



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA  
**INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS**

**INPE-12346-TDI/995**

**OBSERVAÇÕES DE ONDAS PLANETÁRIAS NA REGIÃO DA  
MESOPAUSA EQUATORIAL E DE BAIXAS LATITUDES DO  
HEMISFÉRIO SUL**

Lourivaldo Mota Lima

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial, orientada pelos  
Drs. Hisao Takahashi e Paulo Prado Batista, aprovada em 19 de fevereiro de 2004.

INPE  
São José dos Campos  
2005

523.4 - 852

LIMA, L. M.

Observações de ondas planetárias na região da mesopausa equatorial e de baixas latitudes do hemisfério sul  
L.M. Lima. – São José dos Campos: INPE, 2004.  
245p. – (INPE-12346-TDI/995).

1.Ondas planetárias. 2.Ventos mesosféricos. 3.Dinâmica da média atmosfera. 4.Interação não linear.  
5.Aeroluminescência. I.Título.

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

Dr. Delano Gobbi



Presidente/INPE, SJCampos-SP

Dr. Hisao Takahashi



Orientador/INPE, SJCampos-SP

Dr. Paulo Prado Batista



Orientador/INPE, SJCampos-SP

Dr. Barclay Robert Clemesha



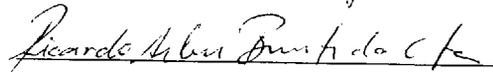
Membro da Banca/INPE, SJCampos-SP

Dr. Paulo Roberto Fagundes



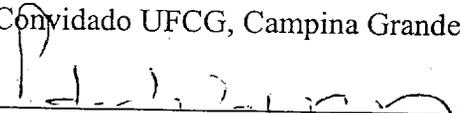
Membro da Banca/UNIVAP, SJCampos-SP

Dr. Ricardo Arlen Buriti da Costa



Membro da Banca  
Convidado UFCG, Campina Grande-PB

Dr. Pedro Leite da Silva Dias



Membro da Banca  
Convidado IAG/USP, São Paulo-SP

Candidato: Lourivaldo Mota Lima

São José dos Campos, 19 de fevereiro de 2004.



*À minha esposa Miraneide, às filhas Mariaugusta e Mariana, e ao  
filho João Victor.*

*A elaboração deste trabalho foi possível graças à compreensão,  
ao sacrifício, ao apoio e ao amor que vocês dispensaram.*

*A meus pais, minhas irmãs e demais familiares.*

*Por tudo que vocês representam.*



## **AGRADECIMENTOS**

Meus mais sinceros agradecimentos aos professores Dr. Hisao Takahashi e Dr. Paulo Prado Batista pelo encorajamento, orientação, supervisão e ensinamentos durante essa jornada científica.

Agradeço ao Dr. Barclay Robert Clemesha e ao Dr. Delano Gobbi pelas suas opiniões construtivas.

Agradeço também aos professores Dr. Robert Vincent pela colaboração com os dados de radar MF de Adelaide, Dr. Takuji Nakamura e Dr. Toshitaka Tsuda por colaborarem com os dados de radar Meteorico de Jakarta e Dr. Ricardo Buriti por colaborar com os dados de fotômetro de São João do Cariri.

À Universidade Estadual da Paraíba que, através do Departamento de Física, permitiu a realização deste curso.

À CAPES, pelo apoio financeiro através do programa PICDT.

Ao Dr. Amauri Fragoso de Medeiros e família, pela agradável convivência e constante incentivo.

Enfim, agradeço a todos que de alguma forma contribuíram e tornaram possível a elaboração deste trabalho.



## RESUMO

Medidas de ventos horizontais obtidas entre abril de 1999 e abril de 2002, através de radar meteorológico em Cachoeira Paulista (22,7°S, 45°O), e das emissões *OI*(557,7), *O<sub>2</sub>*(0,1), e *OH*(6-2), da luminescência atmosférica noturna, observadas entre janeiro de 1998 e dezembro de 2001, através de fotômetro multicanal em São João do Cariri (7,5°S, 35°O) foram usadas na investigação da dinâmica de oscilações de escala planetária da região da alta mesosfera e baixa termosfera equatorial e de baixas latitudes do hemisfério sul. Medidas adicionais de ventos horizontais obtidos com radar MF em Adelaide (35°S, 138°E), Austrália, e através de radar meteorológico em Jakarta (6,4°S, 106,7°E), Indonésia, foram usados na comparação e confirmação dos movimentos ondulatórios. Os resultados das análises dos ventos de Cachoeira Paulista revelaram a presença de oscilações de escala planetária em várias ocasiões durante o período considerado. Dentre as oscilações identificadas nos ventos, as manifestações com períodos próximos de 2, 6,5, 10, e 16 dias foram interpretadas como devidas a atividades de ondas planetárias, as quais exibiram maior concentração durante os equinócios de primavera e nos solstícios de verão. Em geral, os parâmetros das ondas deduzidos das análises mostraram consistência com aqueles obtidos em outras localidades. Acoplamentos não lineares entre a maré diurna e ondas de períodos longos e, entre ondas planetárias, foram evidenciados. Variações de 2 dias nas medidas da aeroluminescência mostraram-se compatíveis com a onda de quase-dois-dias.



**OBSERVATIONS OF THE ATMOSPHERIC PLANETARY WAVES IN THE  
MESOPAUSE REGION AT EQUATORIAL AND LOW LATITUDES REGIONS  
IN THE SOUTHERN HEMISPHERE**

**ABSTRACT**

Measurements of the horizontal winds carried out by meteor radar at Cachoeira Paulista (22.7°S, 45°W), from April 1999 to April 2002, and measurements of the  $OI(557,7)$ ,  $O_2(0,1)$ , e  $OH(6-2)$  airglow emissions at São João do Cariri (7.5°S, 35°W), from January 1998 to December 2001, were used to study atmospheric planetary scale oscillations in the upper mesosphere and low thermosphere (MLT) region at equatorial and lower latitudes in southern hemisphere. Additional measurements of horizontal winds obtained by MF radar at Adelaide (35°S, 138°E), Australia, and by meteor radar at Jakarta (6.4°S, 106.7°E), Indonesia, were also used to compare and confirm the presence of planetary perturbations. The winds analysis showed presence of planetary oscillations in several occasions during the considered time at Cachoeira Paulista. The periodic perturbations with periods of around 2-, 6.5-, 10-, e 16-days were interpreted as planetary waves, which exhibited larger concentration during the spring equinoxes and in the summer solstices. Consistency between the wave parameters from Cachoeira Paulista winds and other sites were obtained. Nonlinear interactions between diurnal tides and planetary waves and between planetary wave modes were observed. The study also suggested that quasi-two-day variations observed in the airglow intensities should have the same origin as that of the wind oscillation in the equatorial region.



## SUMÁRIO

Pág.

### LISTA DE FIGURAS

### LISTA DE TABELAS

### LISTA DE SÍMBOLOS

<b>CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO</b> .....	29
1.1 – Estrutura Básica da Atmosfera .....	30
1.2 – Ondas na Atmosfera .....	33
1.2.1 Ondas de Gravidade .....	33
1.2.2 Marés Atmosféricas.....	34
1.2.3 Ondas Planetárias .....	35
1.2.4 Ondas Equatoriais.....	39
1.3 – Observação da Dinâmica na Região Próxima à Mesopausa.....	41
1.4 – Visão Geral da Tese.....	43
<b>CAPÍTULO 2 - ONDAS PLANETÁRIAS NA ATMOSFERA: TEORIA E OBSERVAÇÕES</b> .....	47
2.1 – Teoria de Ondas Planetárias em uma Esfera em Rotação .....	47
2.1.1 Modos Normais .....	55
2.1.2 Ondas Equatoriais.....	59
2.1.2.1 Ondas Equatoriais Mistas.....	61
2.1.2.2 Ondas de Kelvin.....	64
2.2 – Aspectos Observacionais das Ondas Planetárias.....	66
2.2.1 Ventos Médios na Alta Mesosfera e Baixa Termosfera.....	66
2.2.2 Ondas Planetárias Observadas na Alta Mesosfera e Baixa Termosfera.....	68

2.2.3	Ondas Equatoriais Observadas na Alta Mesosfera e Baixa Termosfera.....	79
2.2.4	Variabilidade na Amplitude e Fase das Marés Atmosféricas.....	82
<b>CAPÍTULO 3 - INSTRUMENTAÇÃO E METODOLOGIA.....</b>		<b>85</b>
3.1	A Trilha Meteórica como Traçador de Ventos.....	86
3.1.1	Características dos Meteoros.....	87
3.1.2	Estimativa das Componentes do Vento.....	89
3.2	O Radar Meteórico de Cachoeira Paulista.....	91
3.3	Observação da Aeroluminescência.....	95
3.3.1	Fotoquímica e Temperatura Rotacional da $OH^*$ .....	96
3.3.2	A Excitação da Linha Verde do $OI557,7$ .....	99
3.3.3	As Bandas Atmosféricas do $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ .....	100
3.4	O Fotômetro Multicanal.....	102
3.5	Banco de Dados.....	103
<b>CAPÍTULO 4 - TÉCNICAS UTILIZADAS NA ANÁLISE DAS OSCILAÇÕES PLANETÁRIAS.....</b>		<b>107</b>
4.1	Transformada de Fourier.....	108
4.2	Análise de Ondaletas.....	108
4.2.1	Estudos de Oscilações no Vento Neutro Utilizando Análise de Ondaletas ...	111
4.3	Periodograma de Lomb-Scargle.....	113
4.4	Análise Bi-espectral.....	117
<b>CAPÍTULO 5 - OBSERVAÇÕES DE ONDAS PLANETÁRIAS NOS VENTOS METEÓRICOS.....</b>		<b>121</b>
5.1	Ventos Horizontais Médios sobre Cachoeira Paulista.....	122
5.2	Análise Espectral dos Ventos de Cachoeira Paulista.....	125
5.2.1	Discussão Sobre a Variabilidade Inter-anual das Ondas Planetárias em $23^\circ S$	133

5.3 – Onda de 2 Dias: Aspectos Observados.....	135
5.3.1 Período, Amplitude e Fase da Onda de 2 Dias.....	135
5.3.2 Observações da Onda de 2 Dias em Cachoeira Paulista e Adelaide.....	149
5.3.3 Interação com o Vento Zonal Médio.....	156
5.3.4 Discussão Sobre as Ondas de 2 Dias Observadas.....	159
5.4 – Oscilações entre 5 e 7 Dias.....	163
5.4.1 Aspectos das Oscilações de 6,5 Dias Durante o Ano de 2000.....	166
5.4.2 Discussão Sobre as Oscilações de 6,5 Dias.....	169
5.5 – Ondas de Períodos Longos.....	171
5.5.1 Oscilações de 10 Dias.....	172
5.5.2 Oscilações de 16 Dias.....	177
5.5.3 Discussão Sobre as Oscilações de 10 e de 16 Dias.....	180
5.6 – Interações entre Oscilações.....	184
5.6.1 Possíveis Interações entre Maré Diurna e Ondas Planetárias.....	185
5.6.2 Relação entre a Onda de 2 Dias e Outras Oscilações.....	191
5.6.3 Possíveis Relações entre as Oscilações de 6,5 Dias e Outras Ondas.....	195
5.6.4 Discussão Sobre Possíveis Interações entre os Modos Observados.....	198
<b>CAPÍTULO 6 - VARIAÇÕES DE ESCALA PLANETÁRIA NA LUMINESCÊNCIA.....</b>	<b>203</b>
6.1 – Análises das Medidas de Aeroluminescência.....	203
6.2 – Variações na Luminescência Atmosférica e nos Ventos.....	210
6.3 – Discussão.....	214
<b>CAPÍTULO 7 - CONCLUSÕES.....</b>	<b>219</b>
<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....</b>	<b>225</b>



## LISTA DE FIGURAS

1.1 – Perfil vertical anual médio da temperatura e da pressão em 20° S, e nomenclatura das camadas atmosféricas, segundo o modelo CIRA-86.....	31
1.2 - Campo de perturbação da vorticidade e campo de vorticidade induzida para uma cadeia de parcelas de fluido, mostrando o mecanismo de propagação para onda de Rossby.....	38
1.3 – Distribuição das perturbações da velocidade e pressão num plano para ondas de Kelvin.....	39
1.4 – Distribuição das perturbações da velocidade e pressão num plano para ondas mistas de Rossby-gravidade.....	40
1.5 – Estruturas em altura e longitude das soluções das ondas de (a) Kelvin e de (b) Rossby-gravidade.....	41
2.1 - Autovalores $\gamma_n^s$ dos modos de número de onda zonal $s = 1$ , versus a frequência normalizada $\sigma/\Omega$ .....	53
2.2 - Funções de Hough, e funções expandidas das velocidades zonal e meridional, normalizadas, para $s = 1$ , correspondentes a maré diurna propagante; a maré diurna aprisionada; linha pontilhada: a maré diurna propagante para leste; a onda de Kelvin de 3 dias.....	55
2.3 - Modos de Hough correspondentes aos três primeiros modos de Rossby, para $s=1$ .....	57
2.4 - Seções transversais em latitude e altura do vento zonal médio representativo dos solstícios e dos equinócios, segundo o modelo CIRA-86.....	68
2.5 - Estrutura das amplitudes da onda de 2 dias obtidas através de simulações numéricas com o GSWM e com o TIME-GCM para o período entre 14 e 16 de janeiro.....	72
2.6 - A onda de 6,5 dias no vento zonal equatorial durante o segundo equinócio de 1994. (a) Amplitude (b) Fase.....	75

2.7 - Amplitudes da onda de 16 dias para as componentes zonal e meridional obtidas para o mês de janeiro através do modelo GSWM.....	79
3.1 – Localização dos instrumentos cujas observações foram utilizadas nesta tese. ....	86
3.2 – Esquema da geometria usada para medir a velocidade do vento radial com um radar Doppler.....	89
3.3 – Configuração das antenas transmissora e receptora do radar SKiYMET.....	91
3.4 – Fluxo típico de meteoros produzidos pelo radar de Cachoeira Paulista. (a) Distribuição vertical de ocorrências de meteoros não ambíguos. (b) Taxa de ecos meteóricos amostrados como uma função da hora do dia.....	93
3.5 – Ventos horários obtidos a partir dos dados do radar meteórico de Cachoeira Paulista nos dois primeiros dias de 2004.....	95
3.6 – Componentes horizontais dos ventos para a camada centrada em 90 km de altura, obtidas sobre Cachoeira Paulista durante o ano de 2000.....	104
4.1 – Componente meridional dos ventos para a camada centrada em 90 km de altura, obtida sobre Cachoeira Paulista entre 21 de janeiro e 28 de fevereiro de 2003 e o resultado da análise espectral obtida através de FFT.....	112
4.2 – Análise espectral de ondaletas de Morlet para a componente meridional dos ventos da camada centrada em 90 km de altura, obtidos sobre Cachoeira Paulista entre 21 de janeiro e 28 de fevereiro de 2003.....	113
4.3 – Periodogramas de Lomb-Scargle correspondentes as amplitudes meridional dos ventos obtidos entre 21 de janeiro e 28 de fevereiro de 2003 em Cachoeira Paulista, para três situações.....	117
4.4 – Análises bi-espectrais correspondentes às séries compostas de cinco harmônicos para (a) uma situação em que existe coerência de fase entre as fases dos harmônicos das interações; e (b) uma situação em que a fase do terceiro harmônico foi modificada.....	120
5.1 – Seção transversal em altura e tempo do vento zonal observado sobre Cachoeira Paulista durante o período de abril de 1999 até março de 2002.....	123

5.2 – O mesmo que a Figura 5.1, porém para a componente meridional.....	123
5.3 – Periodograma móvel de Lomb-Scargle do vento zonal em Cachoeira Paulista para o período entre abril de 1999 até março de 2000, para três camadas atmosféricas centradas em 84 km, 90 km, e 96 km. ....	127
5.4 – Periodograma de Lomb-Scargle móvel do vento meridional em Cachoeira Paulista para o período entre abril de 1999 até março de 2000.....	128
5.5 – Periodograma de Lomb-Scargle móvel do vento zonal em Cachoeira Paulista para o período entre abril de 2000 até março de 2001.....	129
5.6 – Periodograma de Lomb-Scargle móvel do vento meridional em Cachoeira Paulista para o período entre abril de 2000 até março de 2001.....	130
5.7 – Periodograma de Lomb-Scargle móvel do vento zonal em Cachoeira Paulista para o período entre abril de 2001 até março de 2002.....	131
5.8 – Periodograma de Lomb-Scargle móvel do vento meridional em Cachoeira Paulista para o período entre abril de 2001 até março de 2002.....	132
5.9 – Períodos médios para oscilação de 2 dias, estimados pelo método da demodulação complexa, da componente do vento meridional sobre Cachoeira Paulista. ....	137
5.10 – Amplitudes da componente meridional das oscilações de 2 dias obtidas por análise harmônica para os três períodos observados: (a) de abril 1999 até abril 2000; (b) de abril 2000 até abril 2001; e (c) de abril de 2001 até abril de 2002. ....	139
5.11 – Espectro de ondaletas para as componentes do vento zonal e meridional em Cachoeira Paulista para a camada atmosférica centrada em 90 km, representativos dos solstícios de verão de 1999/2000, 2000/2001, e 2001/2002.....	141
5.12 – Amplitudes das oscilações de 2 dias e da maré diurna para a componente meridional em 90 km, obtidas entre dezembro e fevereiro de cada verão em Cachoeira Paulista. ....	142

5.13 – (a) Perfis verticais de amplitudes e fases, obtidos durante o forte evento de 2 dias observado sobre Cachoeira Paulista em janeiro-fevereiro de 2000, para a componente zonal. ....	143
5.13 – (b) O mesmo que a Figura 5.13 (a), porém para a componente meridional ....	143
5.14 – (a) Perfis verticais de amplitudes e fases, obtidos durante os eventos de 2 dias observados sobre Cachoeira Paulista em janeiro e fevereiro de 2001, para a componente zonal. ....	145
5.14 – (b) O mesmo que a Figura 5.14 (a), porém para a componente meridional. ....	146
5.15 – (a) Perfis verticais de amplitudes e fases, obtidos durante o evento de 2 dias observado sobre Cachoeira Paulista em janeiro-fevereiro de 2002, para a componente zonal. ....	147
5.15 – (b) O mesmo que a Figura 5.15 (a), porém para a componente meridional. ....	148
5.16 – Resultados das análises espectrais para as componentes do vento zonal e meridional de Adelaide para a camada atmosférica centrada em 90 km, representativos dos solstícios de verão de 1999/2000 e 2000/2001. ....	150
5.17 – Componentes dos ventos zonal (superior) e meridional (inferior) observados na camada atmosférica centrada em 90 km, sobre Cachoeira Paulista e Adelaide, representativos do solstício de verão de 1999/2000. ....	151
5.18 – O mesmo que a Figura 5.17, porém para o solstício de verão de 2000/2001. ...	152
5.19 – Coerência quadrada e relação de fase entre os ventos horizontais medidos em Cachoeira Paulista e Adelaide, para o segmento entre 20/jan-08/fev de 2000. ....	153
5.20 – O mesmo que a Figura 5.19, porém para o segmento entre 30/jan-18/fev de 2000. ....	154
5.21 – O mesmo que a Figura 5.19, porém para o segmento entre 21/dez-09/jan de 2000/01. ....	155

5.22 – O mesmo que a Figura 5.19, porém para o segmento entre 31/dez de 2000 - 19/jan de 2001.....	155
5.23 – O mesmo que a Figura 5.19, porém para o segmento entre 30/jan-08/fev de 2001. ....	156
5.24 – Perfis do vento zonal médio antes, durante, e após a atividade da onda de 2 dias em Cachoeira Paulista e Adelaide para o solstício de verão de 1999/2000. ....	157
5.25 – O mesmo que a Figura 5.24, porém para o solstício de verão de 2000/2001...	158
5.26 – Perfis do vento zonal médio antes, durante e após as atividades da onda de 2 dias em Cachoeira Paulista para o solstício de verão de 2001/2002. ....	159
5.27 – Oscilações de 6,5 dias resultantes de filtragem passa-banda dos ventos zonal obtidos sobre Cachoeira Paulista entre abril de 1999 até abril de 2000, para sete camadas atmosféricas. ....	165
5.28 – O mesmo que a Figura 5.27, porém para os ventos obtidos entre abril de 2000 e abril de 2001. ....	165
5.29 – O mesmo que a Figura 5.27, porém para os ventos obtidos entre abril de 2001 e abril de 2002. ....	166
5.30 – Transformada de ondaletas de Morlet do vento zonal em Cachoeira Paulista para o período entre setembro e dezembro de 2000, para as três camadas centradas em 84 km, 90 km, e 96 km. ....	167
5.31 – Perfis verticais de amplitudes e fases, obtidos durante os eventos de 6,5 dias observados sobre Cachoeira Paulista entre setembro e novembro de 2000, para a componente zonal. ....	168
5.32 – Oscilações de 10 dias e o vento zonal predominante obtidos entre abril de 1999 até abril de 2000, em Cachoeira Paulista.....	172
5.33 – O mesmo que a Figura 5.32, porém para as observações obtidas entre abril de 2000 até março de 2001. ....	174

5.34 – O mesmo que a Figura 5.32, porém para as observações obtidas entre abril de 2001 até março de 2002. ....	175
5.35 – Perfis verticais de amplitudes e fases, obtidos durante os eventos de 10 dias observados na componente zonal dos ventos sobre Cachoeira Paulista para as três seqüências anuais analisadas. ....	176
5.36 – Oscilações de 16 dias e o vento zonal predominante obtidos entre abril de 1999 até março de 2000, em Cachoeira Paulista, para as sete camadas.....	178
5.37 – O mesmo que a Figura 5.36, porém para as observações obtidas entre abril de 2000 até março de 2001. ....	178
5.38 – O mesmo que a Figura 5.36, porém para as observações obtidas entre abril de 2001 até março de 2002. ....	179
5.39 – Amplitudes e fases como uma função da altura das oscilações de 16 dias obtidas por análise harmônica para a componente zonal do vento de Cachoeira Paulista. ....	180
5.40 – Periodogramas de Lomb-Scargle correspondentes às amplitudes zonal dos ventos e da amplitude da maré diurna para o solstício de inverno de 2000, obtidos para a camada centrada em 90 km. ....	186
5.41 – O mesmo que a Figura 5.40, porém para a componente meridional. ....	187
5.42 – Análises bi-espectrais para os dados de vento zonal e meridional, representativas do período entre junho e agosto de 2000, para a camada centrada em 90 km.....	188
5.43 – Periodogramas de Lomb-Scargle correspondentes a componente zonal dos ventos e para as amplitudes da maré diurna para o solstício de verão de 2000/2001, obtidos para a camada de 90 km.....	189
5.44 – O mesmo que a Figura 5.43, porém para a componente meridional. ....	190
5.45 – Análises bi-espectrais para os dados de vento zonal e meridional, representativas do período entre dezembro 2000 e fevereiro de 2001, para a camada centrada em 90 km.....	191

5.46 – Comparações entre as amplitudes filtradas dos ventos da componente meridional para oscilações com períodos de 2 dias, 24 h, 16 h, e 12 h, representativas dos solstícios de verão de 1999/2000, 2000/2001, e 2001/2002, na camada centrada em 90 km.....	192
5.47 – Periodograma de Lomb-Scargle correspondente as amplitudes zonal e meridional dos ventos para meses dos três solstícios de verão..	193
5.48 – Análises bi-espectrais para os dados de vento zonal e meridional representativas do período entre dezembro 1999 e fevereiro de 2000, para a camada centrada em 90 km.....	195
5.49 – Periodogramas de Lomb-Scargle correspondentes às amplitudes zonal dos ventos representativos de outubro, entre 15 de outubro e 16 de novembro, e de novembro de 2000.....	196
5.50 – Bi-espectros correspondentes aos dados de vento zonal na camada centrada em 84 km e em 90 km representativas do período 15 de agosto e dezembro de 2000..	197
6.1 – Séries das medidas luminescentes $OI557,7$ , $O_2b$ , intensidade da $OH^*$ , e temperatura da $OH^*$ e os periodogramas de Lomb-Scargle correspondentes a cada parâmetro. Os dados foram obtidos em São João do Cariri-PB entre 30/01 e 10/02/2000. ....	204
6.2 – Mapas representativos dos periodogramas de Lomb-Scargle obtidos para as seqüências das medidas luminescentes $OI557,7$ , $O_2b$ , intensidade da $OH^*$ , e temperatura da $OH^*$ , obtidos em São João do Cariri em 1998. ....	205
6.3 – O mesmo que a Figura 6.2, porém para as seqüências registradas em 1999. ....	207
6.4 – Porcentagens das amplitudes, relativas às médias de cada seqüência, das medidas luminescentes obtidos em São João do Cariri em 1998, para variações com períodos de 3,5 dias e de 2 dias .....	208
6.5 – O mesmo que a Figura 6.4, porém para os dados obtidos durante o ano de 1999. ....	209

6.6 – O mesmo que as Figuras 6.4 e 6.5, porém para os dados obtidos durante o ano de 2001.....	210
6.7 – Espectros de ondaletas para as componentes do vento zonal e meridional de Jakarta para as camadas atmosféricas centradas em 86 km, 90 km, e 94 km. Os dados foram obtidos entre 1º de abril e 10 de agosto de 1999. ....	211
6.8 – Amplitudes filtradas das oscilações de 3,5 dias para as componentes dos ventos zonal e meridional obtidos entre 01 de abril a 10 de agosto de 1999 em Jakarta, para as camadas centradas em 86, 90 e 94 km. Os períodos de observação das medidas luminescentes em São João do Cariri são indicados.....	212
6.9 – Potência espectral representativa das variações de 2 dias para as obsrvações da aeroluminescência de São João do Cariri, e amplitudes filtradas para a componente merirional dos ventos obtidos entre 01 de abril a 10 de agosto de 1999 em Jakarta, para as camadas centradas em 86, 90 e 94 km.. ....	214

## LISTA DE TABELAS

2.1 - Nomenclatura dos Principais Modos Livres Propagantes para Oeste na Média e Alta Atmosfera para $h = 10,5$ km .....	57
3.1 - Especificações do Radar Meteorológico do INPE. ....	92
3.2 - Características do Fotômetro MULTI-3.....	103
3.3 - Número de Noites Consideradas em Cada Sequência das Observações da Aeroluminescência.....	106



## LISTA DE SÍMBOLOS

- $A$  - Coeficiente de Einstein ( $s^{-1}$ )
- $a$  - Raio terrestre; pelo parâmetro que governa as frequências na transformada de ondaletas
- $b$  - Designação de transição eletrônica na molécula de oxigênio; parâmetro que governa as translações discretas na transforma de ondaletas
- $\hat{B}$  Bi-espectro
- $c$  Designação de transição eletrônica na molécula de oxigênio; Velocidade de fase relativa ao solo
- $C$  - Integral de Fresnel; Parâmetros para os coeficientes de quenching (McDade)
- $c_g$  - Velocidade de grupo
- $c_p$  - Calor específico à pressão constante
- $c_v$  - Calor específico a volume constante
- $D$  - Coeficiente de difusão ambipolar; Número quântico
- $e$  - Carga do elétron; Exponencial
- $f$  - Frequência; parâmetro de Coriolis no plano Beta; Vorticidade planetária
- $g$  - Aceleração da gravidade
- $G_{T,R}$  - Ganho das antenas transmissora e receptora
- $H$  - Escala de altura; Polinômio de Hermite
- $h$  - Constante de separação, referida como “profundidade equivalente; Constante de Planck ( $J s^{-1}$ )
- $h^{(a,b)}$  Família de funções ondaletas
- $I$  Intensidade relativa
- $J$  - Taxa de entrada de calor por unidade de massa
- $k$  - Número de onda horizontal; Coeficiente cinético de reação

- $\mathcal{L}$  - Operador diferencial de Laplace
- $m$  - Número de onda vertical; Massa do elétron
- $\hat{M}_3^i$  - Momento de terceira ordem (cumulante)
- $N$  - Freqüência de Brunt-Väisälä
- $p$  - Pressão
- $P(a)$  - Espectro de energia da ondaleta
- $P(z)$  - Probabilidade de falso alarme no periodograma de Lomb-Scargle
- $P(v')$  - Taxa de produção química no nível  $v'$
- $P_R$  - Potência do eco meteórico
- $P_T$  - Potência transmitida pelo radar
- $q$  - Densidade linear de elétrons
- $R$  - Constante universal dos gases; Alcance do eco
- $r$  - Raio da trilha meteórica
- $s$  - Número de onda zonal
- $S(t)$  - Função temporal de um sinal; Transformada inversa de ondaleta
- $S$  - Integral de Fresnel; Número quântico
- $T$  - Temperatura; Período
- $t$  - Tempo
- $U$  - Amplitude complexa da velocidade zonal
- $u$  - Velocidade zonal
- $v$  - Velocidade meridional
- $v$  - Número quântico vibracional

- $v_r$  - Velocidade radial
- $V$  - Taxa de emissão volumétrica
- $W$  - Transformada de ondaletas; Amplitude complexa da velocidade vertical
- $w$  - Velocidade vertical
- $X$  - Componente horizontal do forçante; Designação de transição eletrônica na molécula OH.
- $y$  - Distância meridional
- $Y$  - Componente horizontal do forçante
- $z$  - Altitude
- $\alpha$  - Fator de *quenching*
- $\beta$  - Plano beta; Fator de *quenching*
- $\tau$  - Constante de decaimento;
- $\theta$  - Temperatura potencial
- $\phi$  - Latitude; Fase
- $\Omega$  - Taxa de rotação da Terra
- $\zeta$  - Vorticidade
- $\sigma$  - Frequência
- $\lambda$  - Longitude; Comprimento de onda
- $\Phi$  - Geopotencial
- $\Theta$  - Função de Hough
- $\nu$  - Frequência
- $\omega$  - Frequência angular; Frequência
- $\rho$  - Densidade

- $\psi$  - Função de corrente
- $\sigma_e$  - Seção transversal de espalhamento de um elétron livre
- $\gamma_n$  - Autovalores
- $\Pi$  - Designação de estado eletrônico de uma molécula
- $\Sigma$  - Designação de estado eletrônico de uma molécula
- $\mu_o$  - Permeabilidade do ar

## CAPÍTULO 1

### INTRODUÇÃO

Através da ação da gravidade, a atmosfera é mantida em torno da Terra, proporcionando a existência de vida em nosso planeta ao desempenhar uma função protetora, e constituir-se num meio com o qual são estabelecidas várias interações. Embora a superfície terrestre esteja em contato direto com a camada troposférica, a busca de um entendimento dos mecanismos associados às mudanças globais, devido ao impacto de atividades humanas e suas conseqüências, proporcionou o interesse crescente pela compreensão dos processos dinâmicos e químicos da média atmosfera, em particular a região próxima à mesopausa, bem como pelos fatores envolvidos na variabilidade de seus parâmetros, uma vez que esta região é bastante sensível às mudanças, e desempenha um importante papel no balanço de energia da atmosfera.

O estudo dos processos dinâmicos da região próxima à mesopausa, compreendida entre 80-100 km de altura, também referida na literatura como alta mesosfera e baixa termosfera, é realizado em termos de propagação de ondas atmosféricas, uma vez que esta região é caracterizada por comportar uma variedade de oscilações periódicas de diferentes escalas de espaço e tempo, as quais estão superpostas aos campos médios. A investigação das variáveis atmosféricas tem se concentrado nas análises de dados observados e de estudos teóricos através de modelos numéricos, uma vez que a realização destes estudos requer o entendimento da influência dos movimentos ondulatórios no balanço de momentum e no transporte de massa na média atmosfera.

Esta tese trata de estudos relacionados à observação de ondas atmosféricas de escala planetária, correntemente chamadas de ondas planetárias, presentes nos campos de ventos horizontais e nos campos de radiação e temperatura da luminescência atmosférica, em alturas próximas à mesopausa equatorial, em baixas latitudes do hemisfério sul. Os ventos horizontais foram registrados sobre Cachoeira Paulista (22,7° S, 45,0° O), através de radar meteorológico, e os registros da luminescência foram obtidos sobre São João do Cariri (7,5° S, 35° O), através de fotômetro zenital. Medidas complementares de ventos obtidas simultaneamente durante 1999, com radar meteorológico

em Jakarta (6,4° S, 106,7° E), Indonésia e, durante o período de 1999 ao início de 2001 com radar de Média Freqüência (MF – **M**edium **F**requency) sobre Adelaide (35° S, 138° E), Austrália, foram também utilizados nos estudos da variabilidade sazonal e na confirmação da escala planetária de eventos observados.

Os dados de Jakarta foram gentilmente cedidos pelos professores Dr. Takuji Nakamura e Dr. Toshitaka Tsuda da Universidade de Kyoto, Japão, e os dados de Adelaide pelo Dr. Robert Vincent da Universidade de Adelaide, Austrália.

### **1.1 – Estrutura Básica da Atmosfera**

De acordo com o comportamento vertical do gradiente de temperatura, a estrutura da atmosfera terrestre é convencionalmente dividida em camadas, as quais são separadas por regiões de transição referidas como pausas. A Figura 1.1 mostra a distribuição vertical anual média da temperatura e da pressão atmosférica obtida do modelo The COSPAR International Reference Atmosphere (CIRA-86), e a identificação das camadas atmosféricas.

É na camada inferior, troposfera, onde ocorrem os fenômenos de interesse meteorológico. Nesta camada a temperatura decresce com a altitude a partir de aproximadamente 290 K à superfície, numa taxa quase constante em torno de 6,5 K/km, até atingir cerca de 220 K em torno de 11 km nas regiões polares, e de 16 km na região equatorial, dependendo da estação do ano. O decréscimo em altura da temperatura é resultado da radiação solar que atinge a Terra, que por sua vez aquece o ar acima dela. Como o aquecimento da superfície terrestre não é uniforme e o ar aquecido tende a subir enquanto o ar mais frio tende a descer, processos convectivos e turbulentos são gerados nesta camada. A absorção da radiação solar direta pela superfície terrestre é o principal processo de aquecimento na troposfera, tendo como contribuição secundária, o aquecimento causado pela absorção da radiação no infravermelho pelos gases: dióxido de carbono ( $CO_2$ ), metano ( $CH_4$ ), vapor d'água ( $H_2O$ ) e outros.

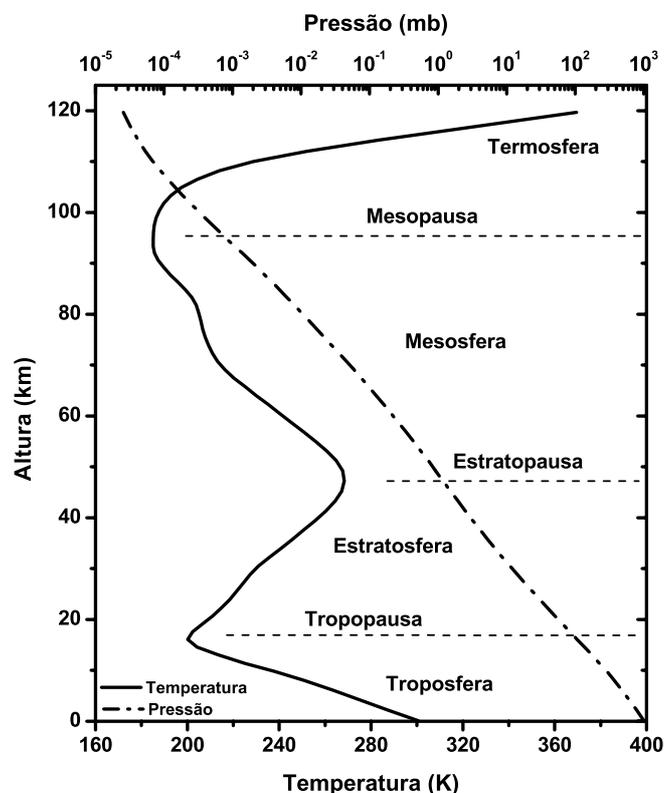


FIGURA 1.1 – Perfil vertical anual médio da temperatura e da pressão em 20° S, e nomenclatura das camadas atmosféricas. Os valores foram tomados do modelo CIRA-86 (The COSPAR International Reference Atmosphere).

A estratosfera é a camada acima da tropopausa, na qual a temperatura aumenta com a altitude, atingindo cerca de 270 K em torno de 50 km, resultado da absorção da radiação ultravioleta solar pelo ozônio, cuja razão de mistura volumétrica alcança o máximo em torno dos 35 km de altura. A absorção da radiação aumenta o nível de agitação das moléculas de ozônio que, ao colidirem com outras moléculas, promove o aumento da temperatura da sua vizinhança. A importância da camada de ozônio reside no fato do mesmo auxiliar na manutenção do balanço de calor, e reduzir a quantidade de radiação ultravioleta que alcança a superfície terrestre.

A camada da mesosfera encontra-se acima da estratopausa. Nesta região, o processo de radiação é muito importante na remoção de calor, e a temperatura decresce com a altura. As temperaturas mais frias da atmosfera terrestre são atingidas na região da mesosfera, podendo alcançar valores menores do que 180 K na mesopausa em torno de 100 km. As baixas temperaturas das regiões mesosférica e da mesopausa não podem ser explicadas apenas através de considerações radiativas. Faz-se necessário recorrer aos processos dinâmicos decorrentes dos movimentos ondulatórios e de transferência de momentum. A camada acima da mesopausa é a termosfera, onde a temperatura aumenta rapidamente com a altura até atingir o limite máximo, denominada temperatura exosférica. A alta temperatura desta região é decorrente da absorção da radiação solar direta no ultravioleta e no extremo ultravioleta pelo oxigênio atômico.

Considerando-se os processos físicos que ocorrem na atmosfera terrestre, observa-se que uma de suas características é a mistura quase que constante de gases até cerca de 110 km de altura, dada a predominância da difusão turbulenta. Esta região atmosférica, também chamada de homosfera, é composta principalmente de nitrogênio molecular ( $N_2$ , ~78%), de oxigênio molecular ( $O_2$ , 21%), e de argônio, ( $Ar$ , ~1,3%). Ainda são encontrados, embora em quantidade pouco abundante, o dióxido de carbono ( $CO_2$ ), vapor d'água ( $H_2O$ ), e ozônio ( $O_3$ ), os quais são muito importantes, dada a capacidade de absorver radiação solar direta.

Na mesosfera, as principais fontes de energia são: a absorção da radiação ultravioleta solar pelo ozônio nas bandas de Hartley, entre 242 e 310 nm; a desativação colisional (*quenching*) do oxigênio atômico no nível  $^1D$ , geradas por fotólise do  $O_3$  e  $O_2$ ; quantidades significativas de energia são devidas à liberação de energia potencial química da recombinação de três corpos do oxigênio atômico e da reação exotérmica que envolve o hidrogênio ( $H$ ), e o  $O_3$ ; as interações dinâmicas nas quais ondas de gravidade, marés atmosféricas e ondas planetárias são dissipadas; e o aquecimento e resfriamento devido a movimentos verticais, dentre os quais aqueles relacionados às marés atmosféricas. Já o resfriamento mesosférico decorre dos processos radiativos que envolvem óxido nítrico ( $NO$ ),  $O$ ,  $O_3$  e do  $CO_2$ , sendo que este último desempenha um papel dominante. No caso da baixa termosfera, a absorção da radiação no extremo

ultravioleta, precipitação de partículas magnetosféricas aurorais, e dissipação de correntes elétricas na ionosfera local decorrentes de várias fontes, são efeitos responsáveis pela deposição de energia na região.

## **1.2 – Ondas na Atmosfera**

As ondas atmosféricas são movimentos que podem transmitir energia e momentum sem transportar material e são causadas por perturbações que provocam o desequilíbrio do ar a partir de um estado básico, e são possíveis graças às forças restauradoras, as quais, por oposição às perturbações, comportam oscilações locais nas propriedades dos campos atmosféricos. Na atmosfera terrestre, as ondas governadas por forças de compressibilidade do ar são as ondas acústicas; as ondas devido à força da gravidade são as ondas de gravidade; e aquelas devido às forças rotacionais são as ondas de escala planetária Rossby. De acordo com o seu período, as principais ondas atmosféricas de interesse geofísico são categorizadas como ondas de gravidade, marés atmosféricas e ondas planetárias.

### **1.2.1 Ondas de Gravidade**

As ondas de gravidade são perturbações ondulatórias transversas que se propagam horizontalmente e verticalmente na atmosfera, tendo períodos característicos desde minutos até dias e escala espacial desde alguns quilômetros até milhares de quilômetros. Estas ondas propagam-se ascendentemente na atmosfera e crescem exponencialmente em amplitude, devido ao decréscimo exponencial da densidade com a altura, até alcançarem um nível crítico onde elas quebram e transferem energia e momentum para o fluxo básico. A propagação vertical das ondas de gravidade é um assunto de particular interesse, uma vez que elas transportam energia e momentum para os níveis mais altos da atmosfera, produzindo flutuações nos ventos e na temperatura das camadas menos

densas, cujas magnitudes são várias ordens de grandeza maiores do que àquelas provocadas nas camadas mais densas onde as mesmas são geradas (McLandress, 1998).

Dada a estratificação da atmosfera, quando uma parcela de fluido é deslocada verticalmente, atua sobre a mesma uma força restauradora devida ao desbalanço entre a força do gradiente de pressão e a força de gravidade. As oscilações resultantes nos campos atmosféricos são chamadas de ondas de fluabilidade ou ondas de gravidade (Holton, 1992), cujas velocidades de propagação são normalmente bem menores do que as das ondas sonoras. Uma vez que qualquer perturbação que introduza uma mudança na atmosfera, dentro de uma escala de tempo desde poucos minutos até várias horas, pode gerar ondas de gravidade (Hines, 1974), várias fontes de geração para estas oscilações, tanto na alta como na baixa atmosfera, têm sido propostas, dentre as quais destacam-se: instabilidades convectivas e dinâmicas, escoamento atmosférico sobre topografia irregular, atividades frontais e tempestades convectivas, entre outras (Taylor e Hapgood, 1988).

### **1.2.2 Marés Atmosféricas**

As marés atmosféricas são oscilações em escala global, produzidas por uma combinação das ações gravitacionais do sol e da lua sobre a Terra e pela ação térmica do sol, cujos períodos são sub harmônicos de um dia solar ou lunar, e ainda podem ser migrantes ou não migrantes. O aquecimento diário do sol produz um efeito de maré na atmosfera muito mais intenso (cerca de 100 vezes) do que o causado pela ação gravitacional. As marés solares migrantes são aquelas que acompanham o movimento aparente do sol, e constituem-se no fenômeno dinâmico mais regular e distinto observado na alta mesosfera e baixa termosfera, contribuindo substancialmente para a dinâmica desta região (Vial, 1989; Tsuda et al., 1999). As características básicas dos seus componentes diurno e semidiurno podem ser descritas pela teoria clássica de marés (Chapman e Lindzen, 1970); porém, para um melhor entendimento quantitativo, torna-se necessário considerar uma atmosfera básica realista, além de uma parametrização apropriada dos forçantes, considerando-se ainda os efeitos de dissipação e arraste iônico.

As marés térmicas migrantes são induzidas por mecanismos térmicos devido à absorção atmosférica periódica de radiação solar, seguida de aquecimento, principalmente, pela absorção de radiação no infravermelho próximo pelo vapor d'água da troposfera; no ultravioleta pelo ozônio da estratosfera e da baixa mesosfera; nas bandas e no contínuo de Schumann-Runge pelos  $O_2$  e  $N_2$  da baixa termosfera; e no ultravioleta extremo pelo  $O$  da alta termosfera. A excitação associada a estes mecanismos produz componentes propagantes e evanescentes de marés principalmente diurna e semidiurna. A dissipação das marés atmosféricas ocorre em toda a atmosfera, podendo ser atribuída a diversos fatores tais como o arraste iônico, viscosidade molecular e turbulenta, e amortecimento radiativo, ou relaxação newtoniana (Hagan et al., 1995).

Assim como as marés migrantes, as marés atmosféricas não migrantes são ondas de escala global cujos períodos também são subharmônicos de um dia solar. Entretanto, estas ondas não se propagam para oeste seguindo o movimento aparente do sol. As marés não migrantes podem se propagar para oeste, para leste, ou podem ser oscilações estacionárias para qualquer número de onda zonal diferentes daqueles das marés migrantes (Chapman e Lindzen, 1970). Um importante mecanismo de geração das marés não migrantes é a liberação de calor latente associado com atividade convectiva na região troposférica equatorial e de baixas latitudes (Hagan e Forbes, 2002).

### **1.2.3 Ondas Planetárias**

As ondas de escala planetária também são de grande estrutura horizontal, da ordem do diâmetro terrestre, com períodos maiores do que um dia. A variação do efeito da força de Coriolis com a latitude age sobre a atmosfera como uma força externa, tendo como resultado ondas horizontalmente transversais com comprimentos de onda horizontais de milhares de quilômetros.

Processos convectivos, interações não lineares entre marés atmosféricas e ondas de gravidade ou modos diferentes de ondas de marés, variações isoladas na topografia, e aquecimento diferencial entre continentes e oceanos têm sido apontadas como fontes

geradoras das ondas planetárias (Beer, 1974). As ondas equatoriais de escala planetária são geradas principalmente por mecanismos que envolvem sistemas convectivos de nuvens na troposfera tropical (Holton, 1972; Horinouchi e Yoden, 1997).

As ondas de Rossby, devem sua existência à conservação da vorticidade absoluta, decorrente da variação do parâmetro de Coriolis com a latitude. O exemplo mais simples de uma onda de Rossby ocorre numa atmosfera barotrópica, ou seja, numa atmosfera em que a temperatura potencial é constante em cada superfície de pressão.

O estudo do movimento de sistemas de grande escala horizontal com extensão latitudinal limitada pode ser facilitado quando simplificações geométricas são consideradas. Ao adotar-se o plano “beta”, a curvatura da Terra é desconsiderada, sendo o parâmetro de Coriolis dado aproximadamente por:

$$f = f_0 + \beta y, \quad (1.1)$$

$$\beta = \frac{df}{dy}, \quad (1.2)$$

onde  $y = a(\phi - \phi_0)$  é a distância meridional desde uma latitude fixa onde o parâmetro de Coriolis é  $f_0 = 2\Omega \sin \phi_0$ ;  $a$  é o raio terrestre;  $\phi$  é a latitude; e  $\Omega$  é taxa de rotação da Terra.

Sob condições não divergentes, ou seja, na ausência de movimentos verticais, os movimentos atmosféricos são governados pela conservação da vorticidade absoluta, a qual pode ser expressa como:

$$\frac{d\zeta}{dt} + \beta v = 0, \quad (1.3)$$

onde  $\zeta$  é a vorticidade;  $t$  é o tempo; e  $v$  é a velocidade. A equação da perturbação da vorticidade é obtida desprezando-se os termos que envolvem produtos perturbados, visto que as amplitudes das perturbações são pequenas em relação ao estado básico, ou

seja, lineariza-se a Equação (1.3) em torno de um estado básico de movimento uniforme e barotropicamente estratificado<sup>1</sup>,

$$\frac{D\xi'}{Dt} + \beta v' = 0. \quad (1.4)$$

De acordo com o teorema de Helmholtz (Holton, 1992), sendo o movimento não divergente, o campo de velocidade horizontal pode ser representado em termos de uma função de corrente,  $\psi$ ,

$$\mathbf{v}'_h = \mathbf{k} \times \nabla \psi'. \quad (1.5)$$

A equação da perturbação da vorticidade torna-se então,

$$\frac{D}{Dt} \nabla^2 \psi' + \beta \frac{\partial \psi'}{\partial x} = 0, \quad (1.6)$$

que é conhecida como equação de onda de Rossby e reflete o balanço entre as variações na vorticidade relativa de uma parcela de ar e as variações em sua vorticidade planetária, devido a deslocamentos meridionais. O mecanismo de propagação da onda de Rossby pode ser entendido considerando-se uma cadeia de parcelas de fluido que no tempo  $t_0$  repousa ao longo de um círculo de latitude, como mostra a Figura 1.2, de Holton (1992).

