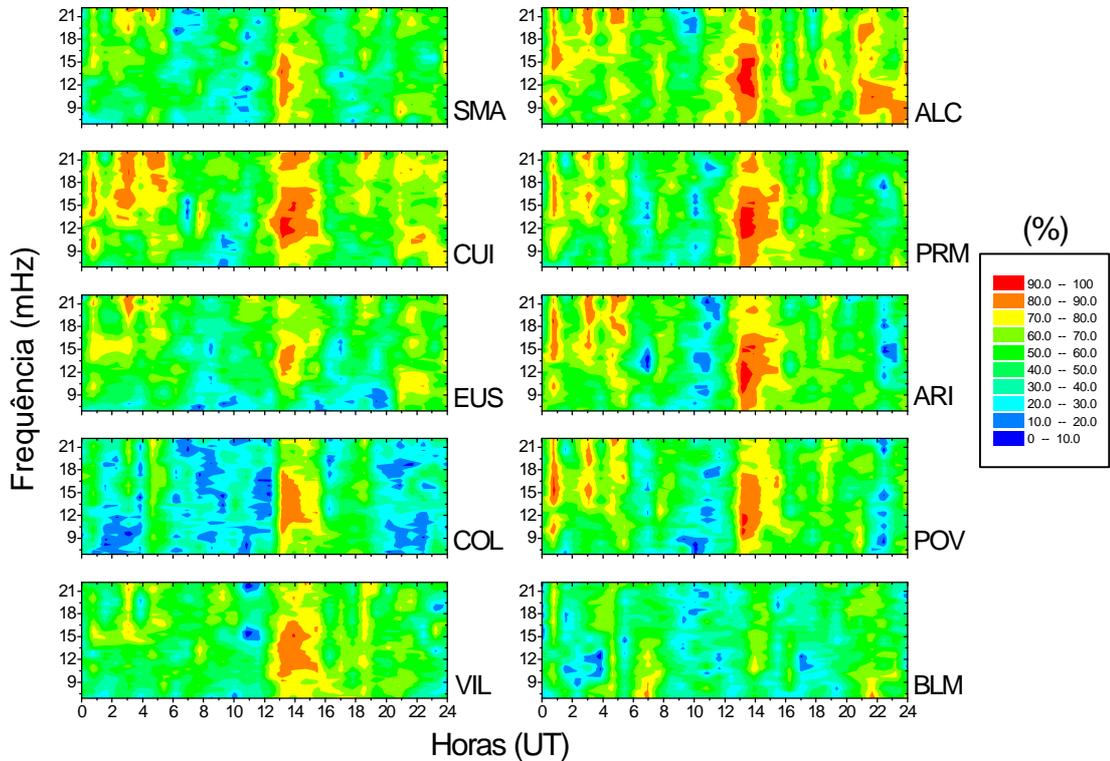


Fig. 6.10 - Espectrogramas simultâneos de grau de polarização (Pc4) para todas as estações no dia 09/10/94.

mais isolados de ocorrência, com mais destaque na faixa de Pc3-4 e também com leve aumento nas estações próximas ao equador magnético. A ocorrência de Pc5 durante a noite quase desaparece em todas as estações. Nos horário próximo ao amanhecer (08:00 e 11:00 UT) pode-se ver uma queda muito grande na ocorrência das Pc3-5 em todas estações. Todos estes gráficos mostram um aumento de frequência durante as horas do dia, atingindo o máximo em torno das 15:00 UT. Este fato também pode ser visto nas figuras 6.6 a 6.10.

6.6 OS EVENTOS

O mapa da Figura 6.11(b) evidenciou a existência de um evento de pulsações na faixa de Pc4, com contagem chegando a 10 estações, no horário entre 13:00 e 14:00 UT. A Figura 6.15 mostra os sinais filtrados das componentes H e D, na banda 30 a 170 s (banda alternativa de filtragem das Pc4), no horário entre 13:06:00 e 13:57:09 UT, para as 10 estações do dia 09/10/94 ($K_p=2-$). Os gráficos estão organizados na ordem crescente de inclinação magnética (*Dip*) de cada estação, de cima para baixo.

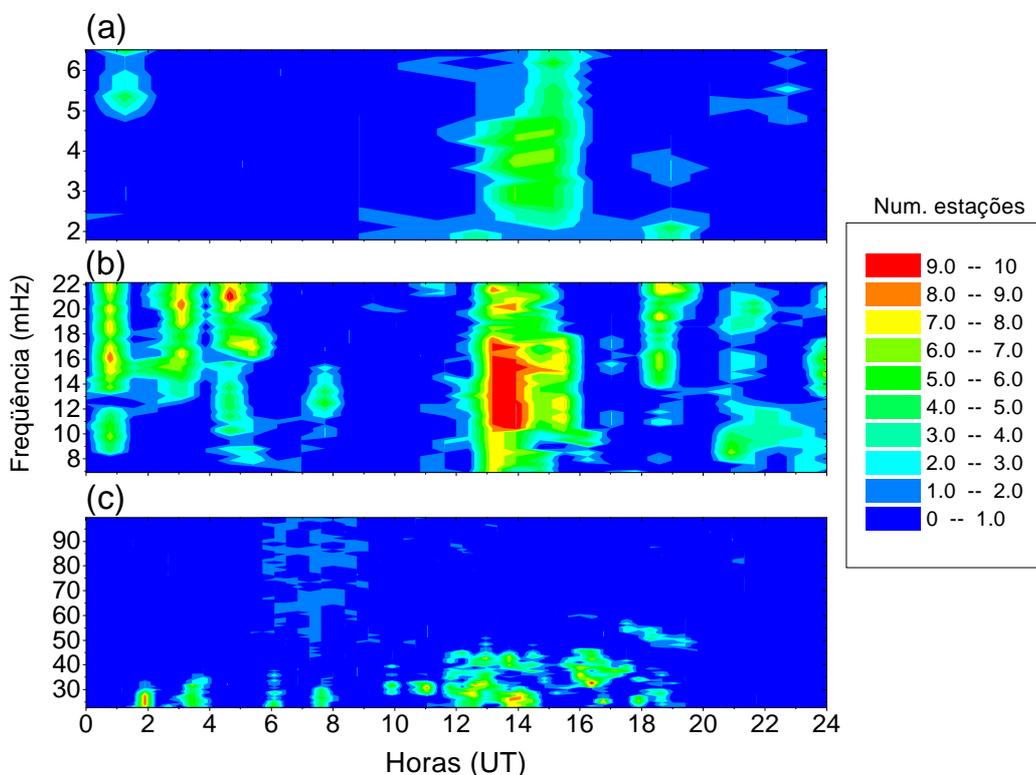


Fig. 6.11 - Mapas de contorno que mostram o número de estações (0 - 10) que apresentaram grau de polarização acima de 70%, na avaliação dos espectros dinâmicos simultâneos de grau de polarização para: (a) Pc5, dia 26/10/94; (b) Pc4, dia 09/10/94 e (c) Pc3, dia 15/10/94.

Todas as estações mostram uma forma de onda similar, com pacotes de estruturas idênticas, nas componentes H e D. A amplitude da componente H mostra-se maior nas estações ALC e PRM, as mais próximas do equador geomagnético e do eletrojato equatorial ($Dip \sim 0$). A componente D apresenta amplitude bem menor que H e não mostra aumento nas estações próximas ao equador magnético, sendo suas amplitudes praticamente iguais, com um leve aumento na estação de SMA.

A Figura 6.16 mostra o sinal filtrado da componente D em função da H, na faixa de 30 a 170 s (Pc4), chamado de hodograma de polarização, para o evento simultâneo observado no horário entre 13:06:00 e 13:57:09 UT, mostrado na Figura 6.15. Vê-se que todas as estações mostram elipses de polarização aproximadamente lineares, sendo que SMA, CUI e EUS mostram-se mais elípticas. A direção do eixo maior mostra-se direcionado próximo à direção sul-norte, com SMA mostrando maior inclinação no quadrante nordeste. Já ALC mostra direção no quadrante noroeste.

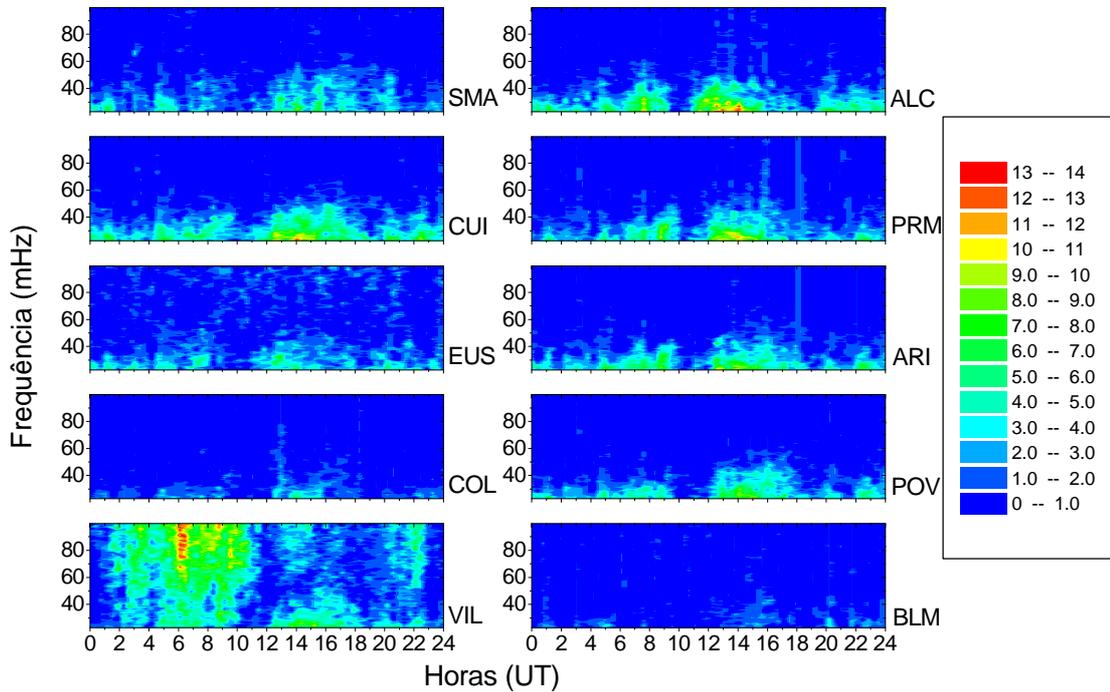


Fig. 6.12 - Número de dias (0 - 26) que apresentaram grau de polarização acima de 70%, na avaliação dos 26 espectros dinâmicos de grau de polarização de cada estação, na faixa de Pc3.

Através destes hodogramas pode-se ter uma idéia qualitativa do comportamento de polarização de onda.

A análise das características de polarização das ondas pelo método de hodogramas permite obter informações quanto a sua forma, mas não permite obter os parâmetros quantitativos como o grau de polarização, elipticidade, azimute e fase. Ainda, quando analisam-se grandes quantidades de dados esta técnica seria imprecisa e tediosa. Torna-se necessário, então, proceder a análise espectral e de polarização, usando as técnicas descritas nas seções anteriores e nas 5.4 e 5.7, para obter os parâmetros quantitativos de polarização de ondas.

A Figura 6.17 mostra os resultados da análise de densidade de potência polarizada (DPP) e dos parâmetros de polarização: grau de polarização, elipticidade e azimute, em função do período, para os sinais das filtragens mostrados na Figura 6.15. Cada curva representa o espectro obtido através da análise do sinal filtrado das componentes H e D das 10 estações, aplicando uma FFT de $N_{FFT} = 1024$ dados e calculando o espectro pelo método das múltiplas janelas, com $K = 8$ auto-janelas

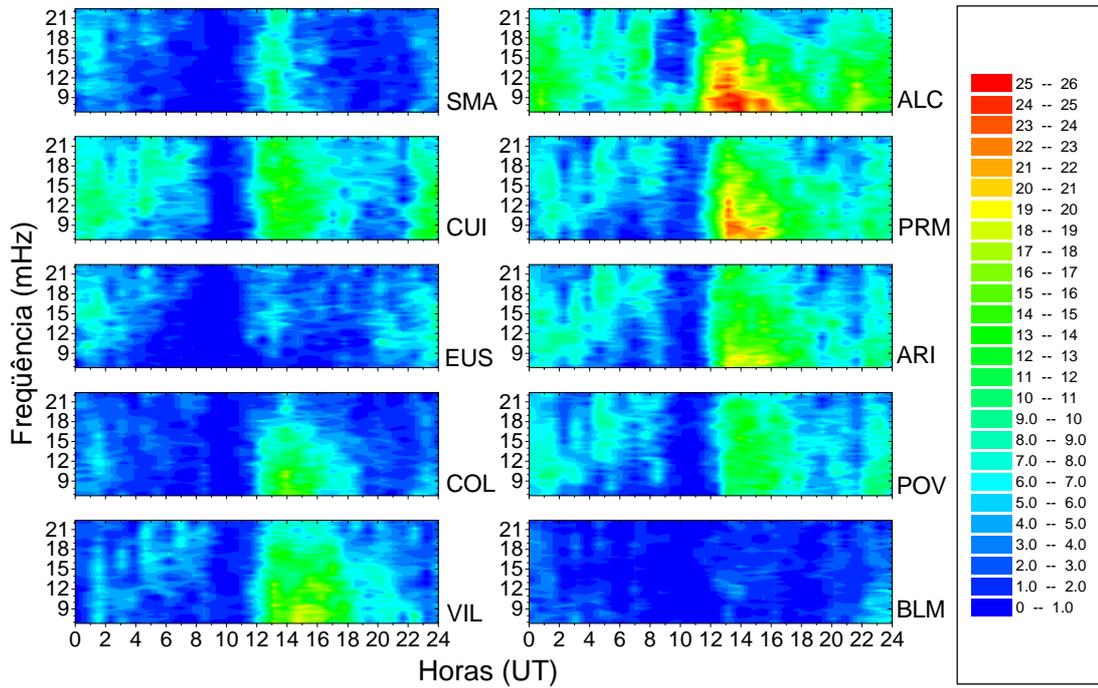


Fig. 6.13 - Número de dias (0 - 26) que apresentaram grau de polarização acima de 70%, na avaliação dos 26 espectros dinâmicos de grau de polarização de cada estação, na faixa de Pc4.

do tipo “prolate” 3π ($M = 3$). As curvas dos gráficos da Figura 6.17 mostram alto grau de polarização ($> 70\%$) na banda de período entre 60 e 105 s, coincidente com a banda dominante de densidade de potência polarizada. Todas as curvas mostram um formato muito similar para a densidade de potência polarizada e grau de polarização, indicando que o período (ou frequência) é virtualmente independente do *Dip*. Dentro desta banda de período, a elipticidade mostra-se pequena, com valores entre -0.3 a 0.2, indicando uma polarização levemente elíptica ou quase linear. O azimute mostrou-se pequeno e predominantemente positivo, indicando que a direção do eixo maior da elipse de polarização está próximo à direção sul-norte.

Com o objetivo de determinar a dependência espectral dos parâmetros de polarização com o *Dip*, fez-se a média da densidade de potência polarizada, do grau de polarização, elipticidade e azimute sobre a banda dominante 60 a 105 s, para cada uma das estações representadas em cada curva dos gráficos da Figura 6.17. Os resultados para cada estação, em função do *Dip*, aparecem na Figura 6.18. Os valores do *Dip* para cada estação usados neste estudo, conforme Tabela 4.1, são baseados no modelo IGRF de 1994. Pode-se ver que a densidade de potência polarizada (DPP) é maior nas estações mais próximas ao equador geomagnético e do eletrojato equa-

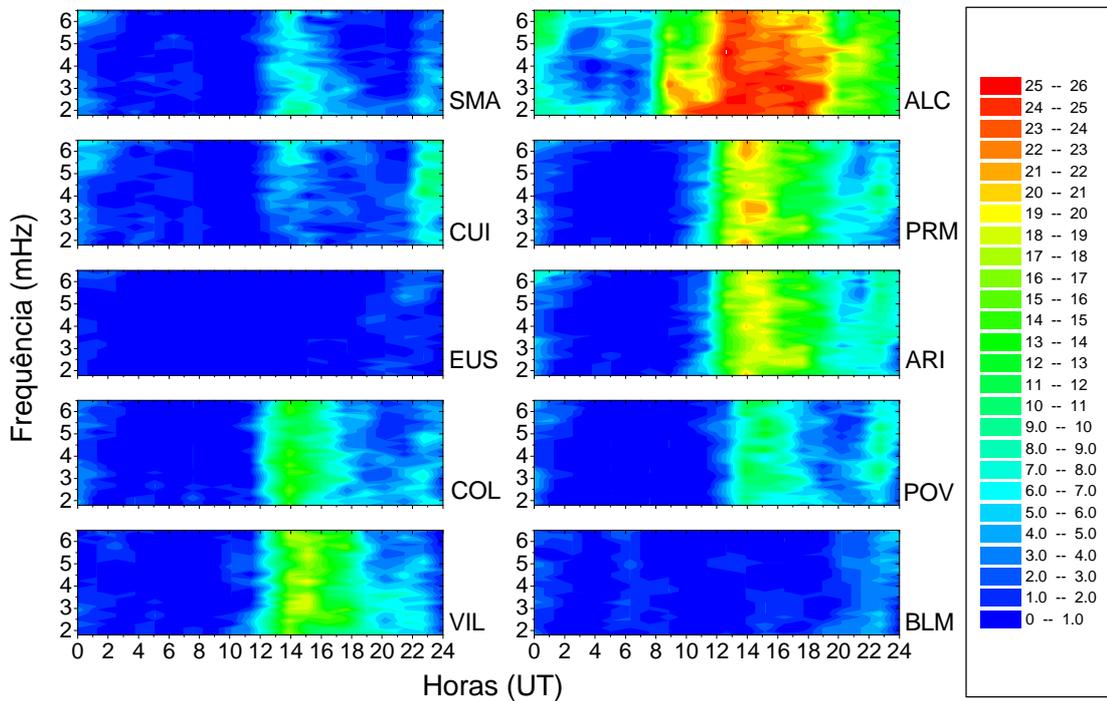


Fig. 6.14 - Número de dias (0 - 26) que apresentaram grau de polarização acima de 70%, na avaliação dos 26 espectros dinâmicos de grau de polarização de cada estação, na faixa de Pc5.

torial, atingindo o máximo em ALC. Um perfil quase idêntico surge para o grau de polarização, sempre acima de 70%. A elipticidade mostrou-se predominantemente pequena, com valores entre -0.3 a 0.2, indicando uma polarização levemente elíptica ou quase linear, principalmente na região próxima ao equador. O azimute mostrou-se pequeno e predominantemente positivo, e próximo a zero na região equatorial, indicando que a direção do eixo maior da elipse esteve próximo à direção sul-norte e levemente voltado ao quadrante nordeste. As estações SMA e CUI, mais distantes do equador magnético, mostraram elipticidade mais negativa (polarização à esquerda) e SMA indicou um azimute maior e positivo. Pode-se ver claramente, que estes resultados concordam com as elipses dos hodogramas mostrados na Figura 6.16.

O aumento na amplitude (Figura 6.15) ou na densidade de potência polarizada (Figura 6.18) das pulsações nas estações próximas ao equador magnético em comparação com as mais afastadas, claramente enfatiza o papel do aumento da condutividade ionosférica e a conseqüente intensificação do eletrojato equatorial, durante as horas do dia. Este fenômeno, conforme discussão da seção 3.5, já foi observado por alguns pesquisadores, entre outros Sarma e Sastry (1995); Trivedi et al.

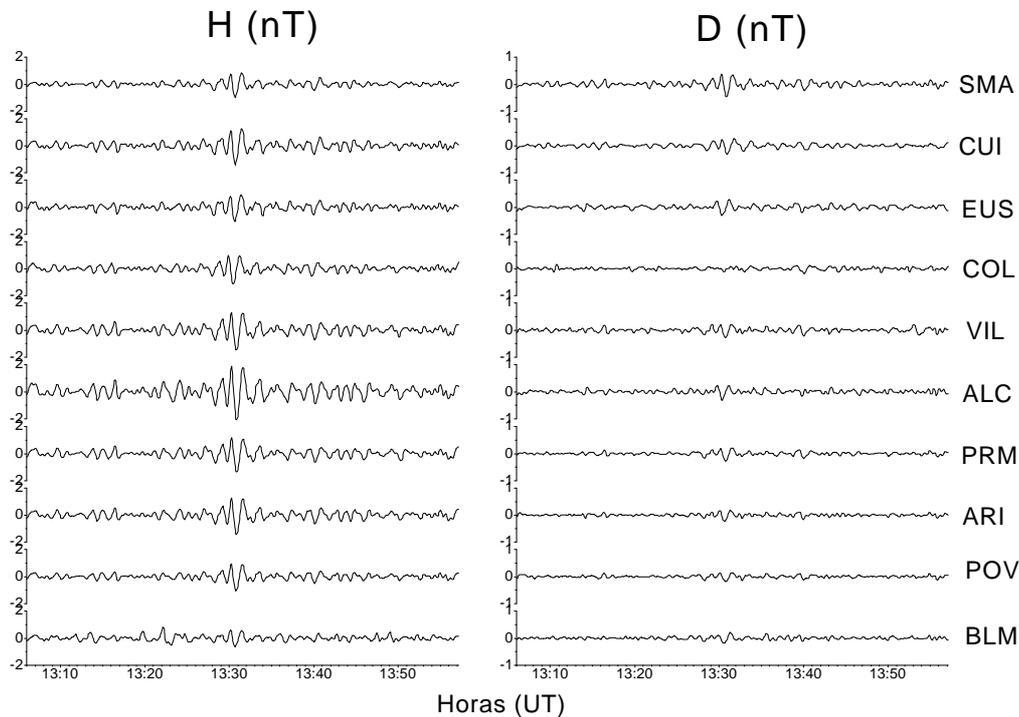


Fig. 6.15 - Filtragens das componentes H e D, na faixa de período entre 30 a 170 s (Pc4), para um evento simultâneo observado entre 13:06:00 e 13:57:09 UT ($K_p=2-$), no dia 09/10/94.

(1997); Matsuoka et al. (1997). O similar comportamento das curvas de densidade de potência polarizada (DPP) para todas as 10 estações, com picos em frequências muito iguais (Figura 6.17), evidencia que o evento está relacionado a um fenômeno físico global, provavelmente com as oscilações globais da cavidade magnetosférica (Hughes, 1994; Feng et al., 1995; Trivedi et al., 1997). O resultado de elipticidade quase linear, com eixo maior na direção sul-norte (Figuras 6.17 e 6.18), deve-se ao fato de que a amplitude da componente H é bem maior que a de D, conforme mostram os sinais filtrados da Figura 6.15. Este comportamento está associado as oscilações poloidais quase desacopladas das linhas de campo magnético (Southwood e Hughes, 1983; Hughes, 1994).

Outro parâmetro de onda a ser explorado, e que contribui no entendimento dos modos de propagação de ondas ULF na magnetosfera, é a fase espectral de cada componente H e D (Samson, 1983a, b, c; Ziesolleck et al. 1993; Ziesolleck e Chamalaun, 1993), que pode ser calculada a partir dos 10 sinais de pulsações Pc4 das componentes H e D mostrados no evento da Figura 6.15.

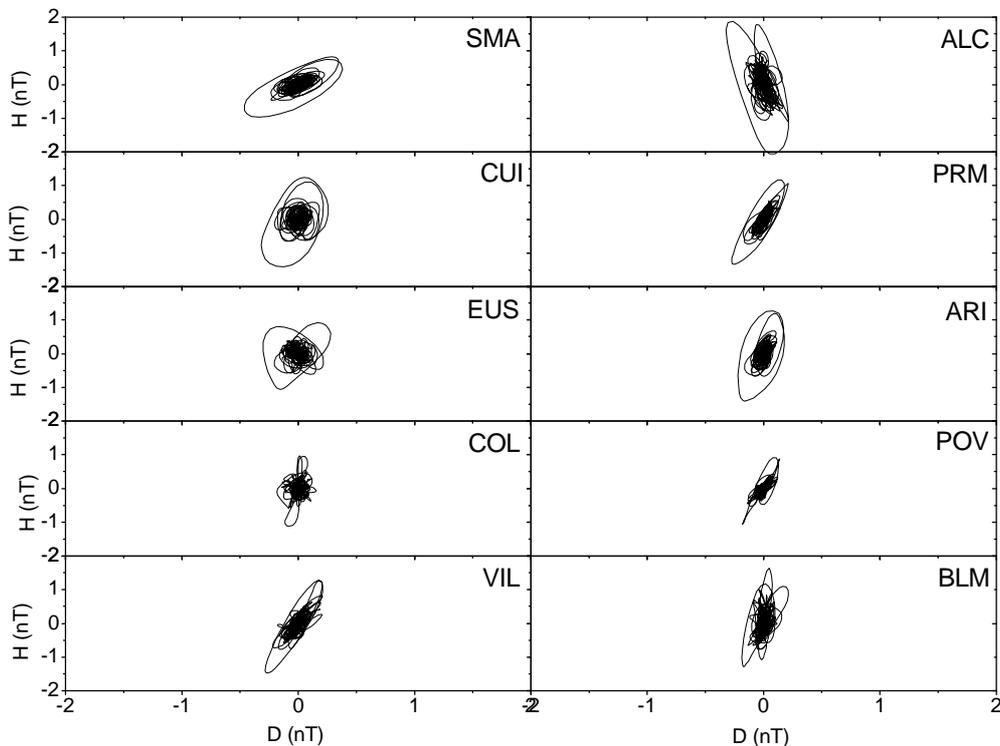


Fig. 6.16 - Hodogramas de polarização para o evento simultâneo observado entre 13:06:00 e 13:57:09 UT, no dia 09/10/94.

Conforme descrição da seção 5.5 e 5.7, deseja-se obter a fase relativa de um arranjo de 10 séries temporais simultâneas (caso de $n = 10$ dimensões). Neste caso, processa-se os espectros de cada uma das séries pela técnica de múltiplas janelas e constrói-se a matriz espectral $\mathbf{M}(f)$ de acordo com a Equação 5.21, que terá dimensões $K \times 10$. O resultado da decomposição de valor singular trará 10 autovalores d_j , $j = 1, 2, 3, \dots, 10$ e 10 autovetores, com 10 componentes. O vetor estado de polarização, associado ao maior autovalor, será $\mathbf{z} = z_1 \hat{\mathbf{x}}_1 + z_2 \hat{\mathbf{x}}_2 + z_3 \hat{\mathbf{x}}_3 + \dots + z_{10} \hat{\mathbf{x}}_{10}$, onde $z_j = |z_j| e^{i\phi_j} = \text{Re}(z_j) + i \text{Im}(z_j)$, $j = 1, 2, 3, \dots, 10$. As fases ϕ_j relativas à primeira componente serão obtidas simplesmente por $\phi_j = \arctan[\text{Im}(z_j) / \text{Re}(z_j)]$, sendo que $\phi_1 = 0^\circ$.

Os gráficos inferiores da Figura 6.19 mostram os espectros da fase relativa das estações para as componentes H e D. Vê-se que o espectro mostra fase zero para SMA, que é a estação de referência. Dentro da banda de interesse, 60 a 105 s, as fases mostraram-se estáveis para a componente H e um pouco mais variáveis na componente D. Para obter a variação da fase em função do *Dip*, fez-se para cada estação, uma média da fase espectral na banda de período entre 60 a 105 s, para

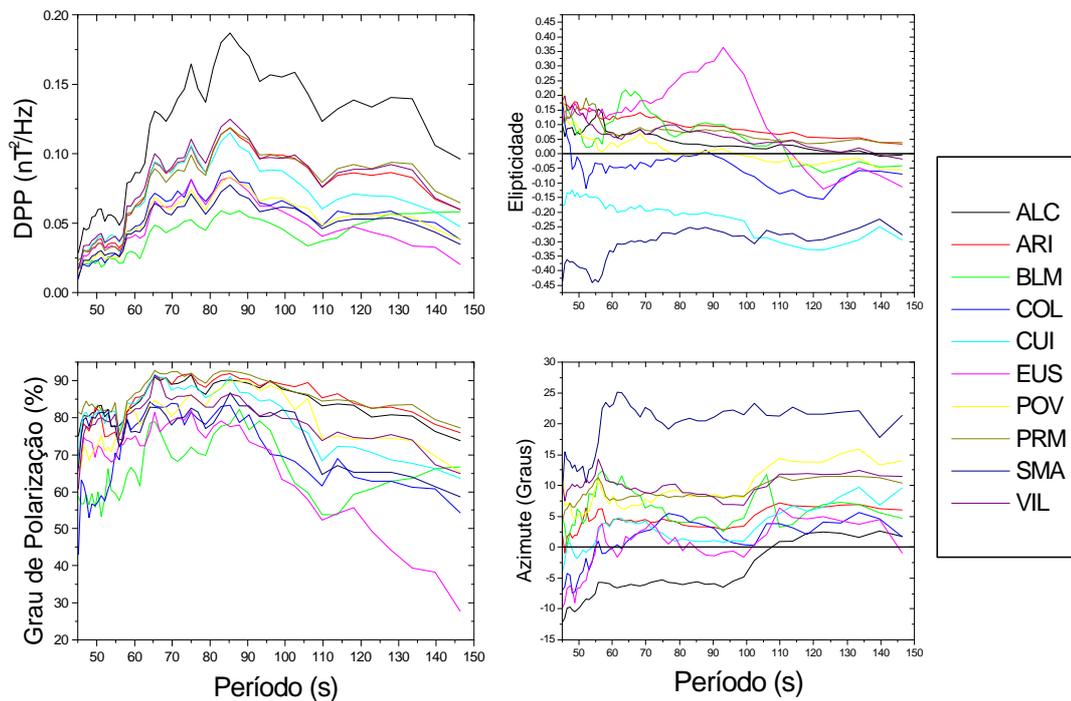


Fig. 6.17 - Espectros de densidade de potência polarizada (DPP), grau de polarização, elipticidade e azimute para o evento observado entre 13:06:00 e 13:57:09 UT, no dia 09/10/94.

cada uma das componentes H e D. Os gráficos superiores da Figura 6.19 mostram a variação de fase com o *Dip*, para as componentes H e D, relativas a SMA, que mostra sempre valor zero. O sinal de fase positivo (negativo) significa uma fase adiantada (atrasada) em relação a fase de referência. A fase da componente H tende a diminuir nas estações mais próximas ao equador magnético (ALC e PRM), onde atinge um valor mínimo. Isto significa que as estações próximas ao equador estão atrasadas em fase em relação às mais afastadas. Conforme seção 3.5, um atraso de fase semelhante foi encontrado por Shinohara et al. (1998), que sugeriram que o atraso de fase deve estar relacionado ao aumento da condutividade ionosférica durante o dia. A componente D indica uma variação de fase bastante alternada e predominantemente positiva, indicando um avanço de fase em relação a estação de referência (SMA). A segunda estação (CUI) mostrou fase negativa, ou um atraso de fase em relação a SMA.

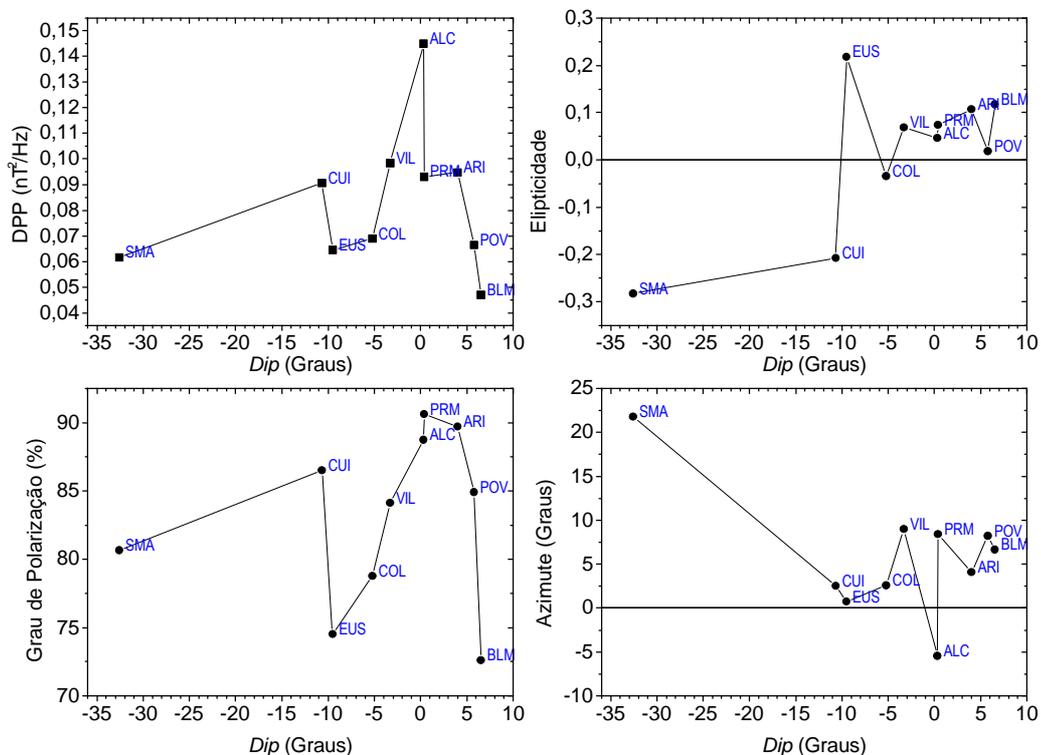


Fig. 6.18 - Dependência com DIP da densidade de potência polarizada (DPP), grau de polarização, elipticidade e azimute na banda de período entre 60 a 105 s, para o evento observado entre 13:06:00 e 13:57:09 UT, no dia 09/10/94.

6.7 CARACTERÍSTICAS GERAIS DOS EVENTOS

Para identificar eventos de pulsações Pc3, Pc4 e Pc5 com grau de polarização acima de 70%, arranjou-se os espectros dinâmicos de densidade de potência polarizada e grau de polarização para cada dia de forma semelhante aos das Figuras 6.9 e 6.10, conjuntamente com os mapas de contagem semelhante ao mostrado na Figura 6.11. A construção dos gráficos de contagem facilita a identificação do dia, horário e banda de frequência dos eventos de pulsações altamente polarizados.

Segundo considerações de Nishida (1978), as Pc são mais duráveis no tempo, mostrando pacotes de onda repetidos, com banda espectral de densidade de potência bem definida. Ao contrário, as Pi são pacotes de ondas impulsivas de curta duração e com ampla banda espectral (às vezes indefinida). Samson (1973, 1983a) mostrou que as pulsações irregulares são ondas acompanhadas de ruído de fundo numa ampla

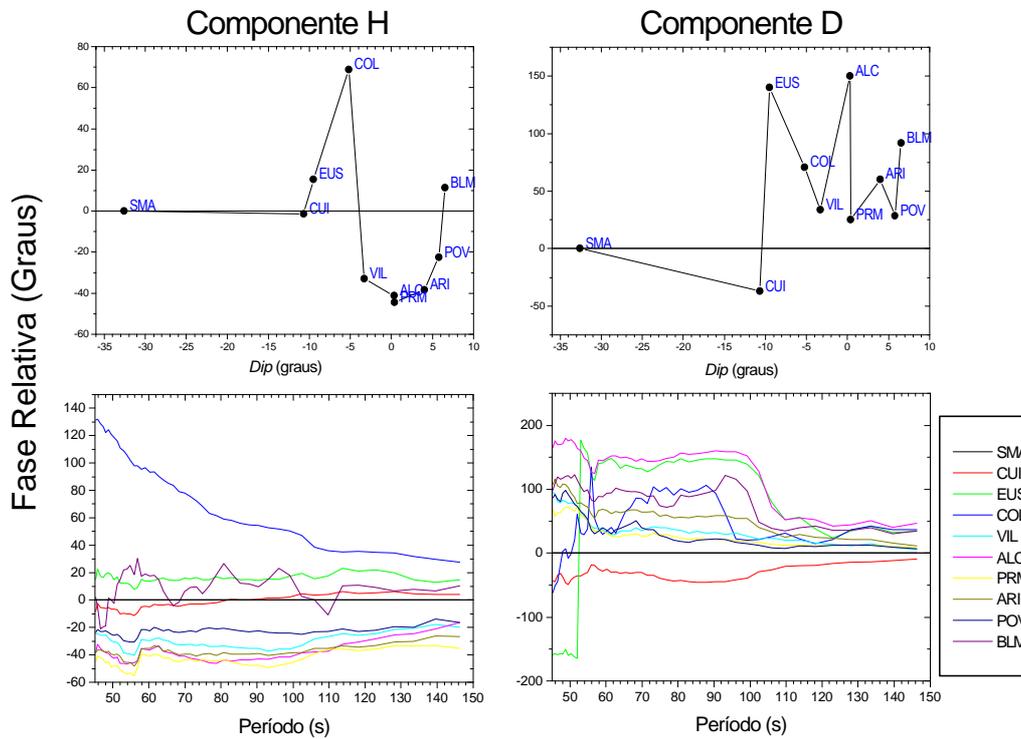


Fig. 6.19 - Espectros de fase relativa em relação a SMA para as componentes H e D (gráficos inferiores) e variação de fase com o DIP, na banda entre 60 e 105 s, para o evento observado entre 13:06:00 e 13:57:09 UT, no dia 09/10/94.

banda de frequência, apresentando grau de polarização mais baixo. As pulsações contínuas mostram uma banda espectral de período bem definida, com alto grau de polarização (coerência) em toda a banda e sem ruído de fundo, que se mantém estável durante um certo tempo. Como consequência, as pulsações Pc apresentam alto grau de polarização em todas as frequências da banda espectral dominante, enquanto que as Pi mostram grau de polarização mais baixo em toda ou parte da banda. Devido a isto, Ziesolleck et al. (1993); Ziesolleck e Chamalaun (1993); Ziesolleck e McDiarmid (1994); Ziesolleck e McDiarmid (1995); Feng et al. (1995); Ziesolleck et al (1996); Ziesolleck et al. (1997); Ziesolleck et al. (1998) selecionaram dos espectros dinâmicos de polarização, os eventos com alto grau de polarização ($>70\%$) como representativos de pulsações contínuas. Basearam-se para tanto nas considerações de Samson et al (1991); Ziesolleck e McDiarmid (1995) de que as pulsações contínuas decorrentes das ressonâncias das linhas de campo na magnetosfera apresentam alto grau de polarização.

Através dos espectros dinâmicos de densidade de potência e grau de polarização dos 26 dias analisados, os eventos de pulsações contínuas e irregulares foram identificados e separados de acordo com as características acima. Assim, na observação dos espectros dinâmicos, considerou-se como eventos Pc aqueles que mostraram alto grau de polarização numa banda espectral estreita e bem definida, acompanhado de alta densidade de potência espectral e mostrando esta estrutura estável durante um certo tempo. Considerou-se como eventos Pi aqueles que mostraram grau de polarização menor (normalmente menor que 70%) numa banda espectral ampla e as vezes difícil de determinar e sem regularidade no tempo.

Os gráficos de contagem dos 26 dias, entre 07 de outubro a 01 de novembro de 1994, mostraram cerca de 95 intervalos de pulsações Pc3-5 com grau de polarização acima de 70%, simultaneamente nas estações. Estes intervalos apareceram distribuídos quase uniformemente ao longo dos 26 dias, com maioria aparecendo durante as horas do dia. Os histogramas da Figura 6.20a mostram que a maioria dos 95 eventos ocorreram na faixa de frequência de Pc4, com 51 eventos, 20 na faixa de Pc3-4, 10 na faixa de Pc3 e 14 na faixa de Pc5. Os eventos de Pc5 não mostraram grau de polarização acima de 70% em todas as 10 estações, sendo mais localizados em média de 4 a 7 estações. Ainda, os 14 eventos da faixa de Pc5 mostraram-se impulsivos, não havendo banda espectral de densidade de potência e grau de polarização predominante. Os demais 81 eventos da faixa de Pc3-4, mostraram uma banda espectral predominante de grau de polarização acima de 70% nas 10 estações. Estes eventos foram submetidos a análise espectral, de polarização e de fase de onda de acordo com o procedimento mostrado na seção anterior.

As Figuras 6.20b, c, d e 6.21a, b mostram estatísticas dos 81 eventos submetidos à análise. Os pontos que aparecem nos gráficos 6.20d e 6.21b correspondem ao período (ou frequência) central da banda espectral dominante de cada evento. A variação diurna de ocorrência, que aparece no gráfico 6.20(b), mostra que a maioria dos eventos ocorre durante as horas do dia, atingindo o máximo no horário entre 13:00 e 15:00 UT. Um segundo pico de ocorrência está no horário do anoitecer, entre 22:00 e 24:00 UT. Os eventos noturnos, entre 00:00 e 08:00 UT mostraram bandas espectrais dominantes mais amplas que os diurnos, caracterizando pulsações mais impulsivas ou irregulares (Pi) (Nishida, 1978). Pode-se ver ainda que não ocorreram eventos no horário do amanhecer, entre 08:00 e 11:00 UT. Os mapas de ocorrência das figuras 6.12, 6.13 e 6.14 também acusam um baixo número de ocorrência de polarização acima de 70% em cada estação no intervalo entre 08:00 e 11:00 UT. Saka e Alperovick (1993); Feng et al. (1995) observaram eventos exatamente neste horário, com maior alteração no aumento do ângulo de azimute, chamado de efeito do amanhecer (ver seção 3.6). Provavelmente esse mesmo efeito altera também (reduz drasticamente) o grau de polarização dos eventos e devido ao critério aqui adotado (grau de polarização acima de 70%) esses eventos acabaram sendo eliminados da análise.