Quando uma parcela, que se move para leste, for meridionalmente defletida para a direção norte, sua vorticidade planetária  $f$  crescerá, produzindo nela uma rotação horária para conservar a vorticidade absoluta. A vanguarda da parcela irá experimentar um movimento para a direção sul, defletindo sua trajetória de maneira que a parcela será conduzida de volta para o círculo de latitude de equilíbrio. Ao ultrapassar esta latitude, a parcela experimentará uma rotação anti-horária e sua trajetória será defletida para a direção norte devido ao movimento dirigido para norte que surge na vanguarda da parcela. O campo da velocidade meridional associado com o campo da vorticidade da

---

<sup>1</sup> A estratificação é dita barotrópica quando as superfícies isentrópicas coincidem com as superfícies isobáricas.

perturbação desloca a cadeia de parcelas do fluido para o sul, a oeste da vorticidade máxima e para o norte, a oeste da vorticidade mínima, conforme mostra a Figura 1.2. Logo, a propagação de todo o padrão será para a direção oeste.

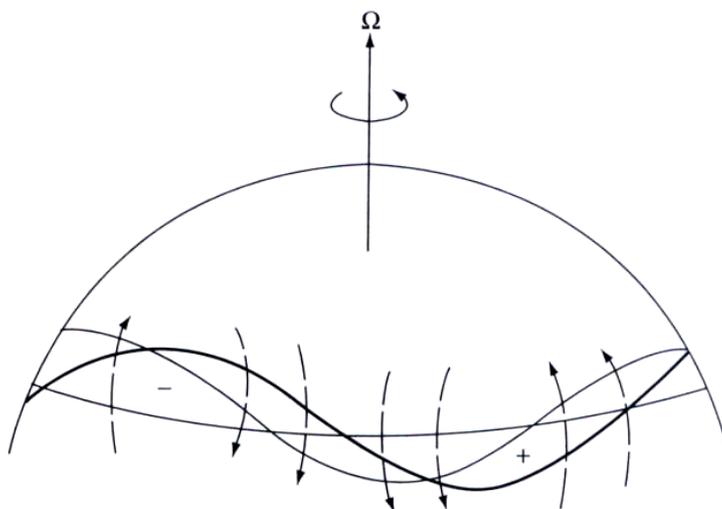


FIGURA 1.2 - Campo de perturbação da vorticidade (+ e -) e campo de vorticidade induzida (setas tracejadas) para uma cadeia de parcelas de fluido, mostrando o mecanismo de propagação para onda de Rossby.

FONTE: Adaptada de Holton (1992, p. 217).

Supondo soluções da forma  $\exp[i(kx+my-\sigma t)]$ , onde  $k$  e  $m$  são os números de onda horizontal e vertical, respectivamente e  $\sigma$  é a frequência, a partir da Equação (1.6) obtém-se a relação de dispersão para as ondas de Rossby:

$$c_x = \bar{u} - \frac{\beta}{k^2 + m^2}. \quad (1.7)$$

onde  $c_x$  é a velocidade de fase relativa ao solo e  $\bar{u}$  é o vento zonal médio. Logo, as ondas de Rossby propagam-se apenas para a direção oeste com relação ao fluxo zonal médio. De acordo com a Equação (1.7) as ondas de Rossby são dispersivas, cujas velocidades de fase crescem rapidamente quando o número de onda cresce.

#### 1.2.4 Ondas Equatoriais

A dinâmica da atmosfera equatorial se distingue das demais regiões e os movimentos ondulatórios de larga escala assumem características diferentes daqueles observados em médias e altas latitudes. Na região equatorial existem ondas que combinam algumas características de ondas de gravidade e de ondas de Rossby, sendo a onda de Kelvin e a onda mista de Rossby-gravidade dois importantes exemplos de ondas equatoriais. Uma das características das ondas equatoriais é o fato delas serem confinadas em latitude, ou seja, a propagação destas ondas ocorre ao longo do equador e suas amplitudes decrescem com a latitude. A direção de propagação da onda de Kelvin é para leste e sua estrutura vertical é idêntica a de uma onda de gravidade que se propaga para leste. A estrutura latitudinal das perturbações nos campos de pressão e de velocidade zonal, devido às ondas de Kelvin, é gaussiana e simétrica em relação ao equador, enquanto a componente de velocidade meridional é desprezível, como pode ser visto na Figura 1.3, a qual ilustra num plano a distribuição das perturbações horizontais da altura geopotencial e dos ventos para a onda de Kelvin.

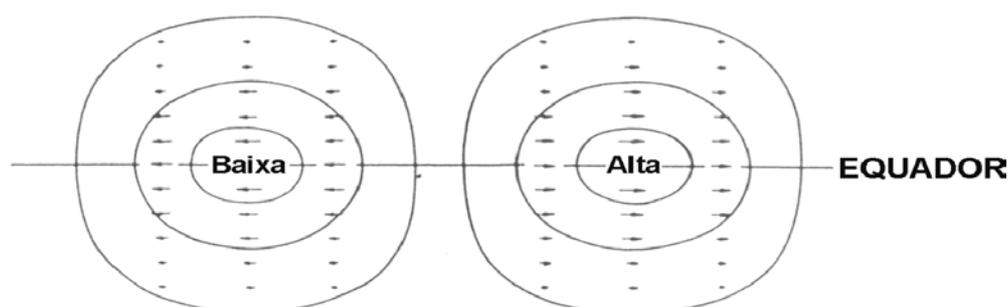


FIGURA 1.3 – Distribuição das perturbações da velocidade e pressão num plano para ondas de Kelvin.

FONTE: Adaptada de Tsutsumi (1995, p. 12).

Ondas mistas de Rossby-gravidade são ondas que combinam características de ondas de Rossby e de ondas de gravidade, sendo sua direção de propagação para oeste em relação ao fluxo médio. A sua distribuição latitudinal ilustrada na Figura 1.4 mostra que as ondas mistas têm distribuição de vento meridional simétrica e distribuição de vento zonal e pressão anti-simétrica. Neste modo, partindo-se do geopotencial máximo e mínimo na direção dos pólos, os campos de vento horizontal e de pressão aproximam-se do balanço geostrófico, porém próximo ao equador é bastante ageostrófico (Holton, 1975).

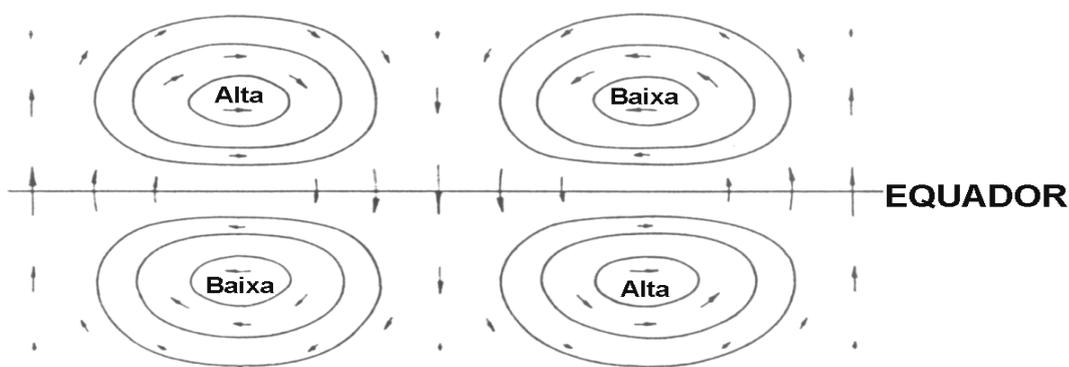


FIGURA 1.4 – Distribuição das perturbações da velocidade e pressão num plano para ondas mistas de Rossby-gravidade.

FONTE: Adaptada de Tsutsumi (1995, p. 13).

As estruturas verticais das ondas de Kelvin e de Rossby-gravidade, são importantes para a dinâmica equatorial. As estruturas em altura e longitude das soluções das ondas de Kelvin e de Rossby-gravidade são mostradas na Figura 1.5. A estrutura para a onda de Kelvin, Figura 1.5 (a), mostra que a mesma é uma onda de gravidade ordinária com propagação de fase para leste e descendente. Também é possível verificar que os fluxos de energia e de momentum são ascendentes. No caso da estrutura da onda de Rossby-gravidade, mostrada na Figura 1.5 (b), verifica-se que a velocidade de fase aponta para oeste e é descendente. Novamente têm-se fluxos de energia e de momentum ascendente.

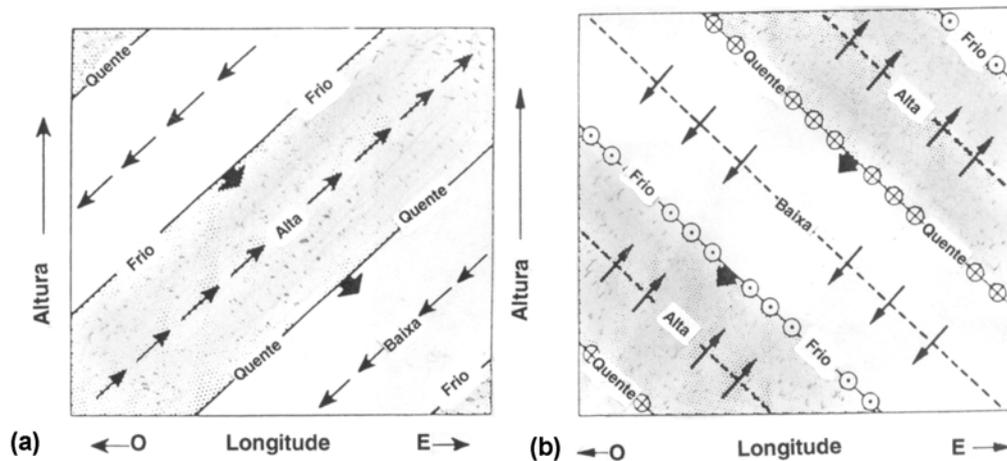


FIGURA 1.5 – Estruturas em altura e longitude das soluções das ondas de (a) Kelvin e de (b) Rossby-gravidade.

FONTE: Adaptada de Holton (1975, p. 135).

### 1.3 – Observação da Dinâmica na Região Próxima a Mesopausa

Diversas técnicas são empregadas na observação da região da alta mesosfera e baixa termosfera. Medidas locais obtidas através de experimentos utilizando foguetes fornecem boa resolução em altura, porém os perfis são limitados ao número de lançamentos. As observações realizadas através de sensoriamento remoto proporcionam medidas seqüenciais de médias no espaço de diferentes volumes da atmosfera e, de acordo com o propósito e a instrumentação utilizada, apresentam suas vantagens e desvantagens. Até o atual estágio, as observações obtidas através de instrumentos a bordo de satélites proporcionaram avanços significativos no entendimento da estrutura e comportamento global de campos atmosféricos e das ondas atmosféricas. Porém, as suas resoluções em altura e tempo não são suficientemente boas para o estudo de perturbações de campos atmosféricos com pequena escala vertical e de tempo. Embora suas coberturas horizontais sejam limitadas, os sistemas de sensoriamento remoto que operam no solo têm revelado características importantes dos campos atmosféricos da região que compreende a alta mesosfera e baixa termosfera. Campos de ventos horizontais deduzidos da informação fornecida pelos ecos de ondas de rádio espalhados

pelas trilhas ionizadas de meteoros, e observações fotométricas da luminescência atmosférica, foram utilizados nesta tese, na investigação de oscilações associadas às perturbações de escala planetária.

Meteoro é o fenômeno luminoso e visível produzido pelo ingresso de meteoróides na atmosfera terrestre (McKinley, 1961). Ao ingressarem na atmosfera terrestre, os meteoróides vaporizam devido a sua interação com a atmosfera neutra, formando trilhas de elétrons livres concentrados numa coluna cilíndrica. Estas trilhas têm sido utilizadas como traçadores no estudo da dinâmica da atmosfera terrestre no intervalo de 75 a 110 km de altura, as quais podem ser detectadas como ecos meteóricos através de radares. e A maioria das trilhas meteóricas detectadas pelo radar são aquelas cuja densidade linear de elétrons é baixa, ou seja, as trilhas subdensas (Tsutsumi et al., 1994). Dentre os campos atmosféricos que podem ser deduzidos a partir da detecção de ecos meteóricos destacam-se os campos de vento (Manning et al., 1950; Nakamura et al., 2002) e as temperaturas da região próxima à mesopausa (Tsutsumi et al., 1994; Hocking, 1999). Medidas de densidade e pressão desta região atmosférica também têm sido inferidas usando o coeficiente de difusão ambipolar da trilha meteórica, e temperaturas estimadas a partir de medidas de emissão luminescente (Takahashi et al., 2002a).

A luminescência atmosférica é um fenômeno óptico o qual é definido como uma radiação amorfa emitida continuamente pela atmosfera planetária (Chamberlain, 1961). Este brilho constante de baixa intensidade é originado pela emissão de estados excitados dos átomos e moléculas na atmosfera e que são formados pelo resultado de processos diretos ou indiretos da radiação solar. Embora sua percepção seja dificultada dada a sua uniformidade, esta interessante luminosidade atmosférica pode ser observada à noite e, uma vez que as reações químicas ocorrem em camadas de espessura limitada em intervalos de alturas específicos para cada espécie, a radiação resultante tem se constituído numa importante ferramenta nas investigações acerca de campos atmosféricos.

Vários estudos têm demonstrado que as ondas atmosféricas modulam as emissões luminescentes (Ward et al., 1997; McDade, 1998; Schubert et al., 1999; Taylor et al.,

2001; Takahashi et al., 2002b). Os movimentos verticais devidos às ondas atmosféricas afetam a altura, a densidade e a temperatura de cada camada emissora. Como consequência dos movimentos verticais, a radiância da camada de luminescência varia devido às variações induzidas na densidade. Por sua vez, as variações na temperatura afetarão os coeficientes das taxas de reação responsáveis pela produção das camadas emissoras. Em primeira aproximação, os movimentos ocorrem adiabaticamente. Assim, no caso das parcelas situadas na parte inferior da camada luminescente, as variações na taxa de emissão volumétrica de uma determinada espécie, devido a movimentos verticais ascendentes, os quais deslocam as parcelas com baixa razão de mistura para cima, tem como resultado uma baixa densidade da espécie minoritária e consequente redução na taxa de emissão volumétrica. No movimento descendente das parcelas a situação é invertida, tendo como consequência um aumento na taxa de emissão volumétrica.

A dependência latitudinal da distribuição de temperatura na média atmosfera deve-se ao balanço entre os efeitos radiativos e as mudanças locais de temperatura produzidas pelos processos dinâmicos (Andrews et al., 1987). Portanto, as intensidades das emissões luminescentes refletem a densidade, a temperatura e os movimentos da atmosfera nas altitudes vizinhas do pico da camada, tornando possível as estimativas de parâmetros geofísicos através de observações das emissões luminescentes. Um dos objetivos deste trabalho é investigar a presença de oscilações com períodos maiores do que um dia nas séries de medidas das emissões proporcionadas pela linha verde do oxigênio atômico mesosférico (em 557,7 nm), pela banda atmosférica (0,1) do oxigênio molecular ( $O_2$ ), e pela banda de Meinel (6,2) da hidroxila ( $OH^*$ ) e suas temperaturas rotacionais.

#### **1.4 – Visão Geral da Tese**

Apesar dos esforços empreendidos pela comunidade científica, a dinâmica da região da alta mesosfera e baixa termosfera do hemisfério sul é pouco conhecida em relação à do hemisfério norte. Apesar de vários fenômenos se manifestarem em ambos os hemisférios, alguns se mostram mais relevantes em apenas um deles, enquanto outros

ocorrem exclusivamente em um dos hemisférios numa determinada estação do ano. Por outro lado, a dinâmica da média atmosfera tropical possui características que a distinguem das outras regiões, e por isso tem sido tratada separadamente.

A caracterização das variações dos parâmetros da média atmosfera tem como objetivo aperfeiçoar as previsões dos fenômenos e seus efeitos globais. A capacidade de se prever a climatologia global passa necessariamente pela compreensão de como acontece o acoplamento entre as camadas atmosféricas, e a distribuição longitudinal e latitudinal das variações. Neste sentido, tem sido observado que as perturbações de escala planetária desempenham um papel importante na dinâmica da média atmosfera, cujos efeitos contribuem significativamente para a climatologia do planeta.

Esta tese visa contribuir para o melhor entendimento da dinâmica da região próxima a mesopausa em baixas latitudes do hemisfério sul, através da identificação e caracterização de movimentos ondulatórios de escala planetária nos campos de ventos obtidos em Cachoeira Paulista e nas medidas de aeroluminescência obtidas em São João do Cariri. Deve-se salientar que este trabalho é pioneiro no que se refere ao estudo de oscilações de escala planetária em latitudes próximas a  $23^{\circ}$  S, utilizando séries longas de dados de ventos da região próxima a mesopausa, obtidos a partir do solo e com resolução em altura.

Aspectos teóricos e observacionais das ondas de escala global são abordados no Capítulo 2, onde sucintamente apresenta-se a teoria das ondas planetárias em uma esfera em rotação, a qual tem como base a teoria de marés de Laplace, com ênfase para os modos normais. Na segunda parte, aspectos dos principais modos de ondas planetárias observadas na região da alta mesosfera e baixa termosfera são descritos.

No Capítulo 3, a trilha meteórica é tratada como um traçador dos campos de ventos da região entre 80 e 100 km de altura, e uma descrição do radar meteórico de Cachoeira Paulista é então apresentada. O fotômetro multicanal de São João do Cariri, e os parâmetros luminescentes observados são também descritos no Capítulo 3. Para finalizar esse capítulo, são apresentadas as características dos dados utilizados nesta tese.

Algumas das técnicas empregadas no estudo das oscilações presentes nos campos atmosféricos são brevemente descritas no Capítulo 4, enquanto no Capítulo 5 os resultados dos estudos de identificação e caracterização das oscilações com períodos de ondas planetárias presentes nos campos de ventos de Cachoeira Paulista são apresentados e discutidos. No Capítulo 6 são apresentados e discutidos os resultados referentes às medidas de aeroluminescência observadas em São João do Cariri.

Para finalizar, no Capítulo 7 são apresentadas as conclusões e considerações finais.



## CAPÍTULO 2

### ONDAS PLANETÁRIAS NA ATMOSFERA: TEORIA E OBSERVAÇÕES

O estudo da dinâmica de larga escala da região da alta mesosfera e baixa termosfera tem sido realizado tanto sob o ponto de vista teórico como observacional. Dada a variedade de oscilações periódicas de diferentes escalas de espaço e tempo que esta região comporta, torna-se difícil generalizar a dinâmica de seus movimentos, sendo necessário à adoção de aproximações matemáticas, de forma a contemplar a escala do fenômeno de interesse. Conforme visto na Seção (1.3), a investigação da dinâmica da atmosfera em alturas próximas a mesopausa tem sido viabilizada graças à estimativa dos seus parâmetros pelo emprego de diversas técnicas e instrumentos. Em geral, os parâmetros observados são submetidos à análises com o objetivo de caracterizar as oscilações presentes e a associar, a estas, modos de propagação em acordo com estudos teóricos.

#### 2.1 – Teoria de Ondas Planetárias em uma Esfera em Rotação

Quando as escalas espaciais dos movimentos em estudo são da ordem de milhares de quilômetros, os efeitos de rotação da Terra não podem ser desprezados e um referencial em rotação deve ser considerado. Conforme discutido na Seção (1.2.3), a variação do efeito da força de Coriolis com a latitude age sobre a atmosfera como uma força externa, tendo como resultado ondas horizontalmente transversais com comprimentos de milhares de quilômetros, as quais são denominadas de ondas planetárias Rossby, e cujo estudo é realizado levando-se em conta a esfericidade terrestre.

Os estudos dos movimentos ondulatórios numa esfera em rotação têm como base a teoria de marés de Laplace, também denominada de “equações de águas rasas” numa esfera, cuja origem é o trabalho *Mécanique Céleste* de Laplace de 1799, no qual o interesse principal era as oscilações de marés num oceano incompressível de profundidade uniforme. No entanto, Laplace também presumiu a existência de movimentos equivalentes na atmosfera, o que foi posteriormente seguido por vários pesquisadores, de modo que a teoria de marés oceânicas de Laplace constitui a base

para teoria das marés atmosféricas (Salby, 1984). Os aspectos teóricos de ondas atmosféricas em escala global numa esfera em rotação aqui apresentados seguem o formalismo de Andrews et al. (1987), considerando ainda os trabalhos de Matsuno (1966), Salby (1981a; 1984), Volland (1988), Holton (1992), e Forbes (1995; 2000).

De acordo com o método da perturbação, as variáveis dos campos de uma atmosfera que apresenta um pequeno afastamento desde um estado básico de repouso relativo, podem ser representadas por um escoamento básico e a porção perturbada (Holton, 1992). Supondo nulas as componentes da velocidade do vento básico,  $u_0 = v_0 = w_0 = 0$ , dirigidas para leste, para norte, e para cima, respectivamente, e sendo as: temperatura  $T_0$ , pressão  $p_0$ , e densidade  $\rho_0$  dependentes apenas da altitude  $z$ , tem-se que as variáveis em questão estão relacionadas por:

$$p_0 = \rho_0 R T_0, \quad e \quad (2.1)$$

$$\partial p_0 / \partial z = -g \rho_0, \quad (2.2)$$

onde  $g$  é a aceleração da gravidade, e  $R$  é a constante universal dos gases.

No estudo de movimentos atmosféricos de escala planetária, a teoria clássica é aplicada considerando-se uma atmosfera esférica estratificada horizontalmente, em equilíbrio hidrostático, e isotérmica, movendo-se com velocidade constante, a qual estende-se indefinidamente na vertical. Como as equações do movimento são definidas num referencial esférico em rotação, elas contêm termos que descrevem a aceleração de Coriolis. Como as amplitudes das perturbações das variáveis são pequenas em relação ao estado básico, os termos das equações primitivas que envolvem produtos perturbados podem ser desprezados, ou seja, as equações são então linearizadas conduzindo ao acoplamento de equações que descrevem o estado zonal médio e as perturbações nesta atmosfera básica.

Feitas estas considerações, obtém-se uma série de equações que descrevem os movimentos ondulatórios numa esfera em rotação, as quais assumem as seguintes formas:

$$\frac{\bar{D}u'}{Dt} + \left[ \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (\bar{u} \cos \phi) - f \right] v' + \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} w' + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \Phi'}{\partial \lambda} = X', \quad (2.3)$$

$$\frac{\bar{D}v'}{Dt} + \left( f + \frac{2\bar{u}}{a} \tan \phi \right) u' + \frac{1}{a} \frac{\partial \Phi'}{\partial \phi} = Y', \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial \Phi'}{\partial z} = -\frac{R\theta'}{H} e^{-\kappa z/H}, \quad (2.5)$$

$$\frac{1}{a \cos \phi} \left[ \frac{\partial u'}{\partial \lambda} + \frac{\partial (v' \cos \phi)}{\partial \phi} \right] + \frac{1}{\rho_o} \frac{\partial (\rho_o w')}{\partial z} = 0, \quad (2.6)$$

$$\frac{\bar{D}\theta'}{Dt} + \frac{1}{a} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial \phi} v' + \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} w' = Q', \quad (2.7)$$

onde:

$$\frac{D}{Dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\bar{u}}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda}, \quad (2.8)$$

$\lambda$  e  $\phi$  são a longitude e latitude;  $a$  é o raio terrestre;  $\theta$  a temperatura potencial;  $\Phi$  é o geopotencial;  $f \equiv 2\Omega \sin \phi$  é parâmetro de Coriolis;  $\Omega$  rotação da Terra;  $H$  escala de altura;  $t$  é o tempo;  $X$  e  $Y$  são as componentes horizontais dos forçantes; e  $Q \equiv (J/c_p) e^{\kappa z/H}$  onde  $J$  é a taxa de entrada de calor por unidade de massa,  $\kappa = R/c_p$  com  $c_p$  representando o calor específico a pressão constante. A seguinte notação é

utilizada para representar as quantidades perturbadas:  $L'(\lambda, \phi, z, t) \equiv L - \bar{L}$ , onde  $L$  é a quantidade em questão e  $\bar{L}$  é a sua média zonal.

As soluções para a série de Equações (2.3) a (2.7) são buscadas usando-se o método da separação de variáveis de modo que, ao desacoplar-se a dependência vertical da horizontal e do tempo, obtêm-se:

$$(u', v', \Phi') = e^{z/2H} U(z) [\tilde{u}(\lambda, \phi, t), \tilde{v}(\lambda, \phi, t), \tilde{\Phi}(\lambda, \phi, t)], \quad (2.9)$$

e

$$w' = e^{z/2H} W(z) \tilde{w}(\lambda, \phi, t). \quad (2.10)$$

onde  $\tilde{u}$  e  $\tilde{v}$  são as componentes da velocidade,  $\tilde{\Phi}/g$  é o deslocamento da superfície livre do fluido em relação ao equilíbrio, e  $U$  e  $W$  são as amplitudes complexas dos respectivos valores.

Substituindo-se as Equações (2.9) e (2.10), convenientemente, nas equações linearizadas, chega-se às seguintes equações:

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial t} - f\tilde{v} + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial \lambda} = 0, \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial \tilde{v}}{\partial t} + f\tilde{u} + \frac{1}{a} \frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial \phi} = 0, \quad (2.12)$$

$$\frac{1}{a \cos \phi} \left[ \frac{\partial \tilde{u}}{\partial \lambda} + \frac{\partial(\tilde{v} \cos \phi)}{\partial \phi} \right] + \frac{1}{gh} \frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial t} = 0. \quad (2.13)$$

Essas equações definem a estrutura horizontal-temporal e são chamadas de equações de marés de Laplace, onde  $h$  é uma constante de separação, referida como “profundidade equivalente”.

No problema da maré oceânica de Laplace, para o estudo dos modos livres, considerou-se um fluido incompressível de profundidade conhecida  $h$  sobre uma esfera, em que os autovalores são as freqüências. No estudo da estrutura horizontal das oscilações é possível “trocar” a atmosfera por um oceano de profundidade  $h$ , cujas oscilações naturais têm as mesmas freqüências e estrutura horizontal quando consideradas para a atmosfera. Por esta razão, a constante de separação  $h$  recebe o nome de profundidade equivalente (Chapman e Lindzen, 1970; Forbes, 1995).

Para a estrutura vertical, tem-se que:

$$\frac{d^2W}{dz^2} + \left( \frac{N^2}{gh} - \frac{1}{4H^2} \right) W = 0 \quad (2.14)$$

onde

$$\frac{dW}{dz} + \left( \frac{R\bar{T}(0)}{gh} - \frac{1}{2} \right) \frac{W}{H} = 0 \quad \text{em } z = 0 \quad (2.15)$$

é a condição de contorno inferior e  $N^2(z) = H^{-1}R(\partial\bar{\theta}/\partial z)e^{-\kappa z/H}$  é o quadrado da freqüência de Brunt-Väisälä,  $N$ .

As soluções procuradas para as Equações (2.11) a (2.13), são da forma:

$$\{\tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{\Phi}\} = \text{Re} \left\{ \left[ \hat{u}(\phi), \hat{v}(\phi), \hat{\Phi}(\phi) \right] \exp[i(s\lambda - 2\Omega\sigma t)] \right\} \quad (2.16)$$

onde  $s$  é o número de onda zonal e  $2\pi/2\Omega\sigma$ , ou  $(2\sigma)^{-1}$  em dias, é o período.

Solucionando as Equações (2.11) e (2.12) para  $\hat{u}$  e  $\hat{v}$  e substituindo na Equação (2.13), obtém-se:

$$L \hat{\Phi} + \gamma \hat{\Phi} = 0 \quad (2.17)$$

onde  $\gamma = 4\Omega^2 a^2 / gh$  é chamado parâmetro de Lamb e,

$$L = \frac{d}{d\mu} \left[ \frac{(1-\mu^2)}{(\sigma^2 - \mu^2)} \frac{d}{d\mu} \right] - \frac{1}{\sigma^2 - \mu^2} \left[ \frac{-s(\sigma^2 + \mu^2)}{\sigma(\sigma^2 - \mu^2)} + \frac{s^2}{1-\mu^2} \right] \quad (2.18)$$

é um operador (de Laplace) diferencial de segunda ordem na variável  $\mu = \text{sen}\phi$ , ( $-1 \leq \mu \leq 1$ ) e depende de  $s$  e  $\sigma$ . A condição de contorno adequada é aquela em que  $\hat{\Phi}$  é limitada nos pólos, ou seja, onde  $\mu = \pm 1$ .

Dadas as condições de contorno, a Equação (2.17) define um problema de autovalores-autofunções cujos métodos de soluções têm sido baseados nos trabalhos de Hough datados de 1897-98, daí as autofunções receberem o nome de funções de Hough. No entanto, outras soluções numéricas também têm sido investigadas, principalmente devido às facilidades proporcionadas pela capacidade computacional (Chapman e Lindzen, 1970).

Especificando-se  $s$  e  $\sigma$ , pode-se estabelecer uma série de autovalores  $\gamma_n^{(\sigma,s)}$ , ou “profundidades equivalentes”  $h_n^{(\sigma,s)}$ , e as autofunções equivalentes  $\Theta_n^{(\sigma,s)}$ , que são limitadas nos pólos e satisfazem a seguinte relação:

$$L \Theta_n^{(\sigma,s)} + \gamma^{(\sigma,s)} \Theta_n^{(\sigma,s)} = 0 \quad (2.19)$$

para valores inteiros de  $n$ . As funções de Hough,  $\Theta_n$ , juntamente com os autovalores,  $\gamma_n$ , foram calculados e tabelados por Longuet-Higgins (1968).

As soluções para a equação de Laplace, tanto para propagação para leste ( $\sigma > 0$ ) como para oeste ( $\sigma < 0$ ), são separadas em duas categorias: 1) as “oscilações de primeira

classe” ou “soluções de primeira espécie”, também chamadas de modos de gravidade, apresentam autovalores positivos e estão presentes em alta e baixa frequência; 2) as “oscilações de segunda classe” ou “soluções de segunda espécie” são soluções que possuem autovalores positivos apenas para ondas se propagando para oeste, e do contrário tem-se autovalores negativos. Na Figura 2.1, estão representadas as curvas referentes aos autovalores,  $\gamma_n^{(\sigma,s)}$ , em função da frequência normalizada,  $\sigma/\Omega$ , para o número de onda zonal um (para  $s = 2$  as curvas são bastante semelhantes as de  $s = 1$ ).

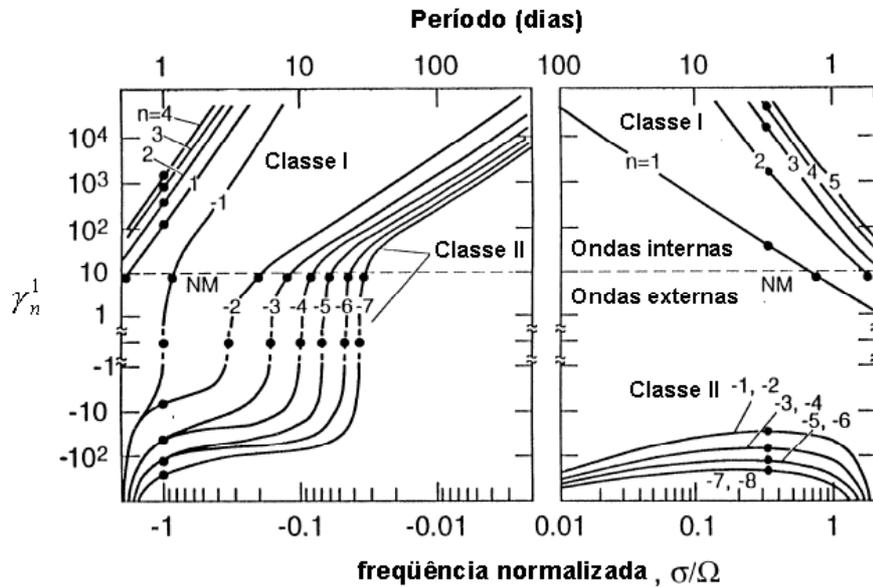


FIGURA 2.1 - Autovalores  $\gamma_n^s$  dos modos de número de onda zonal  $s = 1$ , versus a frequência normalizada  $\sigma/\Omega$ .

FONTE: Adaptada de Volland (1988, p. 75).

A numeração das ondas segue a ordem de valores crescentes dos autovalores,  $\gamma_n^{(\sigma,s)}$ . As ondas pertencentes a primeira classe são positivas ( $n > 0$ ), sendo simétricas em torno do equador quando  $(n+s)$  é par e, anti-simétrica quando  $(n+s)$  é ímpar. No caso das ondas da segunda classe ( $n < 0$ ), estas são simétricas quando  $(n+s)$  é ímpar e, anti-simétrica quando  $(n+s)$  é par (Chapman e Lindzen, 1970). Para um determinado modo, é comum

referir-se como o modo  $\Theta_n^s$  ou o modo  $(s, n)$  indicando-se ainda o período da onda. Porém, os modos são melhores expressos como  $(\pm\sigma/\Omega, s, n)$ .

Examinando-se as curvas referentes aos autovalores mostradas na Figura 2.1, observa-se que, para as ondas de primeira classe, os autovalores são proporcionais ao quadrado do período, quando estes são curtos, e proporcionais a  $\tau^4$  quando os períodos são longos, com exceção do modo  $(s; n = s)$ , cujos autovalores são proporcionais a  $\tau^2$  também para períodos longos, que é o caso para ondas de Kelvin. Os autovalores dos modos referentes a ondas mistas de Rossby-gravidade  $(s; n = -s)$ , que se propagam para oeste, pertencentes a segunda classe, apresentam comportamento similar aos das ondas de primeira classe para períodos longos (Volland, 1988).

Na Figura 2.2 são mostrados alguns exemplos mais comuns de funções de Hough e funções expandidas para velocidades, onde os modos presentes são: o primeiro simétrico referente à maré diurna propagante para oeste  $(-1, 1, 1)$ , linha sólida; o primeiro simétrico referente a maré diurna aprisionada para oeste  $(-1, 1, -2)$  linha tracejada-ponto; o primeiro modo assimétrico de maré diurna propagante para leste  $(1, 1, 2)$  linha pontilhada; e a onda de Kelvin propagante para leste, com período de 3 dias  $(1/3, 1, 1)$  linha tracejada. Todos os modos se referem ao número de onda zonal um,  $s = 1$ .

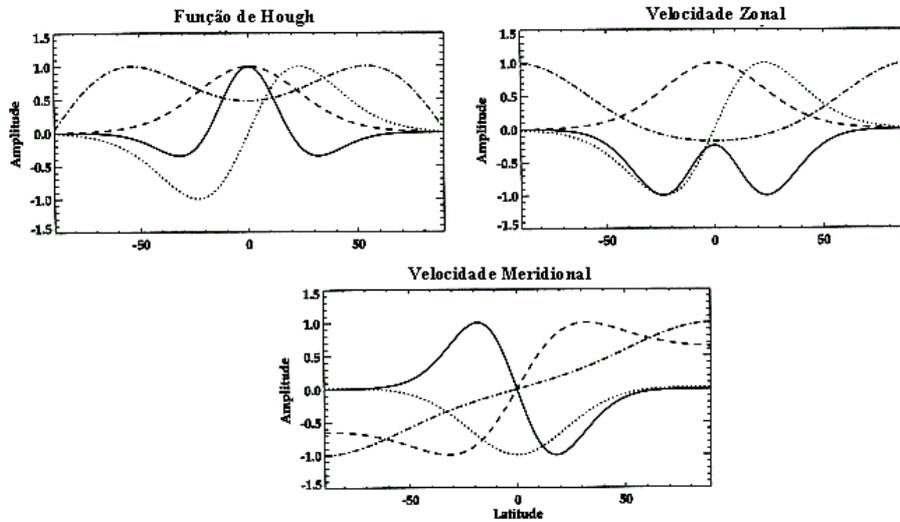


FIGURA 2.2 - Funções de Hough, e funções expandidas das velocidades zonal e meridional, normalizadas, para  $s = 1$ . Linha sólida: primeiro modo simétrico de maré diurna propagante (-1, 1, 1); linha tracejada-ponto: primeiro modo simétrico da maré diurna aprisionada (-1, 1, -2); linha pontilhada: primeiro modo assimétrico de maré diurna propagante para leste (1, 1, 2); linha tracejada: onda de Kelvin de 3 dias (1/3, 1, 1).

FONTE: Adaptada de Forbes (2000, p. 1605).

### 2.1.1 Modos Normais

Uma onda planetária livremente propagante é aquela que depois de gerada, mantém sua propagação sem a presença de um forçante. Neste caso, uma teoria simples é adotada para os modos livres, considerando-se o conjunto de Equações (2.3) a (2.7) com  $X' = Y' = J' = 0$ , buscando-se soluções na forma:

$$w' = e^{z/2H} \operatorname{Re} \left\{ W(z) \hat{w}(\phi) \exp[i(s\lambda - 2\Omega\sigma t)] \right\} \quad (2.20)$$

Deste modo, calcula-se primeiro a profundidade equivalente como um autovalor da equação da estrutura vertical, levando-se em conta as condições de contorno definidas pela Equação (2.15) e a necessidade de que  $W \rightarrow 0$  quando  $z \rightarrow \infty$ , ou seja, a energia da onda por unidade de volume tende a zero para grandes altitudes. Em seguida determina-

se a frequência correspondente da onda e a estrutura horizontal através da equação de maré de Laplace,

$$L \hat{w} + \gamma \hat{w} = 0 \quad (2.21)$$

onde as autofunções  $\hat{w}$  são dadas pelas funções de Hough.

Considerando-se, por exemplo, uma atmosfera básica isotérmica com  $\bar{T} = T_s = \text{constante}$ , onde  $N^2 = g\kappa H^{-1}$ . Neste caso a única solução não trivial, para a Equação (2.14), que satisfaz as condições de contorno definidas pela Equação (2.15) e a condição  $W \rightarrow 0$  quando  $z \rightarrow \infty$ , sem restrição, é

$$h = (1 - \kappa)^{-1} H \quad (2.22)$$

onde  $(1 - \kappa)^{-1} = c_p / c_v$ . Logo,  $W(z) \propto e^{(\kappa - \frac{1}{2})z/H}$  e assim:

$$w' \propto e^{\kappa z/H} \quad (2.23)$$

Para os modos livres numa atmosfera isotérmica com temperatura de 256 K, e  $h = 10,5$  km, tem-se que  $\gamma = 8,4$ . Nestas condições a linha horizontal da Figura 2.1, define os modos normais ou livres que existem para  $s = 1$ , e as frequências ou períodos dos modos normais deduzidos dos pontos de interseção “NM”, indicados na figura, ocorrem aproximadamente em períodos de 28 horas, 5 dias, 8 dias, e 12 dias, e assim por diante. De acordo com a nomenclatura adotada, as três últimas são referidas como modos de Rossby (1, -2), (1, -3), e (1, -4), de número de onda zonal um, propagando-se para oeste. O modo, cujo período é de 28 horas, é um modo misto de Rossby-gravidade, e é designado por (1, -1).

Na Figura 2.3 percebe-se que as autofunções para os três primeiros modos de Rossby livremente propagantes,  $s = 1$ , são de escala global com amplitudes máximas em médias e altas latitudes. A Tabela 2.1 lista os modos propagantes para oeste mais comuns e suas nomenclaturas, com valores de  $h_n = 10,5$  km, de acordo com Forbes (1995).

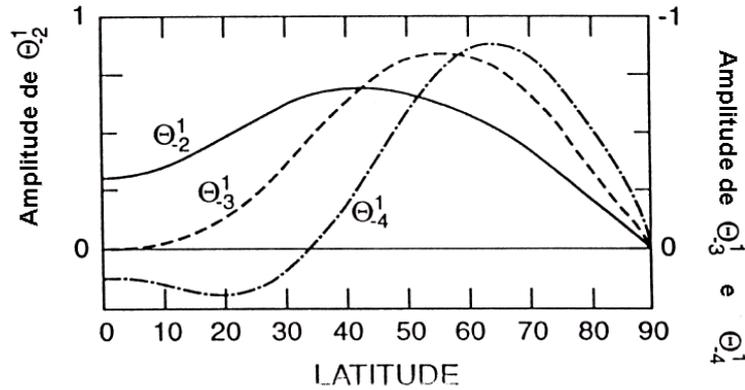


FIGURA 2.3 - Modos de Hough correspondentes aos três primeiros modos de Rossby, para  $s=1$ .

FONTE: Adaptada de Forbes (1995, p. 73).

TABELA 2.1 - Nomenclatura dos Principais Modos Livres Propagantes para Oeste na Média e Alta Atmosfera para  $h = 10,5 \text{ km}$ .

Período (dias)	$(s,n)$	Descrição
2	(3, -3)	Mista de Rossby-gravidade; assimétrica
4	(2, -3)	Rotacional; Rossby; primeiro simétrico
5	(1, -2)	Rotacional; Rossby; primeiro simétrico
10	(1, -3)	Rotacional; Rossby; primeiro assimétrico
16	(1, -4)	Rotacional; Rossby; segundo simétrico

FONTE: Adaptada de Forbes (1995, p. 73).

Os mecanismos de geração para as ondas que alcançam a região da mesosfera e baixa termosfera incluem absorção da isolação pelo vapor d'água e pelo ozônio, transporte vertical de calor próximo à superfície, e aquecimento convectivo (Chapman e Lindzen, 1970). No caso das marés migrantes, considera-se apenas o forçante térmico, de forma que todas as variáveis são dependentes apenas da hora local, da latitude, e da altura. Uma vez que  $J'$  é periódico, ele pode ser expandido em harmônicos, como segue:

$$J' = \text{Re} \sum_{s=1}^{\infty} J^{(s)}(\phi, z) e^{is(\lambda + \Omega t)}, \quad (2.24)$$

onde se assumem que os coeficientes  $J^{(s)}$  são obtidos a partir de considerações radiativas e da fotoquímica. Os componentes  $s=1$  e  $s=2$  correspondem aos aquecimentos: diurno e semidiurno. Cada  $J^{(s)}(\phi, z)$  pode ser expandido em funções de Hough.

As ondas planetárias forçadas estão entre as mais importantes perturbações de larga escala. A sua descrição teórica pode ser feita a partir de um modelo de perturbações quase geostrófica forçada na baixa atmosfera por flutuações na altura de uma superfície isobárica, a qual poderia estar localizada na troposfera ou estratosfera (Andrews et al., 1987). Pode-se supor o forçante no limite inferior como sendo monocromático no plano beta:

$$\Phi' = \text{Re} \Phi_0 e^{ik_x(x-ct)} \text{sen}(k_y y), \quad (2.25)$$

onde  $k_x$  e  $k_y$  são os números de onda ao longo dos eixos horizontais  $x$  e  $y$ ,  $c$  é a velocidade de fase zonal. Análises do sinal do número de onda vertical,  $m$ , para  $\bar{u}$  e  $N$  constantes mostra que  $m^2 > 0$ , ou seja, a onda se propaga verticalmente, quando a condição de Charney e Drazin (1961) é válida:

$$0 < \bar{u} - c < \bar{u}_c = \beta(k_x^2 + k_y^2 + \varepsilon / 4H^2), \quad (2.26)$$

onde  $\varepsilon = (2\Omega \text{sen} \phi)^2 / N^2$ . Para as ondas planetárias estacionárias,  $c = 0$ , a condição de propagação vertical toma a forma

$$0 < \bar{u} < \bar{u}_c, \quad (2.27)$$

de forma que no caso de  $\bar{u}$  e  $N$  constantes, ondas de Rossby estacionárias podem se propagar verticalmente apenas em ventos para oeste de magnitude moderada. Em condições estratosféricas típicas,  $N^2 = 5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-2}$  e  $k_y = \pi \times 10^{-4} \text{ km}^{-1}$  tem-se que em  $\phi = 60^\circ \text{ N}$ ,  $\bar{u}_c \approx 110 / (s^2 + 3) \text{ m s}^{-1}$ , onde  $s = k \text{ a cos} \phi$  é o número de onda zonal. A partir da Equação (2.27), verifica-se que  $\bar{u}_c$  decresce com um crescimento em  $s$ , por isso, para

números de onda zonal maiores a “janela” para a propagação torna-se menor (Andrews et al., 1987).

### 2.1.2 Ondas Equatoriais

A presença de ondas verticalmente e zonalmente propagantes, confinadas à região equatorial, têm sido observada em várias análises de dados atmosféricos (Yanai e Maruyama, 1966; Wallace e Kousky, 1968; Hirota, 1978; Salby et al., 1984; Riggin et al., 1997). Estas ondas com períodos de dias são de escala global na direção zonal, sendo sua propagação limitada a uma faixa latitudinal de aproximadamente  $30^\circ$ , centrada no equador. Este fato é revelado nos resultados teóricos de Longuet-Higgins (1968), os quais mostram que quando  $\gamma_n^s$  cresce todos os modos de Hough tornam-se confinados à região equatorial. O confinamento latitudinal permite que o estudo destes modos seja realizado usando-se a aproximação do plano-beta.

Usando um modelo barotrópico divergente numa aproximação do plano-beta equatorial, Matsuno (1966) discutiu os movimentos ondulatórios na região equatorial. O mesmo raciocínio foi seguido por Andrews et al. (1987) onde, consideradas as aproximações já referidas, tem-se que a aproximação quase-geostrófica deixa de ser válida e as equações primitivas linearizadas em torno do fluxo zonal básico  $\bar{u}(y, z)$  tornam-se:

$$\frac{\bar{D}u'}{Dt} + \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \beta y \right) v' + \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} w' + \frac{\partial \Phi}{\partial x} = X', \quad (2.28)$$

$$\frac{\bar{D}v'}{Dt} + \beta u' + \frac{\partial \Phi'}{\partial y} = Y', \quad (2.29)$$

$$\frac{\partial \Phi'}{\partial z} = H^{-1} R \theta' e^{-\kappa z/H}, \quad (2.30)$$

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \rho_o^{-1} \frac{\partial (\rho_o w')}{\partial z} = 0, \quad (2.31)$$

$$\frac{\bar{D}\theta'}{Dt} + \frac{\partial\bar{\theta}}{\partial y}v' + \frac{\partial\bar{\theta}}{\partial z}w' = Q', \quad (2.32)$$

onde  $\frac{\bar{D}}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x}$ .

A equação do vento térmico para o fluxo básico é expressa por:

$$\beta y \frac{\partial\bar{u}}{\partial z} = -\frac{R}{H} \frac{\partial\bar{\theta}}{\partial y} e^{-\kappa z/H}. \quad (2.33)$$

Em uma derivação teórica simplificada para as ondas equatoriais, os processos não conservativos são ignorados, de forma que  $X'=Y'=Q'=0$ , e os efeitos do cisalhamento do vento básico são desprezados. Então, fazendo  $\bar{u}=0$  segue que, da Equação (2.33),  $\partial\bar{\theta}/\partial y=0$ , tem-se que as perturbações satisfazem ao seguinte conjunto de equações:

$$\frac{\partial u'}{\partial t} - \beta y v' + \frac{\partial\Phi'}{\partial x} = 0, \quad (2.34)$$

$$\frac{\partial v'}{\partial t} + \beta y u' + \frac{\partial\Phi'}{\partial y} = 0, \quad (2.35)$$

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \rho_o^{-1} \frac{\partial(\rho_o w')}{\partial z} = 0, \quad (2.36)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial\Phi'}{\partial z} \right) + N^2 w' = 0. \quad (2.37)$$

Por simplicidade adota-se a freqüência de Brunt-Väisälä constante, no sentido de buscar soluções na forma:

$$(u', v', w', \Phi') = e^{z/2H} \operatorname{Re} \left\{ \left[ \hat{u}(y), \hat{v}(y), \hat{w}(y), \hat{\Phi}(y) \right] \exp[i(kx + mz - \omega t)] \right\}, \quad (2.38)$$

onde  $\omega=2\Omega\sigma$  é a frequência,  $k$  e  $m$  são os números de ondas horizontal e vertical, conforme já definidos na Seção (1.2.3), respectivamente.

Conforme mencionado na Seção (1.2.4), dois importantes exemplos de ondas equatoriais são: as ondas mistas de Rossby-gravidade, as quais combinam características de ondas de gravidade e de Rossby, e as ondas de Kelvin, cuja estrutura vertical é idêntica a de uma onda de gravidade.

Da Equação (2.37) obtém-se

$$\hat{w} = -\frac{\omega}{N^2} \left( m - \frac{i}{2H} \right) \hat{\Phi}, \quad (2.39)$$

e das relações  $\hat{u} = \frac{k}{\omega} \hat{\Phi}$ ,  $\hat{v} = \frac{l}{\omega} \hat{\Phi}$ ,  $\hat{w} = -\frac{\omega}{N^2} \left( m - \frac{i}{2H} \right) \hat{\Phi}$ , para ondas de gravidade internas, juntamente com a Equação (2.38), obtêm-se:

$$-i\omega\hat{u} - \beta y\hat{u} + ik\hat{\Phi} = 0, \quad (2.40)$$

$$-i\omega\hat{v} + \beta y\hat{u} + \frac{\partial\hat{\Phi}}{\partial y} = 0, \quad (2.41)$$

$$ik\hat{u} + \frac{\partial\hat{v}}{\partial y} - \frac{i\omega m^2}{N^2} \hat{\Phi} = 0, \quad (2.42)$$

em que o fator  $m^2 + (\frac{1}{4}H^2) = (N^2/gh)$  foi trocado por  $m^2$ , o que é uma aproximação razoável para observações das ondas equatoriais (Andrews et al., 1987).

### 2.1.2.1 Ondas Equatoriais Mistas

Eliminando-se  $\hat{u}$  e  $\hat{\Phi}$  das Equações (2.40) e (2.42), e após a substituição na Equação (2.41), obtém-se a seguinte equação para  $\hat{v}$ :

$$\left[ \frac{d^2}{dy^2} + \left( \frac{m^2 \omega^2}{N^2} - k^2 + \frac{k\beta}{\omega} \right) - \frac{\beta^2 \omega^2}{N^2} y^2 \right] \hat{v} = 0. \quad (2.43)$$

Por conveniência, adota-se uma forma adimensional da Equação acima, fazendo as seguintes substituições:

$$\eta = \left( \frac{\beta |m|}{N} \right)^{1/2} y, \quad (2.44)$$

$$M \equiv \frac{N}{\beta |m|} \left( \frac{m^2 \omega^2}{N^2} - k^2 - \frac{k\beta}{\omega} \right), \quad (2.45)$$

onde  $|m| \neq 0$ , e a forma da Equação (2.43) é então reduzida para:

$$\left( \frac{d^2}{d\eta^2} + M - \eta^2 \right) \hat{v} = 0. \quad (2.46)$$

Esta Equação, a qual é uma forma da equação Schrödinger, tem soluções da forma  $\hat{v} = \hat{v}_o \exp(-\frac{1}{2}\eta^2) H_n(\eta)$ , onde  $H_n(\eta)$  representa os polinômios de Hermite de ordem  $n$ , e  $\hat{v}_o$  é constante. Logo, a Equação (2.43) tem soluções da forma:

$$\hat{v} = \hat{v}_o \exp(-\beta |m| y^2 / 2N) H_n \left[ \left( \beta |m| N^{-1} \right)^{1/2} y \right], \quad (2.47)$$

se

$$\frac{m^2 \omega^2}{N^2} - k^2 + \frac{\beta k}{\omega} = (2n+1) \frac{\beta |m|}{N}. \quad (2.48)$$

Usando as Equações (2.40) e (2.42), e as identidades:

$$dH_n/d\eta = 2nH_{n-1}, \quad H_{n+1} = 2\eta H_n - 2\eta H_{n-1},$$

pode-se mostrar que

$$\hat{u} = i\hat{v}_o (\beta|m|N)^{1/2} \left[ \frac{\frac{1}{2}H_{n+1}(\eta)}{|m|\omega - Nk} + \frac{\frac{1}{2}H_{n-1}(\eta)}{|m|\omega + Nk} \right] e^{-\frac{1}{2}\eta}, \quad (2.49)$$

$$\hat{\Phi} = i\hat{v}_o \left( \frac{\beta N^3}{|m|} \right) \left[ \frac{\frac{1}{2}H_{n+1}(\eta)}{|m|\omega - Nk} - \frac{\frac{1}{2}H_{n-1}(\eta)}{|m|\omega + Nk} \right] e^{-\frac{1}{2}\eta}, \quad (2.50)$$

e  $\hat{w}$  segue das Equações (2.39) e (2.50). Estas soluções estão confinadas à regiões próximas ao equador, com uma escala de decaimento latitudinal da ordem de  $(2N/\beta|m|)^{1/2}$ .

Tomando-se  $n=0$  para relação de dispersão, Equação (2.48), obtém-se

$$(|m|\omega - Nk)(|m|\omega + Nk) = \beta\omega^{-1}N(|m|\omega + Nk).$$

Porém da condição  $m^2\omega^2 \neq N^2k^2$ , vem que  $|m|\omega + Nk \neq 0$ , logo:

$$|m| = \frac{N}{\omega^2}(\beta + \omega k). \quad (2.51)$$

Como  $|m| > 0$ , segue que:

$$c \equiv \omega/k > -\beta/k^2. \quad (2.52)$$

A Equação (2.51) pode ser escrita como  $m = \pm N\omega^{-2}(\beta + \omega k)$ , assim

$$c_g^{(z)} = \frac{\partial\omega}{\partial m} = \left( \frac{\partial m}{\partial\omega} \right)^{-1} = \frac{\mp\omega^3}{N(2\beta + \omega k)}. \quad (2.53)$$

Se  $-\beta/k < \omega < 0$ , o sinal superior é aplicado, caso  $\omega > 0$  aplica-se o sinal inferior e a relação de dispersão, Equação (2.51) torna-se

$$m = -\text{sinal}(\omega) \frac{N}{\omega^2}(\beta + \omega k). \quad (2.54)$$

Uma vez que  $H_o=1$ , a solução é então dada por:

$$(\hat{u}, \hat{v}, \hat{\Phi}) = \hat{v}_o \left( \frac{i|m|\omega y}{N}, 1, i\omega y \right) \exp\left( \frac{-\beta|m|y^2}{2N} \right). \quad (2.55)$$

Os modos equatoriais para  $n \geq 1$  possuem uma estrutura mais complexa. Sua relação de dispersão é quadrática em  $|m|$  se  $k > 0$ ,  $\omega$  e  $n$  são dados, as soluções caem em duas categorias. Primeiro, existe uma série de ondas de gravidade inerciais equatoriais, com relação de dispersão dada por:

$$m = -\text{sinal}(\omega) N \beta \omega^{-2} \left\{ \left( n + \frac{1}{2} \right) + \left[ \left( n + \frac{1}{2} \right)^2 + \omega k \beta^{-1} (1 + \omega k \beta^{-1}) \right]^{1/2} \right\}, \quad (2.56)$$

as quais ocorrem para todos os valores de  $\omega$ . Em segundo lugar, existe uma série de ondas de Rossby equatoriais de baixa frequência, cuja relação de dispersão é dada por:

$$m = N \beta \omega^{-2} \left\{ \left( n + \frac{1}{2} \right) - \left[ \left( n + \frac{1}{2} \right)^2 + \omega k \beta^{-1} (1 + \omega k \beta^{-1}) \right]^{1/2} \right\}, \quad (2.57)$$

as quais ocorrem para  $-\beta k^{-2} < c \equiv \omega/k < 0$ .

### 2.1.2.2 Ondas de Kelvin

Dentre as ondas confinadas à região equatorial, as ondas de Kelvin são àquelas cujos componentes dos ventos meridionais são pequenos. Logo, fazendo  $\hat{v} = 0$  obtêm-se as seguintes equações:

$$-\omega \hat{u} + k \hat{\Phi} = 0, \quad (2.58)$$

$$\beta y \hat{u} + \hat{\Phi}_y = 0, \quad (2.59)$$

$$k \hat{u} - \omega m^2 N^{-2} \hat{\Phi} = 0, \quad (2.60)$$

que resulta em  $\omega = \pm Nkm^{-1}$ , com velocidade de grupo  $c_g^{(z)} \equiv \partial\omega/\partial m = \mp Nkm^{-2}$ . O ramo, com  $c_g^{(z)}$  positivo, será relevante apenas para a média atmosfera, correspondendo a ondas que se propagam para cima desde a troposfera, fornecendo então as seguintes relações:

$$\omega = -Nk/m, \quad e \quad (2.61)$$

$$c_g^{(z)} = Nkm^{-2} = \omega^2/Nk, \quad (2.62)$$

desde que  $k$  seja positivo, de acordo com a convenção adotada. A relação de dispersão, Equação (2.61), é idêntica à das ondas de gravidade internas com  $l = 0$ .

A solução meridional dessa onda pode ser encontrada pela eliminação de  $\hat{u}$  das Equações (2.58) e (2.59), obtendo-se então uma equação diferencial de primeira ordem dada por:

$$\hat{\Phi}_y + k\beta\omega^{-1}y\hat{\Phi} = 0, \quad (2.63)$$

cuja solução é expressa por:

$$\hat{\Phi}(y) = \hat{\Phi}_o \exp(-\beta ky^2 / 2\omega), \quad (2.64)$$

onde  $\hat{\Phi}_o$  é uma constante. Esta solução é chamada de onda de Kelvin equatorial, as quais se propagam para leste, tendo velocidade zonal de fase e perturbações geopotenciais que variam em latitude como funções Gaussianas centradas no equador. O decréscimo de  $e^{-l}$  ( $e$ -folding) do seu máximo desde o equador, é dado por:

$$Y = |2\omega/k\beta|^{1/2}. \quad (2.65)$$

A existência deste modo equatorial é atribuída à mudança no sinal do parâmetro de Coriolis no equador.

## **2.2 – Aspectos Observacionais das Ondas Planetárias**

A transferência de momentum, ao fluxo básico, associada com a quebra ou a dissipação de ondas de escala planetária, marés atmosféricas, e ondas de gravidade, bem como mecanismos convectivos, desempenha um papel importante na manutenção da circulação atmosférica global da média atmosfera (Vincent e Lesicar, 1991; Vincent, 1993; Yoshida et al., 1999).

Uma das características da circulação da média atmosfera tropical é a presença de oscilações de grande escala observadas no fluxo zonal médio. Na estratosfera equatorial, a direção dos ventos zonais exibe uma forte oscilação com uma periodicidade aproximada de 27 meses, cujas fases descendem com o tempo, conhecida como oscilação quase bienal (QBO – “**Q**uasi-**B**iennial **O**scillation”).

As regiões próximas da estratopausa e da mesopausa equatorial são caracterizadas por oscilações semi-anuais, as quais estão 180° fora de fase. A existência destas oscilações tem sido atribuída a um balanço entre a transferência de momentum angular devido a ondas de Kelvin e a tendência natural de um escoamento induzido para oeste no equador devido a advecção (Shepherd, 2000).

### **2.2.1 Ventos Médios na Alta Mesosfera e Baixa Termosfera**

Através de observações via radar dos ventos médios na mesosfera superior da região equatorial (Vincent e Lesicar, 1991; Palo e Avery, 1993) e de baixas latitudes (Fritts e Isler, 1994), verifica-se que o vento zonal médio dirigido para oeste predomina ao longo do ano, exibindo amplitudes maiores de ventos nesta direção nos equinócios e na direção para leste nos solstícios. Em geral, os ventos meridionais médios na mesosfera superior exibem amplitudes bem menos acentuadas do que os ventos zonais médios, com um ciclo anual que descreve um escoamento com direção do pólo de verão para o de inverno.

O comportamento dinâmico na média atmosfera, verificado por meio das observações de radares, é confirmado pela configuração da estrutura global dos ventos inferidos a partir de dados de satélite (Lieberman e Riggin, 1997; Lieberman et al., 1998; McLandress, 1998). Através deste conjunto de observações verifica-se que em médias e altas latitudes, a baixa mesosfera é caracterizada por ventos dirigidos para oeste no hemisfério de verão e ventos dirigidos para leste no hemisfério de inverno. Entre 80 e 110 km os ventos mudam de direção, e retomam a configuração anterior acima de 120 km. A estrutura dos ventos nos trópicos é bem distinta daquela observada em médias latitudes.

Na Figura 2.4 são mostradas as seções transversais do vento médio zonal em função da latitude e altura, em m/s, representativos dos solstícios e equinócios em ambos os hemisférios segundo o modelo **The COSPAR International Reference Atmosphere (CIRA-86)**. As médias mensais do vento zonal médio fornecidas pelo modelo reproduzem muitas das características observadas na atmosfera.

Os ventos zonais médios nos trópicos exibem uma variação semi-anual com ocorrências de amplitudes máximas nos equinócios, contrastando com a oscilação anual observada em médias latitudes, a qual é atribuída ao ciclo anual de insolação solar, e ao desvio do escoamento pela força de Coriolis. Também se verifica que a estrutura vertical ao longo do tempo, inclina-se na direção descendente, indicando a presença de um forçante de larga escala produzida pela dissipação das perturbações que se propagam para cima.

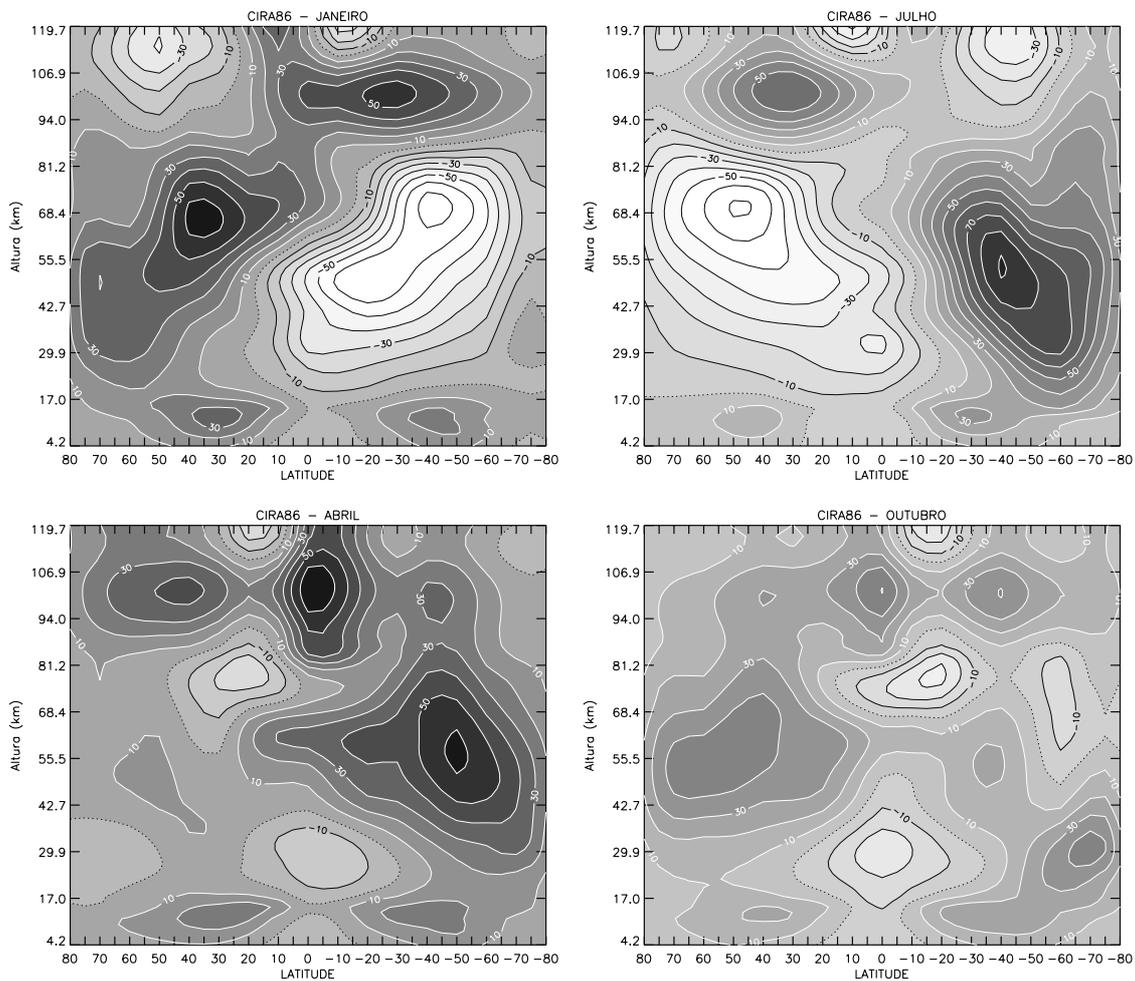


FIGURA 2.4 - Seções transversais em latitude e altura do vento zonal médio representativo dos solstícios (painéis superiores), para os meses de janeiro (esquerda) e julho (direita), e dos equinócios (painéis inferiores), para os meses de abril (esquerda) e outubro (direita) segundo o modelo CIRA-86. Os valores positivos indicam velocidade do vento em m/s para leste.

## 2.2.2 Ondas Planetárias Observadas na Alta Mesosfera e Baixa Termosfera

São inúmeros os estudos em que estruturas de modos normais são identificadas a partir de dados atmosféricos. A identificação destes modos normais usualmente é realizada com base no aumento da energia espectral e coerência global nas proximidades daquelas frequências apropriadas, e cujas estruturas horizontal e vertical sejam consistentes com o comportamento previsto.

De acordo com Madden (1979), as primeiras observações de ondas de escala planetária com propagação de fase para oeste foram realizadas da década de 50 a partir de dados de ventos e de altura geopotencial. A partir da decomposição em harmônicos esféricos das funções de corrente para os níveis de 500 e 1000 mb do hemisfério norte, Eliassen e Machenhauer (1965) encontraram modos com velocidades consistentes com resultados teóricos. Através de análises espectrais dos dados de pressão nos níveis do mar e de 500 mb, Madden e Julian (1972; 1973) identificaram a onda de 5 dias como o primeiro modo simétrico de número de onda zonal um, modo (1, -2), para uma atmosfera isotérmica. Através de análises espectrais de séries complexas de dados meteorológicos, Ahlquist (1982) encontrou ondas com períodos entre 2 e 30 dias.

Madden (1978) também aplicou a técnica de análises cruzadas para dados de pressão ao nível do mar e de altura geopotencial para vários níveis até 30 mb, e de acordo com seus resultados, as estruturas das ondas de 5 e de 16 dias se assemelham aos modos livres de Rossby. A primeira evidência concreta de um modo normal na estratosfera superior, correspondente a onda de 5 dias, foi obtida a partir de temperaturas obtidas de medidas de satélite (Rodgers, 1976). Dados de satélite também foram utilizados por Hirota e Hirooka (1984) e por Hirooka e Hirota (1985) para mostrar evidências conclusivas de modos normais na estratosfera superior com períodos próximos de 4, 5, 10 e 16 dias. Perfis de ozônio estratosféricos obtidos a partir de instrumentos a bordo de satélite têm revelado a presença de modos normais de Rossby com períodos entre 5 e 10 dias (Randel, 1993). Allen et al. (1997), utilizaram dados de temperatura, de altura geopotencial, e de ozônio para estudarem a presença de ondas de 4 dias durante duas estações de inverno do hemisfério sul. Seus resultados mostraram a presença de dois máximos na temperatura, sendo um na estratosfera superior e o outro na baixa mesosfera.

Na região da alta mesosfera e baixa termosfera, tipicamente as ondas planetárias também assumem períodos próximos a 2, 4, 5, 10, e 16 dias (Salby, 1984; Forbes, 1995). Análises de ventos meteóricos obtidos sobre Atlanta, EUA (34° N, 84° W), revelaram a ocorrência de flutuações regulares com diversos períodos, as quais foram interpretadas como modos normais de Rossby (Salby e Roper, 1980). Simulações

teóricas procedidas por Salby (1981a), prevêm a propagação ascendente de modos normais para uma situação em que a velocidade de fase da onda é menor do que a do vento zonal médio. Desde então, a presença destas oscilações, na região próxima a mesopausa, tem sido investigada a partir de observações dos parâmetros atmosféricos, principalmente aquelas com períodos próximos a 2, 5, e 16 dias (Manson et al., 1987; Williams e Avery, 1992).

A perturbação com período próximo de 2 dias, referida na literatura como onda de quase-dois-dias, constitui-se na mais distinta dentre as oscilações observadas na região da alta mesosfera e baixa termosfera. Suas características foram bastante estudadas e os resultados mostram que esta perturbação está associada a uma oscilação de escala planetária que se propaga para a direção oeste, a qual ocorre regularmente durante o verão, exibindo grandes amplitudes desde as baixas até as altas latitudes. As máximas amplitudes têm sido registradas em torno de 95 km de altura (Craig e Elford, 1981), sendo maiores no hemisfério sul do que no hemisfério norte (Harris e Vincent, 1993). Estas perturbações foram interpretadas como uma manifestação de ondas mistas, denominadas de Rossby-gravidade, e as estimativas do número de onda zonal inferidas a partir de observações simultâneas, obtidas de radar e de satélite, indicaram que o número de onda zonal 3 prevalece no hemisfério sul (Muller e Nelson, 1978; Rodgers e Prata, 1981), enquanto para o hemisfério norte números de onda zonal 3 e 4 foram encontrados (Meek et al., 1996).

Com relação à variabilidade do período, medidas dos campos de vento feitas durante o verão do hemisfério norte, através de radar meteorológico e radar MF, indicaram períodos entre 44 e 56 horas (Clark et al., 1994; Fritts e Isler, 1994; Meek et al., 1996). Para o hemisfério sul, os ventos horizontais medidos durante solstícios de verão mostram períodos próximos de 48 horas (Craig e Elford, 1981). Observações realizadas na região equatorial revelaram a presença destas perturbações tanto durante o verão austral como no boreal (Harris e Vincent, 1993; Palo e Avery, 1996; Gurubaran et al., 2001). Tipicamente, as amplitudes na componente meridional das ondas de 2 dias são mais intensas do que as da componente zonal.

Duas teorias foram propostas para explicar a geração e manifestação da onda de 2 dias. De acordo com Salby (1981c) a onda de 2 dias seria uma manifestação do modo normal de número de onda zonal três. Para tanto, um modelo mecanicista baseado nas equações de perturbações linearizadas foi usado, utilizando campos básicos de ventos e temperaturas analíticos. Com este tratamento a onda de 2 dias foi interpretada como uma manifestação do modo normal de Rossby (3, -3). Em outra explicação, baseada em análises unidimensional e bi-dimensional de estabilidade da atmosfera, Plumb (1983) e Pfister (1985) sugeriram que a onda de 2 dias seria gerada por zonas de instabilidade baroclínica, em que o seu rápido crescimento estaria localizado nessas zonas. A possibilidade da onda de 2 dias ter como causa uma combinação dos dois mecanismos, foi sugerida por Randel (1994) e por Norton e Thuburn (1996).

A partir de uma série de simulações numéricas usando o modelo **Global Scale Wave Model (GSWM)**, o qual é um modelo espectral linearizado que inclui efeitos de dissipação, campos de ventos básicos e temperaturas realistas, Hagan et al. (1993) encontraram uma resposta para um modo normal de Rossby compatível com observações obtidas para a região da baixa termosfera. Resultados obtidos a partir de modelagem numérica por Palo et al. (1999) mostraram que a estrutura da onda de 2 dias no **Thermosphere-Ionosphere-Mesosphere-Electrodynamics General Circulation Model (TIME-GCM)** concorda qualitativamente com as simulações do modelo GSWM e com as observações. Na Figura 2.5 são mostradas as estruturas das amplitudes da onda de 2 dias na componente meridional dos ventos, inferidas a partir dos modelos GSWM e TIME-GCM para o período entre 14 e 16 de janeiro.

Wu et al. (1996) estudaram a evolução da onda de 2 dias, usando temperaturas extraídas do instrumento **Microwave Limb Sounder (MLS)** a bordo do satélite **Upper Atmosphere Research Satellite (UARS)**, e sugeriram que a geração desta perturbação estaria relacionada a um forçante de ondas planetárias no hemisfério de inverno, daí as ondas propagam-se para o hemisfério de verão experimentando uma intensificação, possivelmente devido às zonas de instabilidade baroclínica localizadas acima da corrente de jato estratosférica.

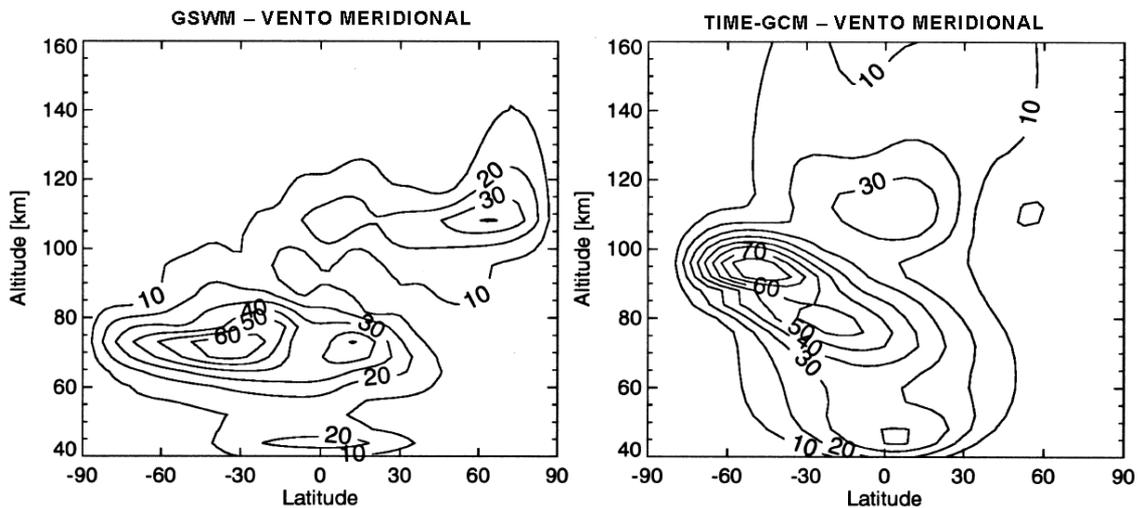


FIGURA 2.5 - Estrutura das amplitudes da onda de 2 dias obtidas através de simulações numéricas com o GSWM (esquerda) e com o TIME-GCM (direita) para o período entre 14 e 16 de janeiro.

FONTE: Adaptada de Palo et al. (1999, p. 634).

Análises em outros parâmetros atmosféricos também revelaram oscilações com períodos de 2 dias. Por exemplo, a variação da taxa volumétrica de emissão da linha verde do oxigênio atômico mesosférico, obtida por satélite, mostrou uma assinatura da onda de quase dois dias (Ward et al., 1997). Utilizando perfis de temperatura obtidos com o **WIND Imaging Interferometer** (WINDII) a bordo do satélite UARS, Shepherd et al. (1999) encontraram amplitudes máximas entre 15 K e 11 K, em 85 km de altura entre as latitudes de 20° S e 40° S, para estas oscilações. Dados de temperatura e de ozônio obtidos a partir de satélite também foram utilizados para estudar a estrutura e a evolução da onda de 2 dias nas proximidades da estratopausa e na mesosfera (Limpasuvan et al., 2000; Azeem et al., 2001).

Estudos das oscilações de 2 dias na ionosfera tratam principalmente da sua ocorrência e comportamento temporal na frequência crítica do plasma ( $f_oF_2$ ) da região  $F$  (Pancheva et al., 1994; Apostolov et al., 1995). Dada a similaridade entre a periodicidade e a sua atividade na média atmosfera e na ionosfera, estudos de caso têm considerado um possível acoplamento destas oscilações entre ambos regimes atmosféricos. Forbes et al.

(1997) investigaram a relação entre oscilações de 2 dias nos ventos próximos a 90 km, e oscilações de mesmo período na frequência crítica do plasma, e concluíram que a existência destas oscilações em  $f_oF_2$  podem estar associadas com as oscilações dos ventos da alta mesosfera e baixa termosfera, porém os mecanismos que explicam o acoplamento permanecem indefinidos.

Dentre as ondas planetárias livres, certamente o modo simétrico (1, -2) é o mais conhecido. Esta onda tem período aproximado de 5 dias, sua propagação de fase é dirigida para oeste e o número de onda zonal predominante é um. Com estrutura aproximadamente simétrica em torno do equador, a sua maximização ocorre em latitudes médias. Dependendo das condições do vento básico, a variabilidade prevista para o período deste modo é de 0,5 dia (Geisler e Dickinson, 1975). Entretanto, variações periódicas entre 4,7 e 5,3 dias foram observadas durante solstício de verão (Williams e Avery, 1992). Amplitudes de até 30 m/s foram estimadas para estas oscilações a partir de medidas de radar.

As observações estratosféricas via satélite contribuíram de forma significativa para o entendimento de alguns modos de propagação de ondas na atmosfera (Hirota e Hirooka, 1984). A estrutura global da onda de 5-dias observada através de dados do satélite UARS/HRDI, mostrou-se similar ao modo teórico, com amplitudes do componente zonal entre 5 e 25 m/s na região da mesopausa, porém, a relação entre a ocorrência destas oscilações nas regiões da mesopausa e estratosfera não foi completamente entendida (Wu et al., 1994). O comportamento global da onda de 5-dias também foi investigado por Hirooka (2000), através de observações via satélite. De acordo com seu estudo, a estrutura da onda de 5 dias mostrou ser influenciada pelo vento zonal de amplitudes intensas e não uniforme, como também foi submetida a um crescente amortecimento com a altura.

Ainda com relação ao estudo de Wu et al. (1994), deve-se observar que as amplitudes mais significativas foram estimadas em períodos um pouco maiores do que 6 dias, no entanto os autores atribuíram este fato a um deslocamento Doppler da onda, provocado pelos ventos médios. Por outro lado, Meyer e Forbes (1997) interpretaram que a onda

de 6,5 dias corresponde a uma manifestação de um modo instável gerado dentro da mesosfera pelo cisalhamento no vento zonal médio em torno de 70 km de altura, localizado próximo a 60° N, cujo período de onda flutua devido aos efeitos do vento básico na altura de sua geração.

Através de dados obtidos de radar MF em Pontianak e Christmas Island na região equatorial, Kovalam et al. (1999) obtiveram algumas características das ondas de 6,5 dias mediante uma análise cruzada dos espectros e de análise harmônica. Por não possuir assinatura meridional no equador, a onda de 6,5 dias lembra uma onda de Kelvin. No entanto, de acordo com a relação de dispersão para ondas de Kelvin, verificou-se um grande comprimento de onda vertical que, aliado a relação de fase encontrada entre as duas localidades, conduziu a uma interpretação consistente com um modo instável para a referida oscilação.

Uma onda com período próximo de 6,5 dias e estrutura horizontal similar ao modo de Rossby (1, -2), foi encontrada nas medidas do instrumento **High Resolution Doppler Imager (HRDI)** a bordo do UARS (Yee et al., 2001). A Figura 2.6 mostra a evolução da amplitude e da fase da onda de 6,5 dias obtidos a partir do vento zonal equatorial com o UARS/HRDI durante o período entre setembro e novembro de 1994. Como pode ser visto nesta figura, a onda de 6,5 dias exibe amplitudes intensas em duas ocasiões, onde a segunda ocorre cerca de um mês após a primeira, e a fase permanece constante em uma determinada altura quando das ocorrências, sugerindo que a onda é estável. A estrutura espacial-temporal da onda de 6,5 dias revelada em dados de ventos estratosféricos mostrou-se consistente com as observações na região da alta mesosfera e baixa termosfera (Talaat et al., 2002).

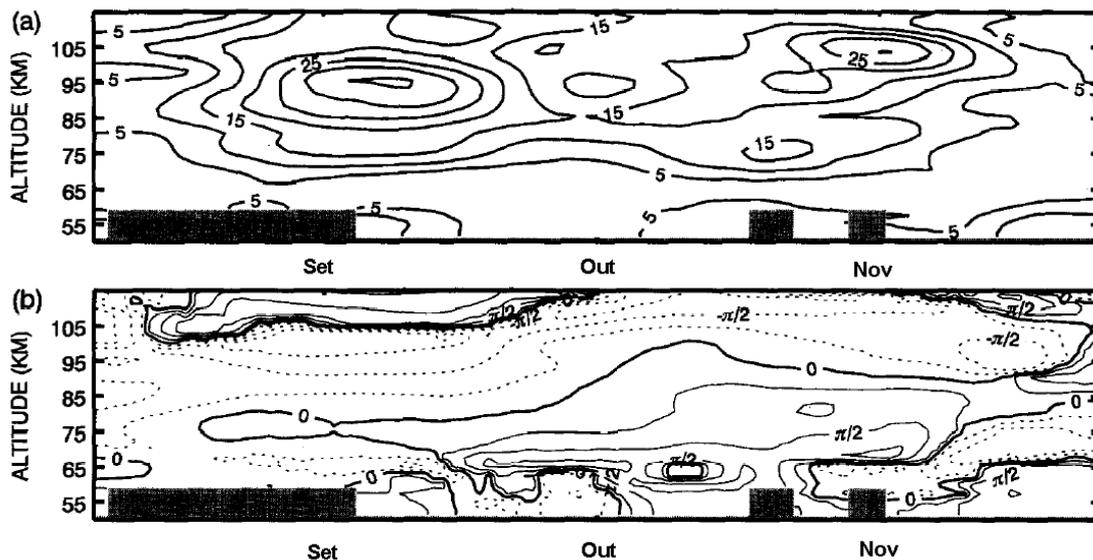


FIGURA 2.6 - A onda de 6,5 dias no vento zonal equatorial durante o segundo equinócio de 1994. (a) Amplitude, os intervalos dos contornos são 5 m/s. (b) Fase, os intervalos de contornos são  $\pi/4$ . As áreas escuras indicam a ausência de medidas.

FONTE: Adaptada de Yee et al. (2001, p. 1763).

A onda de 10 dias corresponde ao modo anti-simétrico (1, -3), tendo sido detectado na alta estratosfera, em torno de 50 km de altura, por meio de observações via satélite (Hirooka e Hirota, 1985). De acordo com suas análises, as amplitudes máximas ocorrem em latitudes de  $50^\circ$  e  $60^\circ$ , sendo em geral mais intensas no hemisfério norte do que no hemisfério sul para condições de inverno. Investigações na região da alta mesosfera e baixa termosfera, utilizando dados de ventos, dão conta de que a onda de 10 dias exhibe um padrão irregular, registrando um aumento de atividade durante meses do solstício de inverno, porém sua aparição durante solstício de verão também fora registrada (Jacobi et al., 1998a). O comportamento global desta onda na alta mesosfera e baixa termosfera mostra que, assim como no caso da onda de 5 dias, a sua estrutura é influenciada na mesosfera por ventos zonais médios intensos e não uniformes, observando-se também um crescente efeito de amortecimento com a altura (Hirooka, 2000).

De acordo com as soluções para a equação de marés de Laplace, a estrutura horizontal da onda de 16 dias se enquadra no modo normal de Hough (1, -4) e, provavelmente, a

primeira observação da onda de 16 dias na região da alta mesosfera e baixa termosfera foi realizada por Kingsley et al. (1978), através de observações de dados de vento obtidas com radar meteorológico em Sheffield, Reino Unido ( $53^{\circ}$  N,  $2^{\circ}$  O). Desde então, alguns estudos têm apontando a presença destas ondas no decorrer do ano, em que as amplitudes mostram-se mais intensas nos meses de inverno. Manson e Meek (1986) reportaram a ocorrência de oscilações com períodos de quase 16-dias nos dados de vento obtidos com radar MF sobre Saskatoon, Canadá ( $52^{\circ}$  N,  $107^{\circ}$  O), durante a estação de inverno.

Por outro lado, a partir de análises de dados obtidos com um radar MST em Poker Flat, Alaska ( $65,1^{\circ}$  N,  $147,5^{\circ}$  O), Williams e Avery (1992) registraram amplificação da onda de 16 dias também durante o verão. Eles sugeriram dois mecanismos para a presença desta onda na região próxima a mesopausa durante o verão. Em um dos mecanismos, acredita-se que as ondas de gravidade que se propagam ascendentemente desde a troposfera no hemisfério de verão, sejam moduladas pela onda de 16 dias nas camadas inferiores da atmosfera e, ao alcançarem a região da mesosfera, transferem momentum devido à quebra das ondas, ou dissipação viscosa, seguindo um ciclo de 16 dias. No outro mecanismo a onda de 16 dias, gerada no hemisfério de inverno, propaga-se verticalmente e atravessa o equador na direção do pólo de verão seguindo os campos de escoamento médio, cujas direções apontam para leste. Espy et al. (1997) também verificaram a ocorrência de oscilações de 16 dias durante solstícios de verão na temperatura da mesosfera polar, obtidas da luminescência atmosférica sobre Stockholm, Suécia ( $60^{\circ}$  N) e atribuíram os eventos à propagação destas oscilações desde o hemisfério de inverno, e que estas são afetadas pela oscilação quase-bienal do equador.

O comportamento da onda de 16 dias para uma situação de inverno do hemisfério norte, foi investigado através de simulações numéricas e observações de ventos da região da alta mesosfera e baixa termosfera (Forbes et al., 1995). As simulações foram realizadas usando-se o modelo de escala global GSWM, e os ventos foram obtidos sobre Obninsk, Rússia ( $54^{\circ}$  N,  $38^{\circ}$  L) e Saskatoon, durante janeiro-fevereiro de 1979. Amplitudes próximas de 10 m/s foram deduzidas para as oscilações observadas, cujas características mostraram-se em acordo com o número de onda zonal um. Os resultados das simulações

confirmaram a interpretação de que a onda de 16 dias, na região próxima à mesopausa, é consequência de propagação ascendente da perturbação desde a baixa atmosfera. O estudo sugere ainda que estas oscilações são canalizadas para o hemisfério de verão na mesosfera.

Resultados similares também foram obtidos por Miyoshi (1999), através de simulações numéricas. Os resultados obtidos pelas simulações realizadas com um modelo de circulação geral, mostraram que a onda de 16 dias é abundante na estratosfera e baixa mesosfera do hemisfério de inverno, porém acima da mesosfera superior, a onda também aparece no hemisfério de verão, em que a transposição da onda do hemisfério de inverno para o de verão ocorre na região próxima a mesopausa. As simulações indicaram ainda que o aquecimento devido à convecção úmida<sup>2</sup> na troposfera é a principal fonte de geração da onda de 16 dias.

De acordo com as observações de ventos na região próxima a mesopausa, as amplitudes das oscilações de quase 16 dias apresentaram variabilidade interanual, com a componente zonal mostrando-se mais intensa do que a componente meridional, tanto durante o inverno como durante o verão. Análises de 5 anos de dados de ventos meteorológicos obtidos sobre Sheffield (Mitchell et al., 1999) mostraram que a intensidade das ocorrências destas oscilações foram maiores nos meses compreendidos entre janeiro até meados de abril e em menor grau no final das estações de verão. O mínimo das atividades foi registrada no final de junho e início de julho. O estudo mostrou ainda que, de alguma forma, as atividades estiveram presentes em todos os verões investigados, independentemente da fase da oscilação quase-bienal. Dados de ventos obtidos ao longo de 17 anos sobre Saskatoon, com radar MF, foram usados para expor a climatologia das ondas de 16 dias e suas variações interanuais (Luo et al., 2000). O estudo, que também usou o modelo GSWM nas comparações, mostrou que as ondas de 16 dias são extremamente sensíveis ao vento médio no qual estão inseridas, ocorrendo preferencialmente durante o escoamento médio para leste. Durante os eventos de inverno, as oscilações ocuparam toda a região da alta mesosfera e baixa termosfera,

---

<sup>2</sup> Na convecção úmida, os movimentos atmosféricos transportam vapor d'água desde a superfície até as regiões onde ocorre condensação.

alcançando alturas de até 100 km. Contudo, durante as estações de verão, as oscilações apareceram apenas próximas às linhas nulas do vento prevalecente ( $\sim 85 \pm 5$  km). As variações interanuais mostraram fraca modulação com a oscilação quase-bienal, tanto durante as estações de inverno como as de verão.

Em um estudo comparativo entre eventos de oscilações de 16 dias observados em Saskatoon e London, Canadá ( $43^\circ$  N,  $81^\circ$  O), Luo et al. (2002a) mostraram que, individualmente, as climatologias foram consistentes com as previsões teóricas. No entanto, os autores verificaram falta de correlação, entre os dois locais, para as amplitudes das ondas, alturas de ocorrência, e até mesmo para os seus períodos. Eles argumentaram que este fato provavelmente deve-se às diferenças longitudinais ou atividades de ondas localizadas. Em uma extensão desta investigação, Luo et al. (2002b) apresentam um estudo das ondas de 16 dias observadas em cinco locais através de radares MF, no hemisfério norte. As comparações entre os sítios mostraram certa incoerência, a qual foi atribuída a prováveis guias de ondas localizadas ou condições de ressonância da atmosfera. A estrutura global da onda de 16 dias, observada a partir de ventos inferidos das medidas do instrumento HRDI, mostrou que as amplitudes mais intensas ocorrem entre  $40^\circ$  e  $60^\circ$  de latitude em ambos os hemisférios. Os resultados foram comparados com simulações obtidos com o GSWM. Na Figura 2.7 são ilustrados as amplitudes das perturbações com períodos de 16 dias para as componentes do vento zonal e meridional, obtidas através do modelo GSWM para o mês de janeiro. As linhas de contornos representam o escoamento zonal médio obtido do modelo **Horizontal Wind Model (HWM93)**. Como esperado, as ondas exibem fortes amplitudes no hemisfério norte, onde o vento prevalecente escoava para leste. Verifica-se também a presença de ondas de 16 dias no hemisfério sul, indicando uma transposição através do equador para a alta mesosfera de verão (Luo et al., 2002b).

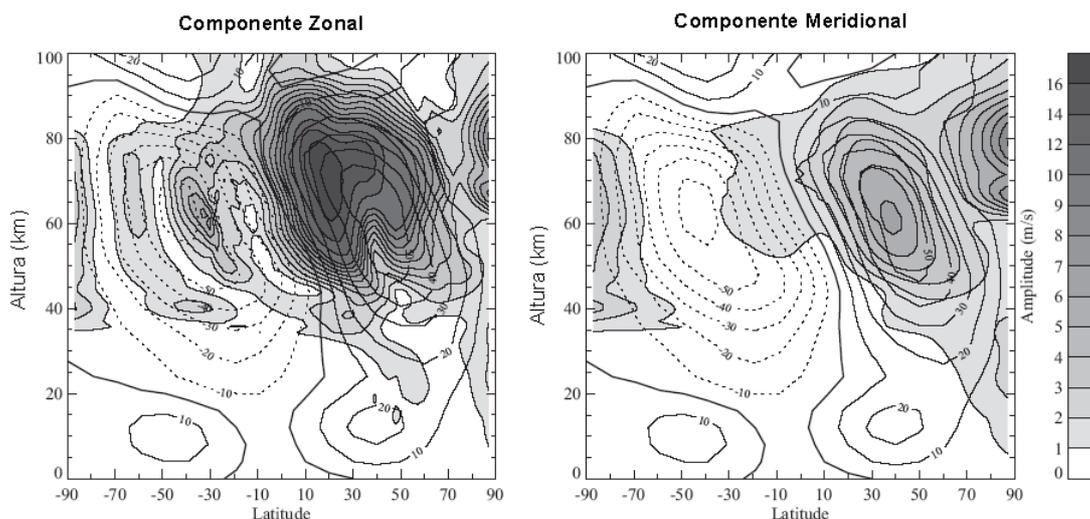


FIGURA 2.7 - Amplitudes da onda de 16 dias, contornos em níveis de cinza, nas componentes zonal (esquerda) e meridional (direita) obtidas para o mês de janeiro através do modelo GSWM. As linhas representam o escoamento zonal médio obtido do modelo HWM93.

FONTE: Adaptada de Luo et al. (2002b, p. 700).

A climatologia da onda de 16 dias em Yamagawa ( $31,2^{\circ}$  N,  $130,6^{\circ}$  E) mostrou amplitudes maiores do que as amplitudes observadas em latitudes médias, porém, as ondas apresentam algumas características correspondentes aos resultados relatados para latitudes médias (Namboothiri et al., 2002). Para o hemisfério sul, estudos das variações nos ventos médios obtidos de radar meteorológico, em torno de 90 km de altura, revelaram a dominância das ondas de 16 dias em  $33^{\circ}$  S. As oscilações mais intensas ocorreram no inverno. Assinaturas intensas também foram verificadas nos equinócios e alguns episódios significativos foram encontrados no verão (Malinga e Poole, 2002).

### 2.2.3 Ondas Equatoriais Observadas na Alta Mesosfera e Baixa Termosfera

Após o diagnóstico de movimentos de larga escala na região equatorial (Matsuno, 1966), ondas propagando-se para oeste em altitudes de 21 km com períodos próximos a 5 dias e comprimento de onda em torno de 10.000 km, foram observadas através de radiosondagens da atmosfera na zona equatorial e identificadas como ondas de Rossby-

gravidade (Yanai e Maruyama, 1966). Também com dados obtidos de radiosondagens, foram observadas ondas propagando-se para leste com período médio de 15 dias, exibindo amplitudes de 8 m/s no vento zonal e de 3° C na temperatura, e escala horizontal de 40.000 km, identificadas como ondas de Kelvin (Wallace e Kousky, 1968; Maruyama, 1969). Observações subseqüentes de ondas de Kelvin foram realizadas na estratosfera superior através de sondagens de foguetes (Hirota, 1978) e na mesosfera através de dados de satélite (Salby et al., 1984).

As observações das ondas de Kelvin na estratosfera e mesosfera equatorial mostraram que estas são de escala global em longitude, e os estudos baseados em dados de satélite indicam que boa parte da sua variância é encontrada para os números de onda zonal entre 1 e 3. Elas ocorrem em três velocidades de fase distintas, assim definidas: 1) ondas lentas, ou ondas de Wallace-Kousky, com períodos entre cerca de 15 a 20 dias, velocidade de fase estendendo-se de 20 a 40 m/s, e comprimento de onda vertical em torno de 10 km (Wallace e Kousky, 1968); 2) ondas rápidas, com períodos entre 6 e 7 dias, velocidade de fase entre 50 e 80 m/s, e comprimento de onda vertical em torno de 20 km (Hirota, 1978) e; 3) ondas ultra-rápidas, com períodos de 3 a 4 dias, com velocidade de fase próxima a 120 m/s, e comprimento de onda vertical em torno de 40 km (Salby et al., 1984).

A estrutura vertical e as características de propagação das ondas de Kelvin ultra-rápidas, foram investigadas em detalhes, através das observações do vento utilizando um radar meteorológico próximo a Jakarta e um radar MF em Christmas Island (2° N, 157° E) (Riggin et al., 1997). Comparando-se os resultados entre as duas localidades, estimou-se o fluxo de momento zonal e a aceleração, devidos às ondas ultra-rápidas de Kelvin, demonstrando-se diferenças nas características das ondas.

Análises das variações sazonais de ondas ultra-rápidas de Kelvin foram realizadas por Yoshida et al. (1999), os quais utilizaram dados de vento horizontal de Jakarta, juntamente com os perfis diários de radiosondagens coletadas em Bandung (6,9° S, 107,6° E). O estudo mostrou que as variações das amplitudes das ondas de Kelvin ultra-rápidas claramente foram dominadas por uma periodicidade semi-anual,

sugerindo uma relação entre estas e as oscilações semi-anuais mesosféricas e/ou estratosféricas. Correlação entre as ondas de Kelvin ultra-rápidas e a variação bienal nas amplitudes das oscilações semi-anuais mesosféricas não foi encontrada. No caso da variação sazonal investigada para a baixa atmosfera (Bandung), as ondas de Kelvin ultra-rápidas não indicaram uma periodicidade semi-anual (Yoshida et al., 1999). A energia da onda de Kelvin ultra-rápida na alta mesosfera e baixa termosfera mostrou variações intra-sazonais (entre 20 e 33 dias), apresentando de certa forma uma correlação com as amplitudes dos ventos zonais troposféricos.

Kovalam et al. (1999) utilizaram dados de dois radares MF, localizados em Christmas Island em Pontianak ( $0^{\circ}$ ,  $109^{\circ}$  E), para investigarem a variabilidade longitudinal de ondas de escala planetária na mesosfera e baixa termosfera. Através de uma análise cruzada dos espectros e de análise harmônica foram obtidas algumas características das ondas de 6,5 e de 3,5 dias.