A Figura 6.20d mostra a variação diurna do período central da banda dominante de cada evento. Pode-se ver que os eventos mostram uma distribuição de períodos quase uniforme ao longo do dia. Os histogramas de ocorrência de período que aparece na Figura 6.20c evidencia que a maioria dos eventos ocorre em períodos entre 40 e 70 s. Os eventos com períodos menores que 40 s ocorreram principalmente nos horários entre 05:00 e 08:00, 12:00 e 15:00 UT. A diminuição do período ou aumento de frequência das pulsações próximo ao meio-dia local é consistente com o aumento de frequência da ressonância da cavidade magnetosférica, devido a maior compressão do vento solar. Eventos com períodos maiores que 70 s ocorrem uniformemente ao longo de todo o dia.

A Figura 6.21a mostra a distribuição de ocorrência dos eventos em função do nível de atividade geomagnética, indicado pelo índice planetário Kp (disponível no “National Geophysical Data Center”, no endereço: ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/GEO-MAGNETIC_DATA/INDICES/KP_AP/kp_ap.html). Vê-se que o número de eventos aumentou gradativamente com o aumento do índice Kp até o valor entre 2 e 3, decrescendo para valores maiores. Os pontos do gráfico 6.21(b) representam a frequência dos eventos com o índice Kp . A linha reta representa o ajuste linear entre os pontos, que mostrou um coeficiente de correlação de 0,42, evidenciando que há um leve aumento da frequência com o aumento dos valores do índice Kp . Este resultado é consistente com o aumento de frequência de ressonância da cavidade magnetosférica, devido à compressão da magnetosfera durante o período de aumento da atividade geomagnética (Ziesolleck e Chamalaun, 1993; Hughes, 1994).

As Figuras 6.22 a 6.24 mostram os resultados da análise de densidade de potência polarizada, parâmetros de polarização e fase relativa dos 81 eventos na faixa de Pc3-4. Os eventos foram processados de maneira análoga à descrita na seção anterior. Para cada evento, obteve-se o perfil espacial da densidade de potência polarizada, grau de polarização, elipticidade, azimute e fase das componentes H e D, em função da inclinação magnética (Dip) de cada estação, como mostrado nas figuras 6.18 e 6.19. Visando verificar as características gerais do perfil espacial dos eventos, construiu-se gráficos que mostram o comportamento de cada parâmetro num mapa de contorno, com valores numa escala de cores, em função do horário de ocorrência (ou variação diurna), da frequência e do índice Kp . Os resultados são mostrados, respectivamente, nas Figuras 6.22, 6.23 e 6.24. O perfil espacial das estações está organizado em ordem crescente do valor de Dip , constituindo o eixo Y e o horário, frequência ou índice Kp , constituem o eixo X de cada gráfico. Conforme mostra a Figura 6.20b não há eventos no horário do amanhecer, entre 08:00 e 11:00 UT. Devido a ausência de dados neste intervalo, as características apresentadas na variação diurna dos mapas da Figura 6.22a-e mostram resultados aproximados ou interpolados e por isto aparecem na cor branca.

Os mapas da densidade de potência polarizada, grau de polarização e fase da componente H mostrados na Figura 6.22(a, b, e), respectivamente, mostram intervalos

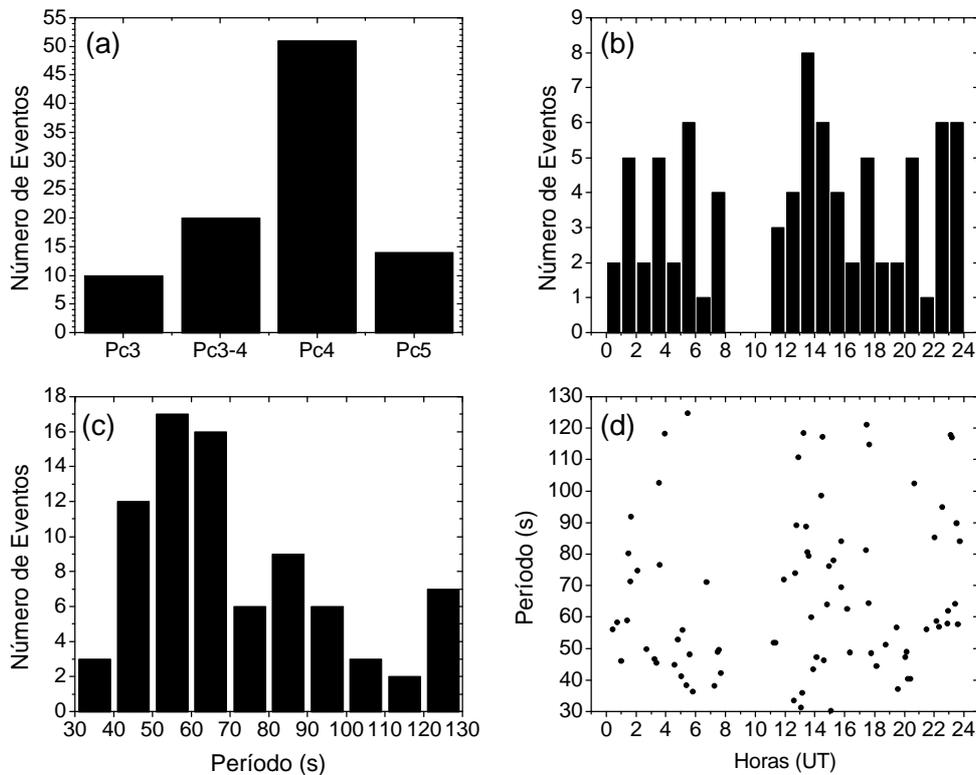


Fig. 6.20 - (a) Estatística de 95 eventos na faixa Pc3-5 altamente polarizados encontrados no período entre 07 de outubro a 01 de novembro de 1994. (b), (c) e (d); Estatísticas dos 81 eventos na faixa Pc3-4 submetidos à análise. Os pontos do gráfico (d) correspondem ao período central da banda dominante de cada evento.

distintos de comportamento da variação diurna nos horários entre 11:00 e 20:00 UT, 20:00 e 24:00 UT, 00:00 e 11:00 UT. A Figura 6.22a mostra que a variação diurna da densidade de potência polarizada aumenta durante as horas do dia, entre 11:00 e 18:00 UT em todas as estações. Este aumento atinge o valor máximo próximo às 17:00 UT e após há um decréscimo até 20:00 UT. Em todo este intervalo a densidade de potência mostra-se maior nas estações mais próximas do equador magnético, apresentando o valor máximo em ALC. Um segundo aumento da densidade de potência aparece em todas as estações no horário do anoitecer, a partir das 20:00 UT, atingindo ao máximo no horário próximo das 23:00 UT e diminuindo novamente no intervalo entre 00:00 e 08:00 UT. Durante as horas da noite a densidade de potência polarizada também mostra um aumento nas estações próximas ao equador magnético, mas em menor proporção que o diurno. Quanto as estações mais próximas do equador magnético, observa-se que a densidade de potência po-

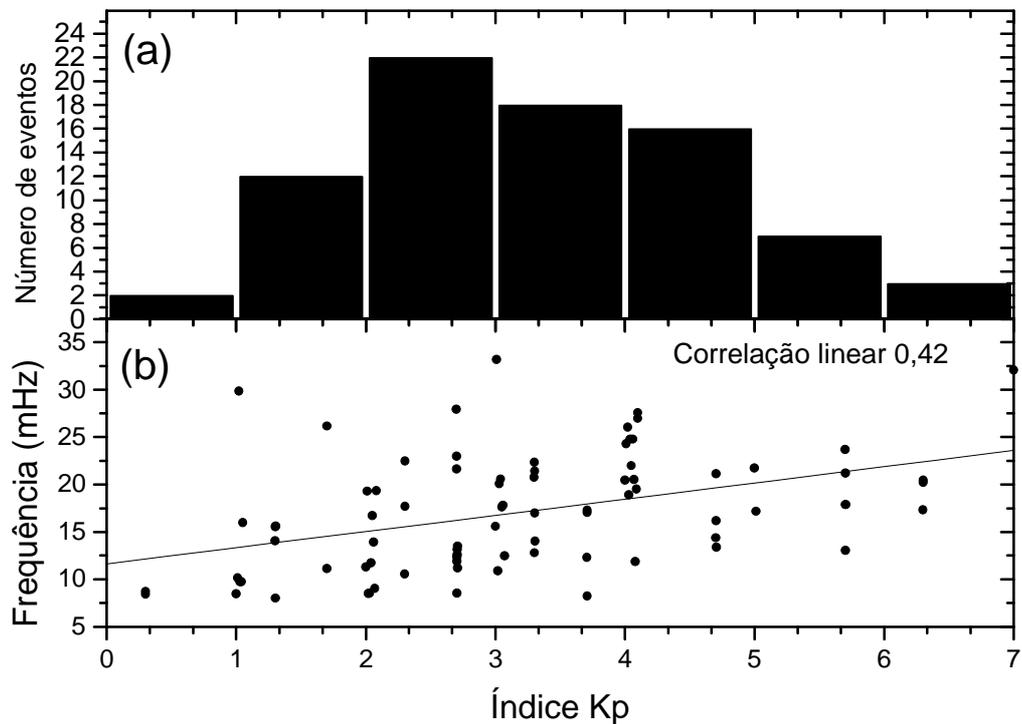


Fig. 6.21 - Estatística de ocorrência dos eventos com o índice de atividade geomagnética Kp (a). Dependência de frequência dos eventos com o índice Kp (b).

larizada mostra-se maior em ALC ($Dip = 0,3^\circ$) do que em PRM ($Dip = 0,4^\circ$). Isto leva a supor que a corrente do eletrojato equatorial é mais intensa na região leste (próximas ao litoral: envolvendo ALC, BLM e EUS) do que no oeste. Esta teoria não encontra respaldo em outras observações sobre o comportamento das correntes do eletrojato equatorial, conhecidas como sendo mais intensas no lado ocidental que do lado oriental do território sul-americano (Kane e Trivedi, 1982). Uma hipótese mais provável seria a ocorrência de efeitos de indução eletromagnética nas estações próximas ao litoral, devido ao grande contraste de condutividade elétrica entre o continente (meio resistivo) e o oceano (meio condutor). Nesse caso, correntes elétricas fluindo em sub-superfície no meio condutor (oceano) alterariam significativamente as características das variações geomagnéticas nas estações próximas à costa.

A variação diurna do grau de polarização que aparece na Figura 6.22b, acompanha predominantemente os aumentos e declínios da densidade de potência polarizada, com um aumento diurno entre 11:00 e 18:00 UT e ao anoitecer entre 20:00 e 24:00 UT. O grau de polarização mostra-se maior nas estações mais próximas ao equador

magnético. O fator de aumento no grau de polarização no anoitecer parece ser mais destacado do que na densidade de potência polarizada. Nos horários noturnos, entre 00:00 e 08:00 UT, o perfil espacial mostra-se quase uniforme, com aumento equatorial menos pronunciado que durante o dia. Ao contrário, pode-se ver um aumento nas estações mais afastadas do equador, como em CUI e SMA no horário entre 00:00 e 06:00 UT.

As Figuras 6.22c, d mostram que as variações diurnas da elipticidade e azimute são mais uniformes que a dos outros parâmetros. A elipticidade mostra-se predominantemente pequena ou quase linear ao longo do dia, sendo positiva nas estações próximas ao equador, com tendência de se tornar negativa nas estações mais afastadas, especialmente em CUI e SMA. Nos horários próximo ao anoitecer, entre 21:00 a 24:00 UT, todas as estações mostram um aumento na elipticidade, tornando-se predominantemente positiva. O azimute mostra-se pequeno ou levemente positivo, ou eixo maior da elipse próximo à direção sul-norte e levemente voltada ao quadrante norte-leste, na maior parte do dia. Pode-se ver uma tendência a se tornar mais positivo nas estações mais afastadas do equador magnético, especialmente em SMA, por volta das 17:00 UT. Observa-se azimute levemente negativo em poucos casos, chegando a -15° , no horário entre 12:00 e 20:00 UT. No horário próximo ao anoitecer, entre 22:00 e 24:00 UT, o azimute tende a ser zero e negativo nas estações mais afastadas do equador magnético, mantendo-se positivo nas mais próximas.

A variação diurna da fase relativa a SMA das componentes H e D, que aparece nas Figuras 6.22e, f, mostra um comportamento mais notório em H do que em D, que apresenta variações bastante alternadas. A fase da componente H mostra um nítido atraso, nas estações mais próximas ao equador magnético. Durante as horas do dia 12:00 a 20:00 UT o atraso chega a -75° . Mas, das 20:00 as 24:00 UT este atraso diminui para cerca de -20° . Durante a noite, entre 03:00 as 08:00 UT, o atraso de fase equatorial é predominantemente menor que durante o dia, aumentando e diminuindo em diversos horários. Ao longo de todo o dia o atraso da fase diminui para as estações mais afastadas do equador magnético. A fase relativa da componente D mostra-se extremamente afetada pelos efeitos de indução eletromagnética anteriormente referidos, agindo nas estações próximas à costa. Tal fato pode ser explicado pela peculiaridade do meridiano magnético ser aproximadamente paralelo à linha da costa no litoral norte-nordeste do Brasil. Devido a isso, as correntes elétricas induzidas no oceano vão ser aproximadamente paralelas ao meridiano magnético e vão gerar (lei de indução de Faraday) campos magnéticos secundários (induzidos) na vertical e ao longo do paralelo magnético (direção na qual é medida a componente D), afetando as medidas do campo magnético nessas direções.

Os mapas da Figura 6.23 mostram o comportamento do perfil espacial dos parâmetros de polarização em função da frequência central da banda espectral dominante de cada evento. Como a maioria dos eventos (Figura 6.20c) ocorrem nas frequências intermediárias, entre 40 e 70 s (14 - 25 mHz), os resultados são mais representativos

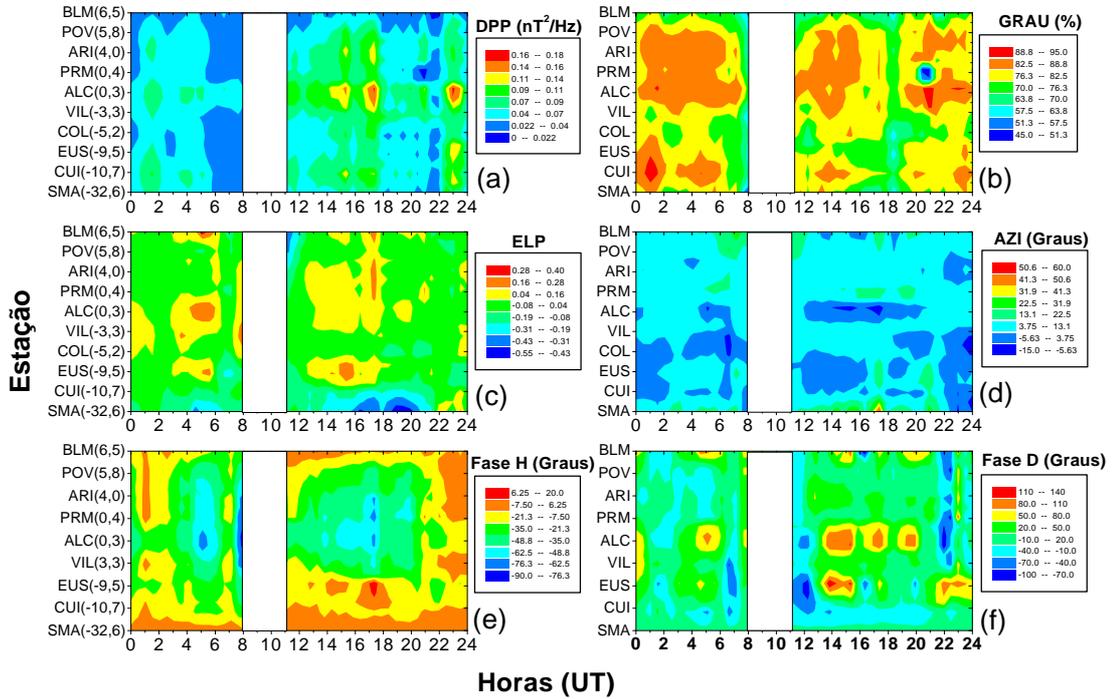


Fig. 6.22 - Resultados da variação diurna do perfil espacial de densidade de potência, parâmetros de polarização e fase relativa das componentes H e D, obtidos da análise dos 81 eventos na faixa de Pc3-4, entre 07/10/94 a 01/11/94.

nesta faixa de frequência. Como já era esperado a densidade de potência polarizada (Figura 6.23a) aumenta com a diminuição da frequência, de forma bastante similar em todas as estações. Este gráfico também evidencia o aumento de densidade de potência polarizada nas estações mais próximas do equador magnético. O grau de polarização (Figura 6.23b) mostra comportamento mais disperso que a densidade de potência polarizada em função da frequência. Nota-se que há um aumento do grau de polarização para as frequências mais baixas, apresentando altos valores também para as frequências maiores que 22 mHz (faixa das Pc3).

A elipticidade (Figura 6.23c) e o azimute (Figura 6.23d) mostram distribuição bastante uniforme em função da frequência. Predominantemente a elipticidade mostra-se quase linear ($|\epsilon| \sim 0$) e o azimute na direção sul-norte ($|\psi| \sim 0$), ambos apresentando alternância de valores levemente positivos e negativos ao longo de todo o espectro, desde 8 a 34 mHz. A elipticidade mostra tendência de tornar-se negativa nas estações mais afastadas do equador magnético, especialmente nas estações do hemisfério sul, em CUI e SMA. O azimute também mostra tendência a valores mais positivos nas estações mais afastadas do equador magnético, especialmente na faixa

de frequência 26 a 27 mHz. O atraso de fase equatorial da componente H (Figura 6.23e) aumenta com a frequência, atingindo o mínimo em torno de 23 a 25 mHz. O avanço de fase da componente D (Figura 6.23f) parece aumentar levemente com a frequência, havendo máximos distribuídos principalmente na faixa acima de 22 mHz (Pc3).

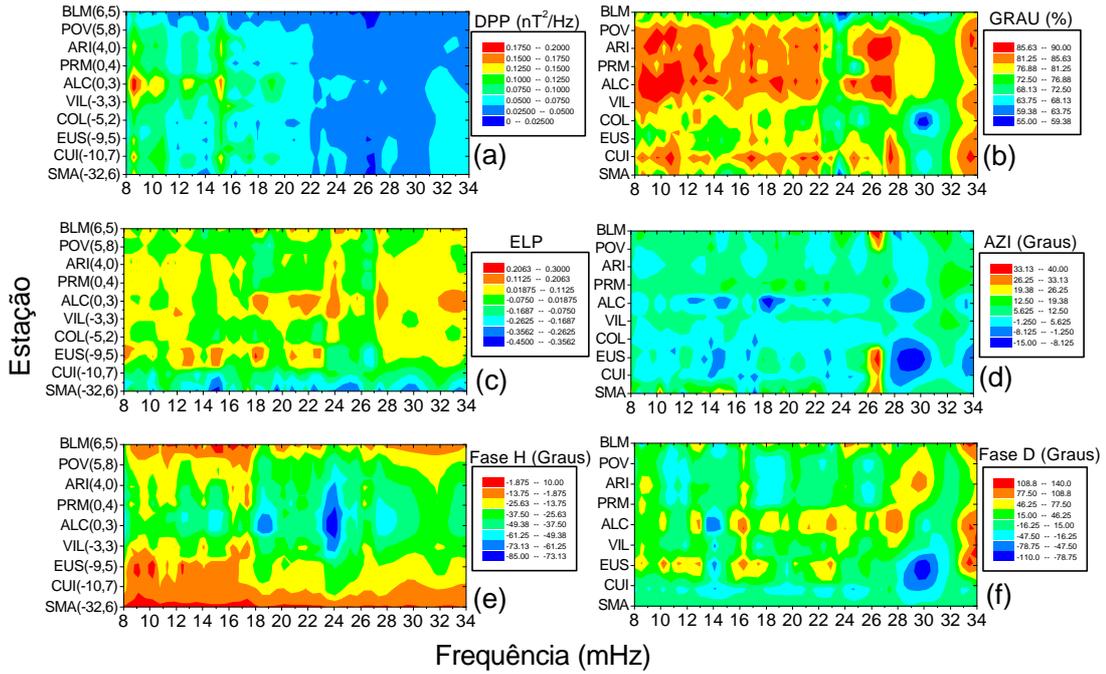


Fig. 6.23 - Comportamento do perfil espacial de densidade de potência, parâmetros de polarização e fase relativa das componentes H e D em função da frequência, obtidos da análise dos 81 eventos na faixa de Pc3-4, entre 07/10/94 a 01/11/94.

Os mapas da Figura 6.24 mostram o comportamento do perfil espacial dos parâmetros de polarização em função do índice da atividade magnética Kp . Conforme mostra a Figura 6.21a a maioria dos eventos ocorreram para índice Kp no intervalo entre 1 e 5, tornando o resultado mais significativo neste intervalo. A densidade de potência polarizada (Figura 6.24a) mostra intervalos de aumento distribuídos em quase todos os valores de índice Kp , com máximo próximo a $Kp \sim 2$, nas estações mais próximas ao equador magnético. Para valores de índice Kp acima de 5-, a densidade parece aumentar para as estações mais afastadas do equador magnético, como é o caso de CUI e SMA. O grau de polarização (Figura 6.24b) mostra claramente que o aumento equatorial atinge o máximo com a diminuição do índice Kp . Para as estações mais

afastadas, como CUI e SMA, a distribuição do grau de polarização frente ao índice Kp parece ser mais uniforme, com máximo para valores intermediários entre 2 e 5.

A elipticidade (Figura 6.24c) mostra-se mais linear ($|\epsilon| \sim 0$) para valores intermediários de índice Kp entre 1 e 5. Neste intervalo, as estações mais afastadas do equador magnético voltam a mostrar elipticidade mais negativa. Para valores de índice $Kp < 1$ e $Kp > 5$ a elipticidade tende a ser mais positiva em todas as estações. O azimute (Figura 6.24d) mostra mais uma vez predominância de valores pequenos ou levemente positivos, com comportamento quase uniforme frente ao índice Kp . Há uma leve tendência em ser negativo para valores maiores do índice Kp . Novamente, vê-se a tendência de azimute mais positivo para estações mais distantes do equador magnético. O atraso de fase da componente H nas estações mais próximas ao equador parece aumentar com o índice Kp , apresentando máximo para valores acima de 5-. O avanço de fase da componente D nas estações equatoriais apresenta distribuição mais uniforme diante do índice Kp , sem predominância em qualquer intervalo.

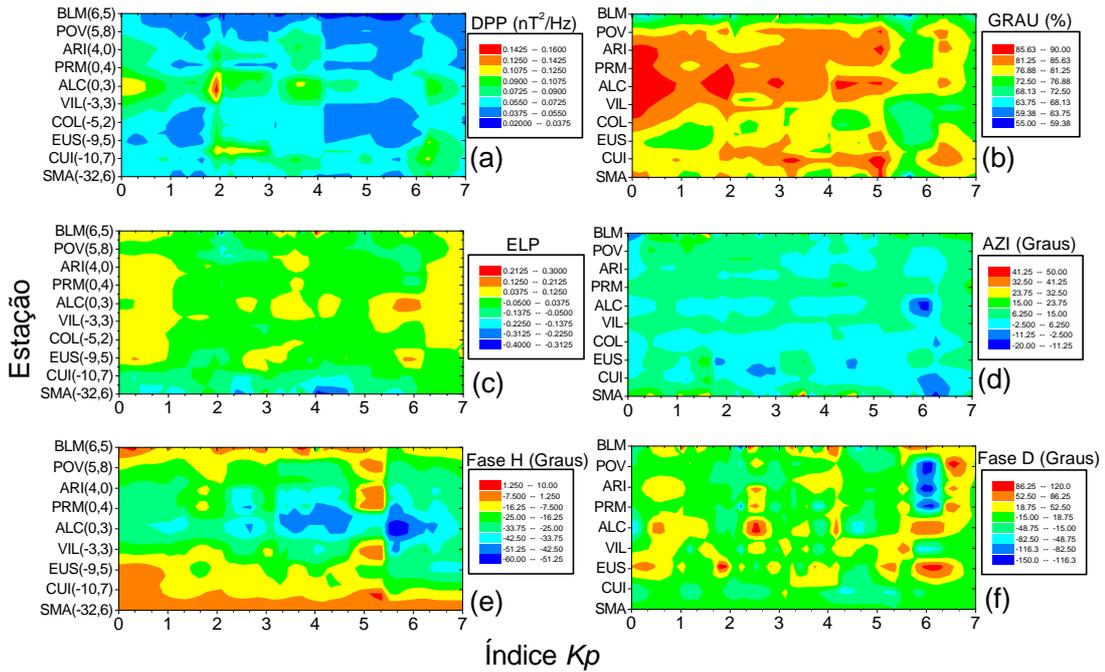


Fig. 6.24 - Comportamento do perfil espacial de densidade de potência, parâmetros de polarização e fase relativa das componentes H e D em função do índice Kp , obtidos da análise dos 81 eventos na faixa de Pc3-4, entre 07/10/94 a 01/11/94.

6.8 DISCUSSÕES E INTERPRETAÇÕES

6.8.1 RESULTADOS INICIAIS

Os resultados apresentados são baseados na análise das pulsações Pc3-5, com significativo grau de polarização ($> 70\%$), observadas simultaneamente nas 10 estações situadas em latitudes muito baixas e equatoriais, entre os dias 07 de outubro e 01 de novembro de 1994. Alguns resultados foram obtidos analisando os 26 dias de dados de cada estação separadamente. Os resultados encontrados com este procedimento são mostrados nas figuras 6.12, 6.13 e 6.14. Outra metodologia adotada consistiu em analisar os dados das 10 estações, separadamente para cada dia, buscando identificar intervalos ou eventos de atividade de pulsações com alto grau de polarização. Exemplos dos resultados conseguidos com a identificação e análise dos eventos são mostrados a partir da Figura 6.9.

Desde os primeiros resultados mostrados nas Figuras 6.1 e 6.2, pode-se perceber claramente um aumento na atividade das pulsações Pc3-5 durante as horas do dia, coincidentemente com o aumento da intensidade da variação diurna do campo geomagnético. As filtragens que aparecem nas Figuras 6.3 e 6.4 também mostram com clareza o aumento da atividade das pulsações Pc3-5 durante as horas dia (11:00 a 20:00 UT). O sinal da componente Z (Figura 6.5), de intensidade bem menor que H e D, não mostra horários de atividade predominante.

Comportamento similar também verifica-se nos resultados da análise espectral e de parâmetros de polarização. Os espectros dinâmicos mostrados nas Figuras 6.6, 6.7 e 6.8, particularmente os mapas de densidade de potência da componente H (PXX), D (PYY) e da densidade de potência polarizada (DPP) mostram um aumento de atividade das pulsações Pc3-5, acompanhado de alto grau de polarização (GRAU), durante as horas do dia. Este comportamento é também observável nos espectrogramas simultâneos de potência polarizada e de grau de polarização para a faixa de Pc4, mostrados nas figuras 6.9 e 6.10.

Nas Figuras 6.6 a 6.10, pode-se ver picos secundários de densidade de potência acompanhado de alta polarização de onda nos horários próximos ao anoitecer (20:00 a 24:00 UT) e durante a noite (00:00 a 08:00 UT). Estes picos, principalmente os noturnos, geralmente mostram-se mais localizados no tempo e com uma banda de frequência mais ampla, caracterizando pulsações mais impulsivas ou irregulares (Pi) (Nishida, 1978). Estes gráficos também mostram uma baixa na densidade de potência e grau de polarização próximo das horas do amanhecer, entre 08:00 e 11:00 UT. Outro aspecto notável, que pode ser observado nas Figuras 6.3, 6.4, 6.7, 6.9, 6.10 e 6.11b é a maior nitidez (definição) dos pacotes de pulsações na faixa de Pc4, tanto no tempo quanto em frequência. A presença destacada das pulsações Pc4 também pode ser vista nos gráficos de ocorrência de cada estação da Figura 6.13 e

na estatística de eventos simultâneos mostrada nos histogramas das Figuras 6.20a, c.

6.8.2 RESULTADOS DAS PULSAÇÕES NAS ESTAÇÕES

Os mapas de contorno que mostram o número de dias com grau de polarização acima de 70%, na avaliação estatística dos 26 espectros dinâmicos das pulsações Pc3 (Figura 6.12), Pc4 (Figura 6.13) e Pc5 (Figura 6.14) em cada estação, apresentam variação diurna que vem de encontro aos resultados acima mencionados. Estas Figuras mostram uma variação diurna de ocorrência com comportamento diferenciado em 4 intervalos: durante o dia, entre 11:00 e 20:00 UT; no anoitecer, entre 20:00 e 24:00 UT; durante à noite, entre 00:00 e 08:00 UT; e no amanhecer, entre 08:00 e 11:00 UT. Este comportamento diferenciado da variação diurna, conforme já comentado, pode ser visto na variação diurna de outros parâmetros, tais como a densidade de potência da componente H e D (Figuras 6.6, 6.7 e 6.8), a densidade de potência polarizada e grau de polarização (Figuras 6.9, 6.10).

Durante o dia há maior ocorrência das Pc3, Pc4 e Pc5 altamente polarizadas, atingindo a máximo (chegando a 26 dias) por volta de 14:00 a 15:00 UT, em quase todas as estações. O máximo próximo ao meio-dia local das pulsações Pc3-5 aqui encontrado é consistente com o máximo de ocorrência da pulsações Pc3-4 em baixas latitudes ao meio-dia local, cujo mecanismo fonte pensa-se ser a propagação das ondas compressãois causadas pelas instabilidade íon-ciclotrônicas na região de choque (ondas “upstream”) (Yumoto, 1986; Hughes, 1994; Anderson, 1994). Zanandrea (1994) e Zanandrea et al. (1996a, b) também observaram um máximo na atividade das Pc3-4 próximo ao meio-dia local na estação de Santa Maria. As estações mais próximas ao equador magnético, principalmente ALC e PRM, apresentam maior estatística de ocorrência. Este aumento equatorial coincide com o aumento de condutividade ionosférica Cowling e o decorrente aumento da corrente do eletrojato equatorial na região próxima ao equador magnético. As pulsações Pc4 e Pc5 mostram aumento equatorial de ocorrência mais pronunciado do que as Pc3, evidenciando que as influências do aumento de condutividade ionosférica e do eletrojato equatorial são maiores para as pulsações de maior período. A Figura 6.2 mostra um claro aumento da variação diurna do campo geomagnético nas estações mais próximas ao equador magnético devido a intensificação do eletrojato equatorial durante as horas do dia. De acordo com os resultados das Figuras 6.12, 6.13 e 6.14 esta influência diminui com o aumento do período das variações do campo geomagnético.

O pico secundário de ocorrência do anoitecer (20:00 a 24:00 UT) também mostra maior estatística de ocorrência para estações mais próximas ao equador, porém é mais nítido e pronunciado para as pulsações de menor período (Pc3-4). Este pico secundário de ocorrência, chamado de efeito do anoitecer, é parecido com o peculiar máximo de atividade das Pc2-3 encontrado somente nas regiões subtropicais, entre

5° e 20° de latitude geomagnética, como mostra a Figura 3.9. Zanandrea (1994) e Zanandrea et al. (1996a, b) não registraram os efeitos do anoitecer na atividade das pulsações Pc3-4 em Santa Maria. Saito (1983) propôs que estas pulsações podem ser causadas por corrente ionosféricas (fonte endogênica) e/ou pelas ondas compressivas filtradas pela ionosfera em baixas latitudes (fonte exogênica) devido as alterações provocadas pela corrente chafariz na região da Anomalia Equatorial de Appleton. Em função das características de polarização das pulsações aqui encontradas discutir-se-á mais tarde que a fonte exogênica é mais provável.

Durante o período noturno (00:00 a 08:00 UT) há uma menor estatística de ocorrência das Pc3-5 em comparação com as horas do dia e do anoitecer, chegando ao mínimo no período do amanhecer (08:00 a 11:00 UT). O número de ocorrência noturno apresenta também um aumento nas estações mais próximas ao equador magnético, porém com proporção bem menor que o diurno. O aumento equatorial noturno é mais pronunciado para as pulsações Pc3-4, se extinguindo para a faixa de Pc5. A ocorrência noturna de pulsações, predominantemente na faixa de Pc3-4, mostra-se mais localizada ao longo do tempo e com bandas de frequências mais amplas, qualificando as pulsações de caráter irregular, do tipo Pi2.

A estatística de ocorrência noturna das pulsações Pc3-5 parece diminuir com a diminuição da condutividade e da intensidade do eletrojato equatorial. O desaparecimento das pulsações na faixa de Pc5 durante a noite e uma grande concentração de ocorrência nas estações mais próximas ao equador magnético, durante as horas do dia, demonstra que sua ocorrência está ligada ao aumento da condutividade ionosférica ou da intensificação do eletrojato equatorial. Já as pulsações na faixa de Pc3 e Pc4 mostram ocorrências mais distribuídas em todas as estações, principalmente durante o dia e anoitecer. As pulsações na faixa de Pc3-4 são, por isto, mais globais que na faixa de Pc5, que são mais localizadas. Devido a este fato, registrou-se a maioria dos eventos simultâneos na faixa de Pc3-4 (Figura 6.20a, c), enquanto nas Pc5 não houve eventos simultâneos altamente polarizados em todas as estações. Parece razoável afirmar, frente a estes resultados, que o mecanismo do origem das pulsações na faixa de Pc5 são diferentes das Pc3-4. As pulsações da faixa de Pc3-4, ao contrário, além de mostrarem variação diurna de ocorrência bastante parecidas, como nas Figuras 6.12 e 6.13, mostram também vários eventos simultâneos. Isto leva a supor que elas possuem o mesmo mecanismo de origem e propagação na magnetosfera e ionosfera equatorial.

Ainda com relação a variação diurna de ocorrência das pulsações Pc3-4, Saka e Alperovich (1993) e Feng et al. (1995) mostraram haver um pico de ocorrência nas estações próximas ao equador magnético no horário do amanhecer (entre 5:00 e 8:00 LT), acompanhado de um crescimento no azimute da elipse de polarização. Esta variação, chamada de efeito do nascer do sol (“sunrise effect”), foi atribuída aos gradientes de condutividade ionosférica provocado pelo aumento da taxa de ionização na camada F no horário do amanhecer. Curiosamente, todas as estações

mostram a mais baixa estatística de ocorrência das pulsações Pc3-5 altamente polarizadas no horário entre 08:00 e 11:00 UT (Figuras 6.12 a 6.14). A estatística de eventos simultâneos das pulsações Pc3-4 (Figura 6.20b) também mostra um mínimo de ocorrência no horário do amanhecer. Este mínimo não é tão pronunciado para a faixa de Pc5 (Figura 6.14). As causas deste mínimo no amanhecer ainda são desconhecidas, mas suspeita-se que seja devido a blindagem ionosférica. Southwood e Hughes (1983) mostraram que a amplitude das pulsações no solo é proporcional a razão entre as condutividades ionosféricas de Hall e de Pedersen \sum_H / \sum_P (ver Equação 3.2). Assim, o decréscimo nas estatísticas das Pc3-5 altamente polarizadas no amanhecer pode estar relacionado a diminuição da condutividade ionosférica Hall em relação a de Pedersen. Sugere-se que mais observações sejam feitas para verificar as condições sob as quais o efeito do amanhecer aparece. Talvez este efeito seja dependente do índice de atividade magnética, variação sazonal e outras condições.

Os efeitos do aumento da condutividade ionosférica e a intensificação do eletrojato equatorial, provocando um aumento nas estatísticas de ocorrência das pulsações altamente polarizadas nas estações mais próximas ao equador magnético, também aparece no estudo de eventos simultâneos com alta polarização acompanhado de alta densidade de potência. Um exemplo deste fato, são os espectros dinâmicos para a faixa de Pc4, mostrado nas Figuras 6.9 e 6.10, que indicam a existência de um intervalo, ou evento, com alto grau de polarização e densidade de potência polarizada em todas as 10 estações, no horário entre 13:00 e 14:00 UT (Figura 6.11b). Neste horário, vê-se que as estações mais próximas ao equador magnético (especialmente ALC e PRM) mostram maior densidade de potência polarizada e também maior grau de polarização.

6.8.3 OS EVENTOS SIMULTÂNEOS

A análise dos dados geomagnéticos das estações de latitudes muito baixas entre 07 de outubro a 01 de novembro de 1994 mostraram 95 intervalos ou eventos de pulsações Pc3-5 altamente polarizados (> 70%). A maioria destes eventos ocorreu na faixa de Pc3-4 (Figura 6.20a). Os eventos na faixa de Pc5 mostraram alta polarização nas estações mais próximas ao equador magnético, sem apresentar banda espectral predominante em todas as estações, como já sugeria os resultados da Figura 6.14. A maioria dos 81 eventos, na faixa de Pc3-4, submetidos a análise ocorreu com períodos entre 40 e 70 s (Figura 6.20c). Esta banda de frequência predominante está de acordo com considerações feitas por Yumoto (1986) e Menk et al. (1994) de que a faixa de frequência dominante das pulsações observadas em latitudes muito baixas têm sido ao redor de 10 a 25 mHz e a possível fonte pode ser os modos de oscilação global da cavidade plasmasférica. Segundo Nishida (1978) a frequência fundamental das oscilações das linhas de campo na plasmasfera está na faixa de frequência das Pc3-4.

A variação diurna de ocorrência dos eventos da faixa de Pc3-4 (Figura 6.20b) evidencia uma distribuição bastante parecida com o padrão anteriormente mostrado (Figuras 6.12, 6.13). A ocorrência aumenta durante o dia (11:00 a 20:00 UT) atingindo o máximo próximo ao meio-dia local (15:00 UT), aumentando novamente no horário do anoitecer (20:00 a 24:00 UT), onde mostra um pico secundário. Durante a noite (00:00 a 08:00 UT) há uma distribuição quase uniforme de eventos mais impulsivos (do tipo Pi2) e no amanhecer, entre 08:00 e 11:00 UT, onde a estatística de ocorrência é nula. Assim, as considerações físicas acima descritas em função do comportamento da variação diurna de ocorrências das pulsações ficam reforçadas e as características da variação diurna dos parâmetros de polarização contribuirão de forma significativa na discussão dos processos físicos envolvidos na geração das pulsações Pc3-4 em latitudes muito baixas.

O maior número de eventos na faixa Pc3-4 ocorreu para valores de índice Kp entre 2 e 3, diminuindo para valores inferiores e superiores (Figura 6.21a). A frequência central mostrou um moderado aumento com o índice Kp (correlação linear de 0,48) (Figura 6.21b). Estes resultados são consistentes com o aumento da frequência de ressonância da cavidade magnetosférica, devido a compressão da magnetosfera durante o período de aumento da atividade geomagnética (Ziesolleck e Chamalaun, 1993; Hughes, 1994).

6.8.4 PERFIL ESPACIAL DOS PARÂMETROS (DPP, GRAU E FASE)

A maioria dos 81 eventos na faixa Pc3-4 analisados mostrou um perfil espacial com aumento na densidade de potência polarizada e grau de polarização nas estações mais próximas ao equador magnético (Figura 6.22a, b). A elipticidade mostrou-se quase sempre pequena ou quase linear, com azimute próximo a zero ou eixo maior de polarização alinhado à direção sul-norte (Figura 6.22c, d). A análise de fase relativa mostrou um predominante atraso de fase da componente H e uma fase adiantada para a componente D nas estações mais próximas em relação as estações mais afastadas do equador magnético (Figura 6.22e, f).

Os maiores valores de densidade de potência polarizada e grau de polarização ocorrem para as frequências mais baixas (Figura 6.23a, b). O atraso de fase da componente H em relação as estações mais afastadas mostrou aumento com a frequência, principalmente na faixa de 8 a 24 mHz (Pc4). Para as frequências maiores (Pc3) o atraso mostrou leve diminuição (Figura 6.23e). O avanço de fase da componente D também mostrou uma fraca tendência de aumento com a frequência (Figura 6.23f). A elipticidade e azimute mostraram comportamento bastante uniforme, alternando valores levemente positivos e negativos em todo o espectro (Figura 6.23c, d). Somente o perfil do grau de polarização e fase da componente H mostraram comportamento marcante em função do índice Kp (Figura 6.24b, e). O grau de polarização diminui com o aumento do índice Kp , enquanto que o atraso de fase equatorial

da componente H mostrou um claro aumento. A densidade de potência polarizada apresenta leve tendência de aumento para baixos valores de Kp , enquanto que a elipticidade, azimute e fase da componente D mostraram distribuição uniforme, sem qualquer predominância (Figura 6.24a, c, d, f).

A variação diurna do perfil espacial dos parâmetros de polarização mostrou comportamento diferenciado nos mesmos intervalos anteriormente citados, principalmente a densidade de potência polarizada (Figura 6.22a), grau de polarização (Figura 6.22b) e fase da componente H (Figura 6.22e). Os aumentos equatoriais da densidade de potência polarizada e grau de polarização são maiores durante o dia, voltando a aparecer em menor proporção na hora do anoitecer, diminuindo durante a noite e desaparecendo no amanhecer. Durante a noite, entre 00:00 e 02:00 UT, o aumento se transfere para CUI e SMA, as estações mais afastadas do equador magnético. Durante as horas do dia, as estações mais próximas ao equador magnético mostram o maior atraso de fase em relação as mais afastadas, chegando a -75° , diminuindo durante o anoitecer para cerca de -20° e alternando-se entre -20° e -75° durante a noite.