Os efeitos oscilatórios exercidos por ondas sobre os constituintes minoritários e a temperatura, são estudados com base em observações da emissão de luminescência atmosférica, uma vez que os constituintes emissores se distribuem diferentemente com a altura. Takahashi et al. (1999, 2002b) analisam uma série de dados referentes a emissões de luminescência atmosférica, obtidos através de um fotômetro multicanal de filtros inclináveis, em São João do Cariri, e evidenciaram a presença de ondas planetárias com períodos em torno de 2,5; 3; 5,5 e 7 dias. Lichstein et al. (2002) demonstram através de simulação, que as observações referentes a oscilações de  $\sim 3$  dias na luminescência equatorial são consistentes com a interpretação de ondas de Kelvin ultra-rápidas, estabelecendo-se assim uma conexão entre processos convectivos troposféricos e emissões na região da alta mesosfera e baixa termosfera.

Através de dados do “**Microwave Limb Sounder**” (MLS) instalado no satélite UARS, a estrutura meridional obtida para as ondas de Kelvin deixa claro o seu confinamento às regiões de baixas latitudes, porém as oscilações não mostraram simetria em torno do equador. Os centros das amplitudes máximas das ondas observadas mostraram uma tendência de deslocamento para o hemisfério de verão (Canziani et al., 1994). No

entanto, estudos realizados com dados do instrumento HRDI, mostraram uma estrutura meridional que não condiz com o previsto, em que a amplitude máxima da onda localiza-se no hemisfério de outono, onde o amortecimento devido a quebra de ondas de gravidade é fraco (Smith, 1999). Também, utilizando ventos zonais obtidos de dados HRDI, Lieberman e Rigglin (1997) identificaram ondas de Kelvin cujas linhas de fase constante descendentes na mesosfera, sugerem que as ondas foram geradas na baixa atmosfera. No entanto, para um determinado período observado, verificou-se linhas de fase ascendentes acima de 90 km, sugerindo a presença de forçantes em altos níveis.

#### **2.2.4 Variabilidade na Amplitude e Fase das Marés Atmosféricas**

As amplitudes e fases das marés, diurna e semidiurna, na região da mesosfera e baixa termosfera apresentam variações cujas escalas estendem-se desde dias até anos (Bernard, 1981; McLandress et al., 1996; Beard e Pancheva, 1999). Esta variabilidade das marés atmosféricas pode ser atribuída a vários mecanismos, dentre os quais destacam-se: mudanças no vento zonal médio; mudanças em seus forçantes; energia adicional de frequências próximas às frequências das marés devido às perturbações locais ou de escala sinótica; e através de interações não lineares entre as marés, ou entre as marés e ondas planetárias (Teitelbaum e Vial, 1991; Pancheva, 2000).

De acordo com uma aproximação de segunda ordem para estudar as interações não lineares entre ondas atmosféricas proposta por Spizzichino (1969), o acoplamento entre duas ondas faz surgir duas ondas “secundárias” que têm frequências, números de onda e fases que são a soma e a diferença das ondas “primárias”. Manson et al. (1982) sugeriram que as ondas com período de 9,7 e 16 horas, que são frequentemente observadas sobre Saskatoon, são geradas por interação não-linear entre a onda de maré semidiurna e a onda de 2 dias. Teitelbaum e Vial (1991) apresentaram suporte teórico mostrando que a interação não-linear entre uma onda de maré e uma onda planetária pode modular a amplitude da maré com um período igual ao da onda planetária. A presença de ondas de 16 horas observadas no vento mesosférico polar foram atribuídas à interação não-linear entre maré diurna e a onda de 2 dias (Rüster, 1994). Em um

estudo de caso, Beard et al. (1997) verificaram a presença de quatro ondas nos dados de vento obtidos sobre Sheffield, as quais suportaram a teoria do acoplamento não-linear proposta por Spizzichino (1969) e Teitelbaum e Vial (1991).

Vários trabalhos têm feito uso de análises bi-espectral (Nikias e Petropulu, 1993) para confirmar a presença de tripletos harmonicamente acoplados produzidos pela interação não-linear de onda-onda na região da alta mesosfera e baixa termosfera (Clark e Bergin, 1997; Beard et al., 1999; Pancheva, 2000; Pancheva et al., 2002), uma vez que esta técnica permite medir a relação de fase entre três componentes espectrais. A maioria destes trabalhos fornece evidências adicionais da interação não-linear entre a maré semidiurna e componentes de ondas planetárias, com ênfase na variabilidade da amplitude da maré.



## CAPÍTULO 3

### INSTRUMENTAÇÃO E METODOLOGIA

A pesquisa desenvolvida nesta tese teve como base observações de ventos horizontais e de emissões luminescentes da região próxima a mesopausa, as quais foram registradas a partir de localidades de latitudes baixas e equatoriais do hemisfério sul. Os dados de ventos horizontais foram estimados a partir das informações registradas pelo radar meteorológico que opera em Cachoeira Paulista, durante o período compreendido entre abril de 1999 a abril de 2002, enquanto que as medidas, proporcionadas pela aeroluminescência, foram originadas em São João do Cariri através de fotômetro multicanal, durante 4 anos de observações, estendendo-se de 1998 até 2001.

Dados adicionais de ventos horizontais, obtidos com radar meteorológico em Jakarta (6,4° S; 106,7° E), Indonésia, durante o ano de 1999, e obtidos através do radar **Medium Frequency (MF)** sobre Adelaide (35° S, 138° E), Austrália, no período de abril de 1999 até março de 2001, foram utilizados para comparar a sazonalidade das oscilações de escala planetária e confirmar a presença de eventos globais. A Figura 3.1 mostra a localização dos observatórios onde os instrumentos registraram as observações utilizadas no presente estudo.

Nas Seções seguintes são abordados aspectos da utilização da trilha meteorológica na obtenção dos ventos, método de estimativa dos ventos, as características do radar meteorológico de Cachoeira Paulista, uma breve descrição das emissões utilizadas, e as características do fotômetro multicanal de São João do Cariri. A caracterização e os aspectos relacionados ao conjunto de dados produzidos pelos equipamentos são tratados na parte final deste capítulo.

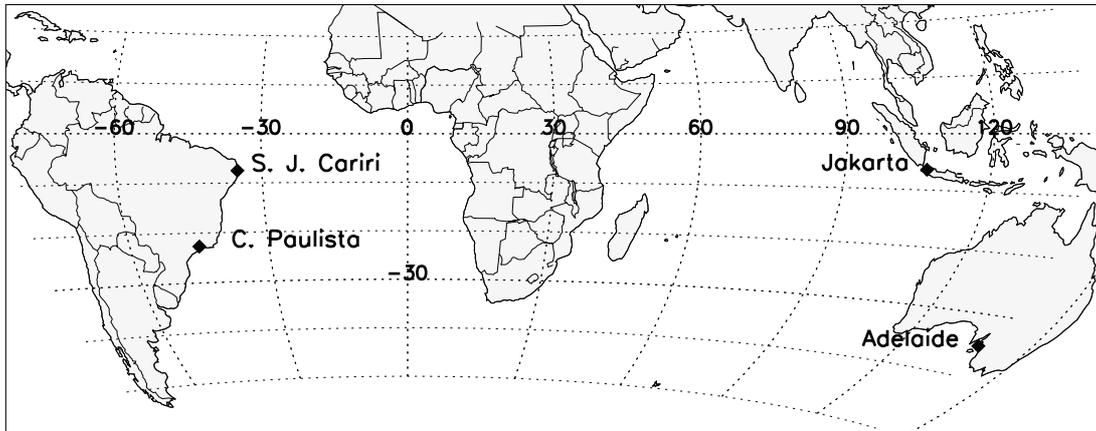


FIGURA 3.1 – Localização dos instrumentos cujas observações foram utilizadas nesta tese; radares meteorológicos em Cachoeira Paulista (22,7° S, 45,0° O) e Jakarta (6,4° S, 106,7° E), radar MF em Adelaide (35,0° S, 138,0° E) e, fotômetro multicanal em São João do Cariri (7,5° S, 35,0° O).

### 3.1 – A Trilha Meteórica como Traçador de Ventos

Quando os meteoróides ingressam na atmosfera terrestre, eles colidem com as moléculas gasosas. Durante os eventos em que as colisões entre os meteoróides e as moléculas atmosféricas produzem vaporização, formam-se trilhas contendo gás ionizado as quais podem refletir ondas de rádio. O mecanismo de reflexão depende da densidade de elétrons livres na trilha meteórica. Quando a densidade linear de elétrons em uma trilha ionizada é suficientemente alta, o meteoro é dito sobredenso, e as ondas de rádio não penetram a trilha e são refletidas pela superfície onde a frequência do plasma é igual à frequência das ondas de rádio usada na observação. Quando a densidade linear de elétrons livres é baixa, o meteoro é dito subdenso (Tsutsumi, 1995). A densidade linear limite de elétrons,  $q$ , entre estes dois tipos de meteoros é dada por:

$$q = \pi^3 \frac{r_o^2}{\lambda} (2.4 \times 10^{14}), \quad (3.1)$$

onde  $r_o$  é o raio inicial da trilha e  $\lambda$  é o comprimento de onda do radar (McKinley, 1961).

### 3.1.1 Características dos Meteoros

No modelo básico para uma trilha meteórica cuja densidade de elétrons livres é baixa, os efeitos devidos à expansão radial, recombinação, junção ou difusão de elétrons, bem como movimentos de distorção devido ao vento neutro não são considerados. De acordo com a teoria de decaimento do eco meteórico para estas trilhas, a qual tem como base a teoria de difração de Fresnel, a potência percebida pelo receptor proveniente do espalhamento de cada elétron,  $\Delta P_R$ , é dada por:

$$\Delta P_R = \frac{P_T G_T G_R \lambda^2 \sigma_e}{64\pi^3 R^4}, \quad (3.2)$$

onde  $P_T$ ,  $G_T$ ,  $G_R$ ,  $R$  são a potência transmitida, o ganho da antena transmissora, o ganho da antena receptora e o alcance do eco, respectivamente e  $\sigma_e$  é a Seção transversal de espalhamento de um elétron livre que é dada por:

$$\sigma_e = \frac{\mu_o e^4}{16\pi^2 m^2}, \quad (3.3)$$

onde  $\mu_o$ ,  $e$ , e  $m$  são a permeabilidade do ar, a carga e a massa do elétron, respectivamente.

Após integração, para todos os elétrons, da Equação (3.2) e tomando-se uma média temporal dentro de um curto intervalo de tempo, obtém-se a seguinte expressão para a potência do eco quase-instantânea,  $P_R$ , recebida de todos os elétrons da trilha (McKinley, 1961):

$$P_R = 2.5 \times 10^{-32} P_T G_T G_R q^2 \left( \frac{\lambda}{R_o} \right)^3 \frac{C^2 + S^2}{2}, \quad (3.4)$$

onde  $R_o$  é o alcance mínimo e  $C$  e  $S$  são as integrais de Fresnel, de acordo com a teoria óptica da difração.

Dentre os processos de difusão sofridos pela trilha meteórica, a difusão ambipolar tem sido apontada como o fator mais importante na redução da intensidade do eco meteórico (McKinley, 1961; Chilson et al., 1996). A potência do eco decai exponencialmente com o tempo de acordo com a expressão (ver Tsutsumi et al., 1994):

$$P_R(t) = P_R(0) \exp\left(-\frac{32\pi^2 Dt}{\lambda^2}\right), \quad (3.5)$$

onde  $D$  é o coeficiente de difusão ambipolar,  $P(0)$  é a potência inicial e  $t$  é o tempo decorrido. A constante de decaimento de  $1/e$ ,  $\tau$ , é definida como:

$$\tau = \frac{\lambda^2}{32\pi^2 D}. \quad (3.6)$$

Entretanto, sabe-se que o coeficiente de difusão ambipolar depende da temperatura do ambiente atmosférico,  $T$ , e da densidade,  $\rho$ , (Jones, 1995),

$$D \propto \frac{T}{\rho}. \quad (3.7)$$

O fato das partículas ionizadas na trilha meteórica serem transportadas pelo movimento do vento atmosférico neutro, surge um descolamento Doppler da frequência,  $\Delta f$ , no eco recebido. Um deslocamento Doppler da frequência de um eco meteórico a partir de uma trilha de baixa densidade eletrônica corresponde a uma velocidade radial do vento atmosférico neutro,  $v_r$ , a qual é dada por:

$$v_r = \frac{\lambda}{2} \Delta f. \quad (3.8)$$

A partir da informação do vetor velocidade radial, pode-se estimar as componentes dos ventos.

### 3.1.2 Estimativa das Componentes do Vento

As informações disponibilizadas por um radar Doppler são registradas como uma função do alcance, e dos ângulos azimutal ( $\varphi$ ) e zenital ( $\theta$ ). A geometria usada para obter os ventos é mostrada na Figura 3.2, onde são indicados o alcance, a velocidade radial, e os ângulos azimutal e zenital.

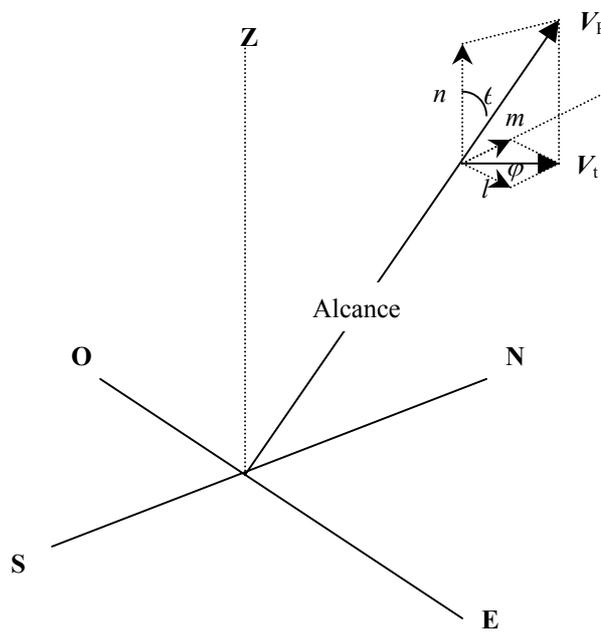


FIGURA 3.2 – Esquema da geometria usada para medir a velocidade do vento radial com um radar Doppler.

A estimativa das componentes dos ventos apresentada aqui segue o método descrito por Thayaparan (1995), com o vetor velocidade radial dado por:

$$\vec{v}_{ri} = v_{ri} \vec{i}_{ri}, \quad (3.9)$$

onde  $\vec{i}_{ri} = l_i \hat{i} + m_i \hat{j} + n_i \hat{k}$  é o vetor unitário na direção radial que passa pelo  $i$ -ésimo ponto espalhado, e  $l_i$ ,  $m_i$  e  $n_i$  são os co-senos diretores, sendo expressos por:

$$l_i = \text{sen } \theta_i \cos \varphi_i, \quad (3.10)$$

$$m_i = \text{sen } \theta_i \text{sen } \varphi_i, \quad (3.11)$$

$$n_i = \text{sen } \theta_i. \quad (3.12)$$

Já o vento médio é descrito como segue:

$$\vec{V} = u\hat{i} + v\hat{j} + w\hat{k}, \quad (3.13)$$

onde  $u$ ,  $v$  e  $w$  representam as componentes zonal, meridional e vertical do vento, respectivamente. A grandeza  $v_{ri}$  é a projeção do vetor velocidade média do vento sobre o vetor da linha de visada do radar,  $\vec{l}_{ri}$ , ou seja:

$$v_{ri} = \vec{V} \cdot \vec{l}_{ri}. \quad (3.14)$$

Para uma série de medidas  $(l_i, m_i, n_i)$  numa camada de espessura  $\Delta z$  num determinado intervalo de tempo  $\Delta t$ , tem-se  $i$ -valores que permitem buscar o melhor ajuste para  $u$ ,  $v$ , e  $w$ .

Se o ajuste dos mínimos quadrados for perfeito para todos os  $i$ -ésimos pontos, o valor residual será:

$$\varepsilon^2 = \sum_{i=1}^N [(ul_i + vm_i + wn_i) - V_{Ri}]^2. \quad (3.15)$$

Logo, as melhores estimativas para as componentes  $u$ ,  $v$  e  $w$  serão aquelas para o menor valor residual,  $\varepsilon^2$ .

### 3.2 – O Radar Meteorológico de Cachoeira Paulista

O radar meteorológico do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE) opera em Cachoeira Paulista desde março de 1999. O sistema, um radar SKiYMET, possui visada de todo céu e foi projetado para operar em alta taxa de repetição de pulso. O radar usa uma única antena transmissora Yagi de três elementos, com cinco antenas receptoras dispostas no solo formando uma cruz assimétrica. A distância entre os dois pares de antenas das extremidades e a antena central medem  $2.0\lambda$  e  $2.5\lambda$ , respectivamente, como mostra a Figura 3.3. Também são usados cinco receptores para aquisição dos dados, um para cada antena, em que os comprimentos dos cabos e atrasos foram precisamente determinados. Esta configuração interferométrica permite a determinação da trilha meteórica no céu, reduzindo a ambigüidade no ângulo de chegada (Hocking et al., 2001).

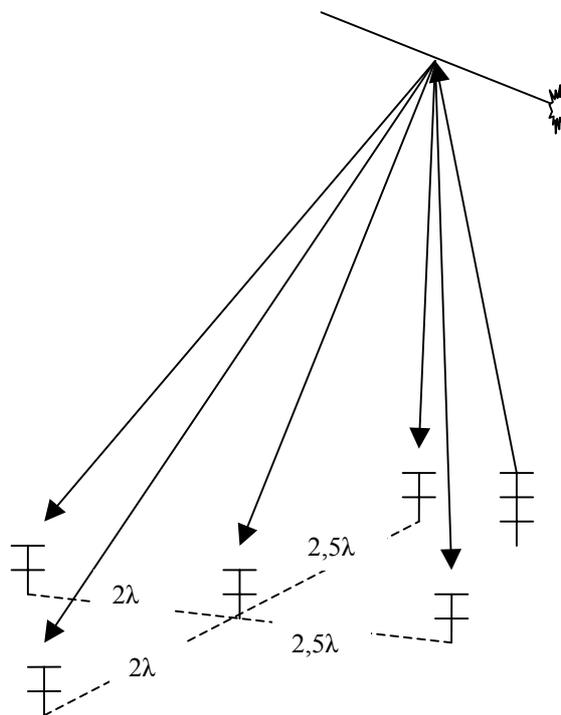


FIGURA 3.3 – Configuração das antenas transmissora e receptora do radar SKiYMET.

O sistema opera numa frequência de 35,24 MHz, transmitindo radiação com pulso de 13  $\mu$ s, proporcionando uma resolução de 2 km, numa taxa de repetição de 2144 pps (pulsos por segundo). O pico de potência transmitida era de 6 kW até o início de novembro de 2001, quando passou a operar com um pico de 12 kW. A taxa de repetição de pulso (2144 Hz) produz réplicas (*aliasing*) de 70 km na amostragem dos alcances, ou seja, seria impossível decidir se um meteoro tem um alcance de 65, 135, ou 205 km. Porém tal limitação é resolvida através da combinação das medidas da posição angular, aliada ao fato em que a maioria dos meteoros ocorrem entre 70 e 110 km de altura. Na Tabela 3.1 são apresentadas algumas especificações referentes ao radar de Cachoeira Paulista, e detalhes adicionais sobre o sistema, modo de operação e método de detecção de meteoros para o radar SkiYMET são descritos por Hocking et al. (2001).

TABELA 3.1 - Especificações do Radar Meteorológico do INPE.

Frequência de transmissão:	35,24 MHz
Pico de potência transmitida:	6 kW/12 kW
Taxa de pulso:	2144 pps
Canais receptores:	5
Resolução:	2 km

FONTE: Adaptada de Clemesha et al. (2001, p. 1680).

O sistema opera automaticamente 24 horas por dia e a detecção do sinal meteorológico é realizada através de processos sucessivos. A qualidade do sinal é determinada através de análise de coerência de fase. Estes sinais são então detalhadamente examinados e confirmados como sinais meteorológicos ou não. O sistema permite a detecção de até 5000 ecos úteis por dia. A distribuição em altura das ocorrências de meteoros segue uma gaussiana com máximo em torno de 90 km, como mostra a Figura 3.3a, onde são

representados os números de eventos meteóricos a cada 2 km de altura detectados sem ambigüidade pelo radar de Cachoeira Paulista no dia 14 de janeiro de 2002.

O número de meteoros detectados também apresenta variações diária e anual. A taxa de ecos meteóricos amostrados como uma função da hora do dia, obtidos com o radar de Cachoeira Paulista nos dias 13 e 14 de janeiro de 2002, são representados na Figura 3.3b, onde os máximos de detecção são observados em torno das 6 horas do local (9 h UT) e os mínimos em torno das 18 h (21 h UT).

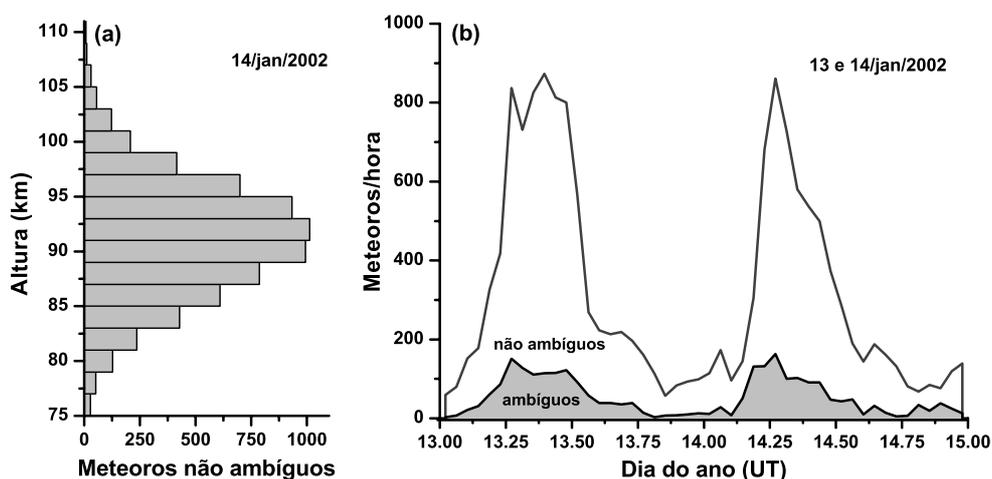


FIGURA 3.4 – Fluxo típico de meteoros produzidos pelo radar de Cachoeira Paulista. a) Distribuição vertical de ocorrências de meteoros não ambíguos, registrados no dia 14 de janeiro de 2002. b) Taxa de ecos meteóricos amostrados como uma função da hora do dia, referentes aos dias 13 e 14 de janeiro de 2002.

A variação diária é explicada em termos de efeitos de geometria. Devido ao seu movimento orbital, da ordem de 30 km/s, a face da Terra na vanguarda da órbita está invadindo a nuvem de meteoróides esporádicos, o que ocorre em torno das 6 horas tempo local, proporcionando a observação máxima de eventos meteóricos neste horário, e a observação mínima 12 horas após. Normalmente a razão da variação é de 5 para 3, e

espera-se que a mesma seja maior na região equatorial e menor nos pólos (McKinley, 1961; Ceplecha et al., 1998). Dada a inclinação da Terra em relação à eclíptica, e considerando uma distribuição isotrópica dos meteoróides esporádicos, era de se esperar uma quantidade maior de eventos meteóricos durante o equinócio de outono e menor atividade durante a primavera. Porém este modelo não explica o comportamento observado no hemisfério sul, sendo necessário considerar outros fatores tais como uma variação na densidade e distribuição de riantes durante o ano (McKinley, 1961).

A taxa de amostragem do radar possibilita a obtenção da média horária do vento em intervalos de 3 km, desde 82 até 100 km. Quando dados de vários dias são utilizados na estimativa de médias de ventos, é possível melhorar as resoluções tanto no intervalo de tempo como em altura, estendendo-se o intervalo em altura desde 80 até 107 km (Clemesha et al., 2001).

As velocidades dos ventos são determinadas a partir de uma combinação das velocidades radiais de cada meteoro detectado em todo o céu. As posições dos meteoros são determinadas através de funções de autocorrelação, e correlação cruzada, associada aos meteoros detectados, e a velocidade radial pelo uso da taxa de mudança de fase no intervalo próximo a zero. A média e o desvio padrão são obtidos usando-se todas as correlações cruzadas possíveis entre todos os sinais das cinco antenas receptoras, como também as funções de autocorrelação de cada receptor.

A Figura 3.5 mostra um exemplo para as componentes zonal e meridional dos ventos horários, obtidos a partir dos dados do radar meteórico de Cachoeira Paulista nos dois primeiros dias de 2004, para sete camadas atmosféricas de 4 km de espessura, centradas em 81, 84, 87, 90, 93, 96, e 99 km de altura, produzindo assim uma sobreposição de 1 km na base e no topo das camadas intermediárias.

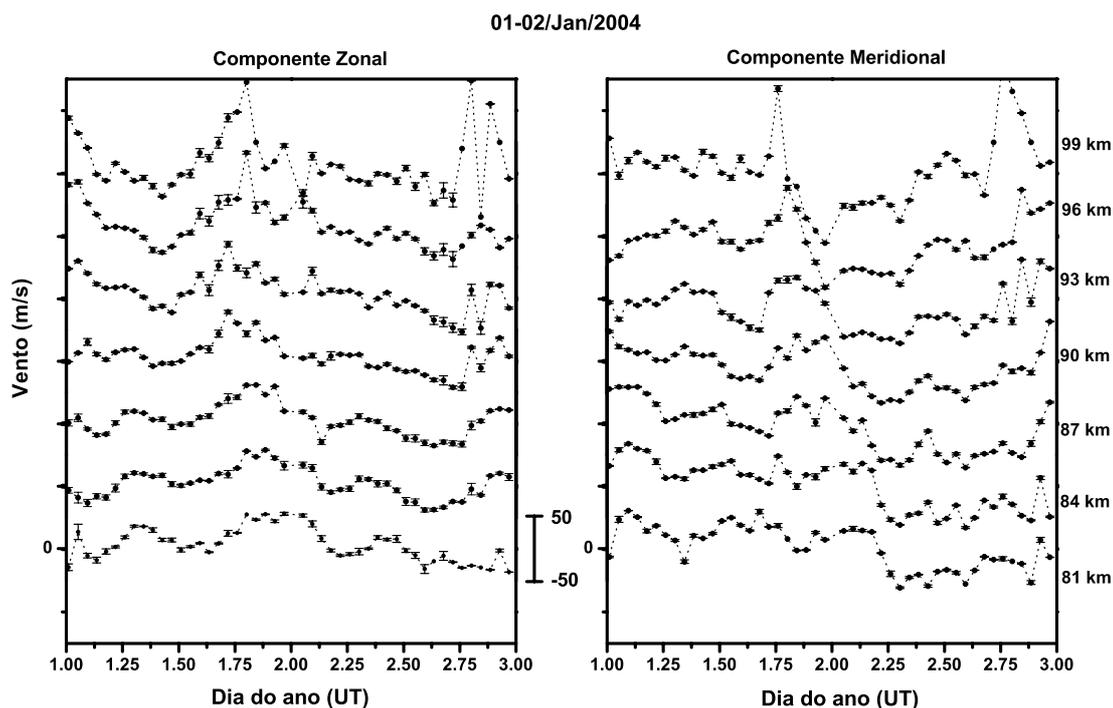


FIGURA 3.5 – Ventos horários obtidos a partir dos dados do radar meteorológico de Cachoeira Paulista nos dois primeiros dias de 2004, para sete camadas atmosféricas de 4 km de espessura, centradas em 81, 84, 87, 90, 93, 96, e 99 km de altura. As barras verticais indicam os desvios das medidas.

### 3.3 – Observação da Aeroluminescência

A radiância da aeroluminescência atmosférica depende dos mecanismos fotoquímicos de emissão, da densidade, da temperatura, e da dinâmica atmosférica. Diante disto, a aeroluminescência tem-se constituído numa importante ferramenta nas investigações da composição, da temperatura e da densidade na região de emissões.

A aeroluminescência também têm sido utilizada nos estudos de movimentos da massa e energia nesta região como parte de um importante sistema de circulação global, particularmente com relação a atividades de ondas de gravidade, marés atmosféricas e ondas planetárias (Takahashi et al., 1998a, 2002b).

Com o intuito de investigar movimentos periódicos de escala planetária na região equatorial, serão utilizados dados obtidos das seguintes emissões luminescentes: a linha

verde do oxigênio atômico ( $OI557,7$ ), a banda (0,1) atmosférica do oxigênio molecular ( $O_2b$ ), a banda (6,2) da hidroxila ( $OH$ ) e a temperatura deduzida de linhas da emissão  $OH$ , sobre São João do Cariri. A seguir apresenta-se uma breve descrição das emissões que serão utilizadas nesta investigação.

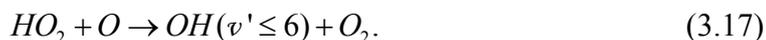
### 3.3.1 Fotoquímica e Temperatura Rotacional da $OH^*$

Boa parte das emissões da luminescência noturna, compreendendo o intervalo espectral de 520 nm a 4  $\mu$ m, é atribuída a transições vibro-rotacionais dos radicais excitados que envolvem o estado eletrônico fundamental de  $OH$  ( $X^2\Pi_{3/2,1/2}$ ), as quais foram identificadas originalmente por Meinel em 1950.

O mecanismo principal de produção da emissão de  $OH^*$  na luminescência noturna da região da mesosfera superior, proposto por Bates e Nicolet em 1950, ocorre através da reação exotérmica:

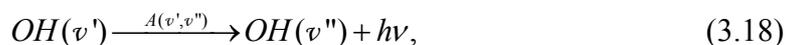


A energia liberada na reação, de 3,33 eV, permite que níveis vibracionais até  $v=9$  sejam excitados, concordando com as observações de luminescência noturna de  $OH^*$ . A ocupação ocorre preferencialmente nos níveis 7, 8 e 9 (Charters et al., 1971; Klenerman e Smith, 1987). Para explicar as distribuições de populações nos níveis vibracionais inferiores ( $v \leq 6$ ) a seguinte reação química adicional foi proposta (eg., Le Texier et al., 1987):

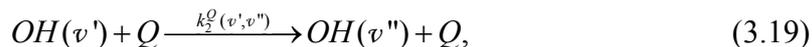


A energia liberada por esta reação, 2,33 eV, é suficiente para excitar os níveis vibracionais em questão ( $v \leq 6$ ). No entanto, fortes evidências sugerem que tal reação não tem eficiência cinética (Sridharan et al., 1985). Além deste mecanismo, também foi

sugerido (McDade e Llewellyn, 1987) que os níveis vibracionais inferiores de  $OH^*$  deveriam ser ocupados como resultado de cascata radiativa



por desativação colisional (quenching)

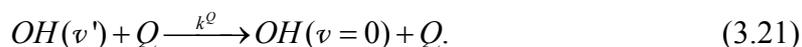


e por processos de remoção química

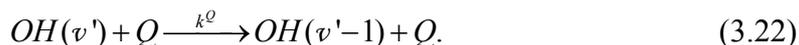


Estudos de laboratório (Greenblatt e Wiesenfeld, 1982), demonstraram que muitos dos coeficientes de desativação vibracional, que foram usados nos estudos das bandas de Meinel, podem conter sérios erros, conduzindo a dúvidas sobre as várias conclusões alcançadas em trabalhos até então realizados. Na tentativa de determinar os coeficientes de desativação, caso o mecanismo (3.16) seja a única fonte química de  $OH^*$ , McDade e Llewellyn (1987) consideram dois modelos: 1) modelo de desativação vibracional súbita (“sudden death”); e 2) modelo cascata colisional (“collisional cascade”).

No modelo de desativação vibracional súbita, assume-se que a remoção colisional de  $OH(v > 0)$  não constitui uma fonte de outros níveis excitados vibracionalmente de  $OH$ :



No outro modelo, cascata colisional, assume-se que a remoção colisional é simples e gradativa:



Para o caso em que a reação (3.16) seja a única fonte de  $OH^*$ , supondo condições de equilíbrio estacionário, e as reações (3.18), (3.19) e (3.20), numa altitude fixa dentro da

camada de  $OH$ , as taxas de produção e perda de cada nível vibracional são balanceadas de forma que:

$$P(v') + \sum_{v''=v'+1}^9 [OH(v'')] \left\{ A(v'', v') + \sum_Q k_2^Q(v'', v')[Q] \right\} = [OH(v')] \left\{ A(v') + \sum_Q k_3^Q(v')[Q] \right\}, \quad (3.23)$$

onde  $P(v')$  é a taxa de produção química no nível  $v'$  e  $k_3^Q(v')$  é o coeficiente de remoção total nesse nível pelos processos (3.19) e (3.20) juntos.

Considerando a produção química como  $P(v') = [H][O_3]k_1$ , a taxa de emissão volumétrica de uma determinada banda da  $OH^*$  é dada por:

$$V_{OH^*}(v', v'') = \frac{A(v', v'')f(v')[H][O_3]k_1 + A(v', v'') \sum_{v''=v'+1}^9 [OH(v'')] \left\{ A(v'', v') + \sum_Q k_2^Q(v'', v')[Q] \right\}}{A(v') + \sum_Q k_3^Q(v')[Q]}, \quad (3.24)$$

onde  $f(v')$  representa a fração de  $OH$  no estado vibracional  $v'$  que é formado na reação (3.16),  $A(v', v'')$  representa a probabilidade de transição entre os dois estados,  $A(v')$  é o inverso do tempo de vida do nível ( $v'$ ).

Dado que o pico da camada de emissão de  $OH^*$  localiza-se em torno de  $87 \pm 2$  km (Takahashi et al., 1998b), a temperatura rotacional,  $T_{OH^*}$ , tem sido usada como um bom parâmetro para monitorar a temperatura da mesopausa, uma vez que o número de colisões durante o tempo radiativo é tal que garante o equilíbrio das populações rotacionais com o meio (Rees, 1989).

A determinação da temperatura rotacional da  $OH^*$  é realizada através da comparação das intensidades de duas ou mais linhas de uma mesma banda, ou seja, a temperatura é função da razão entre intensidades de linhas de emissão, sendo expressa pela equação (Mies, 1974):

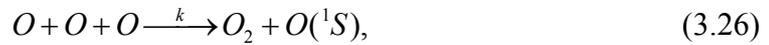
$$T_{n,m} = \frac{E_{v'}(J'_m) - E_{v'}(J'_n)}{k \ln \left[ \frac{I_n}{I_m} \frac{A(J'_m, v' \rightarrow J''_{m+1}, v'')}{A(J'_n, v' \rightarrow J''_{n+1}, v'')} \frac{2J'_m + 1}{2J'_n + 1} \right]}, \quad (3.25)$$

onde,  $T_{n,m}$  é a temperatura rotacional estimada a partir das intensidades relativas,  $I$ , de duas transições dos níveis rotacionais  $J'_n, J'_m$  no nível vibracional superior  $v'$ , para  $J'_{n+1}, J'_{m+1}$  no nível vibracional inferior  $v''$ .  $E_v(J)$  é a energia do nível  $J, v$  e  $A(J', v' \rightarrow J'', v'')$  é o coeficiente de Einstein para a transição de  $J', v'$  para  $J'', v''$ .

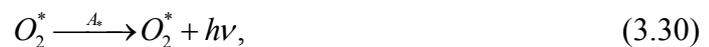
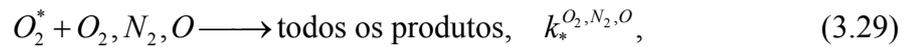
### 3.3.2 A Excitação da Linha Verde do $OI557,7$

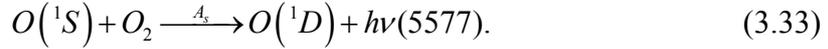
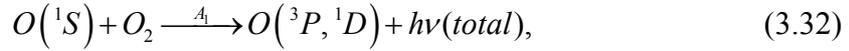
A linha verde do oxigênio atômico em 557,7 nm foi a primeira emissão a ser estudada na luminescência noturna, cuja energia de excitação é em torno de 4,17 eV, no estado  $^1S$ .

A intensidade integrada da emissão  $O(^1S)$  da luminescência noturna da região mesosférica, mostra variações desde 50 até 500 R, com média de 250 R. O seguinte mecanismo cinético para a produção da emissão da linha verde sugerido por Chapman em 1931:



não conseguiu explicar as taxas da emissão observadas através de experimentos via foguete (McDade et al., 1986). O mecanismo de Barth (1964) é o mais aceito hoje, e de acordo com McDade et al. (1986) e Murtagh et al. (1990), as reações que determinam a taxa de emissão são as seguintes:





Ainda de acordo com McDade et al. (1986) e Murtagh (1990), a taxa de emissão volumétrica do  $O(^1S)$ , obtida a partir de um perfil particular de oxigênio atômico, pode ser calculada pela expressão:

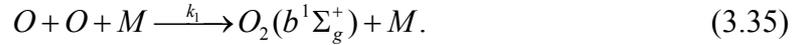
$$V_{O15577} = \frac{A_5 k_1 [O]^3 \{[N_2] + [O_2]\}}{\{A_1 + k_2 [O_2]\} \{C^{O_2} [O_2] + C^{O} [O]\}}, \quad (3.34)$$

onde  $A_5$  é a probabilidade de transição  $O(^1D \rightarrow ^1S)$ ,  $A_1$  é o inverso do tempo de vida do estado  $O(^1S)$ ,  $k_1$  é o coeficiente de recombinação do oxigênio atômico, e  $k_2$  é o coeficiente de desativação de  $O(^1S)$  pelo  $O_2$ . Os coeficientes  $C^{O_2}$  e  $C^{O}$  são parâmetros empíricos obtidos por McDade et al. (1986) e estão relacionados com o estado intermediário na excitação do estado  $O(^1S)$ .

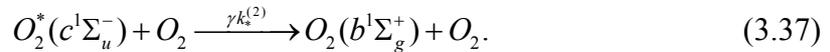
### 3.3.3 As Bandas Atmosféricas do $O_2(b^1\Sigma_g^+)$

Com exceção das bandas de Meinel de  $OH^*$ , a aeroluminescência noturna é predominantemente decorrente das emissões do oxigênio molecular, das quais as que mais se destacam são, a banda atmosférica (0, 0) centrada em 761,9 nm e a banda (0, 1) centrada em 864,5 nm. Apesar da banda  $O_2(0, 0)$  registrar uma taxa de emissão de cerca de 6 kRayleighs, 17 vezes a mais do que a banda  $O_2(0, 1)$ , a sua medida com instrumento no solo é inviabilizada, devido a absorção pela molécula de oxigênio na baixa atmosfera. O pico da camada situa-se em torno de 94 km, com uma espessura de 8 a 10 km (Witt et al., 1979).

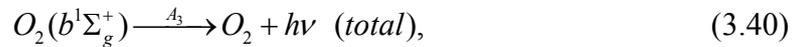
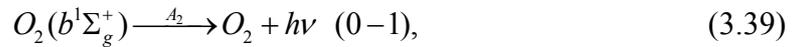
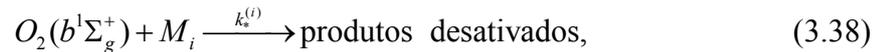
Dois mecanismos de excitação têm sido propostos. O primeiro é a recombinação de três corpos, também chamado de excitação direta (o mecanismo tipo Chapman), em que:



O segundo é um processo em duas etapas, também chamado de transferência de energia (o mecanismo tipo Barth), no qual:



O esquema cinético é complementado com outras reações, como:



onde  $M_i = \{O, O_2, N_2\}_{i=1,2,3}$ , e  $M$  representa uma molécula média do ar atmosférico.

Assumindo a condição de equilíbrio fotoquímico, a taxa de emissão volumétrica da banda (0-1) atmosférica  $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ , em fótons /cm<sup>3</sup>.s, é expressa como (McDade et al., 1986; Murtagh et al., 1990; Melo et al., 2001):

$$V_{O_2(^1\Sigma)} = \frac{A_2 k_1 [O]^3 \{[N_2] + [O_2]\} [O_2]}{\{A_3 + k_*^{O_2} [O_2] + k_*^{N_2} [N_2]\} \{C^{O_2} [O_2] + C^O [O]\}}, \quad (3.41)$$

onde  $A_2$  é a probabilidade de transição da banda (0-1),  $A_2$  é o inverso do tempo de vida do estado  $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ ,  $k_*^{(i)}$  são os coeficientes de desativação de  $O_2(b^1\Sigma_g^+)$  por  $O$ ,  $O_2$ , e  $N_2$ . Os coeficientes  $C^{O_2}$  e  $C^O$  também são parâmetros empíricos, estando relacionados com o estado intermediário da produção de  $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ .

### 3.4 – O Fotômetro Multicanal

Os dados das emissões luminescentes utilizadas nesta tese foram obtidos através de um fotômetro multicanal, denominado de MULTI-3, instalado em São João do Cariri. As características do instrumento e o método de análise de dados foram descritos por Takahashi et al. (1989). Este fotômetro foi projetado e construído no INPE cujo diâmetro de abertura é de 60 mm e campo de visada é de 2°. Cinco filtros, de 62,5 mm de diâmetro, estão dispostos em uma roda que gira automaticamente, levando cerca de 3 minutos para realizar uma seqüência de medidas juntamente com a checagem do nível de ruído. Durante todo o período de aquisição dos dados o fotômetro esteve apontando para o zênite. A Tabela 3.2 fornece as características do fotômetro MULTI-3.

As determinações da intensidade de cada linha de emissão e da radiação contínua de fundo são realizadas separadamente a partir da varredura do comprimento de onda, obtida em relação ao comprimento de onda central, através da inclinação do filtro durante a observação, mediante a utilização de um motor de passo.

A sensibilidade absoluta do fotômetro para as diferentes posições de cada filtro foi determinada em laboratório usando uma fonte de luz padrão (Eppley ES-8315) e dois difusores de  $MgO$ , cujo procedimento é descrito por Takahashi (1980), Melo et al. (1993), Gobbi (1993). Uma fonte de luz subpadrão, previamente calibrada, foi utilizada na calibração diária do fotômetro. Os erros de cálculo nas intensidades absolutas para a linha verde do oxigênio atômico ( $OI557,7$ ), do sódio ( $NaD$ ) e da linha vermelha do oxigênio atômico ( $OI6300$ ) foram estimados em aproximadamente 5%, enquanto que para a banda (6, 2) da hidroxila ( $OH62$ ) e a banda atmosférica (0, 1) do oxigênio molecular ( $O_2b$ ), os erros ficaram em torno de 10% devido ao aumento de erros sistemáticos na calibração (Takahashi et al., 2002b).

TABELA 3.2 - Características do Fotômetro MULTI-3.

Filtro	Canal	Comprimento de onda (nm)	Largura da banda (nm)	Sensibilidade (cps/R)	Medida
<b>1 (OI557,7)</b>	21	557,7	1,07	41,1	OI 557,7
	60	555,0	1,31	16,6	BG
<b>2 (NaD)</b>	19	589,2	1,24	30,3	D1 & D2
	50	586,6	1,37	19,0	OH(8,2) R
	72	583,8	1,61	9,1	BG
<b>3 OI6300)</b>	19	630,0	1,17	44,4	OI 6300
	50	627,0	1,21	40,8	BG
<b>4 (OH62)</b>	7	848,0	1,16	22,1	BG
	31	846,6	1,19	20,2	P1 (4)
	59	843,1	1,33	15,6	P1 (3)
	76	839,9	1,39	12,7	P1 (2)
<b>5 (O<sub>2</sub>b(0,1))</b>	12	872,8	1,08	17,9	BG
	57	868,0	1,24	16,4	Ramo P
	69	866,0	1,27		Pico
<b>6</b>	1	-	-	-	Ruído

FONTE: Adaptada de Takahashi et al. (2002b).

### 3.5 – Banco de Dados

A base de dados utilizada na investigação dos movimentos de escala planetária sobre Cachoeira Paulista, é composta de ventos médios horizontais obtidos das observações realizadas com radar meteórico, no período de Abril de 1999 até Abril de 2002. Os ventos foram obtidos para camadas atmosféricas com 4 km de espessura, iniciando-se na altura de 79 km, deslocando-se por 3 km, até atingir uma altura final de 101 km. Deste modo, as séries temporais dos ventos foram obtidas para 7 camadas atmosféricas,

centradas em 81, 84, 87, 90, 93, 96, e 99 km de altura, de forma que as camadas intermediárias são sobrepostas de 1 km na base e no topo.

Os ventos horizontais médios foram estimados a partir dos ventos radiais, considerando os ecos não ambíguos registrados dentro de cada camada em intervalos de 3 horas de duração, proporcionando assim uma série temporal para a componente zonal e outra para a componente meridional em cada camada.

Uma amostra das componentes horizontais do vento obtidas sobre Cachoeira Paulista, durante o ano de 2000, pode ser vista na Figura 3.6, onde estão representadas as componentes zonal (topo) e meridional (base), as quais foram estimadas a cada três horas para a camada centrada em 90 km de altura.

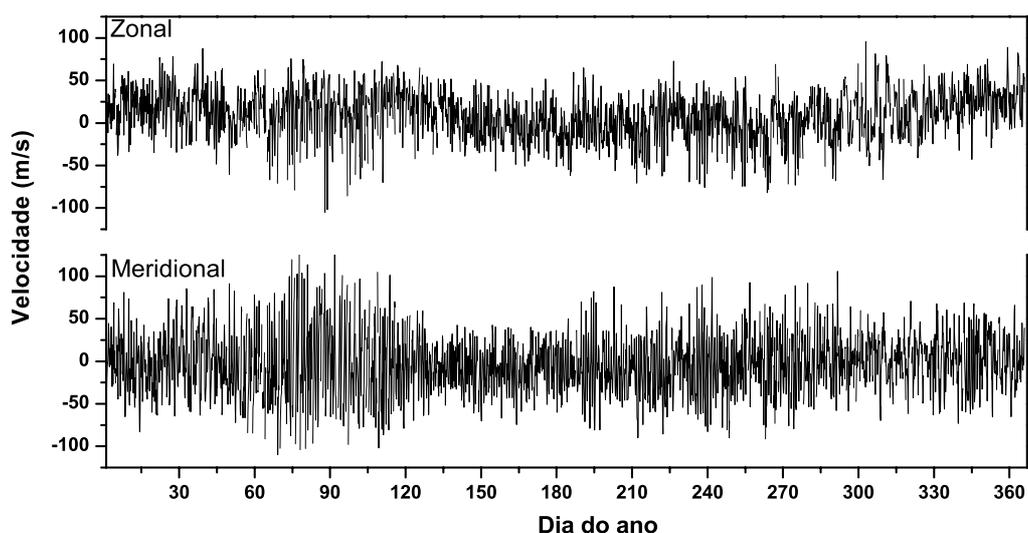


FIGURA 3.6 – Componentes horizontais dos ventos para a camada centrada em 90 km de altura, obtidas sobre Cachoeira Paulista durante o ano de 2000. As componentes zonal (topo) e meridional (base) foram estimadas a cada três horas.

Foram raras as ocasiões em que a continuidade das observações foi interrompida, proporcionando assim uma boa qualidade de dados. Quando da necessidade de

preenchimento de dados ausentes nas séries temporais geradas, para cada intervalo de altura, a técnica de interpolação linear foi empregada para intervalos menores do que um dia e para os demais casos foram considerados os valores médios de cada um dos oito intervalos de tempo dos dias anteriores e posteriores às lacunas.

Os ventos sobre Jakarta foram estimados dos dados obtidos no período de março a julho de 1999, sendo as séries das componentes dos ventos médios representativas de intervalos de 4 horas para 7 camadas com 4 km de espessura, centradas em 78, 82, 86, 90, 94, 98, e 102 km de altura. O radar meteorológico de Jakarta, Indonésia, opera numa frequência de 31,57 MHz, cujo pico de potência de operação é de 10 kW. A configuração interferométrica é composta de três antenas Yagi. A qualidade dos dados é baixa, principalmente para as primeiras e últimas camadas, no entanto não compromete o estudo de oscilações com períodos da ordem de ondas planetárias.

Sobre Adelaide os ventos foram estimados dos dados obtidos durante o período de abril de 1999 até março de 2000, e as séries das componentes de ventos médios representam intervalos de uma hora para 10 camadas de 2 km de espessura, centradas em 80, 82, 84, 86, 88, 90, 92, 94, 96, e 98 km de altura. Intervalos com ausências significativas de dados foram verificados para o período de observação aqui considerado. Como o preenchimento destas discontinuidades comprometeria os resultados, as análises foram limitadas a apenas segmentos de dados registrados.

O radar MF de Adelaide usa uma frequência de 1,98 MHz, e as características do sistema possibilitam medidas do vento no modo Doppler através de feixes estreitos como também no modo de antena espaçada. O pico de potência de operação é de 25 kW, com pulso de 25  $\mu$ s, fornecendo uma resolução em altura em torno de 4 km.

O estudo das variações de escala planetária nas medidas de aeroluminescência obtidas sobre São João do Cariri, restringiu-se ao período entre janeiro de 1998 até dezembro de 2001. O sítio de observação localiza-se na região do semi-árido nordestino, a qual é caracterizada por um clima que experimenta longos períodos de estiagem e chuvas ocasionais concentradas em um curto intervalo de meses do ano. Estas condições climáticas proporcionam várias noites com boas condições de céu claro ao longo do

ano, permitindo assim observações continuadas da luminescência durante várias noites seguidas.

Na seleção das séries temporais da aeroluminescência (radiância e temperatura) foram consideradas apenas as noites com pelo menos 3 horas de observações. Cada seqüência foi formada com um mínimo de 10 noites e representam médias das medidas em intervalos de 30 minutos.

Em 1998, 116 noites contaram com pelo menos 3 horas de observações, e as seqüências representativas dos meses de julho e agosto não atenderam aos critérios estabelecidos. Durante o ano de 1999, foram consideradas 146 noites de observações, e apenas a seqüência de março não pôde ser analisada. Já em 2000, apenas a seqüência registrada entre 30/01 e 10/02, com 12 noites observadas atendeu aos critérios estabelecidos e em 2001 as seqüências representativas dos meses de janeiro, fevereiro, maio, e dezembro, com um total de 53 noites observadas, atenderam aos critérios.

A Tabela 3.3 apresenta o número de noites consideradas em cada seqüência das medidas de aeroluminescência observadas.

TABELA 3.3 - Número de Noites Consideradas em Cada Seqüência das Observações da Aeroluminescência.

Seqüências													
Ano	Jan.	Fev.	Mar.	Abr.	Mai.	Jun.	Jul.	Ago.	Set.	Out.	Nov.	Dez.	total
1998	10	12	10	11	15	12			12	12	12	10	116
1999	13	17		15	13	15	12	13	12	13	12	11	146
2000		12											12
2001	13	13			14							13	53

## CAPÍTULO 4

### TÉCNICAS UTILIZADAS NA ANÁLISE DAS OSCILAÇÕES PLANETÁRIAS

Ondas atmosféricas são oscilações nos campos atmosféricos que se propagam no espaço e no tempo. Matematicamente, numa primeira aproximação, as equações que governam os movimentos ondulatórios podem ser linearizadas com relação às quantidades perturbadas e têm coeficientes que são independentes da posição e do tempo, uma vez que as atividades de ondas que se propagam a partir de uma perturbação inicial podem assumir uma forma complexa. Estas características permitem que a onda possa ser reconstruída por uma superposição de ondas planas, através da integral de Fourier. Para sintetizar a variância associada a cada intervalo de frequência nos campos atmosféricos, é conveniente o uso de técnicas de análise espectral. Diante disto, as oscilações presentes nos campos atmosféricos analisados são interpretadas como sinal de atividade de ondas atmosféricas.

Para a identificação de oscilações globais presentes nos campos atmosféricos observados, foram empregadas as seguintes técnicas: transformada de Fourier discreta, análise de ondaletas<sup>3</sup> e periodograma de Lomb-Scargle. De acordo com a discussão apresentada na Seção (2.2.4), dentre vários fatores que podem causar variabilidade na amplitude e fase de marés atmosféricas, está a interação não linear entre os modos de marés, ou entre modos de marés e ondas planetárias. Na investigação de um possível acoplamento não linear entre a componente de marés diurna e modos de ondas planetárias e entre ondas planetárias, a técnica do bi-espectro foi empregada.

No que segue, são descritas sucintamente as técnicas de análise de ondaletas, o periodograma de Lomb-Scargle e a análise bi-espectral.

---

<sup>3</sup> O uso do termo ondaletas segue Morettin (1999). O vocábulo correspondente em inglês é wavelet e em francês, ondellete, e dada a sua conotação diminutiva, o termo ondaleta (onda+1+eta) foi utilizado pelo referido autor, que cita como alternativas ondícula ou ondinha (ver prefácio da referência, pg. 15).

#### 4.1 – Transformada de Fourier

A mais conhecida ferramenta de análise no domínio da frequência é a transformada de Fourier. A transformada de Fourier é a representação de funções como uma superposição de senos e co-senos, em que uma função é transladada desde o domínio do tempo em uma função no domínio da frequência. O fato dos coeficientes de Fourier da função transladada representar a contribuição de cada função seno e co-seno, em cada frequência, permite que o sinal seja analisado através do conteúdo de suas frequências.

A teoria da transformada de Fourier assume que o sinal é contínuo com uma extensão infinita, para o qual a transformada de funções ordinárias é desejada, entretanto, em situações comuns os sinais registrados são descontínuos de duração finita, sendo sua análise feita com a utilização da transformada de Fourier discreta através do algoritmo conhecido como transformada rápida de Fourier (FFT) (Press et al., 1992).

A extração de informação localizada da frequência muitas vezes é realizada através de uma segmentação da série de dados. Neste caso, a informação é estimada aplicando-se a transformada de Fourier em segmentos móveis de comprimento  $\Delta t$ , supondo que o sinal é estacionário. No entanto, este método mostra-se impreciso devido às frequências réplicas (“*aliasing*”) de componentes de altas e baixas frequências que estão fora do intervalo de frequências da janela, e ineficiente em decorrência do tamanho da janela permanecer constante para todas as frequências (Torrence e Compo, 1998).

Para maiores detalhes bem como sobre as propriedades e aplicações da transformada de Fourier, o leitor encontrará uma vasta literatura, como por exemplo, Bloomfield (1976) e Press et al. (1992), entre outros.

#### 4.2 – Análise de Ondaletas

Ao contrário do que ocorre com as funções trigonométricas, as ondaletas são localizadas no tempo. Tal comportamento sugere a sua utilização na análise de sinais não-estacionários, como é o caso de atividades transientes de ondas atmosféricas de escala global. A transformada de ondaleta tem a capacidade de combinar as características das

informações de tempo e frequência, possibilitando a obtenção de informações das séries temporais que contêm energia não-estacionária em várias frequências (Torrence e Compo, 1998).

A seguir, são apresentados brevemente alguns tópicos da teoria básica da transformada de ondaletas juntamente com algumas de suas propriedades. Uma fundamentação mais completa e compreensiva sobre a transformada de ondaleta pode ser encontrada em referências clássicas, como por exemplo: Daubechies (1992), Chui (1992), e Morettin (1999).

A transformada de ondaletas de um sinal  $S(t)$  é definida como:

$$W(a,b) = |a|^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} h^* \left( \frac{t-b}{a} \right) S(t) dt, \quad (4.1)$$

onde o asterisco (\*) indica o complexo conjugado;  $h^{(a,b)} = |a|^{-1/2} h \left( \frac{t-b}{a} \right)$  é uma família de funções ondaletas gerada a partir de uma ondaleta protótipo (ondaleta-mãe) através de sucessivos escalonamentos (dilatações e compressões), determinadas pelo parâmetro  $a$ , o qual governa as frequências, e de translações discretas que são controladas pelo parâmetro  $b$ .

A família das funções ondaletas  $h^{(a,b)}$  constituem as funções base para a transformada de ondaletas, a qual transfere o sinal desde um espaço unidimensional de  $t$  para um espaço bi-dimensional de  $(a, b)$ .

A mais importante propriedade que a ondaleta-mãe deve satisfazer é a condição de admissibilidade, a qual é necessária para a existência de uma transformada de ondaletas inversa. Esta condição implica que a transformada de Fourier da ondaleta-mãe é zero na frequência zero, e pode ser expressa como:

$$C_h = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|\hat{h}(\omega)|^2}{|\omega|} d\omega < \infty, \quad (4.2)$$

onde  $\hat{h}(\omega)$  é a transformada de Fourier da ondaleta,  $h(t)$ .

A transformada inversa de ondaleta é definida como:

$$S(t) = C_h^{-1} \int_0^{\infty} \frac{da}{a^2} \int_{-\infty}^{\infty} |W(a, b)|^2 db. \quad (4.3)$$

Assim a função  $S(t)$  pode ser reconstruída usando a transformada inversa de ondaletas a partir de  $W(a, b)$ . Integrando-se a Equação (4.3) sobre  $b$ , o espectro de energia da ondaleta é obtida:

$$P(a) = C_h^{-1} a^{-2} \int_{-\infty}^{\infty} |W(a, b)|^2 db. \quad (4.4)$$

Usualmente as funções base definidas no espaço de Hilbert são ortogonais. Porém, as funções base não necessariamente devem ser ortogonais, e os coeficientes nem sempre são singulares.

No espaço discreto de tempo-freqüência, os parâmetros de dilatação e translação também são discretos, tais que  $a = a_0^m$  e  $b = nb_0 a_0^m$ , onde  $a_0 (>1)$  e  $b_0 (>1)$  são passos fixos de dilatação e translação, respectivamente e,  $m$  e  $n$  são inteiros. As funções base discretizadas de uma dada ondaleta são definidas como:

$$h_{m,n}(t) = h^{(a_0^m, nb_0 a_0^m)}(t) = a_0^{-m/2} h(a_0^{-m} t - nb_0). \quad (4.5)$$

Usualmente, adota-se 2 para  $a_0$ , então  $m$  é dito oitava. Quando  $m > 0$ , a ondaleta espalha; quando  $m < 0$ , a ondaleta encolhe. Para uma divisão fina do parâmetro de dilatação, define-se:

$$h^j(t) = a_0^{-j/N} h(a_0^{-j/N} t) \quad j = 0, 1, 2, 3, \dots, N-1, \quad (4.6)$$

onde  $N$  é o número de “tons” por oitava e  $j$  representa um “tom”. As funções base podem ser escritas a partir da combinação das Equações (4.5) e (4.6)

$$h_{m,n}^j(t) = a_0^{-j/N} h_{m,n} \left( a_0^{-j/N} t \right) = a_0^{-j/N} \cdot a_0^2 h \left( a_0^{-(m+j/m)} t - n b_0 \right), \quad (4.7)$$

onde  $m=0, \pm 1, 2, \dots$  e  $j=0, 1, 2, \dots, N-1$ .

Na transformada de ondaletas a janela de amostragem no tempo-freqüência é flexível, de forma que a resolução de amostragem é mais alta para os componentes de freqüências altas e é mais baixa para os componentes de freqüências baixas.

#### 4.2.1 Estudos de Oscilações no Vento Neutro Utilizando Análise de Ondaletas

As funções de ondaletas mais comuns são: a função chapéu mexicano, ondaleta de Meyer, a ondaleta de Morlet, e a ondaleta de Daubechies (Morettin, 1999). A ondaleta de Morlet é uma função não-ortogonal, a qual é contínua e complexa, e constitui-se de uma senóide multiplicada por um envelope Gaussiano. Esta ondaleta tem a vantagem de incorporar uma onda de um certo período e ter extensão finita.

A ondaleta de Morlet é dada por (Kumar e Foufoula-Georgiou, 1997):

$$h(t) = \pi^{-\frac{1}{4}} e^{-j\omega_0 t} e^{-\frac{t^2}{2}} \quad \omega_0 \geq 5, \quad (4.8)$$

onde  $\omega_0$  é a freqüência adimensional e a sua transformada é

$$H(\omega) = \pi^{-\frac{1}{4}} \exp \left[ -(\omega - \omega_0)^2 / 2 \right] \quad \omega_0 \geq 5, \quad (4.9)$$

que é aproximadamente zero para  $\omega < 0$ .

Devido a sua simplicidade, a transformada de ondaletas de Morlet tem sido bastante utilizada e mostrou-se conveniente em investigações de eventos oscilatórios observados nos ventos neutros da região próxima a mesopausa (Pancheva e Mukhtarov, 2000; Pancheva et al., 2002; Malinga e Poole, 2002).

Para exemplificar uma aplicação da transformada de ondaletas de Morlet, será considerada uma seqüência dos ventos da componente meridional obtidos sobre Cachoeira Paulista entre 21 de janeiro e 28 de fevereiro de 2003. A Figura 4.1 mostra a série de dados de vento e o correspondente resultado da análise espectral obtida com a aplicação da transformada de Fourier. Como pode ser visto nesta figura, os ventos mostram uma grande variabilidade durante o período observado. O resultado da análise espectral apresenta picos fortes de energia nas periodicidades próximas de 1- e de 2 dias, além de outros mais fracos.

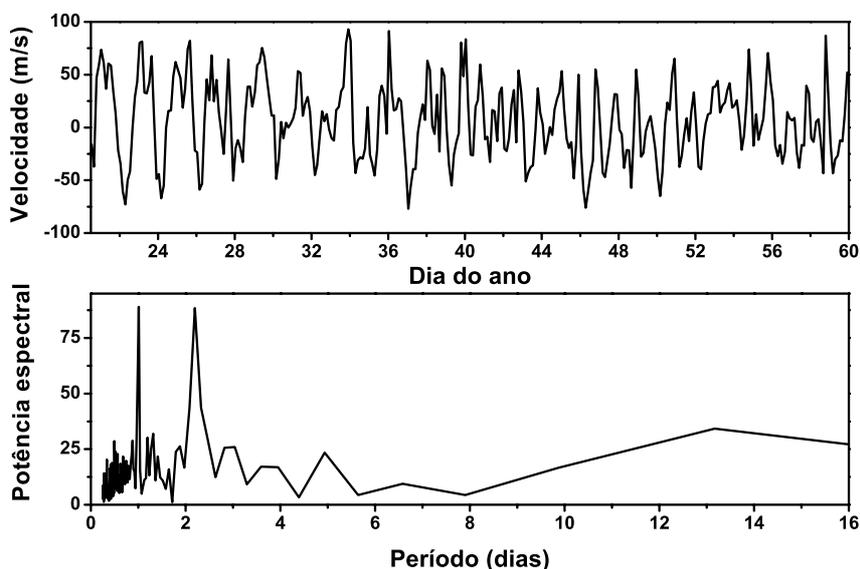


FIGURA 4.1 – Componente meridional dos ventos para a camada centrada em 90 km de altura, obtida sobre Cachoeira Paulista entre 21 de janeiro e 28 de fevereiro de 2003 (topo) e o resultado da análise espectral obtida através de FFT (base).

Porém, às vezes torna-se necessário averiguar o comportamento da energia espectral destas oscilações ao longo do tempo, o que pode ser feito com a aplicação da técnica de ondaletas. Para tanto, os dados de ventos também foram submetidos à análise espectral através da transformada de ondaletas de Morlet e os resultados são ilustrados na Figura 4.2.

A análise de ondaletas mostra claramente a presença de forte energia associada às oscilações com período próximo de 2 dias, a qual se estende do início da série até o dia 38 (08 de fevereiro). Analisando mais detalhadamente a evolução desta energia, verificam-se dois máximos durante a ocorrência. Esta variação é visual nos dados de ventos na Figura 4.1, cuja duração concorda com os resultados da análise, demonstrando assim a eficiência do método para estas ocasiões. A energia presente na periodicidade próxima de um dia mostra-se variar bastante com o tempo.

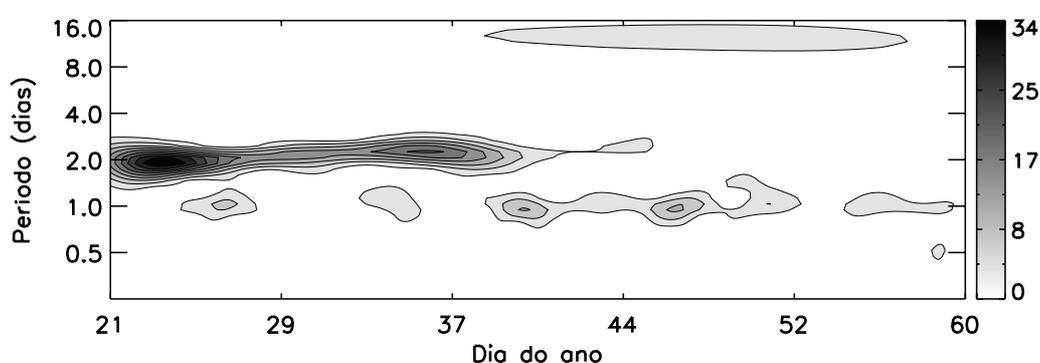


FIGURA 4.2 – Análise espectral de ondaletas de Morlet para a componente meridional dos ventos da camada centrada em 90 km de altura, obtidos sobre Cachoeira Paulista entre 21 de janeiro e 28 de fevereiro de 2003.

### 4.3 – Periodograma de Lomb-Scargle

Nas situações em que dados igualmente espaçados não podem ser obtidos, um método que tem sido bastante utilizado para o cálculo do espectro é a análise do periodograma de Lomb-Scargle, que tem como base os trabalhos de Lomb (1976) e Scargle (1982).

De acordo com Scargle (1982), a estimativa da energia espectral obtida a partir de um periodograma modificado para tratar com amostras não igualmente espaçadas, tem a mesma distribuição exponencial como no caso para amostras igualmente espaçadas. A definição do periodograma como uma função da frequência,  $\omega$ , para uma série temporal  $X(t_i)$ , onde  $i=1, 2, \dots, N_0$ , é a seguinte:

$$P_X(\omega) = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\left[ \sum_{j=1}^{N_0} X(t_j) \cos \omega(t_j - \tau) \right]^2}{\sum_{j=1}^{N_0} \cos^2 \omega(t_j - \tau)} + \frac{\left[ \sum_{j=1}^{N_0} X(t_j) \sin \omega(t_j - \tau) \right]^2}{\sum_{j=1}^{N_0} \sin^2 \omega(t_j - \tau)} \right\}. \quad (4.10)$$

O termo  $\tau$  pode ser definido pela expressão:

$$\tan(2\omega\tau) = \frac{\left( \sum_{j=1}^{N_0} \sin 2\omega t_j \right)}{\left( \sum_{j=1}^{N_0} \cos 2\omega t_j \right)}. \quad (4.11)$$

A constante  $\tau$  torna o periodograma invariante para um deslocamento da origem do tempo, ou seja, o resultado não será afetado por um deslocamento constante dos tempos amostrados, pois este deslocamento produzirá um deslocamento idêntico na Equação (4.11). A escolha de  $\tau$  torna a estimativa do periodograma equivalente a um ajuste de funções seno e co-seno de uma série de dados, para uma dada frequência  $\omega$ , através de mínimos quadrados (Lomb, 1976):

$$h(t) = A \cos \omega t + B \sin \omega t. \quad (4.12)$$

Enquanto a transformada de Fourier pondera os dados com base nos intervalos de tempo dos pontos, o método de Lomb-Scargle pondera os mesmos com base nos pontos, estimando as componentes de seno e co-seno apenas para os instantes em que os dados tenham sido amostrados.

A característica mais apreciável do periodograma de Lomb-Scargle é o seu comportamento estatístico bem definido. Para avaliar o nível de confiança dos picos do espectro no periodograma, Scargle (1982) empregou uma hipótese nula na qual assume que os dados são valores aleatórios independentes, ou seja, ruído gaussiano puro. A probabilidade de se observar picos com alturas maiores do que  $z$  em  $M$  frequências independentes obtidas a partir de um sinal composto apenas de ruído é

$$P(> z) = 1 - (1 - e^{-z})^M. \quad (4.13)$$

$P(z)$  é a probabilidade de falso alarme, ou seja, o nível de significância de qualquer pico obtido a partir da Equação (4.10). Então, valores menores de  $P(z)$  indicam um sinal periódico significativo, assumindo-se que os dados são puro ruído. Entretanto, é importante que o periodograma dado pela Equação (4.10) seja normalizado pela variância total dos dados,  $\sigma^2$ . De acordo com Horne e Baliunas (1986), apenas a normalização obtida com a variância total é válida para definição da probabilidade de falso alarme dado pela Equação (4.13).

Na avaliação da significância é necessário conhecer o número de frequências independentes. Porém, em geral, o número de pontos registrados,  $N$ , não é igual ao número de frequências independentes,  $M$ . Após uma série de simulações, Horne e Baliunas (1986) chegaram a uma fórmula empírica que relaciona o número de frequências independentes com o número total de pontos, dada por

$$M = -6,362 + 1,193N + 0,00098N^2. \quad (4.14)$$

Assim como a transformada de Fourier, o periodograma de Lomb-Scargle é afetado por problemas relacionados ao vazamento espectral e *aliasing*. Vazamento espectral ocorre quando a energia contida em uma frequência é deslocada para outra e o *aliasing*, conforme visto na Seção (4.5.1), ocorre quando a energia associada a altas frequências escapa para àquelas de baixas frequências.

Os problemas de vazamento espectral e *aliasing* podem ser minimizados através de procedimentos simples, como sugeridos por Horne e Baliunas (1986) e Palo et al. (1997). O problema do vazamento espectral pode ser minimizado subtraindo-se dos dados uma senóide com a frequência do pico mais significativo, produzindo-se então um novo periodograma para a série de dados resultante. Os picos menores que são produtos de vazamento espectral, como também o pico da frequência ajustada, desaparecerão no segundo periodograma. O problema de *aliasing* também pode ser tratado com o uso de uma máscara de *aliasing* (Palo et al., 1997). Primeiro, confecciona-se uma grade uniforme que inclua todos os dados amostrados. Os pontos em que existem dados amostrados são preenchidos com unidades, e os demais pontos são preenchidos com

zeros. A máscara é obtida produzindo-se a transformada de Fourier da grade. Uma vez que um pico em uma frequência  $f_o$  na máscara significa que a energia de uma frequência  $f_l$  pode ter escapado para outra frequência  $f_l+f_o$ , o exame da máscara irá revelar quais picos num periodograma são provavelmente devido a *aliasing*.

Uma vez que os dados de ventos apresentam algumas lacunas ao longo do tempo e, como as medidas de aeroluminescência são obtidas apenas durante o período noturno, o periodograma de Lomb-Scargle foi utilizado nas análises espectrais das séries temporais. Como exemplo de uma aplicação do periodograma de Lomb-Scargle, a série de ventos utilizada na Seção anterior foi considerada e submetida à análise em três situações distintas. Na primeira situação, a série completa foi considerada. Na segunda situação uma nova série foi montada a partir da primeira após a retirada aleatória de dados, enquanto que na situação seguinte a retirada dos dados foi realizada de maneira a obter uma série de dados aglomerados, ou seja, a ausência de dados ocorre sempre nos mesmos horários em cada dia.

Os resultados para as três situações são mostrados na Figura 4.3, onde o painel superior representa o periodograma de Lomb-Scargle para a série completa, o painel central para a série com ausência de dados aleatórios e o painel inferior para a série de dados aglomerados. A linha tracejada indica o nível de confiança de 90%.

Como pode ser visto, nas três situações os picos referentes a oscilações com períodos próximos de um e 2 dias predominam, em acordo com os resultados obtidos com a aplicação da FFT. Na terceira situação, surge um pico adicional em períodos próximos de 0,5 dia, no entanto, aplicando-se o teste sugerido por Horne e Baliunas (1986), verifica-se que ao subtrair-se uma senóide referente ao harmônico com uma frequência  $1 \text{ dia}^{-1}$ , o pico adicional desaparece. Logo, este pico adicional é resultado das lacunas igualmente espaçadas de 24 h que foram geradas nos dados, uma vez que a energia contida em períodos próximos de 24 h aparecerá também nos períodos próximos de 12 h, devido ao *aliasing*.

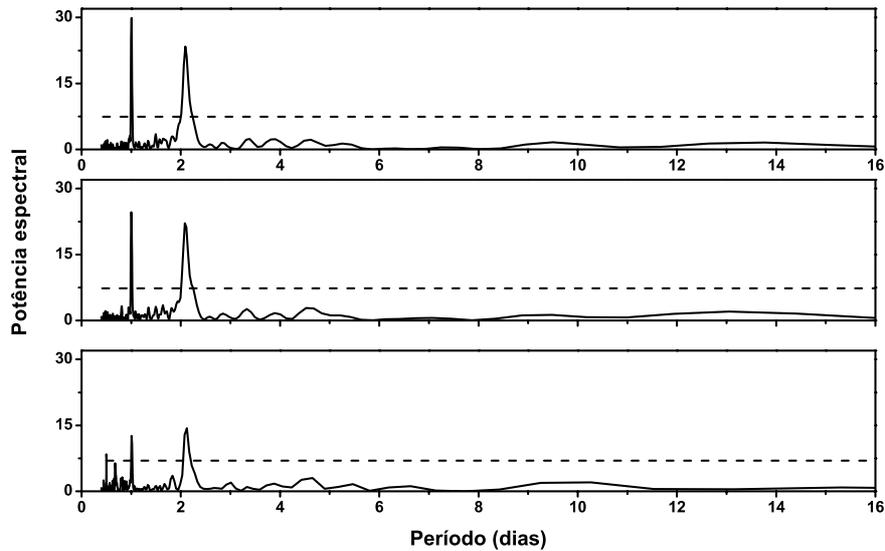


FIGURA 4.3 – Periodogramas de Lomb-Scargle correspondentes as amplitudes da componente meridional dos ventos obtidos entre 21 de janeiro e 28 de fevereiro de 2003 em Cachoeira Paulista, para três situações: série de dados completa (painel superior), série de dados com ausências esporádicas de dados (painel central), e série com ausências periódicas de dados (painel inferior). A linha tracejada indica um nível 90% de confiança.

#### 4.4 – Análise Bi-Espectral

A análise bi-espectral tem como base as técnicas de momento, as quais são inseridas através dos conceitos de cumulantes e espectro cumulante, e podem ser usadas para analisar sinais não gaussianos objetivando, entre outras coisas, detectar e caracterizar não linearidade de sinais (Nikias e Petropulu, 1993). O espectro cumulante pode ser usado para mensurar a dependência estatística entre ondas observadas com a finalidade de verificar se estas ondas estão não linearmente acopladas. Neste sentido tem-se que, o espectro cumulante será zero exceto quando as ondas presentes nas frequências  $\omega_1, \dots, \omega_n$  com  $\omega_1 + \dots + \omega_n = 0$ , estejam estatisticamente relacionadas uma com a outra (Kim e Powers, 1979).

A estimativa do bi-espectro é realizada com base na transformada de Fourier convencional, e é obtida como uma média da estimativa dos momentos de terceira ordem (ou cumulantes),  $\hat{M}_3^i(k, l)$ ,

$$\hat{B}(k, l) = \frac{1}{K} \sum_{i=1}^K \hat{M}_3^i(k, l), \quad (4.15)$$

onde “ $\wedge$ ” designa um estimador, e o momento de terceira ordem estimado representa um produto triplo de transformadas discretas de Fourier nas frequências  $k$ ,  $l$ , e  $k + l$ :

$$\hat{M}_3^i(k, l) = X_i(k)X_i(l)X_i^*(k+l), \quad (4.16)$$

onde  $X_i^*$  designa o complexo conjugado de  $X_i$ , e  $i = 1, \dots, K$  são os segmentos em que os sinais são divididos com o intuito de obter estabilidade estatística das estimativas. De acordo com a sua definição, dada pela Equação (4.15), o bi-espectro quantifica as relações de dependência estatística entre três harmônicos de um sinal. Especificamente, a análise bi-espectral examina as relações entre as oscilações em duas frequências básicas,  $k$  e  $l$ , e um componente harmônico na frequência,  $k+l$ , as quais são conhecidas como tripleto  $(k, l, k+l)$ .

Quando as oscilações com frequências  $\omega_k$ ,  $\omega_l$  e  $\omega_k + \omega_l$ , são ondas independentes e geradas espontaneamente, cada uma pode ser caracterizada pelas fases aleatórias. Então, as três componentes espectrais estarão aleatoriamente distribuídas sobre  $(-\pi, \pi)$ , e o bi-espectro tenderá para zero. Por outro lado, se houver uma relação combinada entre frequências, suas fases não mais serão independentes uma em relação à outra e, portanto, o bi-espectro na bi-frequência  $(k, l)$  produzirá um valor diferente de zero, indicando que existe no mínimo um acoplamento das frequências no tripleto (Kim e Powers, 1979).

O procedimento utilizado para estimar o bi-espectro segue os seguintes passos, de acordo com Kim e Powers (1979):

1) Concebe-se  $K$  segmentos da série de tamanho  $N$ .

$$x^{(i)}(l), i=1,\dots,K \text{ e } l=1,\dots,N \text{ onde } x(l) = x(l\Delta t).$$

2) Subtrai-se o valor médio de cada segmento.

3) Para reduzir os efeitos de vazamento espectral, aplica-se uma janela apropriada para cada segmento.

4) As amplitudes de Fourier são então calculadas usando-se a técnica de FFT.

$$X_k^i = \frac{1}{N} \sum_{l=1}^N x^{(i)}(l) e^{-j2\pi kl/N}, k = 1,\dots,N/2 \text{ e } i = 1,\dots,M. \quad (4.17)$$

5) Estima-se o bi-espectro por:

$$\hat{B}(k, l) = \frac{1}{K} \sum_{i=1}^K X_k^{(i)} X_l^{(i)} X_{k+l}^{*(i)}. \quad (4.18)$$

O uso da técnica que emprega análises bi-espectral para estudar o acoplamento não-linear entre ondas na mesosfera foi discutido por Clark e Bergin (1997). De acordo com os seus resultados, o bi-espectro mostrou-se útil na determinação de possíveis interações não lineares entre ondas presentes nos ventos da região próxima a mesopausa.

Para exemplificar a aplicação do método, foram construídas séries compostas de cinco harmônicos com frequências  $f_1=0,23$ ;  $f_2=0,18$ ;  $f_3=f_1+f_2=0,41$ ;  $f_4=0,10$ ; e  $f_5=f_2+f_4=0,28$ . Duas situações foram consideradas: uma em que existe coerência de fase entre os harmônicos das interações, e uma outra em que a fase do terceiro harmônico foi modificada, de modo a não haver coerência entre as fases do primeiro e do segundo harmônicos. Os bi-espectros correspondentes às duas situações são mostrados na Figura 4.4.

Conforme pode ser visto nesta figura, quando existe coerência entre as fases dos harmônicos das interações, o bi-espectro exibe máximos nas bi-frequências (0,10; 0,18) e (0,18; 0,23) correspondendo aos tripletos das somas (0,10; 0,18; 0,28) e (0,18; 0,23;

0,41). Porém, quando não existe coerência entre a fase do terceiro harmônico com as fases do primeiro e do segundo harmônicos, o bi-espectro exibe máximo apenas na bi-freqüência (0,10; 0,18 ) referente ao tripleto da soma (0,10; 0,18; 0,28).

A localização de um pico indica o acoplamento de fase das três freqüências envolvidas, onde as coordenadas  $x$  e  $y$  (bi-freqüência) indicam as duas freqüências primárias e a freqüência resultante do acoplamento é representada por uma diagonal através do pico, a qual intercepta os eixos  $x$  e  $y$  nos mesmos valores (Clark e Bergin, 1997).

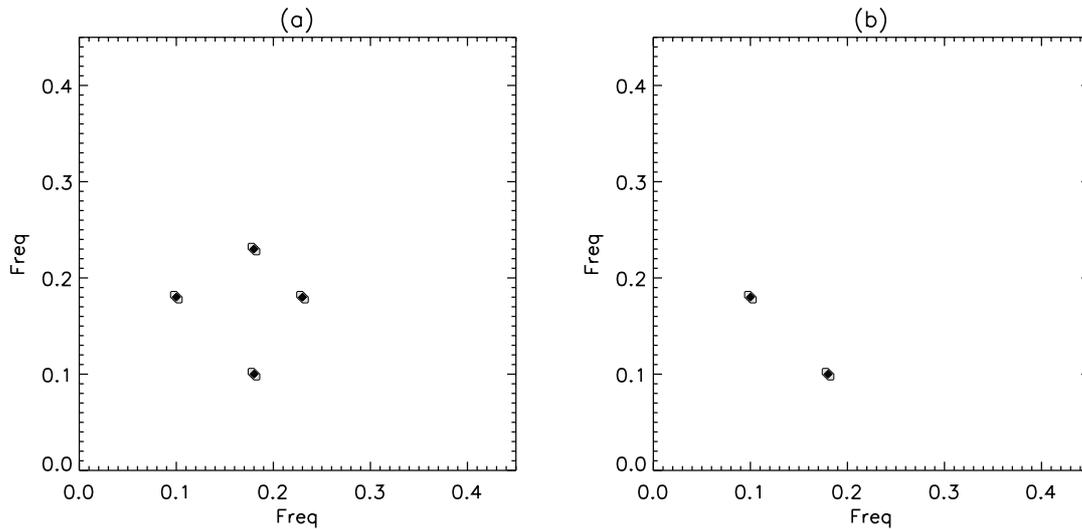


FIGURA 4.4 – Análises bi-espectrais correspondentes às séries compostas de cinco harmônicos para (a) uma situação em que existe coerência de fase entre as fases dos harmônicos das interações; e (b) uma situação em que a fase do terceiro harmônico foi modificada, de modo a não haver coerência entre as fases do primeiro e do segundo harmônicos.

## CAPÍTULO 5

### **OBSERVAÇÕES DE ONDAS PLANETÁRIAS NOS VENTOS METEÓRICOS**

Conforme descrito na Secção (2.2.2), algumas das oscilações com períodos entre 2- e 20-dias, que são observadas na região da alta mesosfera e baixa termosfera, apresentam características compatíveis com ondas planetárias, as quais obedecem determinadas periodicidades previstas para modos normais de Rossby (Salby, 1981a,b; 1984). Estudos observacionais indicam que estas periodicidades estão sujeitas a variabilidades e, portanto, na prática as ondas planetárias são muitas vezes classificadas com o uso de bandas de períodos, e referidas como quase periódicas (Hirota e Hirooka, 1984; Jacobi et al., 1998a).

Tipicamente, a atividade de ondas planetárias manifesta-se de forma transitória, com duração que se prolonga por algumas semanas ou até meses. Em médias e altas latitudes, a baixa mesosfera é caracterizada por um escoamento zonal médio dirigido para oeste no hemisfério de verão e, de acordo com o critério de Charney e Drazin (1961), as ondas de Rossby geradas na baixa atmosfera são impedidas de se propagar até as regiões atmosféricas mais altas, durante esta estação do ano. Entretanto, uma das características marcantes da dinâmica da região da alta mesosfera e baixa termosfera, durante o solstício de verão, é a presença regular da onda de 2 dias. Porém, as ondas de 2 dias também têm sido observadas no hemisfério de inverno em algumas ocasiões. A onda de 16-dias que são observadas durante o outono/inverno, também foram registradas na alta mesosfera e baixa termosfera durante o solstício de verão. Nestes casos, a presença destas ondas em ambos os hemisférios foram creditadas a processos de canalização inter-hemisférica destas oscilações (Craig et al., 1980, 1983; Williams e Avery, 1992; Espy et al., 1997).

Neste Capítulo são apresentados estudos de identificação e caracterização de flutuações com períodos de ondas planetárias, usando as observações dos ventos horizontais da região próxima da mesopausa, obtidos com radar meteórico sobre Cachoeira Paulista. Para tanto, as flutuações presentes nos ventos são interpretadas como devidas à atividade de ondas planetárias, visto que os parâmetros de onda não podem ser

determinados a partir de medidas pontuais. Contudo, a concordância entre resultados e estimativas conhecidas de ondas planetárias mostra ser suficiente para que seja estabelecida uma correlação entre as oscilações medidas e as atividades de ondas planetárias (Hirooka e Hirota, 1985; Jacobi et al., 1998a).

### **5.1 – Ventos Horizontais Médios Sobre Cachoeira Paulista**

As Figuras 5.1 e 5.2 mostram as seções transversais em altura e tempo do escoamento predominante para as componentes zonal e meridional da região meteórica sobre Cachoeira Paulista, para o período de observação compreendido entre abril de 1999 até abril de 2002. As regiões mais escuras dos gráficos (valores positivos) representam escoamentos para leste e para norte, nos campos de ventos zonal e meridional, respectivamente. As características do comportamento dos ventos médios e das marés sobre Cachoeira Paulista foram estudadas para os dois primeiros anos de observação do radar meteórico por Batista et al. (2003).

Os ventos médios de Cachoeira Paulista na direção zonal exibem valores mais intensos do que os da direção meridional, o que também tem sido observado em outras localidades (eg, Vincent, 1993; Lieberman et al, 1993), e reproduzido por modelos (eg, Hedin et al., 1996). Como pode ser visto da Figura 5.1, ao longo dos três anos observados a direção predominante do escoamento zonal aponta para leste na maior parte do tempo, porém sofrendo reversões que revelam claramente uma oscilação semi-anual abaixo dos 90 km, e uma oscilação anual acima desta altura, ou seja, o vento zonal predominante observado entre 80 e 100 km de altura sobre Cachoeira Paulista ao longo do tempo, exibe características inerentes tanto à região equatorial (predominantemente semi-anual) como aquelas de médias latitudes (predominantemente anual). Conforme apontado por Batista et al. (2003), observações obtidas em latitude similar no hemisfério norte, Kawai (22° N, 160° O), mostram que o escoamento zonal é caracterizado por uma oscilação semi-anual acima dos 82 km, enquanto que abaixo desta altura predomina um ciclo anual (Fritts e Isler, 1992; 1994).

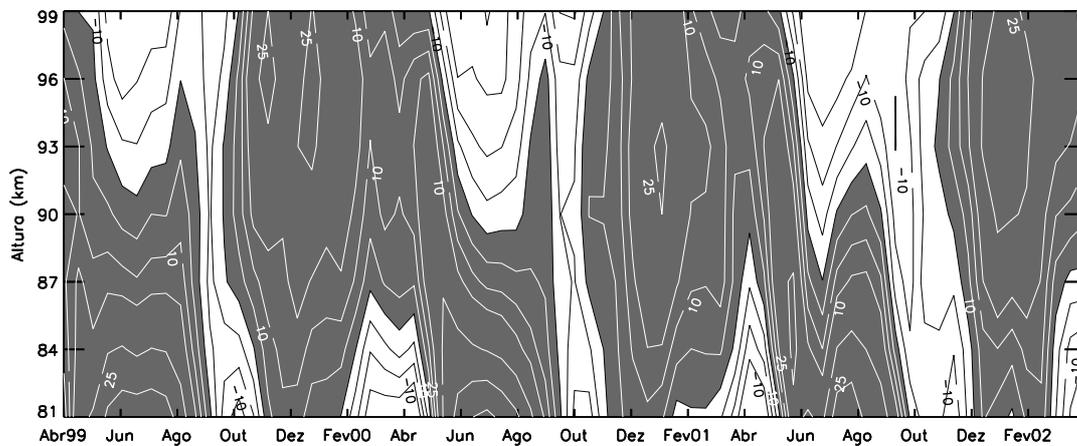


FIGURA 5.1 – Seção transversal em altura e tempo do vento zonal observado sobre Cachoeira Paulista durante o período de abril de 1999 até março de 2002. Os valores positivos, regiões mais escuras, representam escoamento para leste.

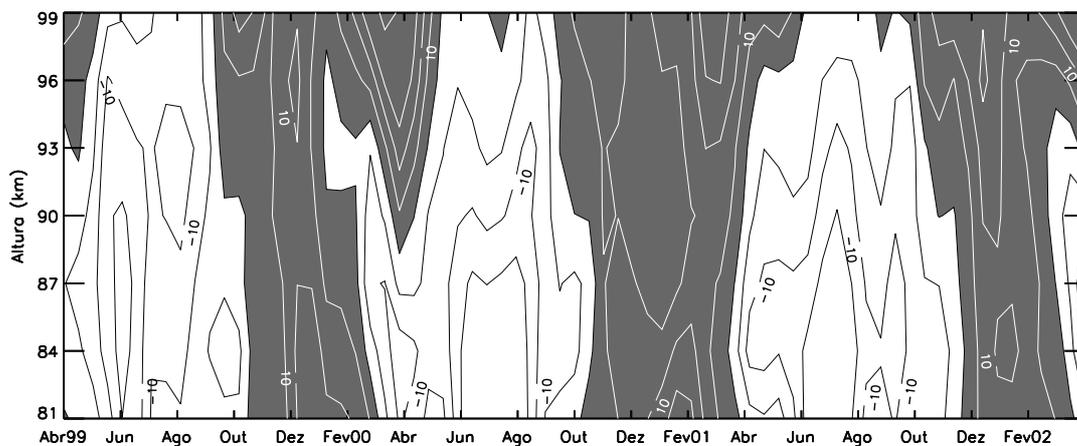


FIGURA 5.2 – O mesmo que a FIGURA 5.1, porém para a componente meridional. Os valores positivos, regiões mais escuras, representam escoamento para norte.

A distribuição vertical do vento zonal médio mostra que na maior parte do tempo dos solstícios de verão, o escoamento zonal predominante aponta para leste em todas as camadas, atingindo suas intensidades mais elevadas acima dos 90 km de altura nos meses de dezembro. No final dos meses de janeiro o escoamento reverte sua direção

para oeste nas camadas abaixo de 87 km, enquanto que acima desta altura o vento conserva sua direção para leste, porém com sua intensidade reduzida. Tal configuração prolonga-se até meados de maio, quando o escoamento inicia o processo de reversão para leste nas camadas abaixo de 90 km, e para oeste nas camadas superiores a esta altura. Durante os solstícios de inverno a intensidade decresce com a altura, a partir do seu máximo dirigido para leste na camada centrada em 81 km, até reverter sua direção acima da camada centrada em 90 km de altura. Nos equinócios de primavera, a partir de setembro até o final de outubro o escoamento médio é dirigido para oeste e apresenta baixa intensidade em todas as camadas. Em torno de novembro o escoamento reverte para leste em todas as camadas retomando a configuração de verão.

No caso do vento meridional, mostrado na Figura 5.2, observa-se uma oscilação anual em toda sua estrutura vertical. Com relação a evolução temporal da sua estrutura vertical, verifica-se que em boa parte do tempo dos solstícios de verão o vento meridional predominante escoava para o equador, ou seja, para o norte, em todas as camadas. Quando do final do mês de fevereiro o escoamento muda sua direção para sul em todas as camadas. Em outubro o escoamento meridional volta a ter sua direção para norte. É interessante observar que as componentes zonal e meridional do vento médio revertem de direção quase simultaneamente em outubro, ou seja, a direção do escoamento médio muda a direção em  $180^\circ$  nesta época do ano.

O comportamento dos ventos médios ao longo dos três anos também mostrou a presença de variações de menor escala, além daquelas de escala anual, as quais podem estar associadas aos efeitos produzidos pela propagação e/ou quebra de ondas atmosféricas na região próxima à mesopausa. De acordo com Pancheva (2000), cerca de 20% da energia das variações verificadas na região próxima à mesopausa sobre a Yambol ( $42,5^\circ$  N,  $26,6^\circ$  E), Bulgária, foram devidas às ondas planetárias, demonstrando assim o quanto as atividades de ondas planetárias contribuem para a variabilidade observada na dinâmica da região da alta mesosfera e baixa termosfera.

## 5.2 – Análise Espectral dos Ventos de Cachoeira Paulista

Objetivando verificar e identificar a presença de oscilações presentes nos ventos horizontais, as quais podem estar associadas com a propagação de ondas atmosféricas de escala planetária, as séries temporais das componentes dos ventos estimados sobre Cachoeira Paulista foram submetidas às técnicas de análise espectral.

O estudo da variabilidade temporal das oscilações presentes nas componentes dos ventos zonal e meridional foi realizado usando-se o periodograma modificado de Lomb-Scargle (Scargle, 1992). Os espectros foram estimados para segmentos de séries formados por 48 dias, sendo a janela avançada em incrementos de 5 dias. O periodograma de Lomb-Scargle foi utilizado neste caso, devido à presença de algumas lacunas nas séries temporais, as quais foram causadas por desligamentos episódicos do equipamento, por interferências no sinal ou devido à baixa contagem de meteoros. O tamanho da janela foi escolhido com base na sugestão de Mitchell et al. (1999), para os quais uma janela com tamanho de 48 dias é a melhor opção para obter uma boa conciliação entre resolução e resposta espectral no caso de variações na composição dos campos de movimentos de baixa frequência.

Os espectros foram estimados para sete camadas atmosféricas em cada componente horizontal dos ventos. Os resultados obtidos para as camadas atmosféricas centradas em 84, 90, e 96 km de altura são representados nas Figuras 5.3, 5.5, e 5.7, para a componente zonal, e nas Figuras 5.4, 5.6, e 5.8, para a componente meridional. A linha de contorno delimita o nível de confiança de 90%. As séries temporais tiveram início em abril de cada ano (1999/2000/2001) e encerraram em abril do ano seguinte (2000/2001/2002). Os resultados são mostrados para o intervalo periódico entre 1,5 e 24 dias, excluindo-se assim a energia associada às marés atmosféricas, de modo a enfatizar a energia associada aos movimentos de baixa frequência.

Embora não mostrado nestas figuras, de acordo com Lima et al. (2004) a energia associada às oscilações com periodicidade próxima de um dia nos ventos de Cachoeira Paulista, observados durante o período em questão, exibiu uma variabilidade considerável em ambas as componentes dos ventos sobre Cachoeira Paulista durante os

três anos observados. Esta oscilação, a maré atmosférica diurna, é o fenômeno ondulatório de maior regularidade, observada na região da alta mesosfera e baixa termosfera de baixas latitudes. Na ocasião, verificou-se uma baixa energia espectral associada a componente da maré diurna na segunda metade do equinócio de outono, para ambas as componentes dos ventos horizontais, como também desde o final da primavera até meados do verão. Para este segundo período, a baixa energia referente a componente de maré diurna foi mais evidente na componente meridional. Os ventos horizontais em Cachoeira Paulista ainda exibem ocasiões em que as oscilações referentes às marés semidiurna e terdiurna são evidenciadas (Batista et al. 2004).

Analisando-se as figuras resultantes dos espectros móveis, verifica-se a presença de energia espectral referente a oscilações de baixa frequência, as quais surgem ao longo do período observado como eventos transientes, o que é uma característica das oscilações de escala global. Comparando-se os espectros das componentes dos ventos, observa-se claramente que a componente zonal exibe uma quantidade muito maior de ocorrências de oscilações com periodicidades entre 1,5 e 24 dias, do que a componente meridional.

A distribuição sazonal dos eventos de baixa frequência, para a componente zonal, apresentou variabilidade interanual com presença de oscilações em épocas distintas, abrangendo todo o intervalo espectral considerado. Os equinócios de primavera são caracterizados pela presença de energia na banda periódica de 4 a 8 dias em todas as camadas nos três anos observados, sendo que em algumas ocasiões estas ocorrências surgem na segunda metade do solstício de inverno. Com relação às oscilações com períodos entre 2,5 e 4 dias, observa-se a presença de energia em várias ocasiões ao longo do tempo, porém em maior quantidade durante a primeira metade dos solstícios de verão, principalmente nas duas primeiras seqüências.