Sabe-se que vários tipos de pulsações geomagnéticas mostram um significativo aumento de amplitude na região próxima ao equador magnético durante o dia, devido a intensificação da corrente do eletrojato equatorial. Alguns estudos, tais como os de Sastry et al. (1983); Yumoto et al. (1990); Itonaga et al. (1992); Sarma e Sastry (1995); Matsuoka et al. (1997) encontraram uma taxa de aumento da amplitude no equador magnético entre 1,5 e 3,5 para eventos diurnos. Foi observado um valor médio máximo de 2,4 ao meio-dia local e que o eletrojato equatorial influencia da mesma maneira as pulsações Pc3-4 e as Pi2, sobre uma grande faixa de período, com um corte acentuado para pulsações de período menor que 20 s. Este corte foi atribuído a influência da anomalia de ionização equatorial da região F da ionosfera (anomalia f_0F_2) sobre a propagação dos sinais de pulsações. Uma análise da Figura 6.22(a) confirma a existência do aumento equatorial diurno, apresentando valores de densidade de potência polarizada predominante de $0,16 \text{ nT}^2/\text{Hz}$ nas estações próximas do equador magnético e valores predominantemente em torno de $0,05 \text{ nT}^2/\text{Hz}$ nas mais afastadas. A estimativa da taxa de aumento da densidade de potência seria então em torno de 3,2. Durante à noite, diminui a condutividade da ionosfera equatorial e a intensidade do eletrojato equatorial, o que explica a diminuição ou o desaparecimento do aumento equatorial noturno da densidade de potência polarizada das pulsações Pc3-4. O aumento equatorial no grau de polarização (6.22b), similar ao observado na densidade de potência polarizada, está ligado ao fato de que o grau de polarização é definido como a potência polarizada dividida pela potência total sendo, portanto, diretamente proporcional.

Shinohara et al., (1998) encontraram uma pequena diferença de fase das pulsações Pi2 observadas entre estações de baixas latitudes, enquanto que as pulsações diurnas Pi2 observadas em estações próximas ao equador magnético, entre $\pm 2^\circ$ de latitude,

mostraram um atraso de fase de cerca de 30° a 50° em relação as estações de baixas latitudes. A estrutura de fase das pulsações Pc4-5 também foi avaliada de maneira simples e mostrou comportamento similar às Pi2, com aumento do atraso de fase na região equatorial em função do aumento da frequência das pulsações. Os resultados aqui obtidos (Figura 6.22e) mostram um atraso de fase equatorial predominante entre 48° e 62° , chegando a -75° , diminuindo para cerca de -20° ao anoitecer. Durante a noite o atraso da fase é predominantemente menor, alternando-se entre -20° e -75° . A condutividade da ionosfera equatorial decresce durante a noite, diminuindo a intensidade do eletrojato equatorial, o que justifica a diminuição do atraso da fase equatorial.

A ionosfera equatorial é caracterizada por um grande aumento de condutividade na direção oeste-leste σ_{yy} , que se intensifica durante as horas do dia. É esperado que esta alta condutividade ionosférica afete a propagação dos sinais eletromagnéticos incidentes (Nishida, 1964; Hughes e Southwood, 1976a,b; Glassmeier, 1984; Fujita, 1987, Sutcliffe, 1994). Shinohara et al. (1998) sugeriram que o atraso de fase das pulsações equatoriais diurnas deve estar relacionado ao aumento de condutividade ionosférica durante as horas do dia. O atraso de fase equatorial também pode ser explicado invocando o efeito de indução entre a corrente ionosférica equatorial e a corrente imagem sobre o solo. Perturbações nos campos elétricos, devido a sinais eletromagnéticos, impostos à ionosfera equatorial, que possui alta condutividade, geram uma intensa corrente ionosférica. Devido ao fato de que o solo é um bom condutor, esta corrente ionosférica gera uma corrente imagem que flui no solo em direção oposta. Estas correntes opostas formam um circuito elétrico, que possui uma certa indutância. Como consequência, uma corrente de indução é reproduzida na ionosfera. Shinohara et al. (1998) mostraram ser provável que a modificação de fase e amplitude das pulsações pode estar associada com a corrente ionosférica induzida na região equatorial. Contudo, cálculos mais precisos deste modelo ainda são necessários para confirmar os resultados observacionais.

O resultado deste modelo prevê uma diferença de fase de aproximadamente 45° durante as horas do dia, que é comparável com os resultados aqui obtidos. Durante a noite, quando a condutividade ionosférica diminui, a diferença de fase tende a zero. Os resultados da Figura 6.22e mostrando um atraso predominante de fase equatorial entre 48° e 62° , chegando a -75° durante o dia, diminuindo para cerca de -20° durante a noite, concordam razoavelmente com o modelo. A fase adiantada em cerca de 100° da componente D nas estações equatoriais (Figura 6.22f) é maior durante as horas do dia que durante a noite, mas ao anoitecer parece haver modificações levando a um leve atraso de fase em relação as estações mais afastadas. O avanço de fase da componente D não é tão evidente quanto o atraso equatorial da componente H e possivelmente também esteja relacionado à maior condutividade ionosférica na região equatorial.

6.8.5 PERFIL ESPACIAL DOS PARÂMETROS (ELP, ANG)

As variações diurnas do perfil espacial da elipticidade, azimute e a fase da componente D são mais uniformes. Os valores da elipticidade foram geralmente baixos ($\epsilon \sim 0$), ou elipse de polarização quase linear. A maioria dos eventos mostrou valores absolutos de elipticidade menores que 0,2 e máximo chegando a 0,55 (Figura 6.22c). O azimute também mostrou-se predominantemente pequeno, ou eixo maior de polarização alinhado próximo à direção sul-norte. A maioria dos eventos mostrou módulo do azimute menor do que 15° , com valor máximo chegando a $+60^\circ$ (valor excepcional registrado em SMA) (Figura 6.22c,d). O resultado da elipticidade quase linear, com eixo maior na direção sul-norte deve-se ao fato de que a amplitude (ou a densidade de potência) da componente H ser bem maior que a D. Feng et al. (1995) também encontraram resultado semelhante para eventos de pulsações de latitudes muito baixas e equatoriais ligados as oscilações poloidais quase desacopladas das linhas de campo magnético (Southwood e Hughes, 1983; Hughes, 1994). Este comportamento de polarização revela-nos que as oscilações das linhas de campo foram do modo poloidal quase desacopladas (Southwood e Hughes, 1983; Hughes, 1994). As estações mais próximas ao equador magnético mostram uma tendência a valores de elipticidade maior e positiva de até 0,4 (polarização horária), enquanto que as estações mais afastadas (CUI e SMA) mostram elipticidade mais negativa de até 0,5 (polarização anti-horária), com azimute maior e positivo (eixo maior voltado ao quadrante nordeste), excepcionalmente chegando a cerca de 60° em SMA.

Nas baixas latitudes, o efeito da ionosfera com respeito à rotação de 90° do eixo maior da elipse de polarização (Hughes, 1974; Hughes e Southwood, 1976a, b) não é claro devido a incidência oblíqua das ondas hidromagnéticas na ionosfera (Saka et al., 1988). Quando não há rotação do eixo maior da elipse na ionosfera em latitudes muito baixas, as ondas observadas no solo com componente H dominante sobre a D (pequena elipticidade e azimute), fato observado na maioria dos eventos aqui estudados, são atribuídas à propagação do modo de oscilação poloidal (ou compressional) das linhas de campo. Na hipótese de haver a rotação de 90° quando as ondas atravessam a ionosfera, as ondas observadas no solo com componente H dominante, são atribuídas à propagação do modo toroidal (transversal, azimutal) de oscilação das linhas de campo. As observações no espaço mostram que a componente azimutal (perpendicular às linhas de campo) seria predominante (pequena elipticidade e azimute próximo a 90°). A maioria dos eventos de pulsações Pc3-4 (Figura 6.22c, d) mostram pequena elipticidade e azimute, indicando uma grande predominância da componente H. O modo compressional é transmitido para o solo sem significativa rotação do eixo maior de polarização (Kivelson e Southwood, 1988; Ziesolleck et al., 1997). É provável que estas pulsações estejam associadas ao modo de oscilação poloidal (compressional) das linhas de campo. Estas ondas compressionais originam-se da instabilidade íon-ciclônica na região da frente de choque, que se propagam na magnetosfera em baixas latitudes até o solo, durante as horas do dia.

Durante as horas do anoitecer, como já vimos, há um segundo pico na estatística de ocorrência de eventos simultâneos (Figura 6.20b) e na estatística de grau de polarização acima de 70% em cada estação (6.12 e 6.13). A observação da variação diurna dos eventos simultâneos (Figura 6.22) mostra que as características dos parâmetros das pulsações no horário do anoitecer dividem a variação diurna entre as horas do dia (11:00 e 20:00 UT) e da noite (00:00 a 08:00). Os aumentos da densidade de potência polarizada, grau de polarização, atraso de fase da componente H e o avanço de fase da componente D, nas estações mais próximas em relação às mais afastadas do equador magnético, aumentam durante o dia, sofrem perturbações ao anoitecer e diminuem durante a noite. Durante o amanhecer, a ausência de eventos parece ser consequência da diminuição da condutividade ionosférica noturna na região mais próxima ao equador magnético. Durante o anoitecer, há um segundo pico de densidade de potência polarizada e grau de polarização, diminuição do atraso de fase da componente H e diminuição no avanço de fase da componente D (chegando a haver um atraso). Além disto houve uma leve modificação na elipse de polarização, que tornou-se polarizada à direita (positiva) em todas as estações, com azimute levemente negativo nas estações mais afastadas do equador magnético.

Saito (1983) propôs que as pulsações Pc3-4 ao anoitecer podem ser causadas por corrente ionosféricas (fonte endogênica) e/ou pelas ondas compressionais filtradas pela ionosfera em baixas latitudes (fonte exogênica), devido as alterações provocadas pela corrente chafariz na região da Anomalia Equatorial de Appleton. Yumoto (1986) sugeriu a possibilidade de que a polarização das pulsações Pc3 em baixas latitudes pode ser explicada pela propagação azimutal de um redemoinho de corrente ionosférica de Pedersen (“Pedersen eddy current”), induzida pelo campo elétrico indutivo das ondas compressionais Pc3 nas latitudes muito baixas. Este modelo prevê que a elipticidade das pulsações seja quase circular (Yumoto, 1986). Assim, como a elipticidade dos eventos foi predominantemente pequena, a hipótese das pulsações Pc3-4 serem geradas pela propagação azimutal de um redemoinho de corrente ionosférica de Pedersen é pouco provável ou quase descartada.

A hipótese de fonte exogênica para as pulsações Pc3-4 ao anoitecer, geradas pelas ondas compressionais e modificadas ou filtradas pela ionosfera devido às variações causadas pela corrente chafariz na região da Anomalia Equatorial de Appleton, parece ser bem mais razoável. A corrente chafariz ocasiona um aumento da densidade de plasma ao longo das linhas de campo, ancoradas em regiões conjugadas de $L < 1,2$ (Figura 3.9a) no horário do anoitecer (Saito, 1983). Como uma possível fonte exogênica (externa à magnetosfera) de geração das Pc2-3 nas latitudes muito baixas, Jacobs e Watanabe (1962) propuseram ser o efeito de filtragem na região entre o lado superior e inferior da ionosfera, da onda compressional que se propaga azimutalmente. Demonstrou-se que a estrutura entre o lado superior e inferior da ionosfera e a integral das colisões entre íons e partículas neutras controlam efetivamente a atenuação e a velocidade de fase das ondas compressionais.

6.8.6 OS MECANISMOS DE GERAÇÃO DAS PULSAÇÕES Pc3-4

O aumento da estatística de ocorrência das pulsações Pc3-4 em latitudes muito baixas observado durante o dia, com máximo próximo ao meio-dia local, é consistente com os resultados observados em baixas latitudes (Yumoto, 1986; Hughes, 1994; Anderson, 1994). Conforme já abordado, estas pulsações geomagnéticas são geradas por vários processos físicos de instabilidades de plasma resultantes da interação do plasma do vento solar com as linhas do campo magnético da Terra. Vários mecanismos de transferência de energia do vento solar para a magnetosfera e para o solo têm sido propostos. Um deles é a instabilidade Kelvin-Helmholtz (Figura 3.6), que pode acoplar a energia das ondas superficiais geradas na magnetopausa à ressonância de linhas de campo na magnetosfera (Southwood, 1974; Chen e Hasegawa, 1974a, b; Sibeck, 1994). Outro mecanismo que também tem sido sugerido como fonte de pulsações Pc3-4 (Yumoto, 1986; 1988; Engebretson et al., 1986; Ziesolleck et al., 1993) é a transmissão de energia proveniente da instabilidade íon-ciclotrônica na região de choque para a magnetosfera, quando o ângulo entre a linha Sol-Terra e a direção do campo magnético interplanetário (ângulo de cone) é pequeno (ver Figuras 3.5 e 3.8a).

Correlações entre os parâmetros do campo magnético interplanetário (IMF) e as características espectrais das ondas Pc3 na região de choque, magnetosfera externa e estações no solo, sugerem a transmissão das ondas “upstream” para dentro da magnetosfera e a subsequente propagação como modo compressional, para as baixas latitudes (ver Figuras 3.5 e 3.8a), como um possível mecanismo de excitação das pulsações Pc3-4 em baixas latitudes (Yumoto, 1986; Kuwashima e Fujita, 1989; Anderson, 1994). As ondas magnetossônicas (compressionais) “upstream” na faixa de frequência das Pc3-4, observadas na região de choque podem ser transmitidas para a magnetosfera, com propagação através das linhas de campo magnético onde podem se acoplar às várias oscilações MHD (Greenstadt, 1983; Yumoto et al., 1985; Wolf et al., 1985; Yumoto, 1986; Samson, 1991). As ondas compressionais transmitidas podem propagar-se através do ambiente magnético das linhas de campo até o interior da plasmasfera, onde podem acoplar-se aos modos de oscilações MHD, tais como, os modos de oscilações superficiais da plasmopausa, as oscilações aprisionadas de ondas magnetossônicas rápidas na depressão de plasma e os harmônicos de oscilações estáveis das linhas do campo magnético local. As pulsações Pc3 observadas em médias e baixas latitudes são uma superposição destas oscilações MHD na plasmasfera (Yumoto, 1986; Kuwashima e Fujita, 1989). O modo de onda compressional parece ser consistente com os resultados dos eventos Pc3-4 aqui observados, já que a grande maioria mostrou um domínio da componente H sobre a componente D (baixo valor absoluto da elipticidade e azimute).

A teoria de ressonância das linhas de campo tem explicado numerosas observações em baixas até altas latitudes. Mas, nas latitudes muito baixas, a existência da

ressonância têm sido questionada (Yumoto, 1986; Feng et al., 1995). Próximo à ressonância é esperado que o sinal mostre características predominantes do modo toroidal, ou polarização linear com azimute em torno de 90° . O perfil latitudinal da ressonância é caracterizado por um máximo de amplitude (ou potência) associado a uma reversão de polarização (Ziesolleck et al, 1993; Menk et al., 1994). Os resultados do perfil de *Dip* (equivalente ao latitudinal) dos eventos Pc3-4 não mostram nenhuma das características do perfil de ressonância das linhas de campo (Figura 6.22). Os eventos mostraram como característica predominante o modo poloidal (compressional) e não há indicação da reversão de polarização associado ao máximo de densidade de potência polarizada (Figuras 6.22a, c, d), o que descaracteriza a presença da ressonância das linhas de campo como mecanismo de geração das Pc3-4 aqui observadas. A ausência das características de ressonância das linhas de campo nas latitudes muito baixas já era esperado, pela razão de que as linhas de campo magnético ancoradas abaixo de 22° de latitude magnética estão inteiramente dentro da ionosfera (Prince e Bostick, 1964) o que dificulta a ocorrência das oscilações estáveis de linhas de campo como na magnetosfera (Figura 3.9b). Na ionosfera, onde predomina as colisões de partículas iônicas e neutras as oscilações das linhas de campo são amortecidas. Assim, é esperado que as pulsações observadas em latitudes magnéticas menores que 22° não estejam predominantemente associadas com a ressonância das linhas de campo na plasmasfera.

É difícil de explicar a existência de pulsações Pc3-4 no solo, em baixas latitudes através das ondas superficiais geradas na magnetopausa em altas latitudes, devido a sua alta taxa de amortecimento nesta faixa de frequência na direção radial (Figura 3.8b). A taxa de amortecimento das ondas na direção radial produz uma redução de amplitude de sete ordens de grandeza, da magnetopausa até $L = 2$, para comprimentos de onda Pc3-4 (em torno de $3R_T$). Por isto as ondas superficiais Pc3-4 que penetram nas altas latitudes da ionosfera são observadas no solo como pulsações Pc3-4. Vários pesquisadores sugerem que as ondas Pc3-4 produzidas nas altas latitudes poderiam se propagar para baixas latitudes, via ionosfera (Kuwashima e Fujita, 1989). Como nossas observações não atingem as médias a altas latitudes não é possível investigar tal possibilidade. Além disto, vários autores têm mostrado que as características de polarização das pulsações dirigidas pelas ondas superficiais geradas na magnetopausa, pela instabilidade Kelvin-Helmholtz, apresentam uma inversão no sentido de polarização próximo ao meio-dia local, de polarizado à esquerda para polarizado à direita após o meio-dia local (Yumoto, 1986; Yumoto, 1988; Ziesolleck e Chamalaum, 1993; Ziesolleck et al., 1993; Hughes, 1994; Anderson, 1994; Ziesolleck e McDiarmid, 1994). A variação diurna da elipticidade dos eventos Pc3-4 da Figura 6.22c claramente não mostra esta inversão de polarização, o que torna muito improvável a relação com as ondas superficiais geradas pela instabilidade Kelvin-Helmholtz.

Feng et al. (1995) mostraram que as pulsações Pc3-4 em latitudes muito baixas (dentro da faixa $\pm 23^\circ$) exibem uma estrutura de onda estacionária que parece estar

associada com as ressonâncias das linhas de campo próximo a 40° de latitude geomagnética. Eles mostraram que os eventos de pulsações Pc3-4 altamente polarizados, observados em latitudes muito baixas, apresentam frequências idênticas às pulsações observadas em 40° de latitude geomagnética ($L = 1,4 - 2,6$), indicando ter uma fonte comum e um mecanismo de natureza compressional. Ziesolleck et al. (1993) também mostraram que as pulsações Pc3-4 são capazes de sustentar frequências de ondas idênticas e sugeriram fortemente que o modo compressional de onda aprisionado, ou o modo global compressional na plasmasfera dirige as oscilações forçadas das linhas de campo em latitudes muito baixas. Yumoto e Saito (1983) mostraram que o sinal de frequência esperado nestas condições estaria próximo a 25 mHz; isto está em boa concordância com a frequência dominante das pulsações Pc3-4 encontradas neste trabalho (Figuras 6.20a, c). Menk et al. (1994) também mencionaram que em latitudes muito baixas é esperado um sinal dominante entre 10 e 25 mHz e sugeriram como o provável mecanismo fonte as oscilações forçadas do modo global compressional na plasmasfera.

A grande maioria dos eventos na faixa de Pc3-4 mostraram picos idênticos nas curvas de densidade de potência espectral (Figura 6.17). Isto indica que a frequência predominante é independente do ângulo de inclinação magnética (ou da latitude) e que os eventos estão relacionados a um fenômeno físico de dimensões espaciais maiores que as distâncias que separam as 10 estações. Em adição, a maioria dos eventos mostram características do modo poloidal ou compressional (componente H dominante) e a variação espacial das pulsações Pc3-4 nas latitudes muito baixas apresenta predominância do modo compressional de propagação na plasmasfera. O modo compressional global na plasmasfera é caracterizado por uma estrutura de onda estável propagando-se na direção radial, com pequeno número de onda azimutal (ou longitudinal) (Anderson, 1994). Estes resultados indicam uma fonte comum e um mecanismo de propagação provavelmente compressional, que reforça a hipótese de que o modo compressional de onda aprisionado, ou o modo global compressional, na plasmasfera, dirigem as oscilações forçadas das linhas de campo em latitudes muito baixas, sendo portanto, um provável mecanismo fonte das Pc3-4 nestas regiões.

CAPÍTULO 7

CONCLUSÕES

A análise espectral dinâmica das pulsações geomagnéticas na faixa das Pc3-5 entre 07 de outubro a 01 de novembro de 1994 mostrou 95 eventos altamente polarizados (> 70%). A maioria destes eventos ocorreram na faixa de Pc3-4 (Figura 6.20a). Os eventos na faixa de Pc5 mostraram alta polarização nas estações mais próximas ao equador magnético (Figura 6.14), sem mostrar banda espectral predominante em todas as estações. A maioria dos 81 eventos na faixa de Pc3-4 submetidos à análise, ocorreram com períodos entre 40 e 70 s (Figura 6.20c). Isto já era esperado, pois a frequência fundamental das oscilações das linhas de campo na plasmasfera está na faixa de frequência das Pc3-4 (Nishida, 1978) e a faixa de frequência dominante esperada para as pulsações observadas em latitudes muito baixas está entre 100 e 40 s.