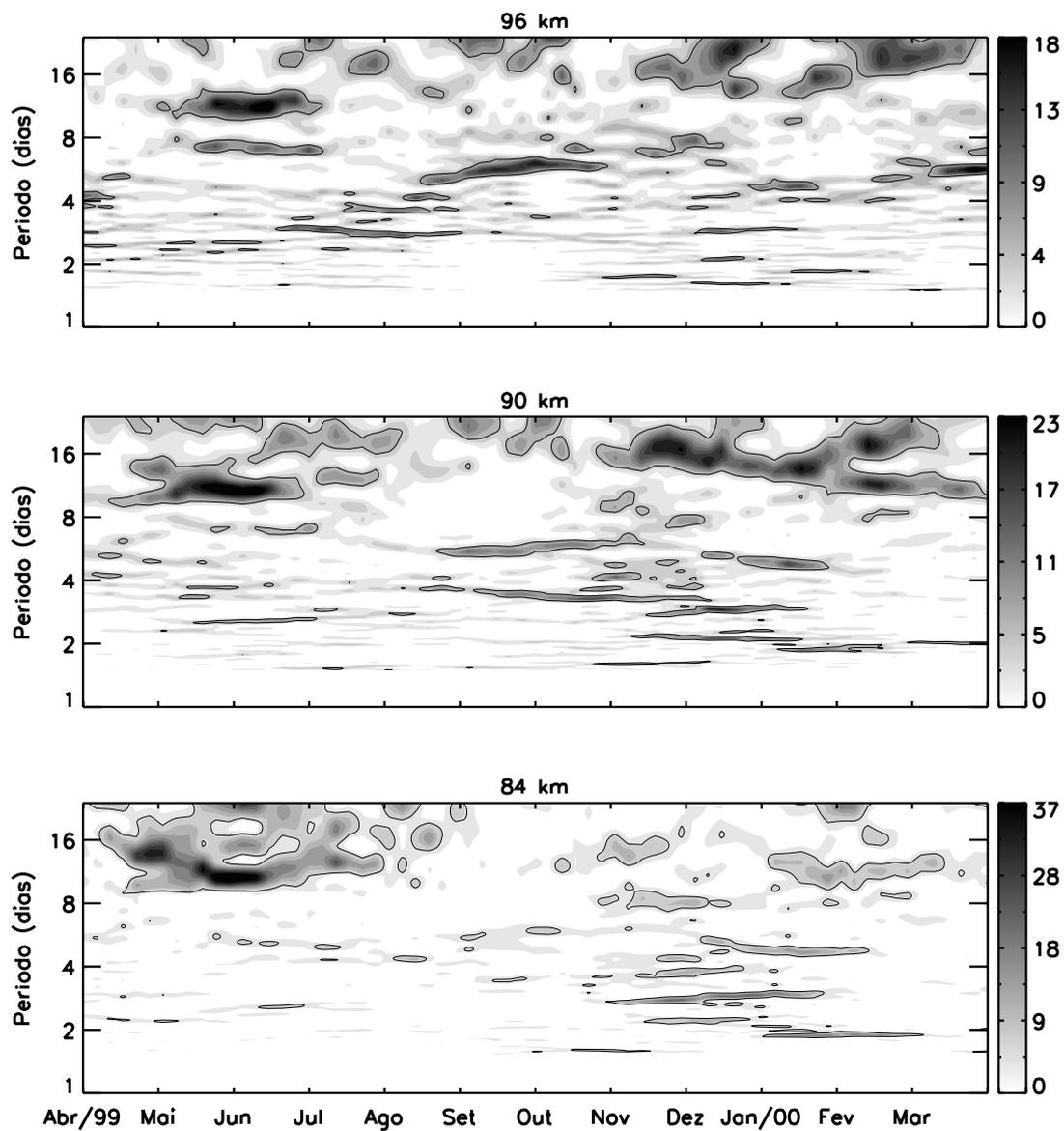


FIGURA 5.3 – Periodograma móvel de Lomb-Scargle do vento zonal em Cachoeira Paulista para o período entre abril de 1999 até março de 2000, para três camadas atmosféricas centradas em 84 km (painel inferior), 90 km (painel central), e 96 km (painel superior). Segmentos de 48 dias foram deslocados a cada 5 dias. Os contornos identificam o nível de confiança de 90%.

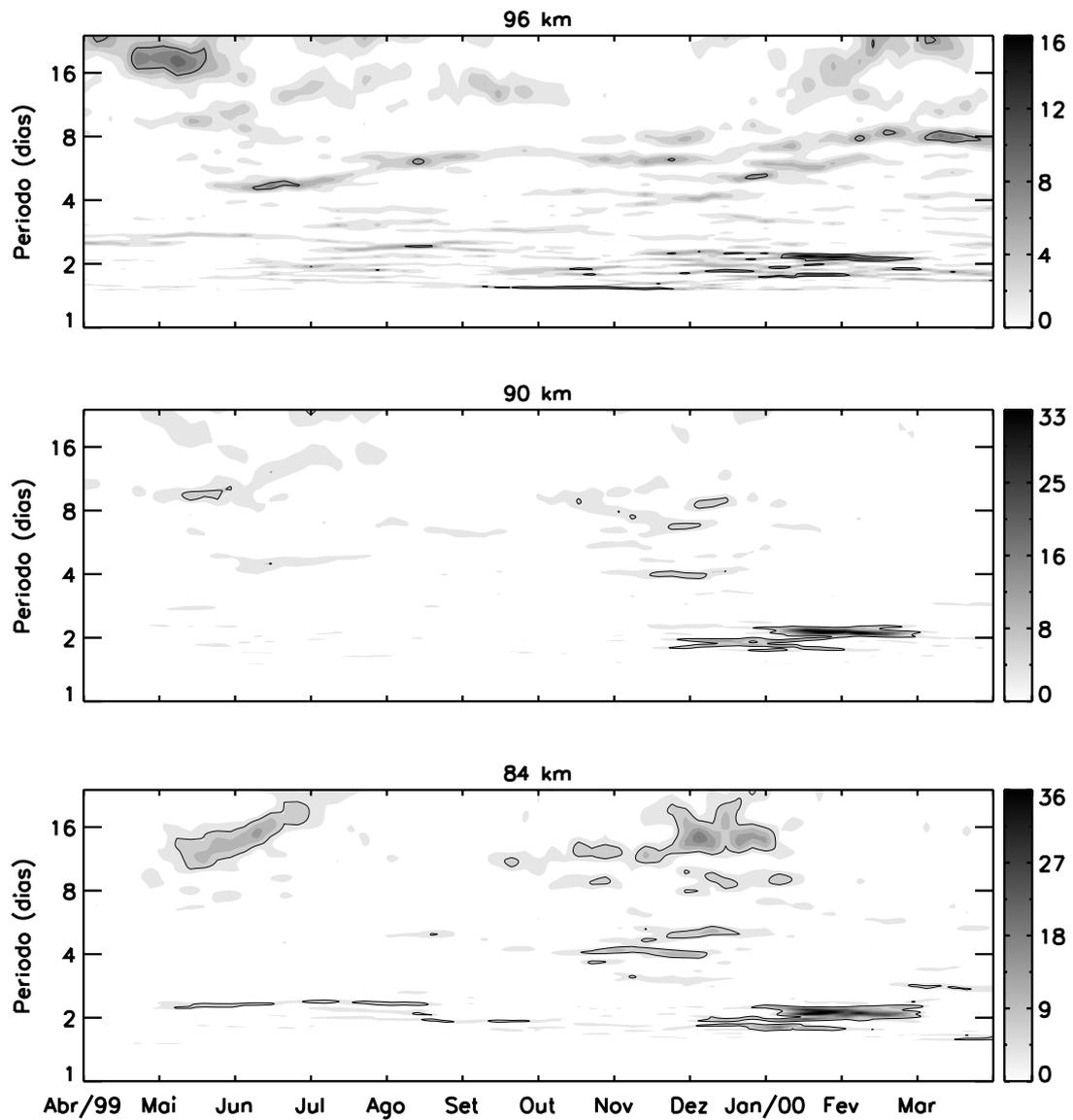


FIGURA 5.4 – Periodograma de Lomb-Scargle móvel do vento meridional em Cachoeira Paulista para o período entre abril de 1999 até março de 2000, conforme a Figura 5.3.

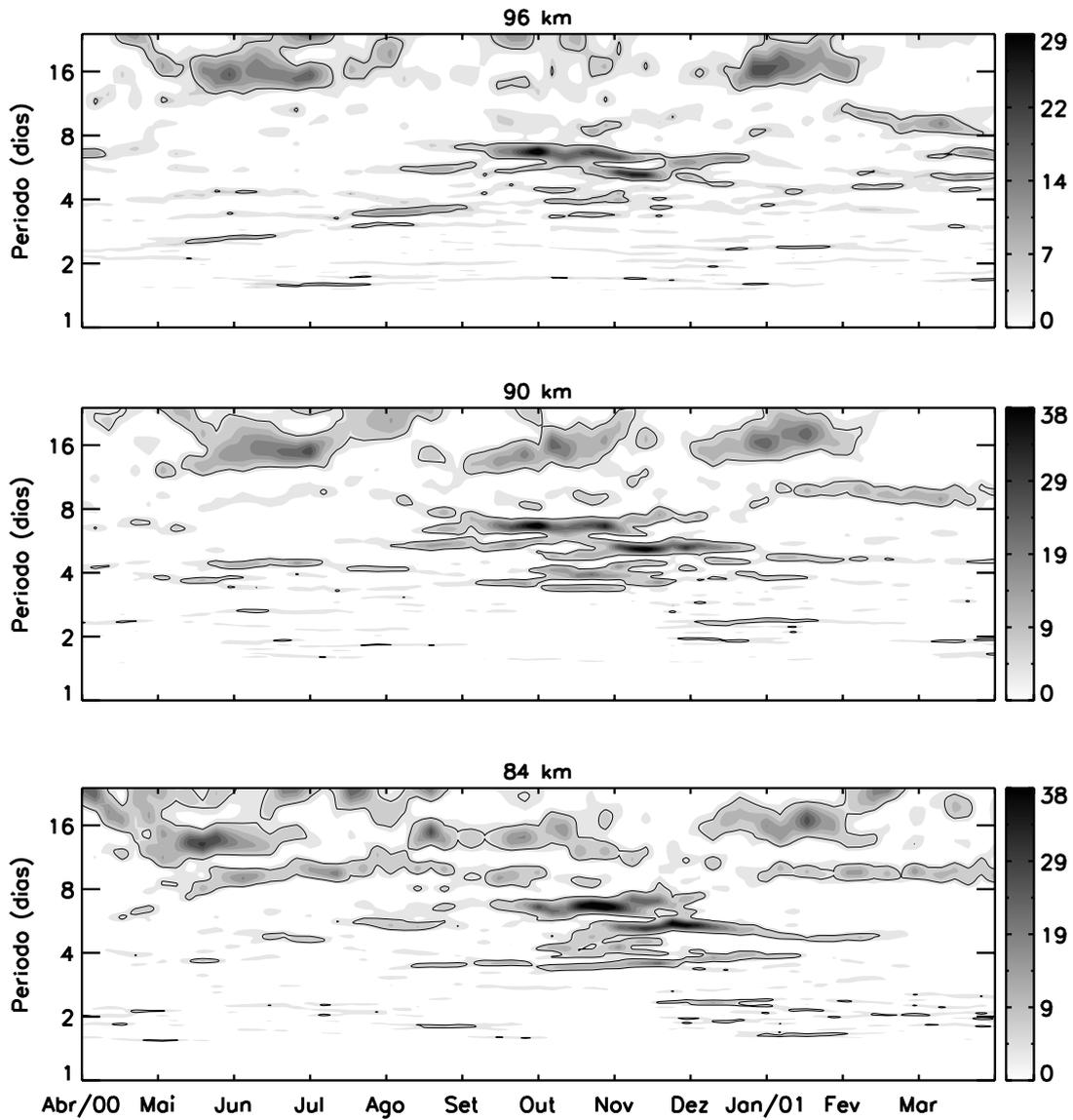


FIGURA 5.5 – Periodograma de Lomb-Scargle móvel do vento zonal em Cachoeira Paulista para o período entre abril de 2000 até março de 2001, conforme a Figura 5.3.

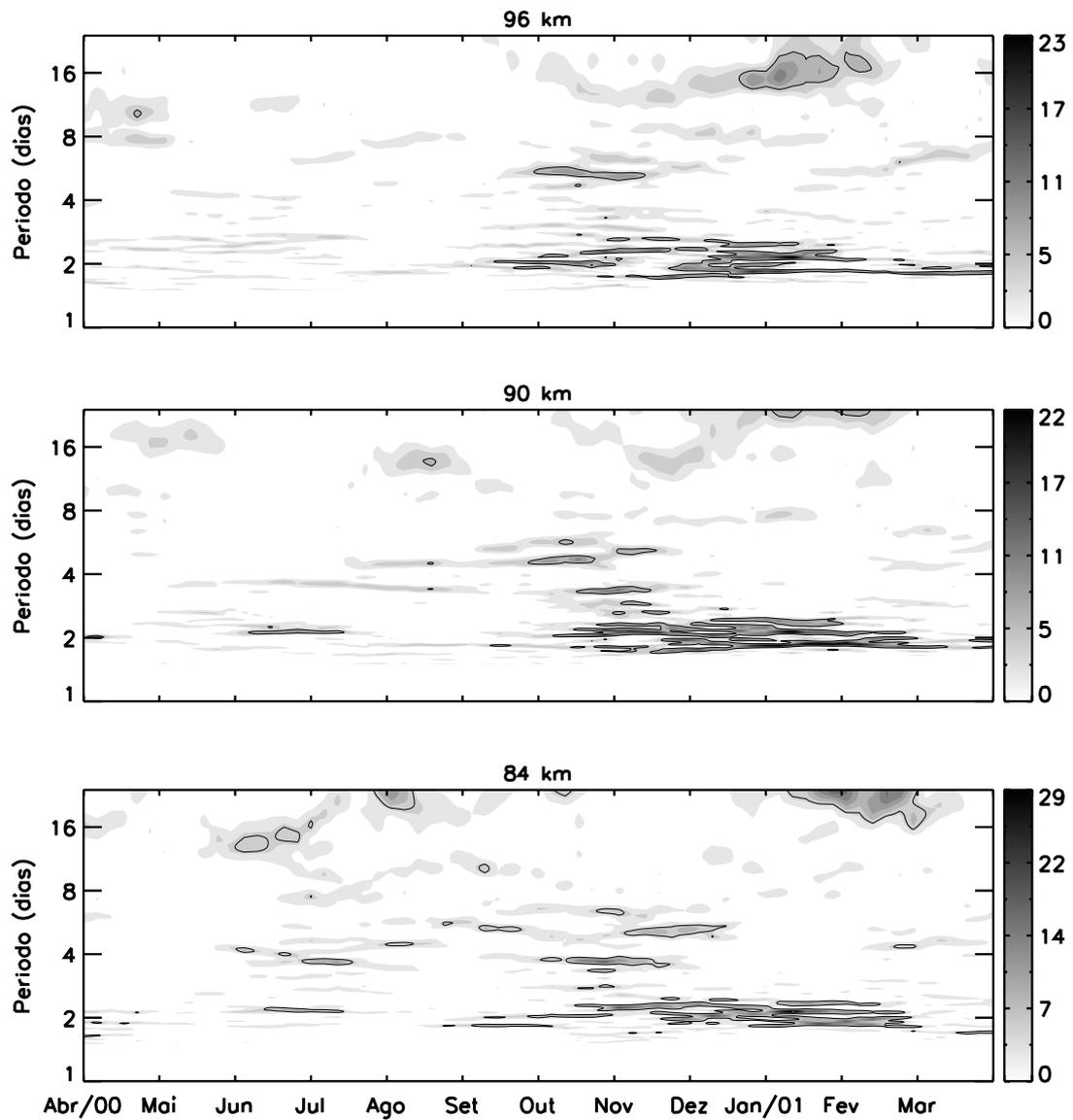


FIGURA 5.6 – Periodograma de Lomb-Scargle móvel do vento meridional em Cachoeira Paulista para o período entre abril de 2000 até março de 2001, conforme a Figura 5.5.

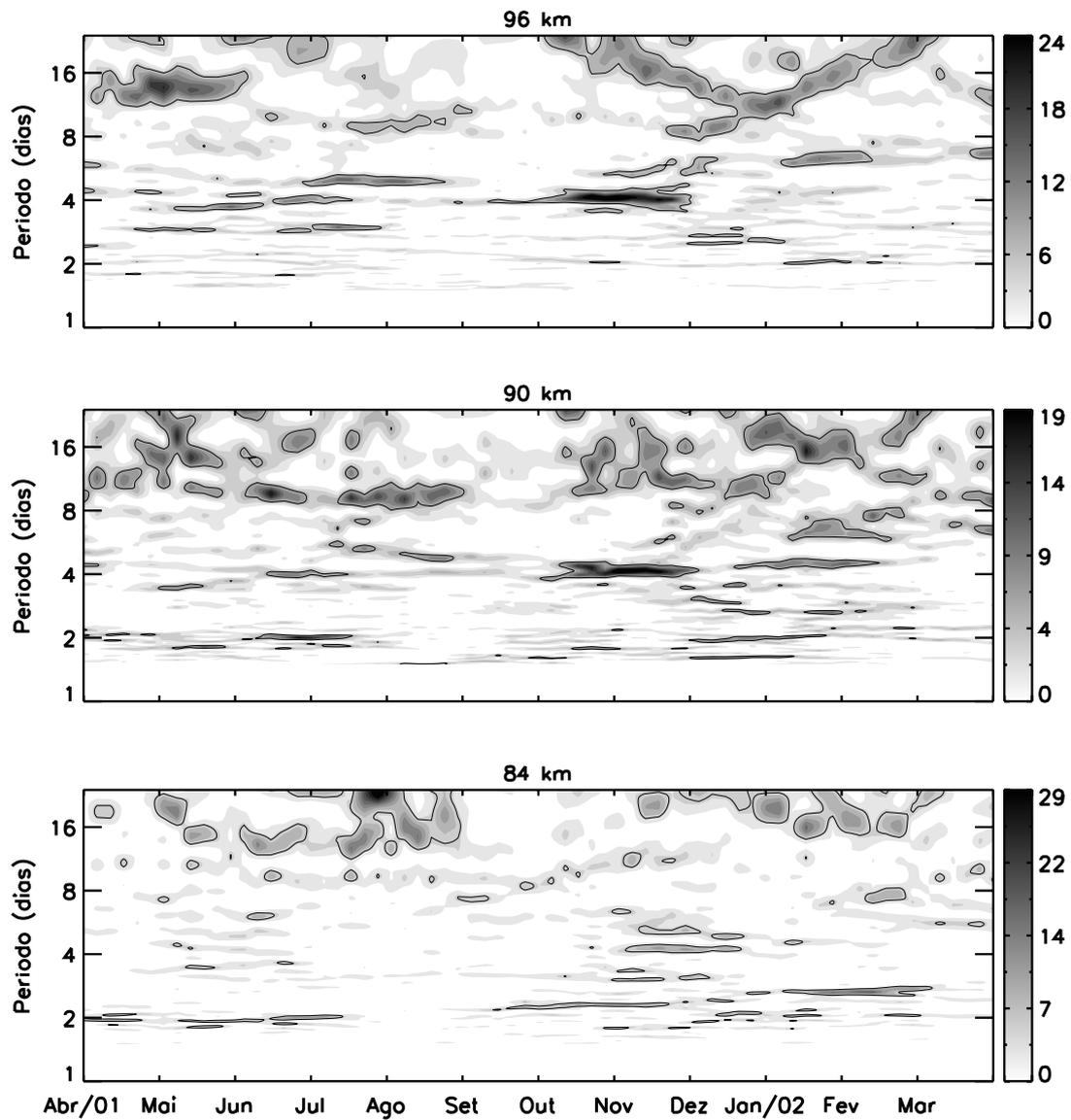


FIGURA 5.7 – Periodograma de Lomb-Scargle móvel do vento zonal em Cachoeira Paulista para o período entre abril de 2001 até março de 2002, conforme a Figura 5.3.

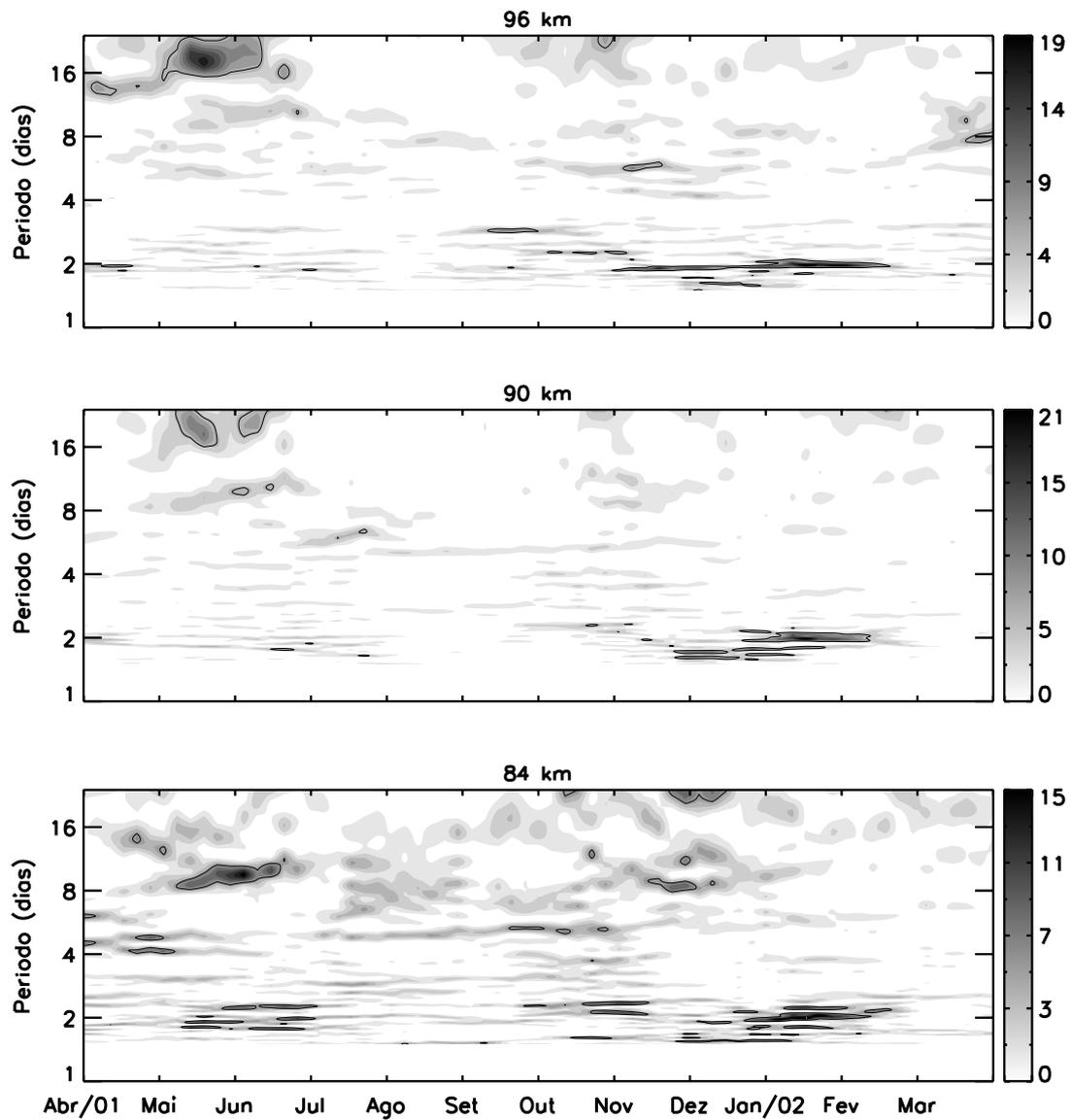


FIGURA 5.8 – Periodograma de Lomb-Scargle móvel do vento meridional em Cachoeira Paulista para o período entre abril de 2001 até março de 2002, conforme a Figura 5.7.

Ainda com relação à componente zonal dos ventos, observa-se o surgimento de energia referente a oscilações com períodos próximos de 10 dias no final do equinócio de outono e início do solstício de inverno de 1999, em janeiro-fevereiro de 2000 e de 2001, durante o solstício de inverno e em dezembro de 2001. Manifestações de energia associadas às oscilações com periodicidade próxima a 16 dias foram reveladas em todos os solstícios de verão observados, como também nos três equinócios de primavera. Para as condições de inverno, apenas em 2000 verificou-se uma energia que pode ser associada a estas oscilações.

A componente meridional é caracterizada pela intensa energia associada a oscilações de 2 dias, cuja presença é verificada principalmente na segunda metade de cada verão, em todas as camadas observadas. Apesar de ocorrer regularmente durante cada verão, esta oscilação mostrou uma clara variabilidade interanual, como também ocorrências esporádicas em outras épocas do ano, como em agosto de 1999, março-abril de 2000 e de 2001, julho de 2000, novembro de 2000, e em dezembro de 2000 e de 2001. Verifica-se ainda para esta componente, eventuais ocorrências com fraca energia espectral, associadas a oscilações de quase 10 dias e 16 dias.

### **5.2.1 Discussão Sobre a Variabilidade Interanual das Ondas Planetárias em 23°S**

Observações da dinâmica da média atmosfera têm mostrado uma grande variabilidade interanual das atividades de ondas planetárias. Na estratosfera o ciclo sazonal das ondas planetárias demonstra ser bastante diferente entre os hemisférios. Enquanto as atividades de ondas planetárias são intensas durante todo inverno e praticamente ausente no verão do hemisfério norte, o ciclo sazonal das ondas planetárias na estratosfera do hemisfério sul mostra que as amplitudes destas ondas são intensas nos meses que antecedem o inverno (abril e maio), são fracas nos meses de julho e agosto, e se intensificam novamente a partir de setembro até outubro ou novembro (Plumb, 1989). Conseqüentemente, espera-se que as atividades de ondas planetárias observadas na alta mesosfera e baixa termosfera devem manter algumas semelhanças daquelas observadas na estratosfera.

As análises realizadas para as observações obtidas durante os três anos de dados dos ventos horizontais de Cachoeira Paulista, revelaram o caráter transiente e grande variabilidade interanual das atividades de ondas planetárias. A componente zonal exibiu energia no intervalo periódico entre 1,5 e 24 dias, enquanto a componente meridional foi caracterizada por intensa energia associada à onda de 2 dias na segunda metade de cada solstício de verão.

A maior parte das atividades de ondas planetárias observadas, ao longo dos três anos sobre Cachoeira Paulista, ocorreram durante os equinócios de primavera e nos solstícios de verão. Durante os equinócios de outono foram registradas atividades esporádicas de oscilações com períodos típicos de ondas planetárias. Ao contrário do que se observa em outras localidades, principalmente no hemisfério norte, foram observadas poucas ocorrências de ondas planetárias nos ventos horizontais durante os solstícios de inverno em Cachoeira Paulista.

Conforme pode ser visto na Figura 2.4, durante o verão, o escoamento médio estratosférico aponta para a direção oeste e, de acordo com a condição de propagação vertical de Charney e Drazin (1961), as ondas não podem alcançar a mesosfera. Durante o inverno, o escoamento na região da estratosfera aponta para leste, o que torna possível que as ondas alcancem a alta atmosfera nesta época do ano. Porém, a condição de Charney e Drazin também não permite a propagação vertical das ondas planetárias quando o escoamento para leste for muito intenso.

A ausência de ondas planetárias na alta mesosfera e baixa termosfera do hemisfério sul durante os solstícios de inverno pode ser interpretada em termos da condição de propagação de Charney e Drazin. Comparando-se o escoamento estratosférico do hemisfério sul durante o mês de julho com o do hemisfério norte durante o mês de janeiro, pode-se verificar que os ventos estratosféricos no inverno do hemisfério sul são cerca de duas vezes mais intensos do que àqueles no inverno do hemisfério norte. Logo, numa situação em que o escoamento estratosférico para leste seja muito intenso, no caso do inverno do hemisfério sul, as ondas planetárias seriam impedidas de alcançar a

mesosfera e, portanto, em acordo com os resultados obtidos das observações realizadas em Cachoeira Paulista.

Estas perturbações periódicas que foram verificadas nos ventos horizontais, obtidos com o radar meteorológico de Cachoeira Paulista, podem ou não estar associadas aos movimentos ondulatórios de escala planetária. Neste sentido, as Seções seguintes são dedicadas a análises adicionais envolvendo as principais ocorrências.

### **5.3 – Onda de 2 Dias: Aspectos Observados**

Os resultados das análises espectrais dos ventos horizontais de Cachoeira Paulista mostraram energia espectral associada às oscilações com períodos de 2 dias em várias ocasiões, porém os eventos mais distintos ocorreram durante os solstícios de verão. Embora os eventos apareçam com maior evidência na componente meridional, a presença de energia associada a esta oscilação também é vista na componente zonal, porém, como esperado, em menor intensidade. A seguir, as principais características inerentes a estas oscilações observadas nos ventos horizontais serão focalizadas.

#### **5.3.1 Período, Amplitude e Fase da Onda de 2 Dias**

Variações nos períodos das oscilações atmosféricas são comuns. Nota-se que o período da onda de 2 dias no hemisfério norte tende a valores maiores do que 50 horas e variam mais do que no hemisfério sul, onde o período tende a valores em torno de 48 horas durante os solstícios de verão (Harris e Vincent, 1993).

A fim de verificar qual é o período e como este varia na estação de Cachoeira Paulista, e comparar com os dados do hemisfério norte e de Adelaide, o método da demodulação complexa foi utilizado. O método envolve a multiplicação da série temporal dos dados  $v(t)$  por  $\exp(if_0t)$ , onde  $f_0$  é a frequência de interesse. Então, uma nova função complexa é obtida, onde a banda de frequência de  $v(t)$  centrada em  $f_0$  é deslocada para a

freqüência centrada em zero, e onde a banda zero de  $v(t)$  é deslocada simultaneamente para a banda de freqüência centrada em  $2f_0$  (Bloomfield, 1976; Harris e Vincent, 1993). Dessa forma, é possível remover as componentes  $v(t)$  com freqüências fora da banda centrada em  $f_0$  aplicando-se um filtro passa-baixa na nova função complexa. Deve-se notar que o espectro de amplitude da série temporal demodulada tem uma freqüência deslocada do espectro da série original. A taxa de mudança da fase da série demodulada é uma medida da diferença “local” da freqüência de demodulação. Então, se uma série contém um componente harmônico com a freqüência  $f$  pode-se detectar a presença deste harmônico graficando-se a fase como uma função do tempo, o qual é aproximadamente linear, possibilitando uma estimativa do período dominante da onda de 2 dias como uma função do tempo (Thayaparan et al., 1997).

Os períodos das oscilações de 2 dias foram estimados para as componentes do vento horizontal nas sete camadas atmosféricas, durante as ocasiões em que eventos pronunciados foram observados. Os períodos estimados foram considerados apenas para aqueles casos em que os valores da amplitude excederam 5 m/s, e os resultados revelaram que o período médio, em cada ocasião, sofreu variações em altura, como também entre os eventos.

A Figura 5.9 mostra os períodos médios obtidos em cada ocasião representados em função da altura. Durante os eventos de março-abril de 2000, dezembro de 2000 e 2001, janeiro de 2002, e fevereiro de 2001, os períodos médios assumiram valores próximos a 48-horas. Já para os eventos de agosto de 1999, janeiro-fevereiro e julho de 2000, janeiro de 2001, e para as camadas abaixo de 90 km em fevereiro de 2002, os períodos médios ficaram acima de 50-horas. Quando cada solstício de verão é considerado como um todo, os períodos médios tendem a se aproximar das 48-horas.

Para determinar as características e examinar a estrutura vertical das oscilações de 2 dias, os dados de ventos foram submetidos à técnica de análise harmônica. A análise foi processada para segmentos contendo quatro dias de dados das séries, perfazendo um total de 32 pontos em cada segmento. As análises foram processadas após a tendência linear ter sido suprimida de cada seqüência. O procedimento foi repetido para

segmentos sucessivos movidos de um dia. Segmentos contendo quatro dias de dados fornecem significância e sensibilidade suficientes para os resultados, quando as atividades de ondas de 2 dias estão presentes (Thayaparan et al., 1997).

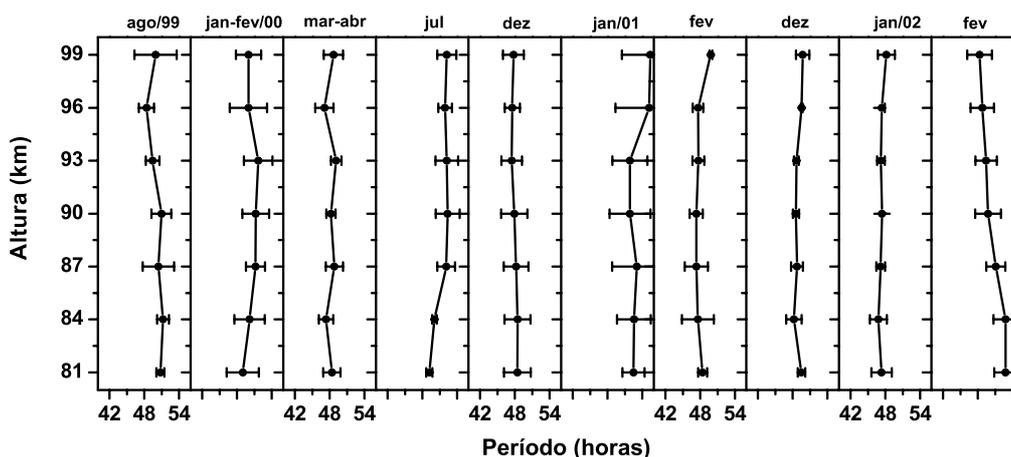


FIGURA 5.9 – Períodos médios para oscilação de 2 dias, estimados pelo método da demodulação complexa, para as ocasiões de manifestações mais pronunciadas das oscilações na componente de vento meridional sobre Cachoeira Paulista. Os períodos foram considerados para amplitudes maiores do que 5 m/s.

As amplitudes e fases das perturbações foram obtidas para as sete camadas atmosféricas em ambas as componentes por um ajuste dos mínimos quadrados, supondo que as oscilações devidas as componentes de marés atmosféricas semidiurna e diurna, e a de 2 dias estiveram presentes nos campos de ventos horizontais durante todo o tempo, através da expressão:

$$v(t) = v_0 + \sum_{i=1}^3 v_i \cos\left(\frac{2\pi}{T_i}t - \phi_i\right), \quad (5.1)$$

onde  $v_0$ ,  $v_i$  e  $\phi_i$  são os coeficientes de ajuste e representam a média do vento, a amplitude, e a fase do  $i$ -ésimo harmônico nos períodos de 12, 24, e ~48 horas para  $i=1, 2$ , ou 3, respectivamente.

Antes de se obter as amplitudes definitivas, as análises harmônicas foram processadas conforme descrito, porém fazendo-se o período para as oscilações de 2 dias variar desde 44 até 52 horas. O período que produziu o melhor ajuste, para cada segmento em cada altura, foi considerado. Usando-se o período médio ( $T_3$ ) correspondente a cada segmento nas sete alturas, os valores das amplitudes e fases foram então determinados.

As amplitudes obtidas para cada altura nas três séries anuais analisadas, indicam a presença dos eventos de 2 dias em acordo com os resultados dos espectros mostrados nas Figuras 5.4, 5.6, e 5.8. Quando os eventos ocorreram, as amplitudes da componente meridional superaram as da componente zonal. Para os eventos de verão, as amplitudes da componente meridional superaram, em média, até 5 vezes as amplitudes da componente zonal. Nos demais eventos as amplitudes das oscilações de 2 dias nos campos de vento meridional superaram em até duas vezes e meia as da componente zonal.

Na Figura 5.10 estão representadas as amplitudes da componente meridional das oscilações de 2 dias em altura para as três seqüências anuais analisadas. Nesta figura as amplitudes foram suavizadas pelo processo de média móvel, sendo, portanto, uma representação dos quatro dias adjacentes, e as setas indicam os eventos de amplificação das oscilações durante os solstícios de verão.

Ocorrências de atividades da onda de 2 dias em diferentes estações do ano podem ser vistas nas ilustrações, porém exibindo amplitudes com menores intensidades do que àquelas observadas durante cada verão. As amplitudes revelaram variabilidade interanual e o seu comportamento sugere ainda que, ao longo do primeiro ano de observação, ou seja, entre abril de 1999 e março de 2000, o desenvolvimento de eventos associados com oscilações de 2 dias ocorreu em menor grau do que nos anos subseqüentes.

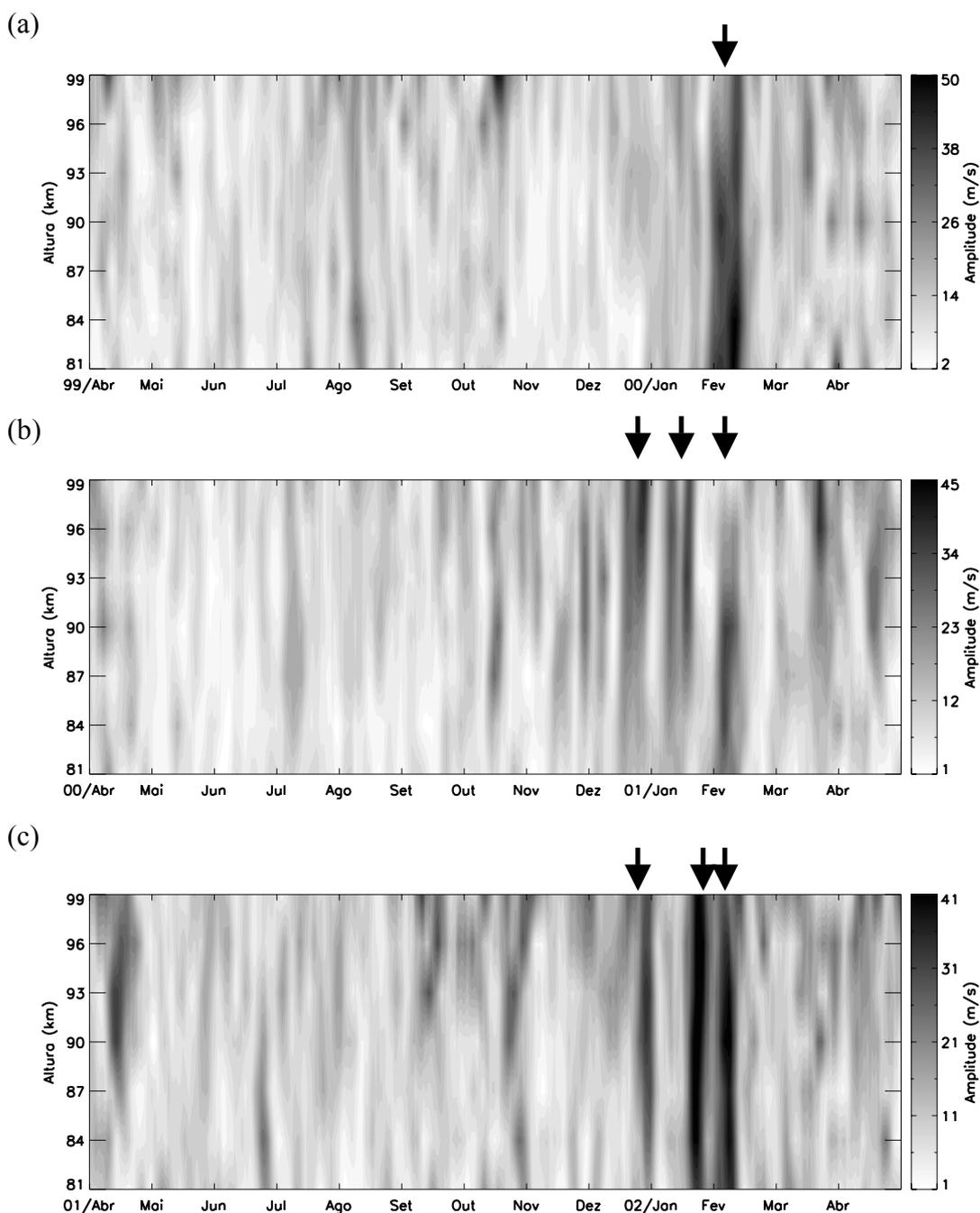


FIGURA 5.10 –Amplitudes da componente meridional das oscilações de 2 dias obtidas por análise harmônica para os três períodos observados: (a) de abril 1999 até abril 2000; (b) de abril 2000 até abril 2001; e (c) de abril de 2001 até abril de 2002. As amplitudes foram suavizadas pelo processo de média móvel para os quatro dias adjacentes.

FONTE: Adaptada de Lima et al. (2004).

No verão de 1999-2000, apenas um evento de grande intensidade foi registrado em janeiro-fevereiro, no qual a amplitude gradualmente decresceu com a altura. No solstício de verão de 2000-2001, ocorreram três eventos intensos, sendo que os eventos de dezembro e janeiro exibiram crescimento da amplitude com a altura, enquanto que no evento de fevereiro a amplitude apresentou decréscimo com a altura. Durante o verão de 2001-2002, um evento foi registrado no final de dezembro no qual a amplitude aparentemente cresceu com a altura, e um outro em janeiro-fevereiro que mostrou dois picos intensos na amplitude. Para este caso, o comportamento vertical da amplitude mostrou que a mesma cresceu com a altura durante o primeiro pico e diminuiu na segunda ocasião.

A transformada de ondaletas de Morlet proporciona uma investigação mais detalhada da variabilidade temporal da energia espectral associada às oscilações de 2 dias. Neste sentido, transformadas de ondaletas de Morlet foram calculadas para as sete camadas durante os três solstícios de verão, e os resultados para a camada centrada em 90 km são mostrados na Figura 5.11, onde se pode observar que, durante cada verão a energia associada com oscilações de 2 dias supera a energia associada a maré diurna.

A evolução temporal das amplitudes das oscilações de 2 dias e da maré diurna, para a componente meridional em 90 km, obtidas entre dezembro e fevereiro de cada verão, são mostradas na Figura 5.12. Percebe-se que, o comportamento é sugestivo de uma correlação negativa entre os eventos de 2 dias e os de maré diurna. Para verificar a existência da relação entre estes eventos, coeficientes de correlação médios foram calculados para as três séries em cada uma das alturas.

No primeiro verão observado, o intenso evento de 2 dias ocorreu aproximadamente entre os dias 14 de janeiro e 25 de fevereiro. Na ocasião, as amplitudes meridionais e zonais das oscilações de 2 dias superaram as da maré diurna por um fator maior do que 3 e 2, respectivamente. O coeficiente de correlação entre as amplitudes de 2 dias e maré diurna foi de -0,57, com nível de confiança de 99%, quando as sete camadas da componente meridional são consideradas. No caso da componente zonal, o coeficiente de correlação foi negativo, porém baixo.

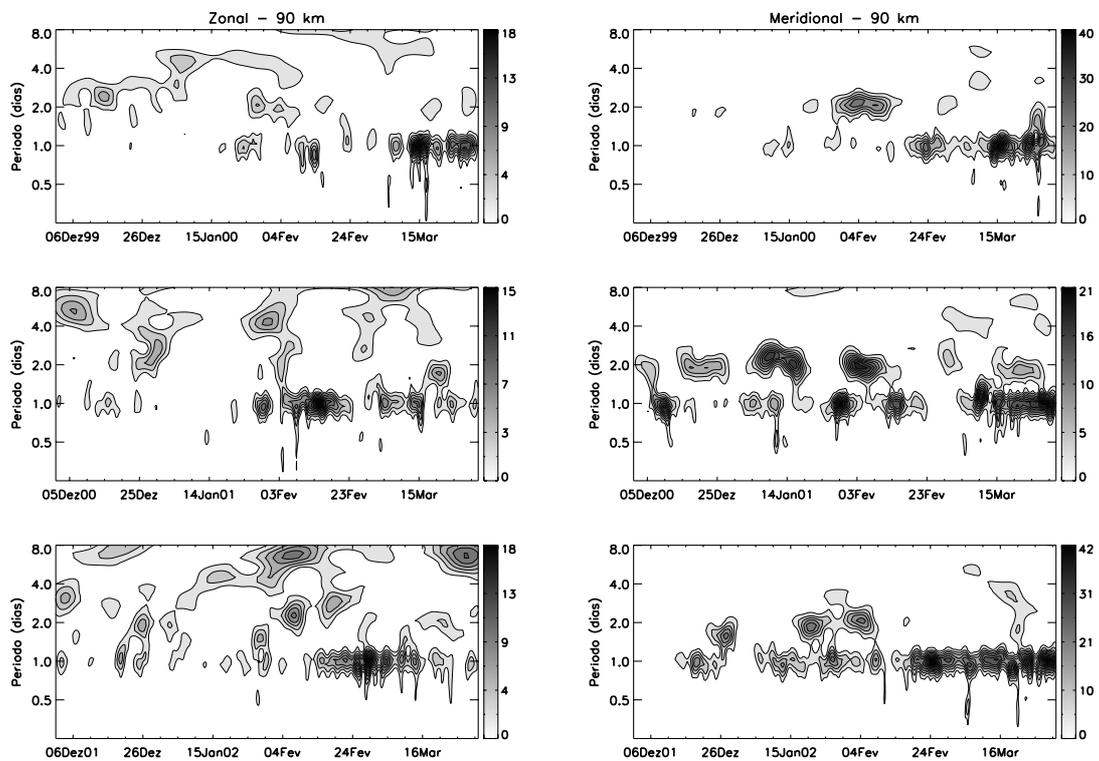


FIGURA 5.11 –Espectro de ondaletas para as componentes do vento zonal (esquerda) e meridional (direita) em Cachoeira Paulista para a camada atmosférica centrada em 90 km, representativos dos solstícios de verão de 1999/2000 (painéis superiores), 2000/2001 (painéis do centro), e 2001/2002 (painéis inferiores). A técnica da transformada de Morlet foi empregada nas análises.

FONTE: Meridional adaptada de Lima et al. (2004).

Perfis verticais das amplitudes e fases representativos de segmentos de 4 dias obtidos durante o evento são mostrados nas Figura 5.13 (a) e (b), para as componentes zonal e meridional, respectivamente. Conforme mencionado, as amplitudes da componente meridional das oscilações de 2 dias superam as da componente zonal. Verifica-se também que as amplitudes exibem variabilidade com a altura em ambas as componentes. Observa-se que a amplitude meridional decresceu com a altura em janeiro-fevereiro de 2000 alcançando um máximo de 50 m/s nas camadas inferiores,

enquanto a componente zonal registrou amplitude máxima de 25 m/s nas alturas superiores.

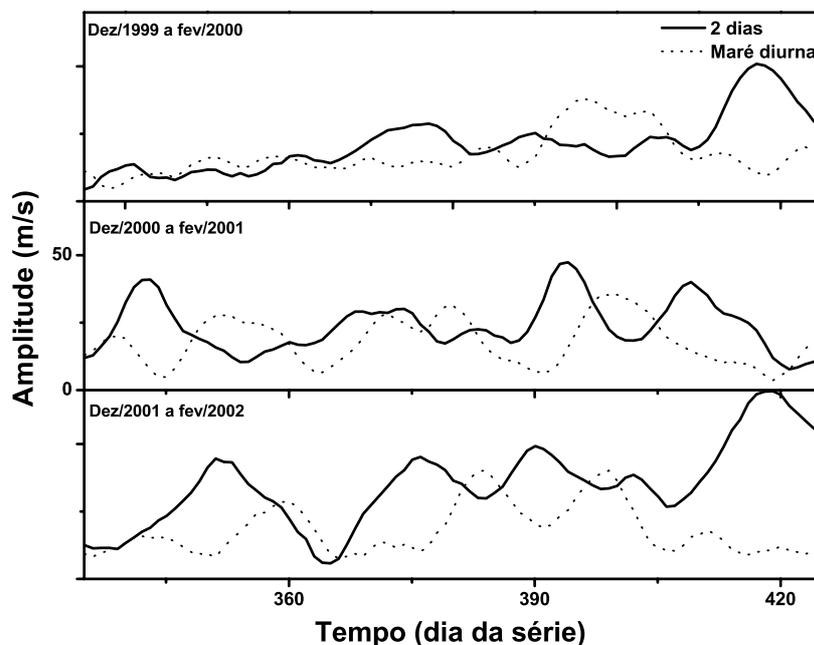


FIGURA 5.12 –Amplitudes das oscilações de 2 dias (linha contínua) e da maré diurna (linha pontilhada) para a componente meridional em 90 km, obtidas entre dezembro e fevereiro de cada verão em Cachoeira Paulista.

No caso dos perfis de fase, verifica-se que os máximos ocorreram antes nas alturas superiores, indicando fase descendente, resultado este compatível com propagação ascendente de energia. Os comprimentos de onda verticais, estimados a partir das estruturas de fase da componente meridional, apresentaram variabilidade entre os segmentos, assumindo valores entre 54 km e 140 km. Para a componente zonal, comprimentos de onda verticais em torno de 50 km foram estimados, porém como as amplitudes das oscilações de 2 dias em geral foram baixas para esta componente, estes resultados não são dignos de confiança.

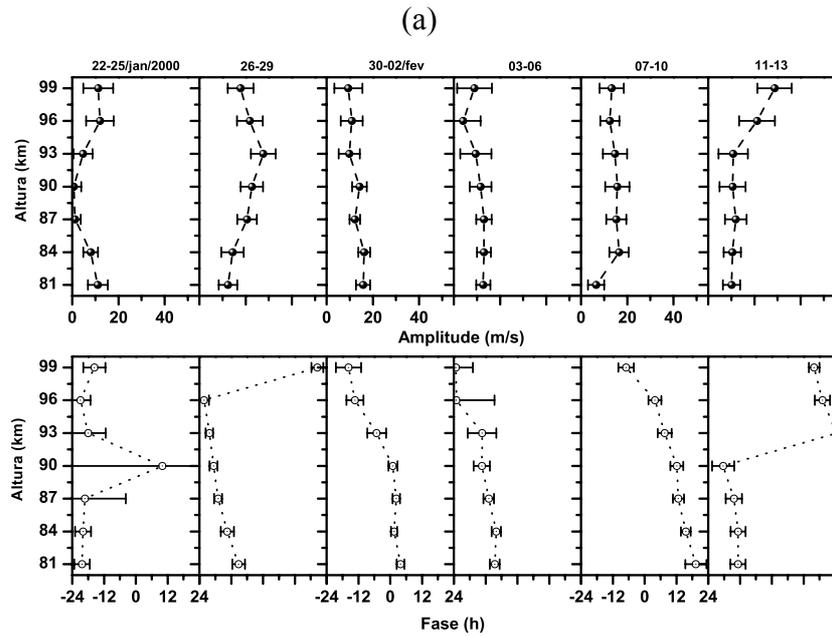


FIGURA 5.13 – (a) Perfis verticais de amplitudes e fases, obtidos durante o forte evento de 2 dias observado sobre Cachoeira Paulista em janeiro-fevereiro de 2000, para a componente zonal. Cada quadro representa o perfil para um grupo de 4 dias.

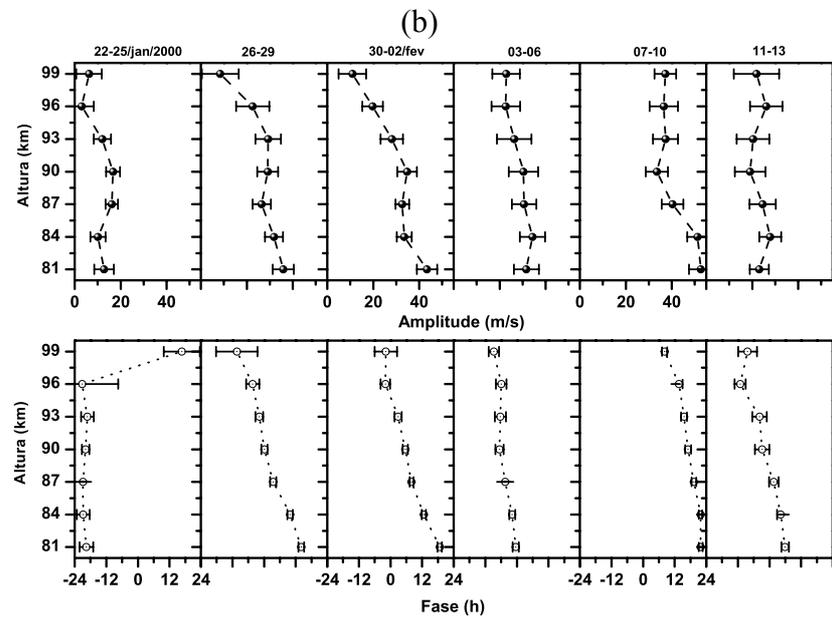


FIGURA 5.13 – (b) O mesmo que a Figura 5.13 (a), porém para a componente meridional.

FONTE: Adaptada de Lima et al. (2004).

No verão de 2000-2001, entre as três ocorrências registradas, os eventos de dezembro e janeiro foram mais intensos em alturas acima de 90 km e 87 km, respectivamente. Já o evento de fevereiro foi mais intenso em alturas abaixo de 93 km. Para o evento de dezembro, as amplitudes das oscilações de 2 dias das componentes meridional e zonal ocasionalmente superaram as da maré diurna. No evento de janeiro, as amplitudes da componente meridional das oscilações de 2 dias e da maré diurna mantiveram o mesmo patamar para as três primeiras camadas, enquanto para as demais camadas as amplitudes de 2 dias foram superiores às da maré diurna.

No evento de fevereiro ocorreu o inverso, ou seja, as amplitudes de 2 dias foram maiores nas quatro camadas inferiores, mantendo a mesma ordem das amplitudes da maré diurna nas demais camadas. No caso da componente zonal, as intensidades das amplitudes das oscilações de 2 dias e da maré diurna mantiveram-se próximas em todas as camadas.

Os coeficientes de correlação entre as oscilações de 2 dias e a maré diurna na componente meridional foram -0,7 para dezembro e de -0,49, quando os eventos de janeiro e fevereiro são considerados juntos, com nível de confiança de 99%. Para a componente zonal, os resultados obtidos para os três eventos não sugeriram correlação entre estas duas oscilações.

Na Figura 5.14 são mostrados os perfis verticais das amplitudes e fases para os eventos de janeiro e fevereiro de 2001, conforme descrição da Figura 5.13 do verão anterior. Novamente as amplitudes das oscilações de 2 dias da componente meridional superaram as da zonal. As amplitudes da componente meridional foram crescentes durante o evento de janeiro, com máximo de 40 m/s, enquanto no evento de fevereiro as amplitudes decresceram com a altitude, alcançando um máximo de 35 m/s. No evento de dezembro (não mostrado), as amplitudes meridionais cresceram com a altura alcançando um máximo de 50 m/s, nas camadas inferiores. As amplitudes para a componente zonal alcançaram valores máximos de 20 m/s. Em algumas ocasiões, as estruturas de fase para a componente zonal foram descendentes, lembrando que quando as amplitudes foram baixas, as incertezas aumentaram. Para a componente meridional,

as estruturas de fase foram descendentes e os comprimentos de onda verticais foram estimados entre 61 km e 100 km, durante os eventos de janeiro-fevereiro, e entre 57 km e 75 km durante o evento de dezembro.

Dos eventos observados no verão 2001-2002, o primeiro ocorreu aproximadamente entre os dias 22 e 31 de dezembro e o segundo, contendo dois máximos, ocorreu entre 15 de janeiro e 09 de fevereiro. As amplitudes da componente meridional das oscilações de 2 dias foram menores do que as da maré diurna no início do evento de dezembro, porém à medida que o evento evoluiu as intensidades das amplitudes tornaram-se próximas. Para a componente zonal, as intensidades das oscilações de 2 dias e as da maré diurna assumiram valores próximos.

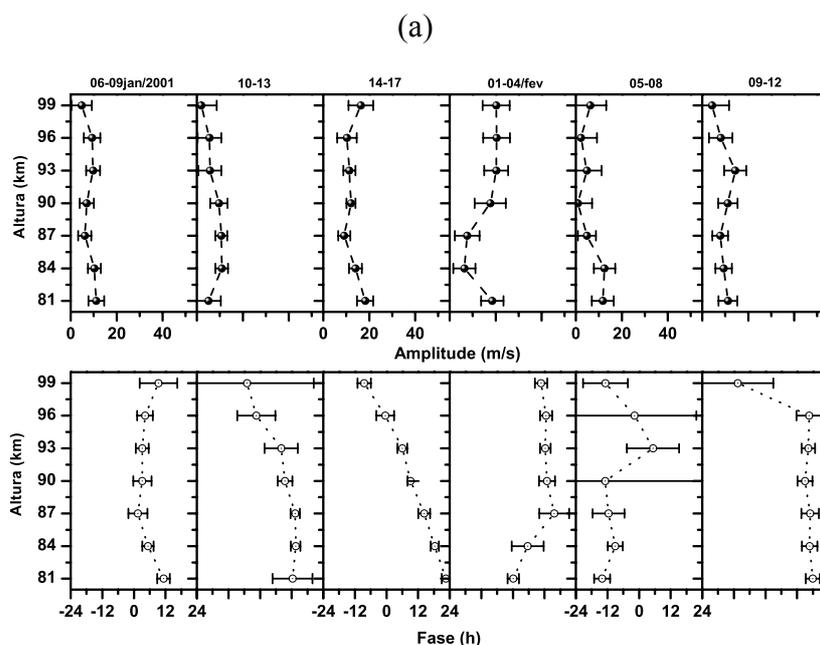


FIGURA 5.14 - (a) Perfis verticais de amplitudes e fases, obtidos durante os eventos de 2 dias observados sobre Cachoeira Paulista em janeiro e fevereiro de 2001, para a componente zonal, conforme a Figura 5.13.

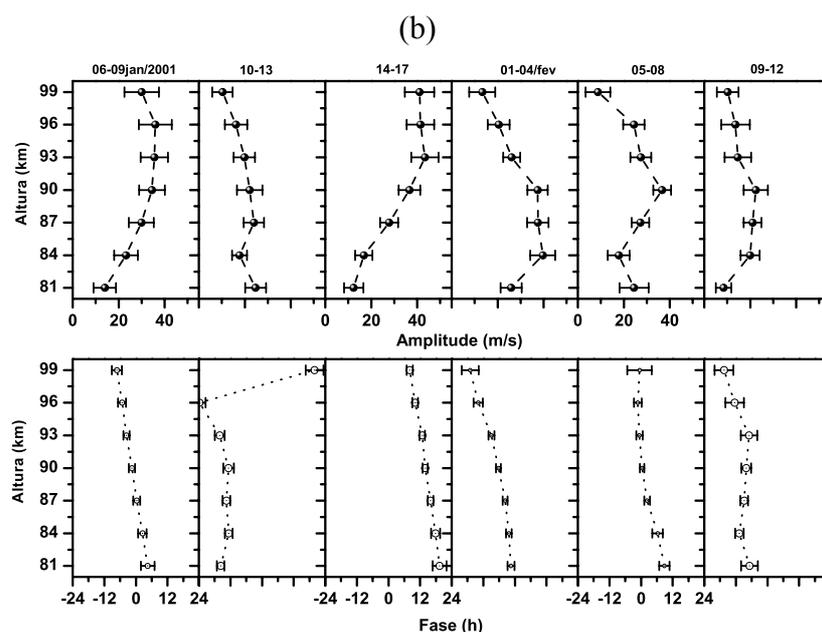


FIGURA 5.14 – (b) O mesmo que a Figura 5.14 (a), porém para a componente meridional.

FONTE: Adaptada de Lima et al. (2004).

No segundo evento, as amplitudes meridionais das oscilações de 2 dias superaram as da maré diurna apenas durante os dois máximos. Para a componente zonal, durante o primeiro pico as amplitudes das oscilações de 2 dias foram cerca de 2 vezes menores do que as da maré diurna, enquanto durante o segundo pico foram 2 vezes maiores. Para o evento de dezembro, não foram sugeridas correlações entre as amplitudes das oscilações de 2 dias e as da maré diurna em ambas as componentes. No entanto, para o evento de janeiro-fevereiro os resultados indicaram correlações negativas, -0,51 e -0,43, para as componentes meridionais e zonais, respectivamente, com nível de confiança de 99%.

Os perfis verticais das amplitudes e fases para o evento de janeiro-fevereiro de 2002 são mostrados na Figura 5.15. Mais uma vez, as amplitudes meridionais foram mais intensas do que as zonais e registraram grande variabilidade com a altura, alcançando o máximo de 40 m/s em torno de 90 km de altura. As estruturas de fase da componente zonal registraram um comportamento com características parecidas com aquelas descritas para o verão anterior, e para as ocasiões em que as amplitudes não foram

baixas, as estruturas de fase foram descendentes e os comprimentos de onda verticais foram estimados em 50 e 72 km. Para a componente meridional, as estruturas novamente mostraram comportamento descendente de fase e os comprimentos de onda verticais estimados variaram entre 40 km e 72 km.

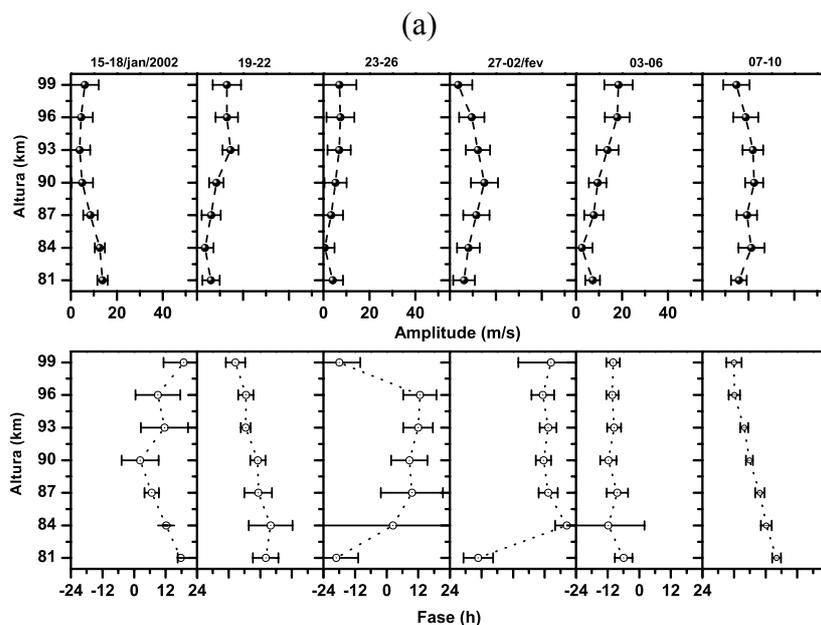


FIGURA 5.15 –(a) Perfis verticais de amplitudes e fases, obtidos durante o evento de 2 dias observado sobre Cachoeira Paulista em janeiro-fevereiro de 2002, para a componente zonal, conforme as Figuras 5.13 -5.14.

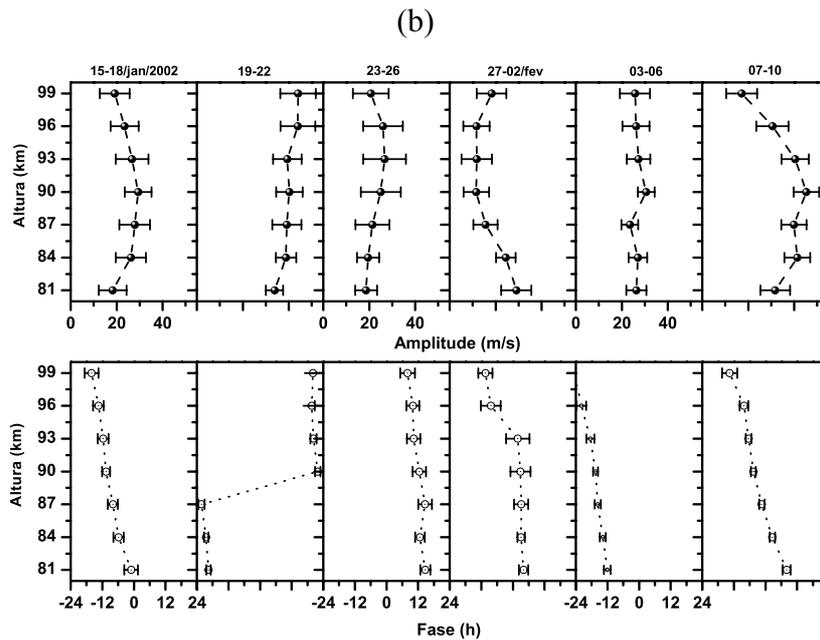


FIGURA 5.15 –(b) O mesmo que a Figura 5.15 (a), porém para a componente meridional.

FONTE: Adaptada de Lima et al. (2004).

Conforme descrito, em geral, as amplitudes das oscilações de 2 dias registraram variabilidade vertical durante os eventos observados nos três solstícios de verão, como também variabilidade interanual entre as ocorrências. O comportamento vertical da fase, principalmente para a componente meridional, mostrou que os máximos das camadas superiores antecederam aos das camadas inferiores, indicando fase descendente, como consequência de propagação ascendente de energia. Os resultados obtidos das análises dos campos de vento horizontal para os três solstícios de verão sucessivos indicaram anticorrelação entre as amplitudes das oscilações de 2 dias e as da maré diurna, para a componente meridional, nas ocasiões em que as amplitudes das oscilações de 2 dias registraram suas maiores intensidades, em acordo com as observações obtidas sobre Tirunelveli, Índia ( $8,7^{\circ}$  N,  $77,8^{\circ}$  E) (Gurubaran et al., 2001).

Nas demais ocorrências em que foram observados eventos com energia espectral associada às oscilações de 2 dias, inclusive durante os solstícios de inverno, as amplitudes registradas assumiram valores mais baixos do que aquelas registradas

durante os solstícios de verão para ambas as componentes. Por exemplo, para a componente meridional os máximos alcançados em agosto de 1999 e julho de 2000 foram de 30 m/s e 22 m/s, respectivamente, e os comprimentos de onda verticais, estimados desde as estruturas de fase descendentes, ficaram próximo de 50 km. Em geral, nestas ocasiões as amplitudes da componente zonal das oscilações de 2 dias superaram em 2 vezes as da maré diurna, porém para a componente meridional as amplitudes das oscilações de 2 dias foram menores do que as da maré diurna. Também não foram sugeridas correlações significativas entre as amplitudes das oscilações de 2 dias e as da maré diurna durante os eventos registrados nestas estações fora do verão.

Dentre os eventos esporádicos, chama a atenção ocorrências verificadas em março e abril de 2001. As amplitudes na componente meridional para as oscilações de 2 dias entre os dias 20 e 23 de março assumiram valores de até 40 m/s, e entre os dias 15 e 18 de abril, valores máximos de 30 m/s foram alcançados. As estruturas de fase nas duas ocasiões foram descendentes, sugerindo comprimentos de onda verticais de 40 e 45 km, respectivamente.

### **5.3.2 Observações da Onda de 2 Dias em Cachoeira Paulista e Adelaide**

Observações simultâneas dos ventos horizontais em Cachoeira Paulista e Adelaide, Austrália, realizadas durante o período de abril de 1999 a março de 2001 foram utilizadas para investigar aspectos adicionais da onda de 2 dias, bem como verificar o seu caráter global.

As análises espectrais das componentes dos ventos horizontais de Adelaide revelaram a presença de energia espectral associada a oscilações de 2 dias, principalmente nos solstícios de verão. A Figura 5.16 mostra os resultados das análises de ondaletas obtidos para os dois solstícios de verão observados sobre Adelaide, ou seja, entre dezembro e março de 1999/2000 e 2000/2001, representativos da camada atmosférica centrada em 90 km de altura. Os resultados para as demais camadas atmosféricas pouco diferem dos

mostrados. Os espectros foram estimados com o uso da transformada de ondaletas de Morlet.

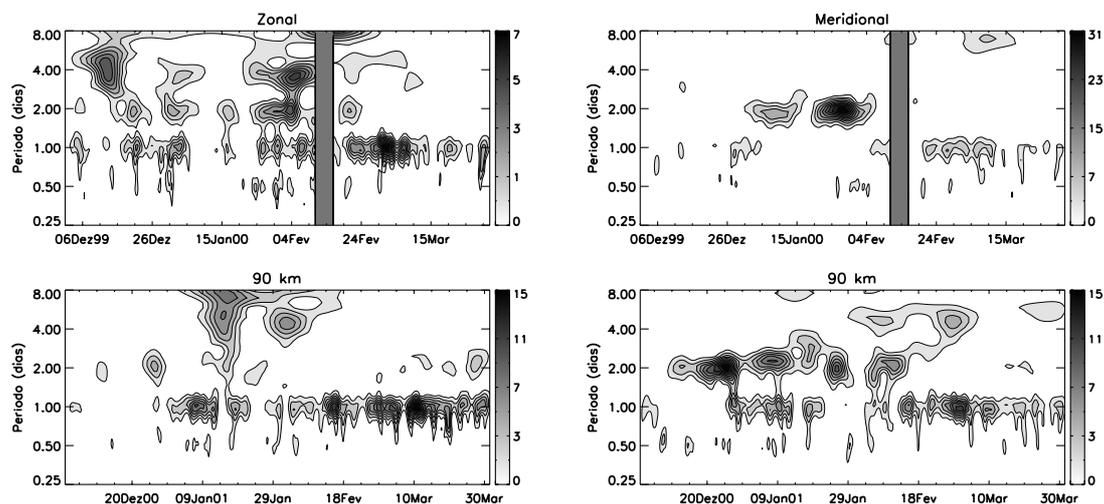


FIGURA 5.16 – Resultados das análises espectrais para as componentes do vento zonal (esquerda) e meridional (direita) de Adelaide para a camada atmosférica centrada em 90 km, representativos dos solstícios de verão de 1999/2000 (painéis superiores) e 2000/2001 (painéis inferiores). A técnica da transformada de ondaleta de Morlet foi empregada nas análises. As regiões verticais escuras indicam a ausência de dados.

Comparando-se estes resultados com aqueles obtidos para Cachoeira Paulista (Figura 5.11), é possível identificar a presença de vários aspectos em comum para o mesmo período de observação em ambas as localidades. Entre dezembro de 1999 e março de 2000, o espectro da componente zonal mostra episódios de baixa energia para oscilações de 2 dias, enquanto o espectro da componente meridional exhibe claramente dois picos, um de fraca energia no início de janeiro seguido de outro pico intenso, o qual surge em meados de janeiro. No verão seguinte, entre dezembro de 2000 e março de 2001, o espectro da componente zonal novamente exhibe episódios de fraca energia para períodos próximo de dois dias, porém em menor quantidade do que no verão anterior, ao passo que o espectro da componente meridional mostra sucessivas ocorrências de picos de energia ao longo de dezembro, janeiro e fevereiro. Os eventos de oscilações de

2 dias identificados através das análises de ondaletas nos ventos horizontais de Adelaide apresentaram aspectos semelhantes àqueles abordados nas seções anteriores para Cachoeira Paulista durante os dois solstícios observados.

Os dados dos ventos de Cachoeira Paulista e de Adelaide também foram submetidos a um filtro passa-banda com períodos de passagem correspondentes entre 42 e 54 horas. As séries dos ventos filtradas para a camada centrada em 90 km para o solstício de verão de 1999/2000 são mostradas na Figura 5.17, e para o verão de 2000/2001 na Figura 5.18. Como pode ser visto nestas figuras, as atividades das oscilações de 2 dias durante os solstícios de verão nas duas localidades é claramente evidenciada.

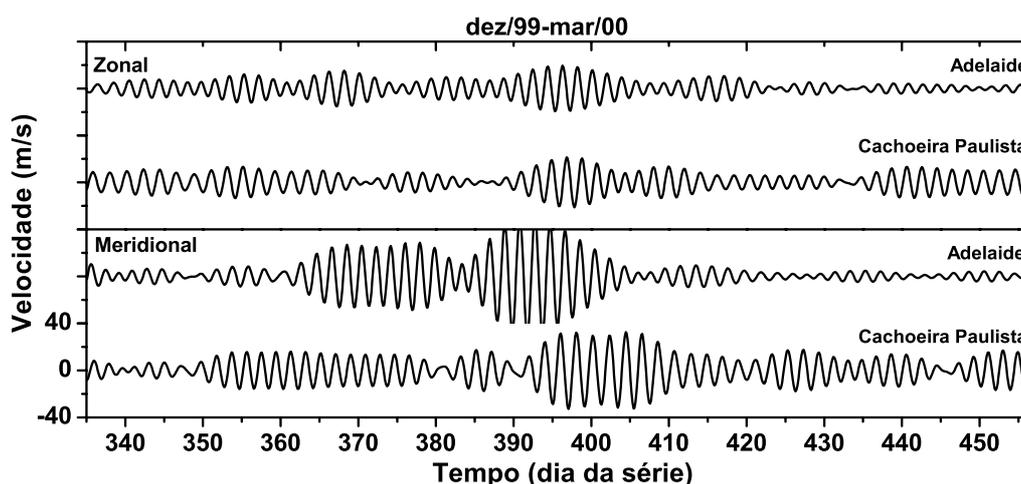


FIGURA 5.17 –Componentes dos ventos zonal (superior) e meridional (inferior) observados na camada atmosférica centrada em 90 km, sobre Cachoeira Paulista e Adelaide, representativos do solstício de verão de 1999/2000. Os dados foram submetidos a um filtro passa banda com períodos de passagem correspondentes a 42- e 54-horas.

Para o verão de 1999/2000, a Figura 5.17 mostra um evento de baixa intensidade, porém mais intenso do que os demais, ocorrendo quase simultaneamente e de mesma duração para a componente zonal nas duas localidades. Na componente meridional verifica-se um evento com dois “estágios”. As oscilações surgem com amplitudes da ordem de 15 m/s em Cachoeira Paulista e de 25 m/s em Adelaide, conservando-se por 13 e 10

ciclos nas duas localidades, respectivamente. Após o quase desaparecimento, as oscilações foram novamente intensificadas, exibindo na ocasião amplitudes duas vezes maiores do que as registradas no primeiro estágio. Considerando-se os dois estágios, o evento de 2 dias em Cachoeira Paulista se estendeu por mais tempo do que o de Adelaide.

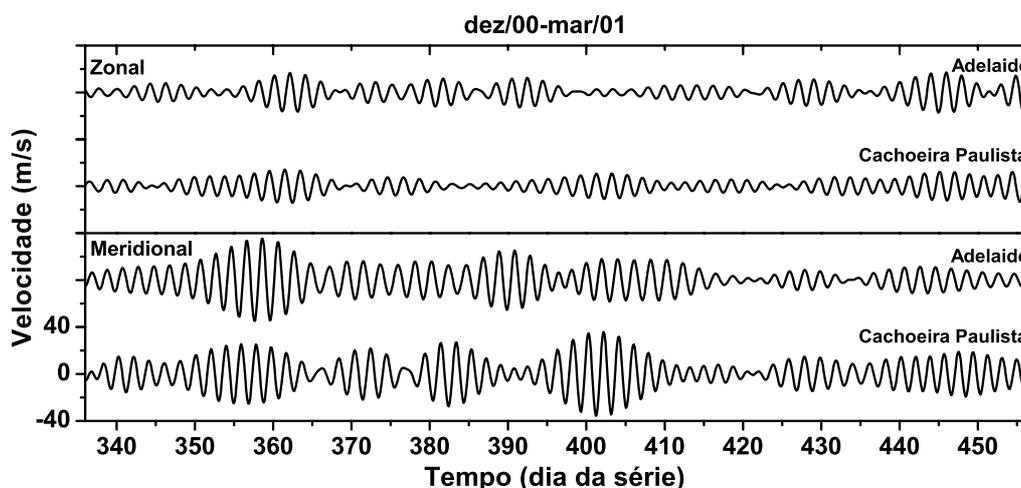


FIGURA 5.18 –O mesmo que a Figura 5.17, porém para o solstício de verão de 2000/2001.

Durante o verão de 2000/2001, como pode ser visto na Figura 5.18, a componente zonal não exhibe ocorrências com amplitudes significativas, enquanto a componente meridional exhibe simultâneas ocorrências em ambas as localidades. A sucessão de eventos foi iniciada quase simultaneamente em dezembro, em que as amplitudes atingiram cerca de 25 m/s em Cachoeira Paulista, e 35 m/s em Adelaide. As demais ocorrências parecem desencontradas no tempo, em que os ventos sobre Cachoeira Paulista experimentam amplitudes mais intensas do que os de Adelaide.

As presenças dos eventos nos espectros e nos ventos filtrados na banda correspondente as frequências de 2 dias, para as duas localidades confirma o caráter global destas oscilações, ou seja, estas perturbações periódicas verificadas nos ventos de Cachoeira Paulista e Adelaide são provocadas por ondas planetárias de 2 dias.

O espectro cruzado é uma outra forma de investigar a relação entre as dinâmicas da região da alta mesosfera e baixa termosfera em Cachoeira Paulista e Adelaide. Para tanto, amplitudes complexas foram calculadas para as componentes dos ventos em sete camadas atmosféricas, para segmentos contendo 20 dias de observação. A coerência quadrática foi então obtida para cada segmento considerando-se as amplitudes complexas calculadas nas sete camadas.

Nas Figuras 5.19 e 5.20 são apresentados os resultados obtidos para os segmentos referentes aos períodos entre 20/jan-08/fev e 30/jan-18/fev de 2000, respectivamente. Para o primeiro segmento a onda de 2 dias exibiu intensidade moderada na componente meridional, e como pode ser visto na Figura 5.19, os valores da coerência quadrática foram altamente significativos para ambas componentes em períodos próximos a 2 dias. As relações entre as fases para as componentes zonal e meridional indicaram que, em média, o máximo em Cachoeira Paulista lidera o de Adelaide por cerca de 1,0 rad e 1,5 rad, respectivamente.

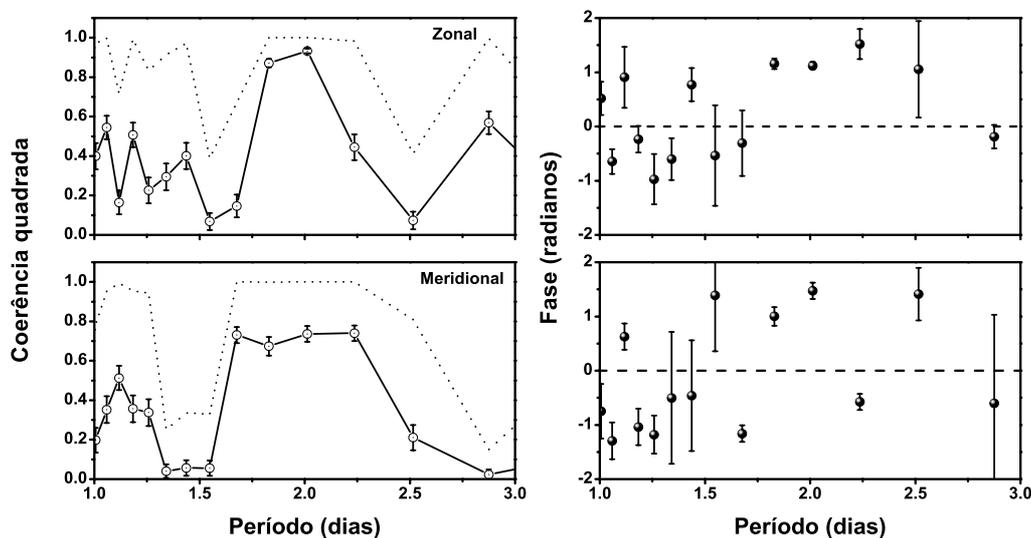


FIGURA 5.19 –Coerência quadrada (esquerda) e relação de fase (direita) entre os ventos horizontais medidos em Cachoeira Paulista e Adelaide, para o segmento entre 20/jan-08/fev de 2000. As incertezas são indicadas e a linha pontilhada designa os níveis de significância das estimativas.

Durante o segundo segmento a atividade da onda de 2 dias exibiu intensidades elevadas na componente meridional, e conforme mostra a Figura 5.20, a coerência entre as duas localidades também foi altamente significativa em períodos próximos a 2 dias apenas para esta componente. Neste caso, o atraso de fase indica que o máximo em Adelaide lidera o de Cachoeira Paulista por cerca de 0,5 rad.

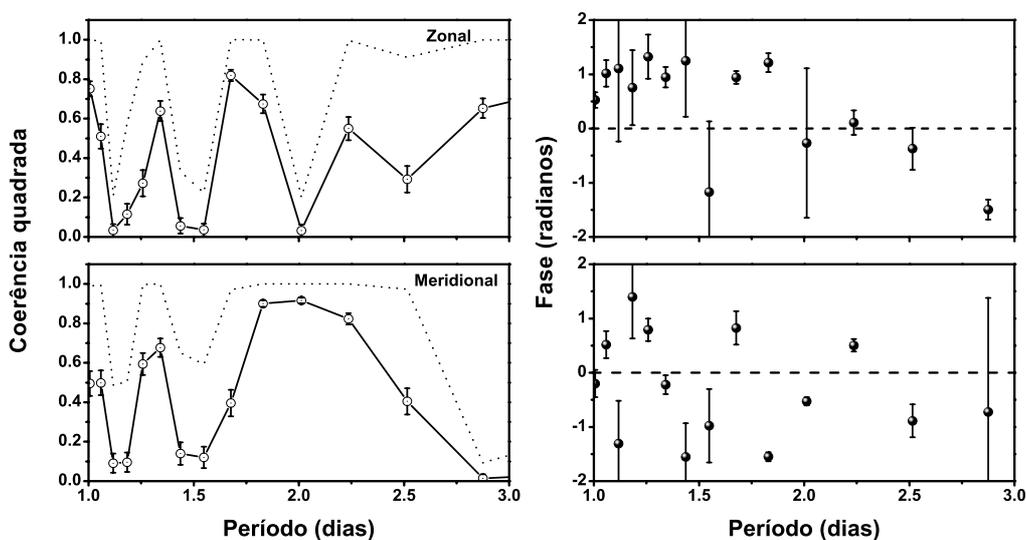


FIGURA 5.20 –O mesmo que a Figura 5.19, porém para o segmento entre 30/jan-18/fev de 2000.

A Figura 5.21 ilustra os resultados obtidos para o segmento referente ao período entre 21/dez-09/jan de 2000/01, durante o qual um intenso evento de 2 dias esteve presente na componente meridional. Como pode ser visto, os resultados indicam boa coerência entre as oscilações de 2 dias das duas localidades em ambas as componentes. As relações de fase para as componentes zonal e meridional indicaram liderança do máximo em Adelaide sobre Cachoeira Paulista por cerca de 1,3 rad, e 0,5 rad, respectivamente.

Durante o período entre 31 de dezembro de 2000 e 19 de janeiro de 2001, a atividade de onda de 2 dias mostrou-se moderada na componente meridional, e os resultados mostrados na Figura 5.22 indicam coerência maior na componente meridional do que na zonal para o evento entre as duas localidades. As fases mostraram uma liderança em

torno de 1,1 rad do máximo em Adelaide sobre Cachoeira Paulista para a componente zonal, enquanto para a meridional o máximo em Cachoeira Paulista lidera por cerca de 0,5 rad.

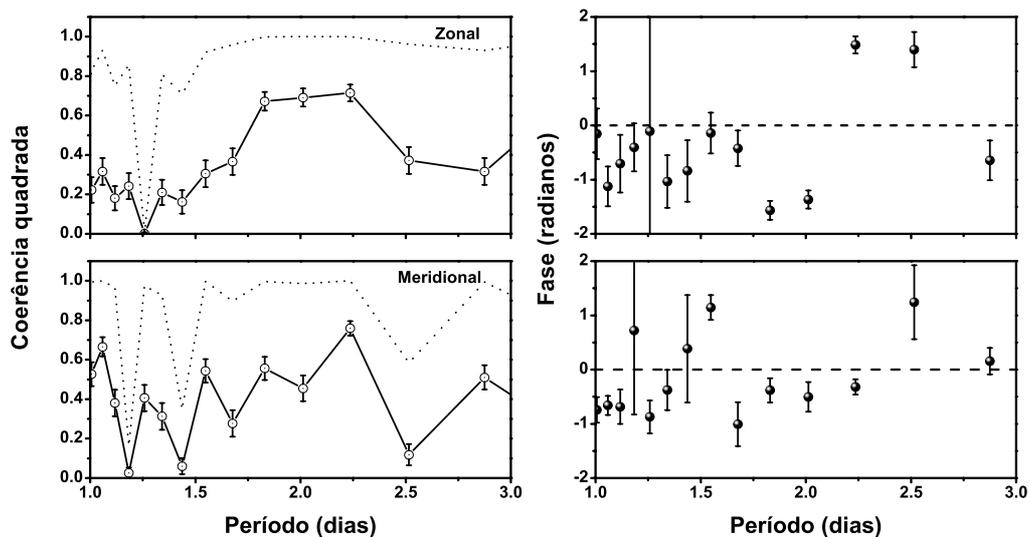


FIGURA 5.21 –O mesmo que a Figura 5.19, porém para o segmento entre 21/dez-09/jan de 2000/01.

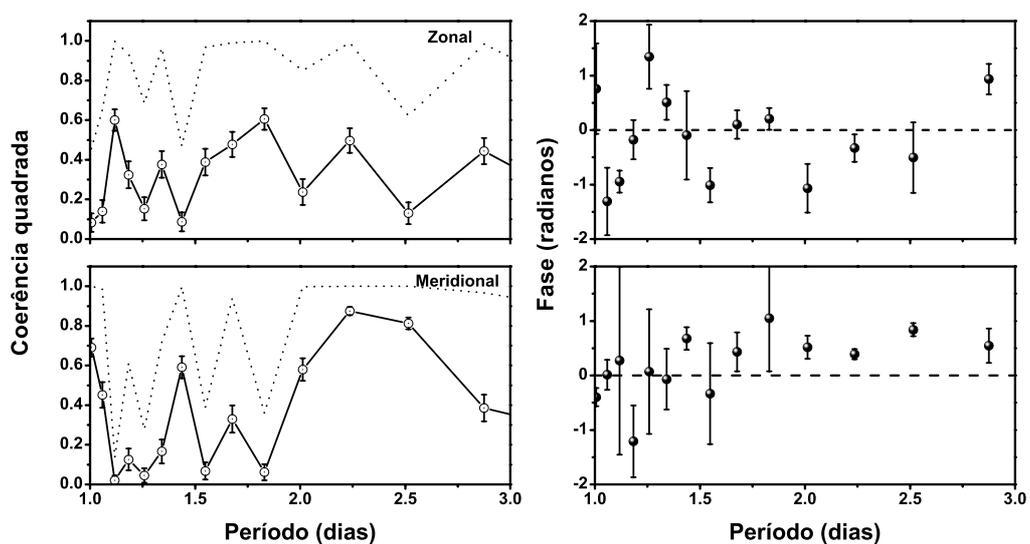


FIGURA 5.22 –O mesmo que a Figura 5.19, porém para o segmento entre 31/dez de 2000 -19/jan de 2001.

Para o segmento de 30/jan-18/fev de 2001 a onda de 2 dias exibiu intensidade significativa na componente meridional, e como pode ser visto na Figura 5.23, os valores da coerência quadrada entre as duas localidades foi altamente significativo apenas para a componente meridional no caso da onda de 2 dias. As relações das fases indicaram que o máximo em Adelaide lidera o de Cachoeira Paulista por cerca de 0,75 rad e 0,3 rad, para as componentes zonal e meridional, respectivamente.

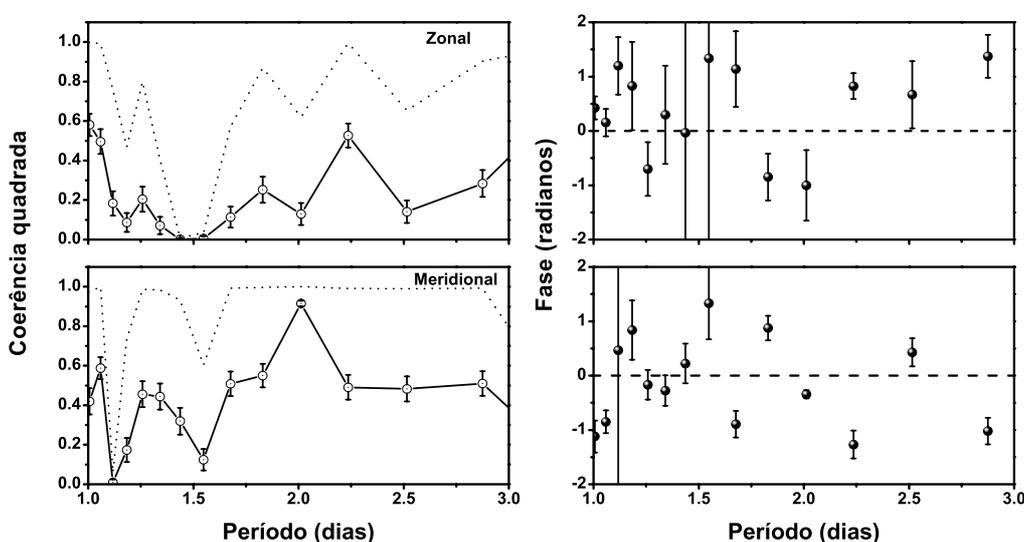


FIGURA 5.23 –O mesmo que a Figura 5.19, porém para o segmento entre 30/jan-08/fev de 2001.

### 5.3.3 Interação com o Vento Zonal Médio

A seguir são apresentados os perfis verticais dos ventos médios na direção zonal, representativos dos dias que antecedem as ocorrências de ondas de 2 dias, para os intervalos de dias em que os eventos ocorrem, e posteriores aos mesmos. Na Figura 5.24 são mostrados os perfis para os ventos médios na direção zonal em Cachoeira Paulista (esquerda) e Adelaide (direita) para o solstício de verão de 1999/2000. Como pode ser visto nesta Figura, as configurações dos perfis dos ventos médios na direção zonal de Cachoeira Paulista, referente aos dias anteriores e posteriores aos eventos, mostram que, em 87 km, e acima, o escoamento médio para leste foi reduzido em cerca de 15 m/s de

uma época para outra, enquanto que abaixo desta altura a direção do escoamento sofreu reversão para oeste, cuja variação na velocidade foi maior do que 25 m/s. No caso de Adelaide, acima e abaixo da camada centrada em 88 km de altura, duas situações distintas podem ser observadas. Nas camadas inferiores a 88 km o escoamento para leste torna-se mais intenso à medida que a altura decresce, ao passo que acima desta altura o escoamento experimenta uma redução da velocidade com o crescimento da altura. Durante os eventos, os perfis de escoamento médio mostram variações que tendem ao estado posterior as ocorrências, em ambas as localidades.

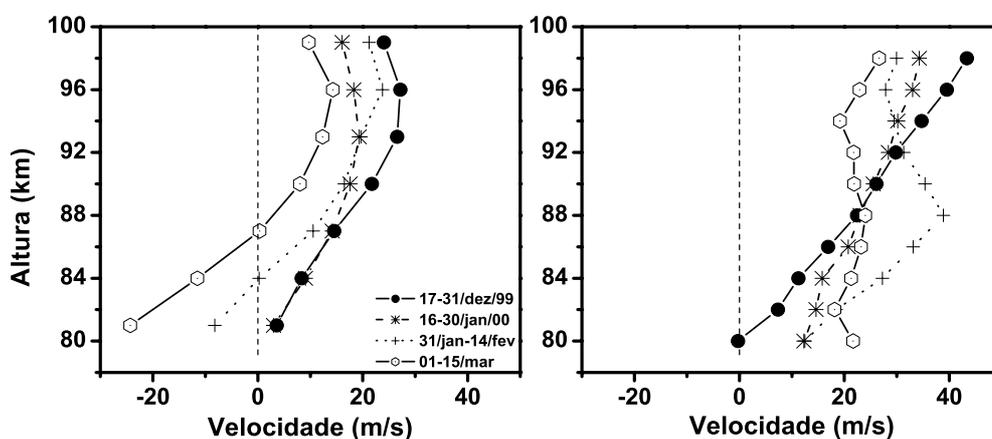


FIGURA 5.24 –Perfis do vento zonal médio antes, durante, e após a atividade da onda de 2 dias em Cachoeira Paulista (esquerda) e Adelaide (direita) para o solstício de verão de 1999/2000.

Para o solstício de verão de 2000/2001, cujos perfis para os ventos médios na direção zonal são mostrados na Figura 5.25, as configurações dos perfis referentes aos dias anteriores e posteriores aos eventos em cada localidade tendem a mostrar um comportamento similar ao do verão anterior, ou seja, sobre Cachoeira Paulista o escoamento dirigido para leste sofre redução da velocidade em 87 km e acima e reverte sua direção para oeste abaixo de 87 km, enquanto que sobre Adelaide, o escoamento para leste é intensificado abaixo de 88 km, e acima desta altura o escoamento novamente torna-se menos intenso, porém a redução é maior do que no caso do verão

anterior, sendo nulo nas camadas superiores. Durante os eventos, os perfis do escoamento médio sobre Cachoeira Paulista novamente mostraram variações que tendem ao estado posterior às ocorrências, porém sobre Adelaide observou-se que durante os dois primeiros eventos o escoamento tornou-se mais intenso nas camadas acima de 88 km e reverteu sua direção para oeste nas camadas inferiores. Na ocorrência do terceiro evento, o perfil do escoamento tomou forma similar ao da situação posterior aos eventos de 2 dias.

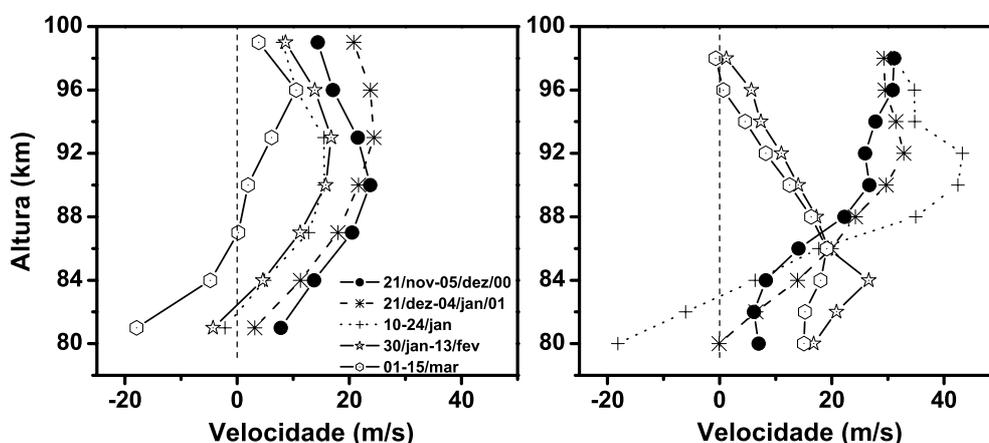


FIGURA 5.25 –O mesmo que a Figura 5.24, porém para o solstício de verão de 2000/2001.

A Figura 5.26 mostra a situação do escoamento médio na direção zonal para o solstício de verão de 2001/2002, disponível apenas para Cachoeira Paulista. Percebe-se mais uma vez uma tendência em reproduzir o comportamento verificado nas duas estações de verão anteriormente analisadas sobre esta localidade, ou seja, comparando-se os perfis dos ventos médios dos dias que antecedem a ocorrência da onda de 2 dias e os perfis dos ventos médios após o evento, verifica-se um enfraquecimento do escoamento dirigido para leste acima de 87 km, e reversão para as camadas de 87 km e abaixo. Para os intervalos de ocorrências de onda de 2 dias, os perfis do escoamento médio sobre

Cachoeira Paulista mostram comportamento similar às anteriores, ou seja, as variações tendem ao estado posterior as ocorrências.

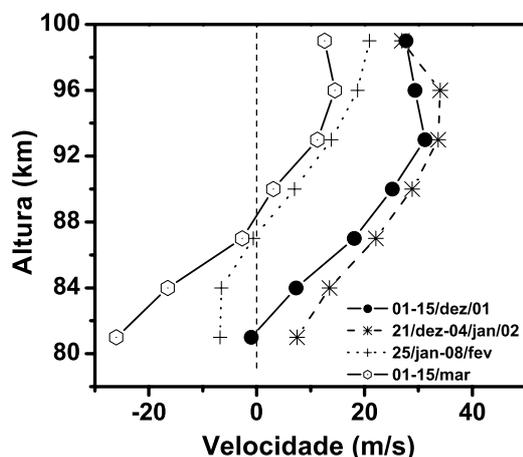


FIGURA 5.26 –Perfis do vento zonal médio antes, durante e após as atividades da onda de 2 dias em Cachoeira Paulista para o solstício de verão de 2001/2002.