A variação diurna dos parâmetros das micropulsações mostraram modificações causadas pelas alterações da condutividade ionosférica, que ocorrem na região equatorial durante as horas do dia. As pulsações Pc3-5 apresentaram um aumento de ocorrência durante as horas do dia, atingindo o máximo próximo ao meio-dia local (14:00 - 15:00 UT), com aumento maior nas estações mais próximas ao equador magnético (Figuras 6.12, 6.13 e 6.14). O aumento da ocorrência equatorial mostrou-se maior para pulsações de períodos menores (faixa de Pc5). O perfil da densidade de potência polarizada, grau de polarização e fase da componente H mostraram grande variação espacial nas estações próximas ao equador magnético (Figura 6.22). A densidade de potência polarizada apresentou um aumento equatorial de cerca de 3,2 durante as horas do dia. A componente H mostrou um atraso de fase equatorial entre 48° e 62° e a componente D mostrou avanço de fase equatorial em torno de 100° durante o dia. Estes efeitos equatoriais aumentam durante o dia, sofrem alterações durante o anoitecer e diminuem ou desaparecem durante a noite. O aumento equatorial da densidade de potência polarizada e do grau de polarização diminui com a frequência das pulsações (Figuras 6.23a, b), enquanto que o atraso de fase da componente H e o avanço de fase da componente D crescem com o aumento da frequência (Figura 6.23e, f). O aumento da densidade de potência polarizada, do grau de polarização e do atraso de fase das pulsações nas estações equatoriais devem-se ao aumento da condutividade ionosférica e a intensificação do eletrojato equatorial durante as horas do dia.. O atraso de fase equatorial também pode ser explicado pelo efeito de indução entre a corrente ionosférica equatorial e a corrente imagem no solo.

A variação diurna dos parâmetros das pulsações Pc3-5 mostram alterações no amanhecer e no anoitecer, chamados de efeitos do amanhecer e anoitecer. Durante as horas do anoitecer há um segundo pico na estatística de ocorrência de eventos simultâneos (Figura 6.20b) e na ocorrência de grau de polarização acima de 70% em

cada estação (Figura 6.12 e 6.13). Ao contrário, no amanhecer há um mínimo nas estatísticas de pulsações Pc3-5 altamente polarizadas e não há eventos simultâneos de Pc3-4. As causas da ausência de pulsações no horário de amanhecer ainda são desconhecidas, mas provavelmente estão associadas a blindagem ionosférica causadas pela diminuição da condutividade ionosférica de Hall em relação a de Pedersen. Durante o anoitecer, há um segundo pico da densidade de potência polarizada e grau de polarização, uma diminuição do atraso de fase equatorial da componente H e uma diminuição no avanço de fase da componente D (chegando a haver um atraso). As pulsações Pc3-4 ao anoitecer provavelmente são geradas pelas ondas compressivas e modificadas ou filtradas pela ionosfera devido ao aparecimento da corrente chafariz na região da Anomalia Equatorial de Appleton.

A grande maioria dos eventos de pulsações Pc3-4 mostram pequena elipticidade e azimute, indicando predominância de amplitude da componente H sobre a D (Figuras 6.22c, d). É provável que estas pulsações estejam associadas ao modo de oscilação poloidal (compressional) das linhas de campo, já que o modo compressional atravessa a ionosfera sem significativa rotação do eixo maior da elipse de polarização. A presença predominante do modo compressional ou de polarização linear na direção sul-norte (pequeno azimute) durante as horas do dia é incompatível com as características de polarização devido à onda superficial gerada pela instabilidade Kelvin-Helmholtz, que mostra inversão no sentido de polarização em torno do meio-dia local. Estas características da variação diurna de polarização pulsações Pc3-4 de latitudes muito baixas também são incompatíveis com o modelo de ressonância das linhas de campo, que mostra presença do modo toroidal, que mostra perfil latitudinal com pico de densidade de potência associada a uma reversão de polarização.

O aumento da estatística de ocorrência das pulsações Pc3-4 altamente polarizadas durante o dia, com máximo próximo ao meio-dia local, na presença predominante do modo poloidal ou compressional está provavelmente associada com a propagação da onda proveniente da instabilidade íon-ciclotrônica na região da frente de choque. Estas ondas se propagam na magnetosfera em baixas latitudes como modo compressional durante as horas do dia e podem acoplar-se aos modos de oscilação estáveis das linhas de campo. Este acoplamento pode excitar a ressonância de linhas de campo localizadas, bem como a ressonância global da cavidade plasmasférica gerando ondas do modo compressional global (Yumoto, 1986; Kuwashima e Fujita, 1989; Matsuoka et al., 1997). O modo de onda compressional parece ser consistente com os resultados dos eventos Pc3-4, já que a grande maioria mostrou um domínio da componente H sobre a componente D (baixo valor absoluto da elipticidade e azimute). Em adição, os eventos na faixa de Pc3-4 mostraram frequências independentes do ângulo de inclinação magnética (Figura 6.17), evidenciando que estão relacionados a um fenômeno físico de dimensões espaciais maior que as distâncias que separam as 10 estações. Estes resultados indicam uma fonte comum e um mecanismo de propagação provavelmente compressional e que reforça a hipótese de que o modo compressional de onda aprisionado ou o modo global compressional na plasmasfera

dirigem as oscilações forçadas das linhas de campo, sendo o provável mecanismo fonte das pulsações Pc3-4 em latitudes muito baixas.

No futuro são necessárias observações numa rede de magnetômetros distribuídos latitudinalmente desde $L \sim 1$ até $L \sim 4$ (plasmapausa), envolvendo a região da Anomalia Magnética do Atlântico Sul e no espaço magnetosférico através de satélites, para contribuir no entendimento dos mecanismos de propagação das pulsações na plasmasfera e magnetosfera. Maiores estudos com dados da região próxima ao equador magnético também são necessários para esclarecer sob que condições ocorrem as pulsações na faixa de Pc5 e o efeito do nascer do sol. Correlações entre as características das pulsações observadas no solo com parâmetros ionosféricos da região equatorial também deverão ser feitos para um melhor entendimento das modificações causadas pelos gradientes de condutividade ionosféricos na propagação das ondas hidromagnéticas.

A metodologia utilizada no processo de análise de dados foi de fundamental importância na identificação dos eventos, bem como na determinação das frequências espectrais e na estimação do espectro de potência, parâmetros de polarização e fase de sinal. A implementação da técnica de estimação espectral por múltiplas janelas possibilitou obtenção dos espectros dinâmicos e estimar os parâmetros de polarização em função da frequência, que não era possível a partir da técnica de Fourier (Press et al., 1986) e de determinação de parâmetro de polarização por Fowler et al. (1967). Esta técnica permite também analisar múltiplas séries temporais, possibilitando analisar a polarização de sinais geomagnéticos com três ou mais componentes (canais).

Nos últimos anos, a análise de sinais não estacionários ganhou um grande impulso com o desenvolvimento da técnica de transformada em ondeletas (“wavelets”). A implementação das ondeletas no estudo de dados geomagnéticos que apresentam regimes de grande variabilidade, principalmente durante as tempestades magnéticas, pode melhorar consideravelmente a qualidade da análise em relação as técnicas até agora adotadas. Lilly e Park (1995) apresentaram um algoritmo baseado na transformada em ondeletas e na análise espectral por múltiplas janelas para analisar dados de processos não estacionários. Este método é uma extensão natural do método de estimação espectral por múltiplas janelas. A implementação deste algoritmo poderá trazer grandes vantagens para o estudo de séries temporais, já que se pode determinar espectros de potência, parâmetros de polarização e fase de forma contínua no tempo. Isto permitirá uma precisa localização de sinais com alta polarização em séries temporais de grande variabilidade. A técnica de ondeletas e de redes neurais, como usado por Muret e Omid (1995) na identificação dos diversos tipos de ondas magnetossônicas no espaço também pode ser útil. As ondeletas são aplicadas na análise e localização das estruturas, tal como, os pacotes de pulsações, enquanto que as redes neurais podem modelar sistemas dinâmicos não-lineares e descobrir o tipo ou o grupo de classificação das pulsações.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Acuña, M. Fluxgate magnetometer for outer planets exploration. *IEEE Trans.*, **MAG-10**:519-523, 1974.
- Anderson, B. J.; Erlandson, R. E.; Zanetti, L. J. A statistical study of Pc1-2 magnetic pulsations in the equatorial magnetosphere, 1. Equatorial occurrence distribution. **Journal of Geophysical Research**, v.97, n.A3, p.3075-3088, 1992.
- Anderson, B. L. Statistical studies of Pc4-5 pulsations and their relevance for possible source mechanism of ULF waves. **Annals of Geophysics**, v.11, n.1, p.128-143, 1993.
- Anderson, B. L. An overview of spacecraft observations of 10 s to 600 s period magnetic pulsations in the Earth's magnetosphere. In: Engebretson, M. J.; Takahashi, K.; Scholer, M. ed. **Solar wind source of magnetospheric ultra-low-frequency waves**. AGU Geophysical Monography, v.81, p.25-43, 1994.
- Barfield, J. N; McPherron, R. L. Statistical characteristics of storm-associated Pc5 micropulsations observed at the synchronous equatorial orbit. **Journal of Geophysical Research**, v.77, n.25, p.4720, 1972.
- Berger, A.; Melice, J. L.; Hinnov; L. A. A strategy for frequency spectra of quaternary climate records. **Climate Dynamics**, v.5, n.2, p.227-240, 1991.
- Bloom, R. M.; Singer, H. J. Diurnal trends in the geomagnetic noise power in the Pc2 through Pc5 bands at low geomagnetic latitudes. **Journal of Geophysical Research**, v.100, n.A8, p.14943-14953, 1995.
- Cahill, L. J.; Winckler, J. R. Periodic magnetopause oscillations observed with the GOES satellites on March 24, 1991. **Journal of Geophysical Research**, v.97, n.A6, p.8239-8243, 1992.
- Chen, L.; Hasegawa, A. A theory of long-period magnetic pulsations, 1. Steady state excitation of field line resonance. **Journal of Geophysical Research**, v.79, n.7, p.1024, 1974a.
- Chen, L.; Hasegawa, A. A theory of long-period magnetic pulsations, 2. Impulse excitation of surface eigen modes. **Journal of Geophysical Research**, v.79, n.7, p.1033, 1974b.

- Dungey, J. W. Electrodynamics of the atmosphere. **Ionospheric Research Laboratories Science Report**, v.69, 1954.
- Engebretson, M. L.; Zanetti, L. J.; Potentra, T. A.; Acuna, M. H. Harmonically structured ULF pulsations observed by the AMPTE CCE magnetic field experiment. **Geophysical Research Letters**, v.13, n.9, p.905, 1986.
- Engebretson, M. L.; Cahill, Jr., L. J.; Arnoldy, R. L.; Anderson, B. J.; Rosenberg, T. J.; Carpenter, D. L.; Inan, U. S.; Eather, R. H. The role of ionosphere in coupling upstream ULF waves power into the dayside magnetosphere. **Journal of Geophysical Research**, v.96, n.A2, p.1527-1542, 1991.
- Erlandson, R. E.; Anderson, B. J.; Zanatti, L. J. Viking magnetic and electric field observations of period Pc1 waves: pearls pulsations. **Journal of Geophysical Research**, v.97, n.A10, p.14823, 1992.
- Feng, O; Fraser, B. J.; Menk, F. W.; Ziesolleck, C. W. S. Pc3-4 geomagnetic pulsations observed at very low latitude conjugate stations. **Journal of Geophysical Research**, v.100, n.A10, p.19287-19298, 1995.
- Forbes, J. M. The equatorial electrojet. **Review of Geophysics**, v.19, n.2, p.469, 1981.
- Fowler, R. A.; Kotick, B. J.; Elloit, R. D. Polarization analysis of natural and artificially induced geomagnetic micropulsations. **Journal of Geophysical Research**, v. 72, n.11, p.2871-2883, 1967.
- Fujita, S. Duct propagation of a short-period hydromagnetic wave based on the international reference ionosphere model. **Planetary and Space Science**, v.35, n.3, p.91, 1987.
- Glassmeier, K. H. Ionospheric joule dissipation as a damping mechanism for high latitudes ULF pulsations: Observational evidence. **Planetary and Space Science**, v.32, n.11, p.1463, 1984.
- Greenstadt, E. W. Transfer of pulsation-related wave activity across the magnetopause: Observation of corresponding spectra by ISEE1 and ISEE2. **Geophysical Research Letters**, v.10, n.8, p.659, 1983.
- Hardin, J.C. **Introduction to time series analysis**. NASA RP-1145, Mar. 1986.
- Hasegawa, A. Drift mirror instability in the magnetosphere. **Phys. Fluids**, v.12,

n.9 p.2642, 1969.

Hughes, W. J. The effect of the atmosphere and ionosphere on long period magnetospheric micropulsations. **Planetary Space Science**, v.22, n.9, p.1157-1172, 1974.

Hughes, W. J.; Southwood, D. J. The screening of micropulsation signals by the atmosphere and ionosphere. **Journal of Geophysical Research**, v.81, n.19, p.3234, 1976a.

Hughes, W. J.; Southwood, D. J. An illustration of modification of geomagnetic pulsation structure by the ionosphere. **Journal of Geophysical Research**, v.81, n.19, p.3241, 1976b.

Hughes, W. J. Geomagnetic pulsations observed simultaneously on three geostationary satellites. **Journal of Geophysical Research**, v.83, n.A3, p.1109, 1978.

Hughes, W. J. Magnetospheric ULF waves: A tutorial with a historical perspective. In: Engebretson, M. J.; Takahashi, K.; Scholer, M. ed. **Solar wind source of magnetospheric ultra-low-frequency waves**. AGU Geophysical Monography, v.81, p.1-11, 1994.

Itonaga, M. K.; Kitamura, T. I.; Saka, O.; Tachihara, H.; Shinohara, M.; Yoshikawa, A. Discrete spectral structure of low-latitude and equatorial Pi2 pulsations. **Journal of Geomagnetism and Geoelectricity**, v.44, n.3, p. 253, 1992.

Itonaga, M. K.; Kitamura, T. I.; Toshimitsu, L.; Trivedi, N. B.; Horita, R.; Watanabe, T.; Riddick, J. Global structure of low-latitude and equatorial geomagnetic pulsation associated with storm sudden commencements. **Journal of Geomagnetism and Geoelectricity**, v.47, n.5, p.441, 1995.

Jacobs, J. A.; Watanabe, T. Propagation of hydromagnetic waves in the lower exosphere and the origin of short period geomagnetic micropulsations. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v.24, n.23, p.413-434, 1962.

Jacobs, J. A. **Geomagnetic micropulsations**. New York: Springer-Verlag, 1970, 179p.

Jacobs, J. A. **Geomagnetism**. New York: Academic Press, v.1, 1991, 455p.

Jenkins, G. M.; Watts, D. G. **Spectral analysis and its applications**. São

- Francisco: Holden-Day, 1968.
- Kane, R. P.; Trivedi, N. B. Comparison of equatorial electrojet characteristics at Huancayo and Eusébio (Fortaleza) in the South American region. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v.44, n.9, p.785-792, 1982.
- Kanasewich, E. R. **Time sequence analysis in geophysics**. 3.ed., Edmonton, Canada: The University of Alberta Press, 1981.
- Kay, S. M.; Marple, S. L. Jr. Spectrum analysis - A modern perspective. **Proceedings of the IEEE**, v.69, p.1380-1419, 1981.
- Kivelson, M. G.; Southwood, D. J. Hydromagnetic waves in the ionosphere. **Geophysical Research Letters**, v.15, n.9, p.1271, 1988.
- Kokubun, S. Statistical characteristics of Pc 5 waves at geostationary orbit. **Journal of Geomagnetism and Electricity**, v.37, n.8, p.759, 1985.
- Kremser, G. Observations of quasi-periodic flux variations of energetic ions and electrons associated with Pc 5 geomagnetic pulsations. **Journal of Geophysical Research**, v.86, nA5, p.3345, 1981.
- Kuwashima, M.; Fujita, S. Characteristics of the magnetohydrodynamic waves observed in the Earth's magnetosphere and on the ground. In: Waite, J. H.; Burch, J. L.; Moore, R. L. ed. **Solar System Plasma Physics**, Geophysical Monography, v. 81, Washington, AGU, p. 197-219, 1989.
- Lanzerotti, L. J.; Fukunishi, H. Modes of magnetohydrodynamic waves in the magnetosphere. **Review of Geophysics and Space Physics**, v.12, n.3, p.724, 1974.
- Lanzerotti, L. J. Hydromagnetic phenomena at the magnetopause and in the magnetosphere. **Revista Brasileira de Geofísica**, v.8, n.1, p.35-47, 1990.
- Lee, D. H. Dynamic of MHD waves propagation in the low-latitude region. **Journal of Geophysical Research**, v.101, n.A7, p.15371, 1996.
- Lilley, M.; Bennett, D. J. Micropulsation recorded by an array of magnetic variometers. **Journal of Geophysical Research**, v.78, p.1603, 1973.
- Lilly, J. M.; Park, J. Multiwavelets spectral and polarization analysis of seismic records. **Geophysical Journal International**, v.122, n.10, p.1001-1021, 1995.

- Lin, Y.; Lee, L. C. Generation of Region 1 and mantle field-aligned currents by the secondary rotational discontinuity. In: Engebretson, M. J.; Takahashi, K.; Scholer, M. ed. **Solar wind sources of magnetospheric ultra-low-frequency waves**, Geophysical Monograph, v.81, p.213-221, 1994.
- Lindberg, C. R.; Park, J. Multiple-taper spectral analysis of terrestrial free oscillations: Part II. **Geophysical Journal Royal Astronomical Society**, v.91, p.795-836, 1987.
- Lysak R. L.; Lee, D. Response of the dipole magnetosphere to pressure pulse. **Journal of Geophysical Research**, v.19, n.C1, p.937-940, 1992.
- Marple, S.L. **Digital spectral analysis with applications**. New Jersey: PTR Printice Hall, 1987.
- Matsuoka, H.; Takahashi, S.; Kokubun, K.; Yumoto, T.; Yamamoto, S. I.; Vershinin, E. F. Phase and amplitude structure of Pc3 magnetic pulsations as determined from multipoint observations. **Journal of Geophysical Research**, v.102, n.A2, p.2391-2403, 1997.
- Matsushita, S. Solar quiet and lunar daily variation fields. In: Matsushita, S.; Campbell, W. H. ed. **Physics of geomagnetic phenomena**. New York: Academic Press, 1967.
- Menk, F. W.; Fraser, B. J.; Water, C. L.; Ziesolleck, C. W. S. Ground measurements of low latitude magnetospheric field line resonances. In: Engebretson, M. J.; Takahashi, K.; Scholer, M. ed. **Solar wind source of magnetospheric ultra-low-frequency waves**. AGU Geophysical Monography, v.81, p.299-310, 1994.
- Murret, P.; Omid, N. Analysis of steepened magnetosonic waves using wavelets transforms and neural networks. **Journal of Geophysical Research**, v. 100, n.A12, p. 23465-23479, 1995
- Nishida, A. Ionospheric screening effect and storm sudden commencement. **Journal of Geophysical Research**, v.69, n.9, p.1861, 1964.
- Nishida, A. **Geomagnetic diagnostic of the magnetosphere**. New York: Springer Verlag, 1978, 412p.
- Olson, J. V.; Lee, L. C. Pc1 waves generation by sudden impulses. **Planetary Space Science**, v.31, n.3, p.295, 1983.

- Orr, D. Magnetic pulsations within the magnetosphere: a review. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v.35, n.1, p.1-50, 1973.
- Park, J.; Lindberg, C. R.; Thomson, D. J. Multiple-taper spectral analysis of terrestrial free oscillations: Part I. **Geophysical Journal Royal Astronomical Society**, v.91, p.755–794, 1987a.
- Park, J.; Vernon, F. L.; Lindberg, C. R. Frequency dependent polarization analysis of high-frequency seismograms. **Journal of Geophysical Research**, v.92, n.B12, p.12664–12674, 1987b.
- Park, J.; Lindberg, C. R.; Vernon, F. L. Multitaper spectral analysis of high frequency seismograms. **Journal of Geophysical Research**, v.101, n.B12, p.10965-10973, 1987c.
- Park, J.; Maasch, K. A. Plio-Pleistocene time evolution of the 100-kyr cycle in marine paleoclimate records. **Journal of Geophysical Research**, v.98, n.B12, p.447–461, 1993.
- Percival, D. B; Walden, A. T. **Spectral analysis for physical Applications**. Cambridge: Cambridge University Press, 1993, 583p.
- Plyasova-Bakounina, T. A. J.; Kangas, T. A. J.; Mursula, K.; Molchanov, O. A.; Green, A. W. Pc1-2 and Pc4-5 pulsations observed at a network of high-latitude stations. **Journal of Geophysical Research**, v.101, n.A15, p.10965-10973, 1996.
- Poulter, E. M.; Nielsen, E. The hydromagnetic oscillation of individual shells of the geomagnetic field. **Journal of Geophysical Research**, v.87, n.A1, p.2, 1982.
- Press, W.H.; Flannery, B.P.; Teukolsky, S.A.; Vetterling, W.T. **Numerical recipes**. Cambridge University Press, 1986, 1133p.
- Prince, C. E.; Bostick, F. X. Jr. Ionospheric transmission of transversely propagated plane wave at micropulsation frequencies and theoretical power spectra. **Journal of Geophysical Research**, v.101, n.24, p.10965-10973, 1964.
- Primdahl, F. The fluxgate magnetometer. **J. Phys. E: Sci. Instrum**, v.12, n.1, p.241-253, 1979.
- Rajaram, G. Structure of the equatorial F-region topside and bottomsides - a review. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v.39, n.9, p.1125-1144, 1977.

- Reddy, C. A. S.; Ravindran, K. S. V.; Rao, D. R. K.; Araki, T. Observations of Pc5 micropulsations related electric field oscillations in the equatorial ionosphere. **Annales of Geophysicae**, v.12, n.2, p.555-573, 1994.
- Saito, T.; Matsushita, S. Geomagnetic pulsations associated with sudden commencements and sudden impulses. **Planetary and Space Science**, v.15, n.2, p.573, 1967.
- Saito, T. Geomagnetic pulsations. **Space Science Review**, v.10, n.1, p.319, 1969.
- Saito, T. Resonance model on Pc3 in subtropical region. **Cardus, J. Requetes**, p.175-180, 1983.
- Saka, O; Itonaga, M.; Kitamura, T. Ionospheric control of polarization of low latitude geomagnetic micropulsation at sunrise. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v.44, n.8, p.703, 1982.
- Saka, O; Tachihara, H. A compact magnetometer data acquisition system with accurate chronometer. **Journal of Geomagnetism and Geoelectricity**, v.38, n.3, p.221-230, 1986.
- Saka, O.; Kitamura, T.; Shimoizumi, M.; Araki, T.; Ogute, T.; Veliz, O.; Ishitsuka, M. The effects of non-uniform ionospheric on the equatorial Pc pulsations. **Journal of Geomagnetism and Geoelectricity**, v. 40, n.5, p.635, 1988.
- Saka, O. T.; Ijima, T.; Yamagishi, H.; Sato, N.; Baker, D. N. Excitation of Pc5 pulsations in the morning sector by a local injection of particles in the magnetosphere. **Journal of Geophysical Research**, v.97, n.A7, p.10693-10701, 1992.
- Saka, O. T.; Alperovich, L. Sunrise effect on dayside Pc pulsations at the dip equator. **Journal of Geophysical Research**, v.98, n.A8, p.13779-13786, 1993.
- Saka, O; Shinohara, M; Takchihara, H.; Akaki, H.; Inoue, H.; Uozumi, T.; Kitamura, T. A time source for a data acquisition system designed for phase propagation study of magnetic pulsations. **Journal of Geomagnetism and Geoelectricity**, v.48, n.5, p.1311-1319, 1996.
- Sakurai, T. Polarization characteristics of geomagnetic Pi2 micropulsations. **Science Report Tohoku University, Ser 5 Geophys**, v.20, p.107, 1970.
- Samson, J. C.; Rostoker, G. Latitude dependent characteristics of high latitude

- Pc4 and Pc 5 micropulsations. **Journal of Geophysical Research**, v.77, n.31, p.6133, 1972.
- Samson, J. C. Descriptions of the polarization states of vector process: applications to ULF magnetic field. **Geophysical Journal Royal Astronomical Society**, v.34, p.403-419, 1973.
- Samson, J. C. Matrix and Stokes vector representations of detectors for polarized waveforms: theory, with some applications to teleseismic waves. **Geophysical Journal Royal Astronomical Society**, v.31, p.583-603, 1977.
- Samson, J. C.; Olson, J. V. Some comments on the description of polarization states of waves. **Geophysical Journal Royal Astronomical Society**, v.61, p.115, 1980.
- Samson, J. C. Pure states, polarized waves, and principal components in the spectra of multiple, geophysical times-series. **Geophysical Journal Royal Astronomical Society**, v.72, p.647, 1983a.
- Samson, J. C. The spectral matrix, eigenvalues and principal component in the analysis of multichannel data. **Annales Geophysicae**, v.1, n.2, p.115-119, 1983b.
- Samson, J. C. The Reduction of sample-bias in polarization estimates for multichannel geophysical data with anisotropic noise. **Geophysical Journal Royal Astronomical Society**, v.75, p.289, 1983c.
- Samson, J. C. Geomagnetic pulsations and plasma waves in the Earth's magnetosphere. In: Jacobs, J. A. ed. **Geomagnetism**. London: Academic Press, p. 481-591, 1991.
- Sarma, S. V. S.; Sastry, T. S. On the equatorial electrojet influence on geomagnetic pulsation amplitudes. **Journal Atmospheric and Terrestrial Physics**, v.57, n.7, p.749-754, 1995.
- Sastry, T. S.; Sarma, Y. S.; Sarma, S. V. S.; Narayan, P. V. S. Day-time Pi pulsations at equatorial latitudes. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v.45, n.11, p.733, 1983.
- Serson, P. H.; Hannaford, W. L.W. A portable electrical magnetometer. **Cam. J. Technol.**, v.34, p.232-243, 1956.
- Serson, P. H. Instrumentation for induction studies on land. **Physics Earth**

- Planetary Interiors**, v.7, p.313-332, 1973.
- Sibeck, D. G. Transient quasi-periodic (5 - 15 min) events in the outer magnetosphere. In: Engebretson, M. J.; Takahashi, K.; Scholer, M. ed. **Solar wind source of magnetospheric ultra-low-frequency waves**. AGU Geophysical Monography, v.81, p.173-182, 1994.
- Shinohara, M.; Yumoto, K.; Hosen, N.; Yoshikawa, A.; Tachihara, H.; Saka, O.; Kitamura, T.; Trivedi, N. B.; Da Costa, J. M.; Schuch, N. J. Waves characteristics of geomagnetic pulsations across dip equator. **Journal of Geophysical Research**, v.103, n.A6, p.11745-11754, Jun, 1998.
- Slepian, D. Prolate spheroidal wave functions, Fourier analysis, and uncertainty-V: The discrete case. **Bell System Technical Journal**, v.57, p.1371-1430, 1978.
- Slepian, D. Some comments on Fourier analysis, uncertainty and modeling. **SIAM Review**, v.25, p.379-393, 1983.
- Southwood, D. J. The behavior of ULF waves and particles in the magnetosphere. **Planetary and Space Science**, v.21, n.1, p.53, 1973.
- Southwood, D. J. Recent studies in micropulsation theory. **Space Science Review**, v.16, n.1, p.13, 1974.
- Southwood, D. J. A general approach to low frequency instability in the ring current plasma. **Journal of Geophysical Research**, v.81, n.20, p.3340, 1976.
- Southwood, D. J.; Hughes, W. J. Theory of hydromagnetic waves in the magnetosphere. **Space Science Reviews**, v.35, n.1, p.301-366, 1983.
- Stearns, S. D.; Hush, D. R. **Digital signal analysis**. New Jersey: Prentice Hall, 1990, 446p.
- Stearns, S. D.; Ruth, A. D. **Signal processing algorithms in fortran and C**. New Jersey: Prentice Hall, 1993, 410p.
- Stewart, B. **On the great magnetic disturbances which extended from August 28 to September 7, 1859, as recorded by photography the Kew Observatory**. London: Philosophy Transaction Royal Society, 1861.
- Stuart, W. F. Earth field magnetometry. **Report Progress in Physics**, v.35, n.8, 1972.

- Sugira, M.; Cain, J. C. A model equatorial electrojet. **Journal of Geophysical Research**, v.71, n.7, p.1869, 1966.
- Sugiura, M.; Wilson, C. R. Oscillation of the geomagnetic field lines and associated magnetic perturbations at conjugate points. **Journal of Geophysical Research**, v.69, n.9, p.1211, 1964.
- Sutcliffe, P. R. Modeling the ionospheric signatures of geomagnetic pulsations. **Journal of Geomagnetism and Geoelectricity**, v.46, n.11, p.1011-1027, 1994.
- Takahashi, K.; McPhenon, R. L.; Tarasawa, T. Dependence of the spectrum of Pc3-4 pulsations on the interplanetary magnetic field. **Journal of Geophysical Research**, v.84, n.A5, p.2770, 1984.
- Takahashi, K.; Strangeway, B. J. AMPTE CCE observation of Pc3-4 pulsation at $L = 2 - 6$. **Journal of Geophysical Research**, v.95, n.A10, p.17179, 1990.
- Takahashi, K.; Anderson, B. J.; Newell, P. T.; Yamamoto, T.; Sato, N. Propagation of compressional Pc3 pulsations from space to the ground: a case study using multipoint measurements. In: Engebretson, M. J.; Takahashi, K.; Scholer, M. ed. **Solar wind Source of magnetospheric ultra-low-frequency waves**. AGU Geophysical Monography, v.81, p.355-363, 1994.
- Tachihara, H.; Shinohara, M.; Shimoizumi, M.; Saka, O.; Kitamura, T. Magnetometer system for studies of the equatorial electrojet and micropulsations in equatorial regions. **Journal of Geomagnetism and Geoelectricity**, v.48, n.11, p.1311-1319, 1996.
- Thomson, D.J. Spectrum estimation techniques. **Bell System Technical Journal**, v.56, n.9, p.1769-1815, 1977.
- Thomson, D. J. Spectrum estimation and harmonic analysis. **IEEE Proc.**, v.70, n.9, p.1055-1096, 1982.
- Thomson, D. J. Quadratic-inverse spectrum estimates: applications to palaeoclimatology. **Phil. Trans. R. Soc. Lond.**, v.33, n.2A, p.539-597, 1990.
- Trivedi, N. B.; Ogura, F. X. K.; de Andrade, J. C.; da Costa, J. M.; Barreto, L. M. A ring core fluxgate magnetometer for IEEY program in Brazil. **Revista Brasileira de Geofísica**, v.13, n.1, p.37-43, 1995.
- Trivedi, N. B.; Arora, B. R.; Padilha, A. L.; Da Costa, J. M.; Dutra, S. L. G.;

- Chamalaun F. H.; Rigoti, A. Global Pc5 geomagnetic pulsation of march 24, 1991, as observed along the american sector. **Geophysical Research Letters**, v.24, n.13, p.1683-1686, 1997.
- Vieira, L. E. A. **Estudo de Micropulsações do Campo Geomagnético de Longos Períodos, Classe Pc5, em Baixas Latitudes**. São José dos Campos, 113p. Dissertação (Mestrado em Ciência Espacial) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 1998.
- Walker, D. M., et al. STARE and GOES 2 observations of a storm time Pc4 ULF pulsations. **Journal of Geophysical Research**, v.87, n.A11, p.9135, 1982.
- Waters, C. L.; Menk, F. W.; Fraser, B. J. The resonance structure of low latitude Pc3 geomagnetic pulsations. **Geophysical Research Letters**, v.18, n.12, p.2293, 1991.
- Wolf, A.; Meloni, A.; Lanzerotti, L. J.; MacLennan, C. G.; Bander, J.; Venkatesen, D. Dependence of hydromagnetic energy spectra near $L = 2$ and $L = 3$ on upstream solar wind parameters. **Journal of Geophysical Research**, v.90, n.A6, p.5117-5131, 1985.
- Yumoto, K.; Saito, T. Relation of compressional HM waves at GOES 2 to low-latitude Pc3 magnetic pulsations. **Journal of Geophysical Research**, v.88, nA12, p.10041, 1983.
- Yumoto, K.; Saito, T.; Akasofu, S.; Tsurutani, B. T.; Smith, E. J. Propagation mechanism of daytime Pc3-4 pulsations observed at synchronous orbit and multiple ground-based stations. **Journal of Geophysical Research**, v.90, n.A7, p.6439-6450, 1985.
- Yumoto, K. Generation and propagation mechanism of low-latitude magnetic pulsations - a review. **Journal of Geophysics**, v.60, n.1, p.79-105, 1986.
- Yumoto, K. Characteristics of daytime bay and Pi 2 magnetic variations: A case study. **Planetary and Space Science**, v.35, n.6, p.799, 1987.
- Yumoto, K. External and internal source of low frequency MHD waves in the magnetosphere - a review. **Journal of Geomagnetism and Geoelectricity**, v.40, n.3, p.293-311, 1988.
- Yumoto, K.; Takahashi, K.; Sakurai, T.; Sutcliffe, P. R.; Kokubun, S.; Luhr, H.; Saito, T.; Kuwashima, M.; Sato, N. Multiple ground-based and satellite observations of global Pi2 magnetic pulsations. **Journal of Geophysical**

Research, v.95, n.A9, p.15175, 1990.

Zanandrea, A. **Micropulsações geomagnéticas em Santa Maria - RS** São José dos Campos 95p. (INPE-5553-TDI/537). Dissertação (Mestrado em Ciência Espacial) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 1994.

Zanandrea, A.; Trivedi, N. B; Padilha, A. L. Micropulsações Geomagnéticas em Santa Maria - RS. **Revista Brasileira de Geofísica**, v.14, n.3, 1996a.

Zanandrea, A.; Padilha, A. L.; Trivedi, N. B; Da Costa, J. M.; Dutra, S. L. G.; Schuch, N. J.; Kitamura, T.; Tachihara, H.; Shinohara, M.; Akaki, H. **Geomagnetic Micropulsations at Santa Maria - RS**. In: 4th Latin American Conference on Space Physics, Universidad Nacional de Tucumán, Tucumán - Argentina, 22 a 28, 1996b.

Ziesolleck, C. W. S.; Chamalaun, F. H. A two-dimensional array study of low-latitude Pc5 geomagnetic pulsations. **Journal of Geophysical Research**, v.98, n.A8, p.13703-13713, 1993.

Ziesolleck, C. W. S.; Fraser, B. J.; Menk, F. W.; McNabb, P. W. Spatial characteristics of low-latitude Pc3-4 geomagnetic pulsations. **Journal of Geophysical Research**, v.98, n.A1, p.197-207, 1993.

Ziesolleck, C. W. S.; McDiarmid, D. R. Auroral latitude Pc5 field line resonance: quantized frequency, spacial characteristic, and diurnal variation. **Journal of Geophysical Research**, v.99, n.A4, p.5817-5830, 1994.

Ziesolleck, C. W. S.; McDiarmid, D. R. Statistical survey of auroral latitude Pc5 spectral and polarization characteristics. **Journal of Geophysical Research**, v.100, n.A10, p.19299-19312, Oct. 1995.

Ziesolleck, C. W. S.; Feng, O.; McDiarmid, D. R. Pc5 ULF waves observed simultaneously by GOES 7 and the CANOPUS magnetometer array. **Journal of Geophysical Research**, v.101, n.A3, p.5021-5033, 1996.

Ziesolleck, C. W. S.; McDiarmid, D. R.; Feng, O. A comparison between Pc3-4 pulsations observed by GOES 7 and the CANOPUS magnetometer array. **Journal of Geophysical Research**, v.102, n.A3, p.4893-4909, 1997.

Ziesolleck, C. W. S.; Fenrich, F. R.; Samson, J. C.; McDiarmid, D. R. Pc5 field line resonance frequency and structure observed by SuperDARM and CANOPUS. **Journal of Geophysical Research**, v.103, n.A6, p.11771-11785, Jun. 1998.

APÊNDICE A

INSTRUMENTOS DE MEDIDAS GEOMAGNÉTICAS

Os instrumentos para medir o campo magnético da Terra podem ser categorizados de várias formas. Uma distinção básica pode ser feita entre os magnetômetros, que efetuam medidas absolutas, e os variômetros, que medem as variações do campo relativo a um dado valor (linha de base). Contudo, alguns instrumentos não observam esta distinção e alguns magnetômetros realizam a função de variômetros (Jacobs, 1991).

Outra distinção fundamental está na natureza da medida. Instrumentos escalares medem o campo sem a referência de direção, enquanto que os instrumentos vetoriais medem o campo em uma direção específica. Algumas outras distinções podem ser feitas relacionadas a resolução de medida, portabilidade, custo, etc. Porém, o método mais comum de classificação invoca os princípios físicos envolvidos na medida. A Tabela A.1 mostra os 5 grupos em que os sensores podem ser divididos, baseado nos princípios físicos de medida (Jacobs, 1991).

Os magnetômetros de torção, ou variômetros clássicos, têm como princípio de medida o torque exercido sobre um eletroímã na presença de um campo magnético. Para medir o campo magnético usa-se um sistema composto por uma lâmpada posicionada para direcionar um feixe de luz numa lente, que o focaliza sobre um eletroímã espelhado que está suspenso e pode girar em torno de um eixo, devido ao torque provocado pelo campo magnético. O feixe de luz refletido é focalizado sobre um cilindro revestido por um filme fotográfico. O cilindro gira em torno de um eixo concêntrico, com período de 24 horas. Assim, qualquer variação do campo magnético provoca uma deflexão no eletroímã espelhado, o que resulta num deslocamento do feixe refletido, que é registrado no filme fotográfico. O registro contínuo da variação do campo magnético é conhecido como magnetografia. Os variômetros têm uma precisão menor que 1 nT e sensibilidade de cerca de 0,5 nT. Até hoje ainda se usam variômetros clássicos nos observatórios geomagnéticos para medir continuamente a variação do campo magnético.

Nos magnetômetros de ressonância nuclear magnética a magnitude do campo magnético total \mathbf{F} é medida pela determinação da frequência de precessão livre de prótons em uma amostra contendo núcleos adequados. O sensor do magnetômetro consiste (tipicamente) de um frasco contendo uma amostra de cerca de 500 cm³, composta por água e benzeno, enrolado por uma bobina de cerca de 500 voltas de fio de cobre. Esta bobina serve para polarizar a amostra e detectar a subsequente precessão. A precisão do método é alta, já que a frequência de precessão dos átomos depende somente da intensidade do campo e do raio giromagnético dos prótons. O magnetômetro de prótons tem sido largamente usado para realização de medidas geomagnéticas. Os magnetômetros típicos têm resolução de medida de cerca de 0,01 nT, sensibilidade de

0,2 - 1 nT e tem sido usados amplamente em investigações de geofísica e aeronomia.

TABELA A.1 - GRUPOS DE MAGNETÔMETROS

CLASSE	TIPO	SENSIBILIDADE
torção	variômetros clássicos	0,5 nT
ressonância magnética nuclear	- precessão de prótons - vapor alcalino - rubídio	0,2 - 1 nT
núcleo saturado	“fluxgate”	0,1-0,5 nT
indução	bobinas de indução	10^{-3} - 10^{-1} nT
supercondutores	SQUID	10^{-5} - 10^{-3} nT

FONTE: Jacobs (1991, p. 65).

O magnetômetro SQUID (Superconducting QUantum Interference Device) é atualmente o instrumento mais sensível para medir o campo magnético. A operação deste magnetômetro é baseada nos efeitos físicos associados à supercondutividade. Muitas ligas ou materiais puros tornam-se supercondutores quando resfriados abaixo de uma temperatura crítica. Abaixo desta temperatura, o valor da resistência do material torna-se abruptamente zero, tornando-se assim, um perfeito condutor. Outro efeito da supercondutividade é que o fluxo magnético é expelido do material. A razão para isto é a inability de um supercondutor em manter um campo elétrico no seu interior. Haverá então, uma corrente fluindo na superfície do supercondutor para cancelar o fluxo dentro do material. Quando um campo magnético é aplicado em um anel supercondutor (sensor) aparecerá uma corrente elétrica na sua superfície, que monitorada através de um circuito eletrônico possibilita registrar o campo magnético ambiental. Os magnetômetros SQUID típicos têm alta sensibilidade (10^{-5} - 10^{-3} nT), com baixo ruído (10^{-5} - 10^{-6} nT/ $\sqrt{\text{Hz}}$) e uma curva de resposta plana desde DC até 1 mHz. O SQUID é mais usado em laboratórios para medir pequenas mudanças de susceptibilidade magnética ou o fraco magnetismo de amostras geológicas.

Os magnetômetros de indução utilizam o fato de que quando uma variação de fluxo magnético que atravessam um enrolamento de N bobinas de área A , provocada pelo campo geomagnético que pretende-se medir, surgirá uma força eletromotriz induzida proporcional a taxa de mudança de densidade de fluxo magnético na área efetiva NA . Supostamente cada bobina tem resistência R , indutância L e capacitância C . Num circuito real, os valores de R , L e C são finitos, com um grande número de enrolamentos N , com pequena área A , constante de tempo L/R e a ressonância natural (que ocorre em LC) podem ser ajustados para produzir características de linearidade e ruído ideais. Modernos magnetômetros de indução são construídos com núcleos de alta permeabilidade e altamente compactos. A eletrônica do sistema pode ser configurada para ter uma estreita banda de resposta de frequência e o sinal de saída pode ser facilmente digitalizado e armazenado. Isto permite medir pequenas variações do campo geomagnético com pequenas amplitudes. Os magnetômetros de indução típicos têm resolução de cerca de 0,001 nT, sensibilidade de 10^{-3} - 10^{-1}

nT e têm sido usados nas observações de micropulsações geomagnéticas da faixa de Pc1-2.

APÊNDICE B

FILTROS DIGITAIS E ANÁLISE ESPECTRAL: TEORIA BÁSICA

FILTROS DIGITAIS

Fundamentalmente, a filtragem digital de dados é a atuação de um sistema digital, descrito por uma função de transferência $H(z)$, sobre uma seqüência de dados de entrada x_k produzindo uma seqüência de saída y_k . A saída do filtro digital é dada por:

$$y_k = \sum_{n=0}^L b_n x_{k-n} - \sum_{n=1}^L a_n y_{k-n} \quad (\text{B.1})$$

A função de transferência é expressa como:

$$H(z) = \frac{Y(z)}{X(z)} \quad (\text{B.2})$$

onde $X(z)$ e $Y(z)$ são as transformadas- z no plano complexo das seqüências x_k e y_k , definidas da seguinte forma

$$X(z) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} x_k z^{-k} \quad (\text{B.3})$$

$$Y(z) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} y_k z^{-k} \quad (\text{B.4})$$

A função de transferência do filtro digital pode ser escrita na forma:

$$H(z) = \frac{b_0 + b_1 z^{-1} + \dots + b_L z^{-L}}{1 + a_1 z^{-1} + \dots + a_L z^{-L}} \quad (\text{B.5})$$

que pode ser deduzida a partir das equações acima. O conjunto dos coeficientes a_n e b_n são constantes que determinam a resposta do sistema digital e são chamados de coeficientes do filtro. L é a ordem da função de transferência. Quando o numerador é unitário, $H(z)$ descreve todos os pólos de um filtro de resposta de impulso infinito (RII) de ordem L . Se o denominador for igual um (1) ou todos os pólos forem iguais a zero fica definido o filtro de resposta de impulso finito (RIF) (Stearns e Ruth, 1993).

Em geral um filtro passa-banda é definido num intervalo de freqüência no qual a potência espectral do sinal de entrada é passada para o sinal de saída do filtro com

ganho aproximadamente unitário e nas frequências fora deste intervalo as potências são passadas com ganho zero.

Os tipos de filtros podem ser definidos pelas características da curva de resposta de frequência, que na prática é diferente da função retangular ideal. No filtro tipo passa-baixa passam somente as baixas frequências, atenuando as altas, ao contrário do filtro passa-alta, onde passam as altas frequências e as baixas são atenuadas. O filtro passa-banda rejeita as baixas e altas frequências e deixa passar as frequências intermediárias. No filtro rejeita-banda as baixas e altas frequências são transmitidas e as intermediárias são rejeitadas (Kanasewich, 1981).

A curva de resposta de frequência do filtro pode ser especificada em termos do ganho de potência dado por:

$$G_P(f) = |H(z)|^2 = |H(e^{i2\pi f})|^2 \quad (\text{B.6})$$

ou em termos do ganho de amplitude:

$$G_A(f) = \sqrt{|H(z)|^2} = \sqrt{G_P(f)} \quad (\text{B.7})$$

Outra característica importante de um filtro é a mudança de fase que provoca no sinal de saída. Pode-se calcular a curva de resposta de fase de um filtro para cada frequência $F(f)$ da seguinte maneira:

$$F(f) = \arctan \left(\frac{\text{Im} [H(e^{i2\pi f})]}{\text{Re} [H(e^{i2\pi f})]} \right) \quad (\text{B.8})$$

ANÁLISE ESPECTRAL

Um processo físico pode ser descrito no domínio do tempo, por uma quantidade x como função do tempo, $x(t)$, e também no domínio de frequência, $X(f)$, com $-\infty < f < \infty$. É usual pensar que $x(t)$ e $X(f)$ são duas representações diferentes da mesma função. As relações entre elas são dadas pelas transformadas de Fourier:

$$X(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) e^{-i\omega t} dt \quad (\text{B.9})$$

$$x(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} X(\omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (\text{B.10})$$

onde $w = 2\pi f$ é a frequência angular dada em radianos por segundo. Se t é medido em segundos, então f é dado em ciclos por segundos ou Hz (unidades de frequência). As equações acima podem ser usadas em qualquer unidade (Press et al., 1986).

A potência total de um sinal pode ser calculada tanto no domínio do tempo como de frequência. A relação entre os dois resultados é dado pelo teorema de Parseval:

$$\text{Potência total} = \int_{-\infty}^{\infty} |x(t)|^2 dt = \int_{-\infty}^{\infty} |X(f)|^2 df \quad (\text{B.11})$$

Para o caso de uma amostra discreta de N pontos consecutivos, tem-se:

$$x_k = x(t_k), \quad t_k = k\Delta, \quad k = 0, 1, 2, \dots, N-1 \quad (\text{B.12})$$

onde Δ é o intervalo de amostragem, t é o tempo (ou uma abcissa qualquer), x_k é a função matemática que representa a amostra em análise.

O recíproco do intervalo de amostragem $1/\Delta$ é chamado de taxa de amostragem e se Δ é medido em segundos, a taxa de amostragem é o número de amostras por segundo.

Para qualquer intervalo de amostragem temos uma frequência especial f_c , chamada de frequência de Nyquist (ou frequência crítica de Nyquist) que é dada por:

$$f_c = \frac{1}{2\Delta} \quad (\text{B.13})$$

O valor f_c representa a maior frequência de espectro a ser obtido, ou seja, o espectro está na faixa de frequência $-f_c < f < f_c$.

Desta maneira, estima-se a transformada discreta de Fourier na faixa de frequência de $-f_c < f < f_c$, nos valores discretos:

$$f_n = \frac{n}{N\Delta}, \quad n = \frac{-N}{2}, \dots, \frac{N}{2} \quad (\text{B.14})$$

A transformada de Fourier B.9 será aproximada pela soma discreta:

$$X(f) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) e^{-2\pi i f t} dt \approx \sum_{k=0}^{N-1} x_k e^{-2\pi i f_n t_k} \Delta = \Delta \sum_{k=0}^{N-1} x_k e^{-2\pi i k n / N} \quad (\text{B.15})$$

onde foi usado $t_k = k\Delta$ e $f_n = n/(N\Delta)$. A equação acima é chamada de transformada discreta de Fourier. Pode-se ainda escrever X_n :

$$X_n = \sum_{k=0}^{N-1} x_k e^{-2\pi i k n / N} \quad (\text{B.16})$$

A transformada discreta de Fourier mapeia N números complexos de x_k para X_n . Ela não depende de qualquer parâmetro, tal como o intervalo de amostragem Δ .

A transformada discreta inversa de Fourier, através da qual pode-se recuperar os dados da amostra, é dada por:

$$x_n = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} X_k e^{2\pi i k n / N} \quad (\text{B.17})$$

TRANSFORMADA RÁPIDA DE FOURIER

O tempo de computação da transformada discreta de Fourier é muito grande. Definindo W como o número complexo:

$$W = e^{2\pi i / N} \quad (\text{B.18})$$

nos leva a ter para a transformada discreta de Fourier:

$$X_n = \sum_{k=0}^{N-1} W^{nk} x_k \quad (\text{B.19})$$

O vetor x_k é multiplicado por uma matriz cujos elementos (n, k) são as constantes W elevadas a potência nk . A matriz multiplicação produz um vetor resultante cujas componentes pertencem a função X_n . A matriz multiplicação requer N^2 multiplicações, mais um número menor de operações para gerar as potências de W . Desta forma, a transformada discreta de Fourier opera em N^2 processos. Este número pode ser reduzido para $N \log_2 N$ operações usando um algoritmo conhecido como transformada rápida de Fourier (FFT). Como a diferença entre N^2 e $N \log_2 N$ é imensa, para grandes valores de N , o tempo de computação é bastante reduzido.

O ESPECTRO DE FOURIER

Se $x(t)$ é uma função que representa um sinal obtido no tempo t , então pode-se fazer uma análise espectral deste sinal usando a transformada de Fourier $X(\omega)$, que representa o espectro correspondente a $x(t)$. Em muitos casos, entretanto, é mais apropriado considerar a potência de um sinal em vez de sua amplitude. Neste sentido, define-se a potência como sendo proporcional ao quadrado da amplitude. O espectro correspondente é designado por espectro de potência (Thomson, 1977).

A potência média para uma função real $x(t)$ é definida pela expressão:

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} |x(t)|^2 dt \quad (\text{B.20})$$

quando este limite existe (Marple, 1987).

O fator $|x(t)|^2$ é chamado de potência instantânea de $x(t)$ e a integral $\int_{-\infty}^{\infty} |x(t)|^2 dt$ é a energia total de $x(t)$, quando a integral converge.

A potência de um sinal $x(t)$ está relacionada ao espectro de potência correspondente $X(\omega)$ através do teorema de Parseval B.11. A quantidade real $|X(\omega)|^2$ é comumente chamada de espectro de potência ou espectro de energia ou, mais precisamente, densidade espectral de potência ou densidade espectral de energia. A densidade espectral de energia é expressa em unidades de energia por unidade ou intervalo de frequência. No teorema de Parseval o termo $|X(\omega)|^2$ não carrega a informação sobre a fase do espectro da função temporal. Isso significa que não é possível recuperar o sinal original $x(t)$ se somente o espectro de potência é dado. Espectros com idênticas amplitudes, mas diferentes fases, teriam a mesma potência. Portanto o espectro de potência não carrega a informação completa do sinal original já que a fase é uma variável perdida.

Supondo que $x(t)$ seja uma função que representa uma amostra discreta em N pontos, com valores $x_0, x_1, x_2, \dots, x_{N-1}$ dispostos em um tempo total $T = N\Delta$. A potência total é então expressa por:

$$\frac{1}{T} \int_{-\infty}^{\infty} |x(t)|^2 dt \approx \frac{1}{N} \sum_{j=1}^{N-1} |x_j|^2 \quad (\text{B.21})$$

Quando se tem uma amostra com N pontos de uma função $x(t)$ em intervalos iguais e usamos a FFT para calcular a transformada discreta de Fourier:

$$X_k = \sum_{j=0}^{N-1} x_j e^{-2\pi i j k / N}, \quad k = 0, 1, 2, \dots, N-1 \quad (\text{B.22})$$

O espectro de potência (periodograma) vai ser definido em $\frac{N}{2} + 1$ frequências, como:

$$P(0) = P(f_0) = \frac{1}{N^2} |X_0|^2 \quad (\text{B.23})$$

$$P(k) = P(f_k) = \frac{1}{N^2} [|X_k|^2 + |X_{N-k}|^2], \quad k = 1, 2, 3, \dots, \left(\frac{N}{2} - 1\right) \quad (\text{B.24})$$

$$P\left(\frac{N}{2}\right) = P\left(f_{\frac{N}{2}}\right) = \frac{1}{N^2} |X_{\frac{N}{2}}|^2 \quad (\text{B.25})$$

sendo definido somente para frequências positivas e zero, da forma:

$$f_k = \frac{k}{N\Delta} = \left[\frac{k}{(N/2)} \right] f_c, \quad k = 0, 1, 2, \dots, \frac{N}{2} \quad (\text{B.26})$$

onde $f_c = \frac{1}{2\Delta}$. O teorema de Parseval na forma discreta:

$$\sum_{j=0}^{N-1} |x_j|^2 = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} |X_k|^2 \quad (\text{B.27})$$

foi usado para relacionar a função X_k e x_j (Press et al., 1986).

JANELAMENTO SIMPLES

No processamento e análise de sinais digitais não podemos ter uma série contínua e infinita de dados. Por isso, usa-se a transformada discreta de Fourier em vez da contínua, para uma série discreta e finita. O espectro obtido P_k será discreto, nas frequências discretas f_k , dadas pela Equação B.26 apresenta algumas distorções (“bias”) devido a amostragem e discretização da série de dados.

Se $x(t)$ é um sinal determinístico na faixa $-\infty < t < \infty$, medido no intervalo finito $0 < t < T$ por amostragem pode ser escrito como:

$$x(t; T) = x(t) \cdot a(t) \quad (\text{B.28})$$

onde

$$a(t) = 1, \quad \text{se } 0 < t < T \quad (\text{B.29})$$

$$a(t) = 0, \quad \text{caso contrário,} \quad \text{B.30}$$

e T é o comprimento da janela retangular $a(t)$.

O espectro de Fourier da janela $a(t)$ é dado por:

$$A(f) = \frac{1}{N^2} \left[\frac{\text{sen}(\pi f)}{\text{sen}\left(\frac{\pi f}{N}\right)} \right]^2 \quad (\text{B.31})$$

A função $A(f)$ tem um pico (lóbulo) principal concentrado em $f = 0$ e alguns laterais menores, que se amortecem a medida que f aumenta, na forma $A(f) \approx (\pi f)^{-2}$, conforme mostra a Figura B.1. Este lento decrescimento da energia de uma frequência para a outra chama-se de vazamento (“leakage”). Se $x(t)$ é uma onda senoidal pura, de frequência exatamente igual a um dos harmônicos f_k , não haverá vazamento para as frequências vizinhas. Caso a frequência esteja entre dois harmônicos f_k , em B.26, haverá vazamento. Quando $T \rightarrow \infty$, a distorção tende a se reduzir e os falsos lóbulos laterais irão desaparecendo.

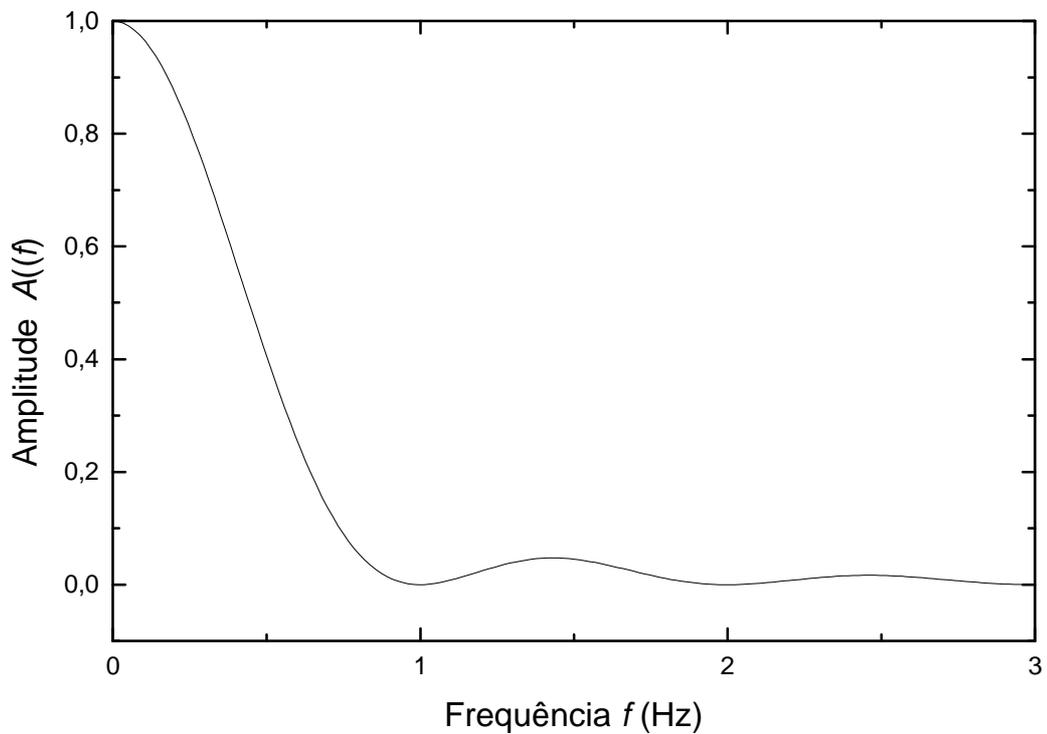


Fig. B.1 - Espectro em amplitude de Fourier de uma janela retangular.

Para reduzir o vazamento usa-se multiplicar a série original por uma janela não retangular. As janelas mais comuns citadas na literatura, amostradas na Figura B.2 são: prolate π e prolate 4π (Thomson, 1977), Bartlet, Welch, senoidal, Hanning, Hamming, Blackman, encontradas em Press et al. (1986); Hardin (1986); Jenkins e Watts (1968). O objetivo principal das janelas é reduzir a largura do pico central e fazer com que os lóbulos laterais decresçam mais rapidamente.

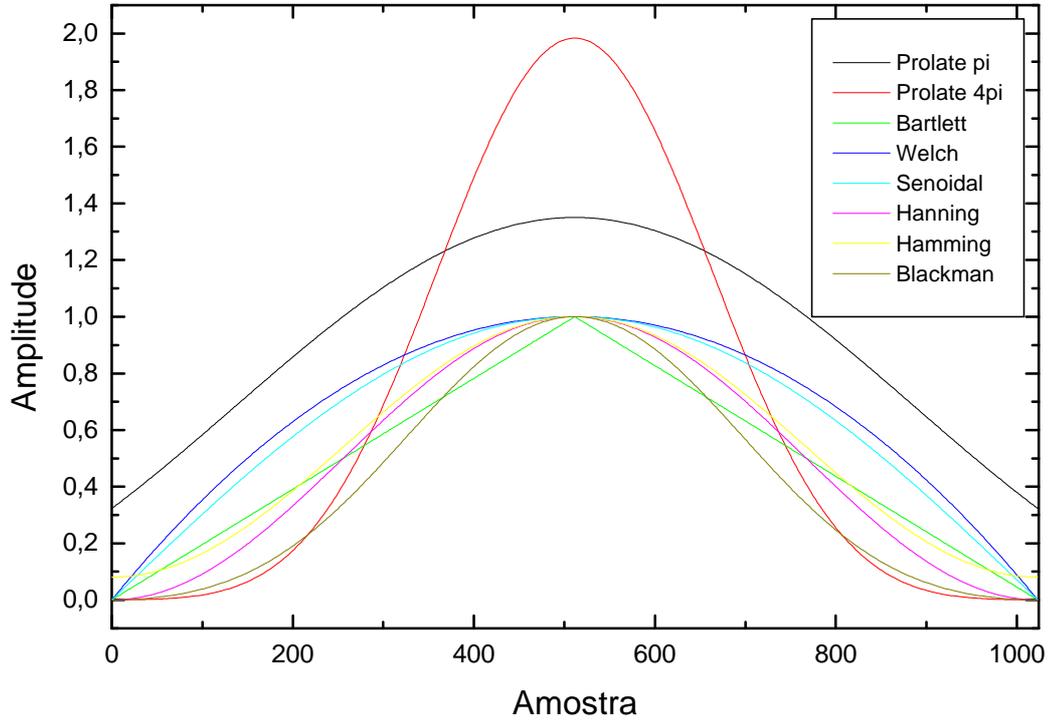


Fig. B.2 - Principais janelas utilizadas na ponderação espectral.

Quando nós selecionamos N pontos de uma amostra discreta para estimar o espectro estamos efetivamente multiplicando uma série de dados infinita x_j por uma função janela quadrada do tipo B.29 e B.30. A transformada rápida de Fourier da função janela unitária é dada pela Equação B.31. A razão do vazamento para grandes valores de f é a brusca variação da função janela unitária. O espectro de Fourier ainda tem substanciais amplitudes para altas frequências. O remédio para esta situação é multiplicar os dados de entrada x_j , $j = 0, 1, 2, \dots, N - 1$ por uma função janela a_j que muda mais gradualmente de zero até o valor máximo e tem valor zero fora do intervalo $0 \leq j \leq N - 1$. Neste caso o periodograma torna-se:

$$D_k \equiv \sum_{j=0}^{N-1} x_j a_j e^{-2\pi i j k / N}, \quad k = 0, 1, 2, \dots, N - 1 \quad (\text{B.32})$$

O espectro de potência (periodograma) vai ser definido em $\frac{N}{2} + 1$ frequências, como:

$$P(0) = P(f_0) = \frac{1}{A_{ss}} |D_0|^2 \quad (\text{B.33})$$

$$P(k) = P(f_k) = \frac{1}{A_{ss}} [|D_k|^2 + |D_{N-k}|^2], \quad k = 1, 2, 3, \dots, \left(\frac{N}{2} - 1 \right) \quad (\text{B.34})$$

$$P(k) = P\left(f_{\frac{N}{2}}\right) = \frac{1}{A_{ss}} \left| D_{\frac{N}{2}} \right|^2 \quad (\text{B.35})$$

onde

$$A_{ss} \equiv N \sum_{j=0}^{N-1} a_j^2 \quad (\text{B.36})$$

e f_k é dado por (B.26).