### 5.3.4 Discussão Sobre as Ondas de 2 Dias Observadas

Presenças de oscilações com períodos entre 2- e 4-dias foram principalmente registradas durante os solstícios de verão, em que a maior parte da energia de ondas, neste intervalo, é devida à presença consistente e intensa da onda de 2 dias nesta estação do ano. A presença da onda de 2 dias durante os solstícios de verão em Cachoeira Paulista concorda com os diversos estudos divulgados.

A presença de ondas de 2 dias na região da alta mesosfera e baixa termosfera do hemisfério sul foi observada nas medidas de ventos obtidos em Townsville (19° S, 146° E) e Adelaide na Austrália (Craig et al., 1980), e em Grahamstown (33° S, 26° E), no continente africano (Poole, 1990). Observações simultâneas em ambos hemisférios também foram reportadas (Craig et al., 1983).

Apesar das características das ondas de 2 dias terem sido bastante estudadas, conforme descrito na Seção (2.2.2), o presente trabalho constitui-se no primeiro estudo destas

oscilações que tem como base séries contínuas, longas e com resolução em altura, de ventos obtidos a partir do solo nesta latitude do hemisfério sul.

As análises aqui apresentadas para as ondas de 2 dias observadas nos ventos horizontais sobre Cachoeira Paulista, mostraram vários aspectos similares àqueles observados em outras localidades. Por exemplo, parâmetros da onda como amplitudes, comprimentos de onda verticais e períodos, inferidos a partir dos dados de ventos de Cachoeira Paulista assumiram valores compatíveis com os de estudos anteriores tanto em baixas como em médias latitudes.

Observações realizadas em latitudes equatoriais através de radares MF, como em Christmas Island ( $2^{\circ}$  N,  $157^{\circ}$  O) e Tirunelveli ( $8,7^{\circ}$  N,  $77,8^{\circ}$  E), e em latitudes próximas de  $20^{\circ}$  como em Kauai ( $22^{\circ}$  N,  $160^{\circ}$  O), no hemisfério norte, revelaram amplitudes significativas durante os solstícios de verão e de inverno em ambas as componentes do vento horizontal (Harris e Vincent, 1993; Fritts e Isler, 1994; Gurubaran et al., 2001). Observações episódicas realizadas em Townsville ( $19^{\circ}$  S,  $146^{\circ}$  E) também mostraram atividade de ondas de 2 dias em ambos os solstícios (Craig et al., 1980; 1983). A ocorrência da onda de 2 dias em solstícios de inverno tem sido interpretada como sendo devida à transposição da onda desde o hemisfério de verão para o de inverno (Harris e Vincent, 1993, Wu et al., 1996). As análises para os ventos de Cachoeira Paulista mostraram a presença de amplitudes com fraca intensidade para oscilações de 2 dias durante os solstícios de inverno de 1999 e 2000, sugestivos de invasão inter hemisférica da onda, em conformidade com os estudos citados. Apesar das amplitudes terem sido fracas, as características dos eventos, tais como estrutura de fase, e comprimentos de onda verticais, mostraram-se compatíveis com os de ondas de 2 dias.

Eventos esporádicos de oscilações de 2 dias foram registrados em Tirunelveli durante as estações de equinócio (Gurubaran et al., 2001). As análises dos ventos de Cachoeira Paulista também mostraram a presença de oscilações de 2 dias em outras ocasiões durante o ano, exibindo eventos esporádicos em março-abril de 2000, em novembro de 2000, porém os eventos mais importantes foram verificados em março e abril de 2001, e

em dezembro de 2000/2001. Nos eventos de março e abril de 2001, os parâmetros das oscilações concordam com aqueles encontrados nas demais épocas do ano.

Embora a presença destas oscilações em várias estações do ano suporte a premissa destas se tratarem de manifestações de modo normal de Rossby (Salby, 1981c), como sugerido por Harris e Vincent (1993), a possibilidade da onda de 2 dias estar conectada também aos mecanismos de instabilidade baroclínica não pode ser descartada. De acordo com Norton e Thuburn (1996), o forçante inicial seria fornecido pela instabilidade baroclínica, sendo subsequente seguida por uma resposta do modo normal, surgindo assim a resposta de escala global que é observada.

Durante os solstícios de verão, as amplitudes da componente meridional das oscilações de 2 dias para os ventos de Cachoeira Paulista foram mais intensas ou da mesma ordem das amplitudes da maré diurna, conforme mostrado na Figura 5.12, sugerindo uma anticorrelação entre estas oscilações. Análises de correlação entre as amplitudes das ondas de 2 dias e as amplitudes da maré diurna evidenciaram anticorrelação significativa, em torno de -0,5, entre estes eventos para as ocasiões de solstícios de verão em que as oscilações de 2 dias foram mais intensas.

As amplitudes da onda de 2 dias exibiram variabilidade com a altura em todas as ocasiões, como também variabilidade interanual. As estruturas verticais de fase mostraram velocidade de fase descendente correspondendo a uma propagação ascendente de energia. Os comprimentos de onda verticais inferidos a partir dos perfis de fase apresentaram variabilidade dia-a-dia como também entre as várias ocasiões ao longo do período observado, assumindo valores entre 25 km e 100 km. Estes resultados estão em acordo com aqueles obtidos em outras localidades, tais como em Christmas Island (Harris e Vincent, 1993), em Kauai (Fritts e Isler, 1994), em Townsville (Craig et al., 1980), e em Adelaide (Craig e Elford, 1981).

Objetivando averiguar o caráter global e aspectos adicionais inerentes às flutuações de 2 dias reveladas nos ventos de Cachoeira Paulista, observações de ventos obtidas simultaneamente em Adelaide entre abril de 1999 e março de 2001, foram utilizadas na investigação. Os resultados das análises espectrais dos ventos sobre Adelaide

permitiram a identificação de oscilações de 2 dias durante os dois solstícios de verão, as quais conservam aspectos semelhantes aos observados para estas oscilações nos ventos de Cachoeira Paulista.

A coerência entre as oscilações das duas localidades foi obtida através de análises de espectro cruzado. Os resultados demonstraram coerência altamente significativa entre as oscilações de 2 dias nas duas localidades para a componente meridional em todas as ocasiões. No entanto, para a componente zonal, em algumas ocasiões obteve-se baixa coerência. As relações de fase entre as duas localidades obtidas durante os mesmos eventos não apresentaram regularidade e, portanto, não permitiram que informações adicionais acerca destas ondas fossem extraídas.

Os resultados aqui apresentados não deixam dúvidas acerca do caráter global das flutuações de 2 dias. Portanto, estas perturbações periódicas registradas nos ventos de Cachoeira Paulista e Adelaide, durante os solstícios de verão, foram provocadas por ondas planetárias de 2 dias.

No caso de um escoamento linear ou estacionário, as perturbações ondulatórias não interagem com o estado médio. Entretanto, eventos de ondas transientes, como é o caso da onda de 2 dias, violam o teorema da não aceleração Charney e Drazin (1961) e, portanto, estas ondas podem modificar o estado médio da atmosfera. Lieberman (1999) obteve a divergência do fluxo de Eliassen-Palm por unidade de massa da onda de 2 dias e, através da utilização de um modelo de circulação meridional médio, estimou a resposta do vento médio. De acordo com os seus resultados, o evento estudado induziu ventos para oeste com amplitude da ordem de  $20 \text{ m s}^{-1}$ .

Análises da evolução dos ventos médios na direção zonal, partindo das situações que antecedem as ocorrências de ondas de 2 dias até situações posteriores aos eventos observados em Cachoeira Paulista e Adelaide, foram realizadas com o objetivo de identificar variações nos campos médios dos ventos decorrentes da propagação destas ondas.

Os resultados das análises mostraram claramente que os ventos médios sobre as duas localidades foram afetados pela passagem das ondas de 2 dias, embora de maneiras

distintas. Comparando-se os perfis dos ventos médios zonal de antes e após os eventos de 2 dias sobre Cachoeira Paulista, mostrados nas Figuras 5.23, 5.24, e 5.25, verifica-se uma variação quase uniforme para direção oeste nas sete camadas atmosféricas, em todos os eventos observados. As evoluções dos perfis dos ventos médios sobre Adelaide, ilustrados nas Figuras 5.24 e 5.25, mostraram um comportamento diferente dos observados em Cachoeira Paulista. O escoamento zonal médio sobre Adelaide sofreu uma variação para leste nas camadas situadas abaixo de ~88 km e para oeste para as camadas acima desta altura.

As variações ocorridas no escoamento zonal médio em ambas as localidades, nestas ocasiões, podem ser interpretadas como devido ao impacto causado pela onda de 2 dias. O fato dos efeitos provocados nos perfis dos escoamentos das duas localidades serem bastante distintos pode ser atribuído às diferenças latitudinais dos regimes de circulação.

#### **5.4 – Oscilações Entre 5 e 7 Dias**

Os resultados das análises espectrais obtidos para a componente zonal dos ventos sobre Cachoeira Paulista exibiram presença de energia significativa para o intervalo periódico de 4 a 8 dias, conforme mostram as Figuras 5.3, 5.5, e 5.7, cuja distribuição ao longo de cada ano encontra-se mais concentrada entre os meses de agosto e dezembro. Nos meses de setembro e outubro de 1999 observa-se um pico de energia centrado em período próximo de 7 dias que se intensifica com a altura. No final de novembro e início de dezembro observa-se também um pico de intensidade moderada próximo de 7 dias. As oscilações neste intervalo de periodicidade foram bastante intensas e persistentes entre o final do inverno e durante a primavera de 2000. Já em 2001, não foram registrados picos significativos de energia espectral entre 5 e 7 dias para as duas componentes que mereçam análises mais detalhadas. Chama a atenção um pico de energia espectral centrado no período de 4 dias, que pode ser claramente visto em novembro.

A distinção entre as oscilações com períodos de 4, 5, e 6,5 dias torna-se bastante difícil, dada a proximidade dos seus períodos. Além disso, conforme visto na Seção (2.2.2),

existem dúvidas acerca dos mecanismos geradores destas oscilações, os quais podem determinar a periodicidade dominante das oscilações. Por exemplo, oscilações cujas periodicidades encontram-se entre 5 e 7 dias foram interpretadas inicialmente como o modo simétrico (1, -2), conhecida como onda de 5 dias. Contudo, em investigações posteriores, oscilações com períodos entre 6 e 7 dias têm sido interpretadas como modos gerados por instabilidades na média atmosfera (Meyer e Forbes, 1997; Kovalam et al., 1999).

Até então, não se tem notícia de nenhuma investigação sobre oscilações de 6,5 dias, que tenha sido realizada com base em observações obtidas a partir do solo, para a região da alta mesosfera e baixa termosfera em baixas latitudes do hemisfério sul. Na tentativa de verificar a presença de oscilações com períodos próximos a 6,5 dias sobre Cachoeira Paulista, os dados de vento zonal foram submetidos a um filtro passa-banda cuja banda de passagem encontra-se entre 5 e 8 dias. As amplitudes resultantes após a aplicação do filtro são mostradas nas Figuras 5.27, 5.28, e 5.29, para cada seqüência anual registrada entre abril-abril de 1999 a 2000, 2000 a 2001, e 2001 a 2002, respectivamente.

O comportamento temporal das amplitudes das velocidades do vento zonal referente a oscilações de 6,5 dias mostradas nas figuras, confirma os resultados obtidos a partir das análises espectrais. Analisando estas figuras, verifica-se claramente que as oscilações exibem uma variabilidade interanual, em que as atividades são mais intensas e persistentes em 2000, quando a fase da oscilação quase-bienal (**Quase-Biennial Oscillation** - "QBO") na estratosfera equatorial é para oeste, do que nos outros dois anos em que a fase da QBO é para leste.

Para o intervalo entre agosto e dezembro de 1999 verifica-se a presença de amplitudes destas oscilações que crescem com a altura. Para o mesmo período em 2000 observam-se amplitudes de intensidades elevadas que variam no tempo e com a altura, as quais persistem por cerca de 14 ciclos distribuídos em três estágios nas camadas acima de 84 km, e por cerca de 10 ciclos, em dois estágios nas duas camadas inferiores. Durante o ano de 2001 não foram exibidas amplitudes significativas para períodos entre 5 e 8 dias. No que segue, alguns aspectos referentes às oscilações com períodos próximos

de 6,5 dias presentes nos ventos de Cachoeira Paulista, serão estimados a partir das ocorrências observadas no ano de 2000.

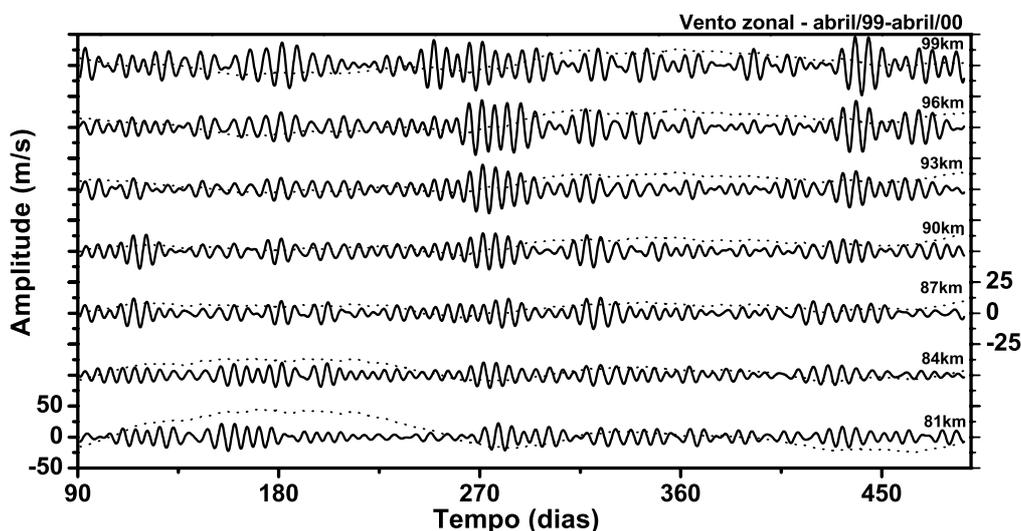


FIGURA 5.27 –Oscilações de 6,5 dias e o vento zonal predominante obtidos entre abril de 1999 até abril de 2000, em Cachoeira Paulista, para as sete camadas. As linhas cheias representam as oscilações de 6,5 dias obtidas com a aplicação de um filtro passa-banda com período de passagem de 5 a 8 dias, a linhas tracejadas representam o vento zonal predominante.

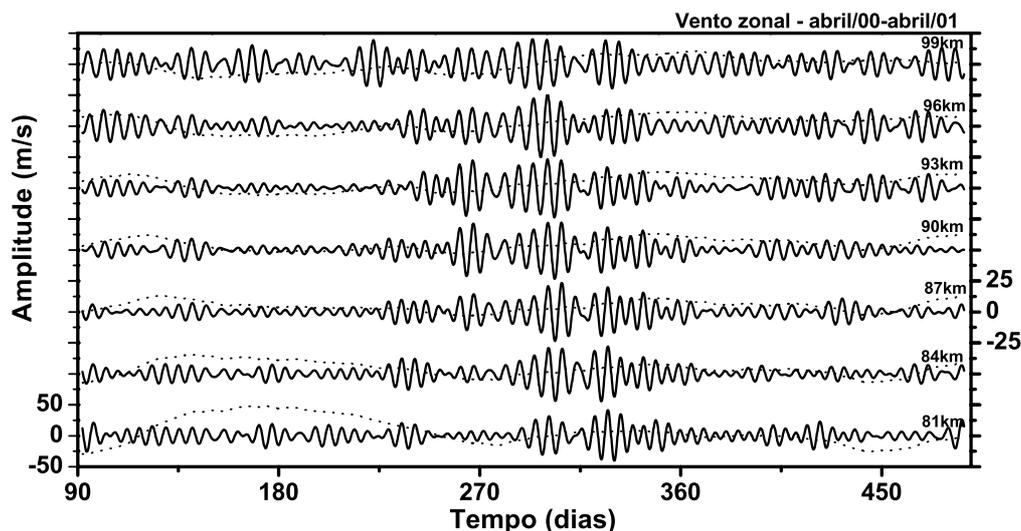


FIGURA 5.28 –O mesmo que a Figura 5.27, porém para os ventos obtidos entre abril de 2000 e abril de 2001.

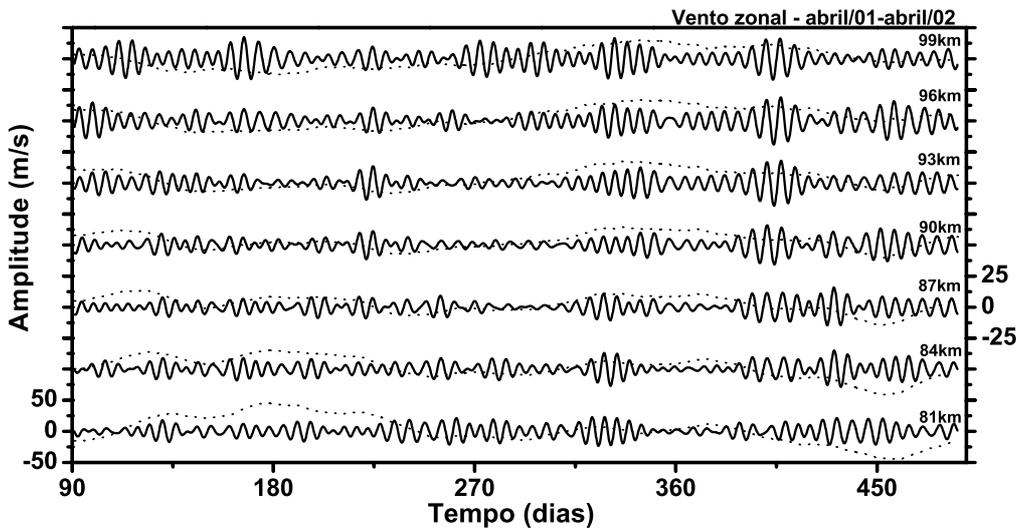


FIGURA 5.29 –O mesmo que a Figura 5.27, porém para os ventos obtidos entre abril de 2001 e abril de 2002.

#### 5.4.1 Aspectos das Oscilações de 6,5 Dias Durante o Ano de 2000

Para investigar detalhadamente o comportamento ao longo do tempo da energia das oscilações com periodicidades entre 5 e 8 dias, durante o intervalo compreendido entre setembro e dezembro de 2000, transformadas de ondaletas de Morlet foram calculadas para as sete camadas e os resultados para as camadas centradas em 84, 90, e 96 km são mostrados na Figura 5.30.

Analisando esta figura, verifica-se um núcleo de energia espectral moderada no intervalo periódico entre 6 e 7 dias no mês de setembro, nas camadas de 90 e 96 km. No mês de outubro, um núcleo de energia intensa no intervalo periódico entre 6 e 7 dias é seguido por um pico também intenso de energia com período de quase 4 dias, presente nas três camadas. Após o desaparecimento do pico de 4 dias, em novembro, observa-se o ressurgimento do núcleo de energia com período de quase 6,5 dias, porém com menor intensidade do que o anterior. Durante estes eventos, pode ser observada também a presença de energia espectral associada com periodicidade entre 10 e 16 dias. No mesmo período, os dados de Adelaide sofreram interrupções de cerca de cinco dias consecutivos durante o mês de outubro e seis dias consecutivos durante novembro,

ainda assim as análises de periodograma de Lomb-Scargle, não mostradas aqui, indicam a presença de picos fracos relativos a oscilações com período próximo de 6 dias em ambas as componentes para as alturas acima de 86 km.

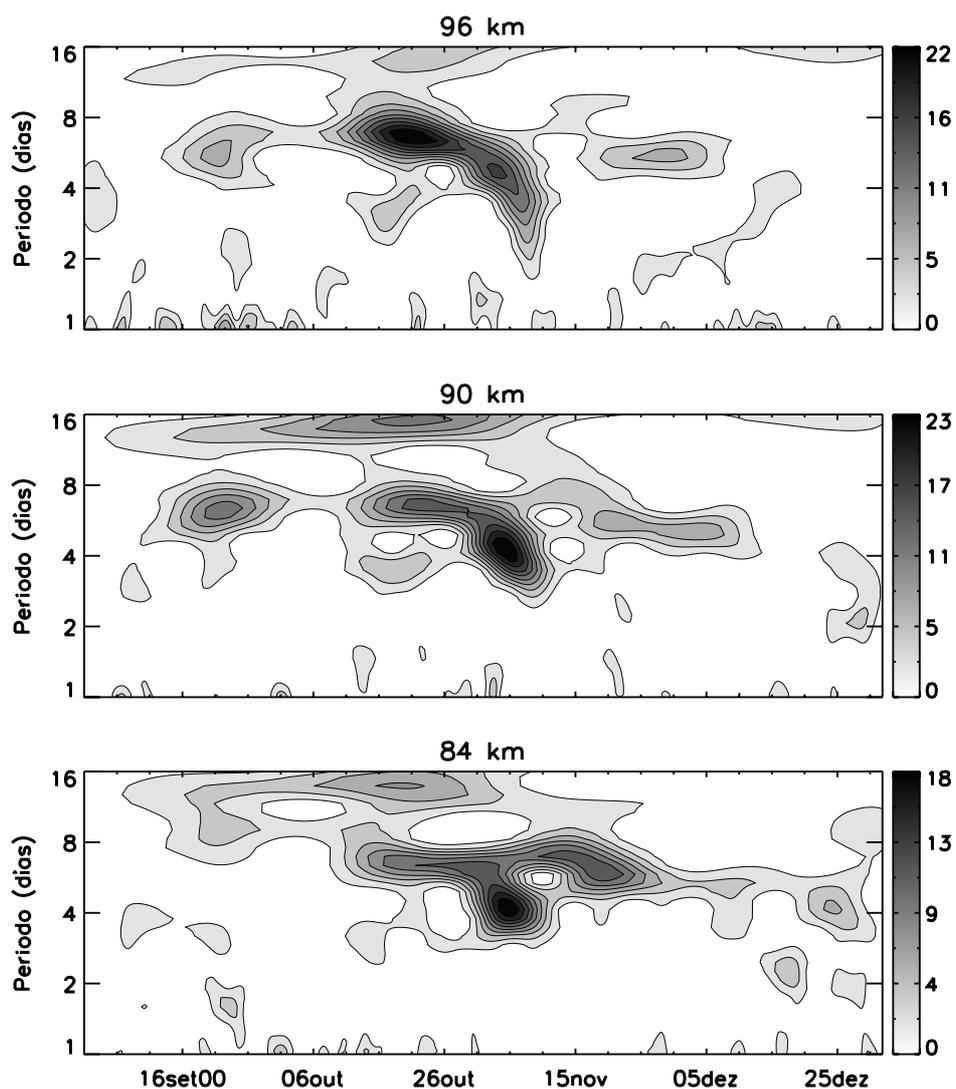


FIGURA 5.30 – Transformada de ondaletas de Morlet do vento zonal em Cachoeira Paulista para o período entre setembro e dezembro de 2000, para as três camadas centradas em 84 km (painel inferior), 90 km (painel central), e 96 km (painel superior).

Com o objetivo de estudar o comportamento da estrutura vertical das oscilações de 6,5 dias presentes na componente zonal dos ventos de Cachoeira Paulista, as amplitudes e as fases foram determinadas através de análise harmônica para as sete camadas atmosféricas, considerando-se segmentos formados por 27 dias de dados, centrados no dia número 14. Os resultados, mostrados na Figura 5.31, revelaram amplitudes crescentes com a altura durante os períodos mais intensos das oscilações de 6,5 dias, as quais alcançaram valores médios superiores a 17 m/s em outubro. Os perfis verticais de fase mostraram que os máximos das oscilações ocorreram primeiro nas camadas superiores, indicando propagação de fase descendente. Os comprimentos de onda vertical, obtidos da estrutura vertical de fase, mostraram-se regulares nas ocasiões em que as amplitudes foram significativas, assumindo valores entre 92 e 112 km.

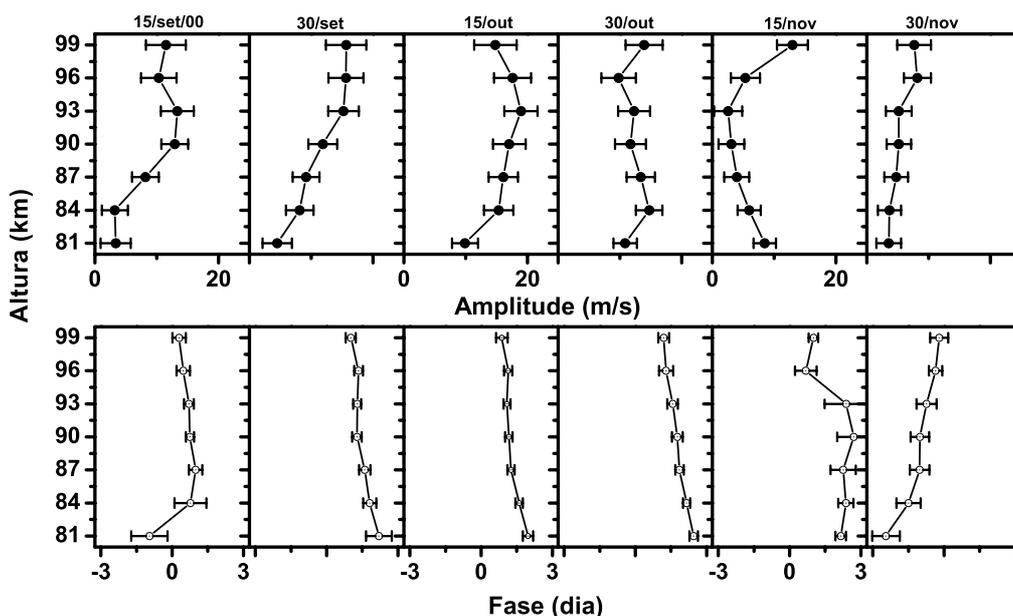


FIGURA 5.31 –Perfis verticais de amplitudes e fases, obtidos durante os eventos de 6,5 dias observados sobre Cachoeira Paulista entre setembro e novembro de 2000, para a componente zonal. Cada quadro representa o perfil para um grupo de 27 dias centrado no dia número 14.

#### **5.4.2 Discussão Sobre as Oscilações de 6,5 Dias**

As oscilações com períodos entre 4 e 8 dias surgiram mais freqüentemente durante os equinócios de primavera nos dados de Cachoeira Paulista. A partir de medidas de ventos da região da alta mesosfera e baixa termosfera, obtidas pelo instrumento HRDI a bordo do satélite UARS, verificou-se que as ondas com períodos de 5 e de 6,5 dias aparecem freqüentemente nas estações do ano próximas dos equinócios em latitudes tropicais (Wu et al., 1994; Talaat et al., 2001). Conforme mencionado por Clark et al. (2002), as oscilações de 6,5 dias na componente zonal dos ventos obtidos via HRDI-UARS mostraram respostas em baixas latitudes principalmente durante os equinócios, com favorecimento para o segundo equinócio anual, e ocorrências esporádicas em altas latitudes.

Análises da estrutura latitudinal e sazonal mostraram que a onda de quase 6,5 dias maximiza na componente zonal em latitudes equatoriais e em latitudes médias na componente meridional (Talaat et al., 2001). Também foi observado que durante os eventos mais fortes a onda aparece em duas ocasiões, com o primeiro evento mais intenso aparecendo antes do equinócio, e um mês depois um segundo evento surge, geralmente mais fraco.

Oscilações com periodicidade próxima de 6,5 dias, foram observadas na componente zonal dos ventos de Cachoeira Paulista durante os equinócios de primavera austrais, quando o vento zonal médio é fraco e aponta para oeste em todas as alturas entre 80 e 99 km, como pode ser visto na Figura 5.1. Entretanto, ao contrário das observações realizadas via satélite (Talaat et al., 2001; Yee et al., 2001), estas oscilações não foram verificadas durante os equinócios de outono austrais.

Durante os três anos analisados, as oscilações de 6,5 dias foram observadas nos equinócios de primavera de 1999 e de 2000, porém em 2001 os dados não revelaram evidências destas oscilações. Nas duas ocasiões, as oscilações ocorreram em estágios múltiplos, onde os primeiros eventos ocorreram durante a transição da estação de inverno para a da primavera, e cerca de um mês depois novas ocorrências foram registradas, em acordo com os resultados de (Talaat et al., 2001).

Em 1999 as oscilações com períodos próximos de 6,5 dias ocorreram em dois estágios, sendo o primeiro mais intenso do que o segundo. Em 2000, ano em que a fase da oscilação quase-bienal é para oeste, as oscilações foram bastante intensas e ocorreram em três estágios nas alturas acima de 84 km e em dois estágios nas alturas inferiores. As intensidades no primeiro e terceiro estágios mostraram-se moderadas, enquanto no segundo, foram registradas intensidades bastante elevadas.

Em suas observações, Talaat et al. (2002) também evidenciaram atividades intensas das ondas de 6,5 dias durante o ano de 1994, coincidindo com a fase para oeste da oscilação quase-bienal. Uma inspeção dos espectros obtidos dos ventos registrados entre 1990 e 1997 em Christmas Island (Kovalam et al., 1999) mostra que as atividades de oscilações com períodos próximos de 6,5 dias exibem uma grande variabilidade interanual, em que as atividades mais intensas foram favorecidas nos anos pares, principalmente em 1994 e 1996. Estas observações sugerem uma possível influência da oscilação quase-bienal na variabilidade interanual das oscilações de 6,5 dias. Entretanto, no caso de Cachoeira Paulista, apenas três anos de dados não são suficientes para que seja estabelecido um padrão de comportamento desta natureza, sendo necessário considerar um número mais significativo de dados anuais.

Alguns aspectos das oscilações de 6,5 dias, os quais foram inferidos durante as ocorrências de 2000, revelaram amplitudes crescentes com a altura quando as atividades foram mais intensas, atingindo valores superiores a 17 m/s na camada centrada em 93 km. As observações obtidas do instrumento HRDI revelaram amplitudes máximas para a componente zonal do vento em 95 km (Talaat et al., 2001), porém os valores das amplitudes (30 m/s) não podem ser comparados com os obtidos a partir de radar. Para observações obtidas a partir de radar MF na região equatorial, as amplitudes das oscilações de 6,5 dias superaram valores de 20 m/s, com os máximos ocorrendo entre 90 e 95 km de altura (Kovalam et al., 1999).

A estrutura vertical de fase foi grosseiramente estimada a partir dos dados de satélite (Talaat et al., 2001) mostrando fase descendente, compatível com propagação ascendente de energia, e comprimento vertical da onda de 60 km. Comprimentos

verticais da onda superiores a 65 km foram estimados para a região equatorial através dos dados obtidos de radar MF (Kovalam et al., 1999). Nas ocasiões em que as oscilações foram intensas durante o equinócio de primavera de 2000, as análises das estruturas verticais de fase para a componente zonal dos ventos de Cachoeira Paulista também mostraram propagação descendente de fase, porém os comprimentos verticais da onda inferidos dos perfis assumiram valores entre 92 e 112 km.

### **5.5 – Ondas de Períodos Longos**

O estudo das ondas de períodos longos requer séries de dados de longa duração, uma vez que as suas amplitudes são relativamente baixas. Ocorrências de eventos, de energia espectral significativa, associadas a oscilações de períodos longos, entre 8 e 12 dias e entre 13 e 20 dias, também foram verificadas nas componentes de vento horizontal de Cachoeira Paulista, como pode ser visto nas Figuras 5.3, 5.5, e 5.7. Oscilações atmosféricas cujos períodos encontram-se nestes intervalos têm sido interpretadas como devidas às ondas de quase 10 e 16 dias, respectivamente.

Analisando os espectros das componentes dos ventos de Cachoeira Paulista, verifica-se que as ocorrências de eventos cuja energia espectral encontra-se entre 7 e 13 dias, e entre 12 e 20 dias, mostram maiores intensidades para componente zonal do que para a meridional. No entanto, na maioria dos casos, não se verifica correspondência das ocorrências entre as duas componentes do vento. Diante disto, as análises serão realizadas apenas para a componente zonal.

As análises destas oscilações foram realizadas com base nas médias diárias dos ventos. Conforme descrito na Seção (3.5), os ventos horizontais de Cachoeira Paulista foram estimados para intervalos de três horas. A partir destas estimativas, as médias diárias dos ventos foram então obtidas.

### 5.5.1 Oscilações de 10 Dias

Objetivando verificar o comportamento das oscilações de 10 dias no domínio do tempo, as séries de dados de ventos diários foram submetidas a um filtro passa-banda com banda de passagem entre 0,077 e 0,143 ciclos por dia, ou seja, abrangendo uma banda periódica entre 7 e 13 dias. Nas Figuras 5.32, 5.33, e 5.34, são mostrados os ventos filtrados em cada altura para as três seqüências observadas. A linha contínua representa os ventos filtrados na banda periódica especificada, e a linha pontilhada representa o vento zonal médio para 30 dias. As escalas utilizadas na representação das grandezas, -50 a 50 m/s para os ventos médios, e de -20 a 20 m/s para os ventos filtrados foram escolhidas de modo a enfatizar as oscilações de 10 dias.

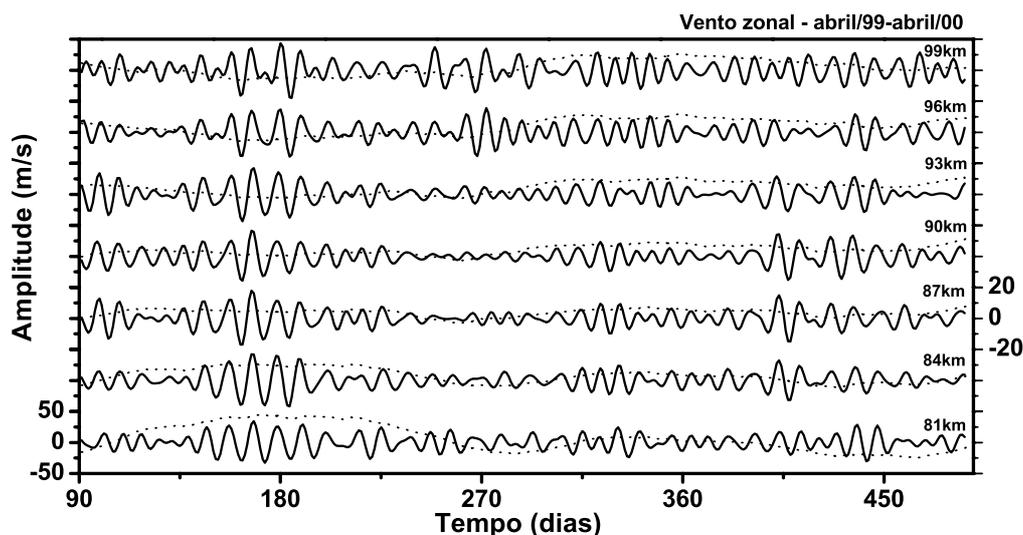


FIGURA 5.32 –Oscilações de 10 dias e o vento zonal predominante obtidos entre abril de 1999 até abril de 2000, em Cachoeira Paulista, para as sete camadas. As linhas cheias representam as oscilações de 10 dias obtidas com a aplicação de um filtro passa-banda com períodos de corte correspondentes a 7 e 13 dias, a linhas tracejadas representam o vento zonal predominante.

Como pode ser visto nestas figuras as flutuações com períodos de 10 dias foram mais fortes justamente nos meses em que ocorrências de energia espectral significativa, conforme mostrado nas Figuras 5.3, 5.5, e 5.7. A primeira série analisada, Figura 5.32, apresenta um evento de flutuações fortes que inicia em meados de maio e perdura até meados de julho de 1999, a qual mostrou-se regular em todas as camadas.

Durante o evento, o vento zonal médio esteve dirigido para leste com intensidade decrescente com a altura nas camadas abaixo de 90 km, onde praticamente se anula. Acima desta altura o escoamento muda de direção para oeste com crescimento lento da intensidade com a altura. Uma segunda ocorrência, a qual exibiu variações entre as camadas, foi percebida nos meses de janeiro-fevereiro de 2000. Durante o evento o escoamento zonal médio abaixo de 87 km, que originalmente soprava para leste, sofreu reversão em sua direção. Acima desta altura a intensidade do vento zonal dirigido para leste não sofreu alterações significativas durante o período em que o evento esteve presente.

Durante os meses de maio e junho, a componente zonal dos ventos de Jakarta e de Adelaide também mostram oscilações com períodos próximos de 10 dias, sugerindo a presença destas oscilações nas três localidades durante este evento. Durante o período em que foi observado o segundo evento em Cachoeira Paulista, não existem dados para Jakarta, e os dados de Adelaide indicam a presença de oscilações de 10 dias nas camadas intermediárias.

Os ventos destas localidades foram submetidos a um filtro passa-banda com as mesmas características daquele usado para os dados de Cachoeira Paulista e os resultados mostram intensificação das amplitudes das oscilações de 10 dias nas camadas abaixo de 90 km e de 94 km para as componentes zonal e meridional, respectivamente, em Adelaide, durante os meses de maio e junho. Durante o segundo evento, as intensificações ocorreram para as camadas acima de 82 km para a componente zonal e abaixo de 90 km para a componente meridional. Para Jakarta, a componente zonal também mostra amplitudes intensas para as oscilações de 10 dias durante os meses de maio e junho de 1999.

Entre abril de 2000 e abril de 2001, conforme mostra a Figura 5.33, as flutuações de 10 dias foram intensas apenas em janeiro e fevereiro de 2001. O evento esteve presente nas camadas acima de 84 km, mostrando regularidade entre estas camadas. Na ocasião o vento zonal médio apresentou uma configuração com algumas similaridades relativas ao mesmo período do ano anterior, ou seja, abaixo de 90 km o escoamento aponta para leste quando as flutuações de 10 dias iniciam a intensificação, porém troca sua direção para oeste no decorrer do tempo. Nas alturas acima de 90 km, o escoamento novamente não apresentou alterações significativas.

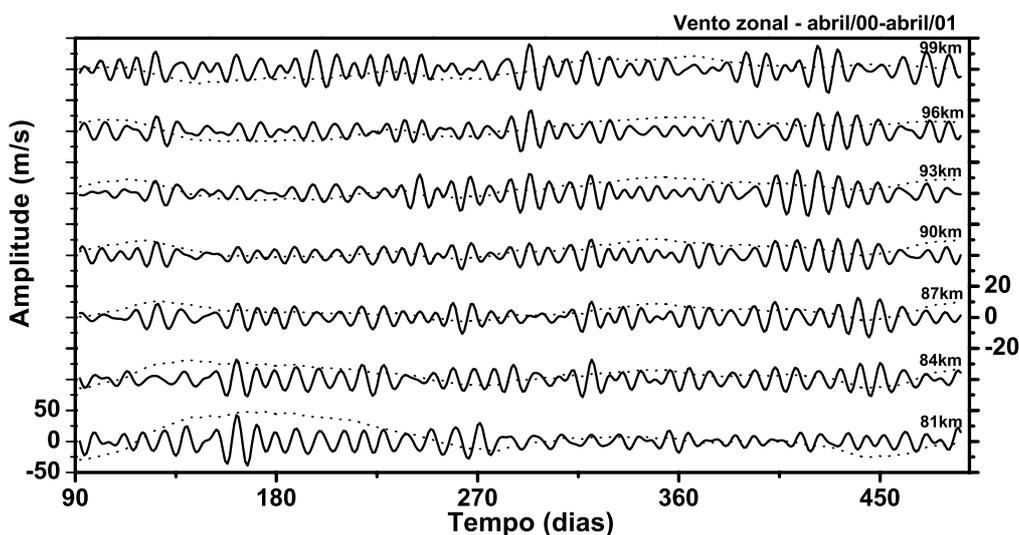


FIGURA 5.33 –O mesmo que a Figura 5.32, porém para as observações obtidas entre abril de 2000 até março de 2001.

Durante o mesmo período, os dados de vento de Adelaide exibiram oscilações com período de 10 dias na componente zonal em todas as camadas, sendo confirmada pela intensificação das amplitudes dos ventos filtrados, conforme descrito anteriormente. Logo, as oscilações com períodos de 10 dias observadas nos ventos de Cachoeira Paulista nestas ocasiões, são oscilações globais compatíveis com ondas planetárias.

No intervalo entre abril de 2001 e março de 2002, as flutuações de 10 dias foram fortes nos meses de julho-agosto de 2001, e entre dezembro de 2001 e janeiro de 2002. O primeiro evento apresentou regularidade entre todas as camadas, cuja intensidade cresceu com a altura. O escoamento zonal médio referente ao mesmo período sofreu transição na sua direção abaixo de 87 km no decorrer do tempo, o qual apontava para leste e reverteu sua direção para oeste, logo em seguida à intensificação das flutuações de 10 dias. Acima desta altura a direção do escoamento zonal médio permaneceu para oeste durante todo o período em questão. Para este período de observação considerado, os dados de Adelaide não estão disponíveis.

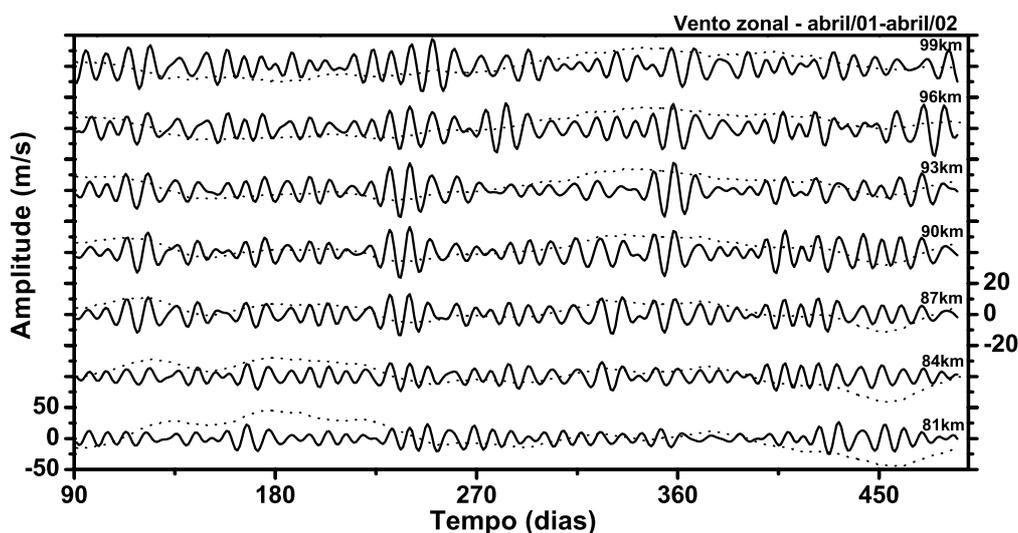


FIGURA 5.34 –O mesmo que a Figura 5.32, porém para as observações obtidas entre abril de 2001 até março de 2002.

As estruturas verticais das amplitudes e fases das flutuações de 10 dias foram obtidas através da técnica de análise harmônica. As análises foram realizadas para sucessivos segmentos contendo 31 dias, e o resultado de cada segmento foi atribuído ao 16º dia de cada seqüência. As análises foram processadas após a subtração da tendência linear de cada segmento. Na Figura 5.35 são mostradas as amplitudes e fases representativas de cada evento, nas três seqüências anuais observadas.

As amplitudes mostram variabilidade com a altura em todos os eventos observados. Para os meses de maio-junho de 1999 e janeiro-fevereiro de 2000, as amplitudes decrescem com a altura. Nos demais casos as amplitudes crescem com a altura até a camada centrada em 93 km, para em seguida decrescerem. As amplitudes máximas atingiram valores entre 12 e 15 m/s nas cinco ocasiões. As estruturas verticais da fase mostraram que a mesma foi descendente durante as ocorrências de verão. Os comprimentos de onda verticais das oscilações, inferidos a partir destas informações assumiram valores entre 50 e 104 km. Para a ocorrência de maio-junho de 1999, a estrutura vertical da fase não exibe inclinação significativa, e durante julho-agosto de 2001, a estrutura de fase exibe uma configuração que cresce com a altura, típica de propagação descendente de energia.

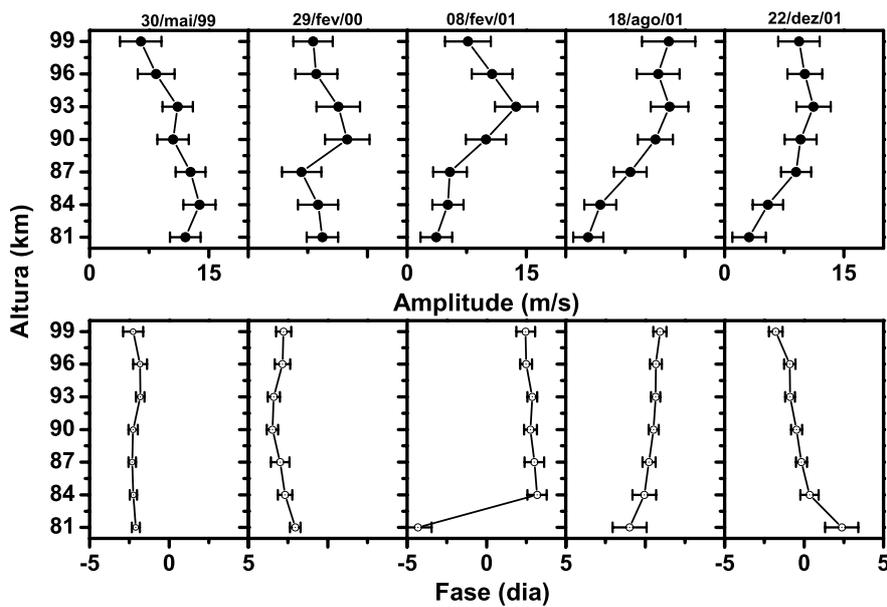


FIGURA 5.35 – Perfis verticais de amplitudes e fases, obtidos durante os eventos de 10 dias observados na componente zonal dos ventos sobre Cachoeira Paulista para as três seqüências anuais analisadas. Cada quadro representa o perfil para um grupo de 31 dias centrado no 16<sup>o</sup> dia.

### 5.5.2 Oscilações de 16 Dias

Assim como no caso das oscilações de 10 dias, para o estudo do comportamento das oscilações de 16 dias no domínio do tempo, os dados foram novamente submetidos a um filtro passa-banda com banda de passagem entre 0,05 e 0,083, correspondendo a uma banda periódica entre 12 e 20 dias. Nas Figuras 5.36, 5.37, e 5.38 são mostrados os ventos filtrados em cada altura para a componente zonal das três seqüências observadas. Mais uma vez, as linhas contínuas representam as flutuações resultantes após a aplicação do filtro e as linhas pontilhadas representam o vento zonal médio para 30 dias em cada altura.

Os resultados das análises espectrais, em conjunto com os ventos filtrados na banda periódica de 12 a 20 dias, para as sete camadas atmosféricas, possibilitaram a identificação de ocorrências de oscilações de quase 16 dias nas três seqüências em questão.

Entre abril de 1999 e março de 2000, oscilações de 16 dias foram reveladas em três ocasiões na componente zonal, as quais se restringiram às camadas acima de 84 km de altura. Duas delas ocorreram durante a estação da primavera, uma no mês de outubro e a outra em novembro-dezembro. O terceiro evento foi registrado no verão, em fevereiro. Nas três ocasiões em que as oscilações de 16 dias estiveram presentes, a direção do escoamento zonal predominante apontou para leste e o meridional esteve dirigido para norte.

Para a segunda seqüência investigada, ou seja, entre abril de 2000 e março de 2001, novamente três ocorrências foram observadas. O primeiro evento foi registrado no inverno, e estendeu-se desde junho até agosto. O escoamento zonal predominante esteve apontado para leste abaixo de 90 km de altura. Acima desta altura o vento zonal predominante apontou para oeste, com baixa intensidade. O escoamento meridional predominante esteve dirigido para sul em todas as camadas durante este período. Um segundo evento foi verificado na primavera, em outubro-novembro, e o terceiro ocorreu no verão, em janeiro-fevereiro. Nestas ocasiões, as componentes do escoamento predominante apontaram para leste e para norte. Para estes três eventos, as oscilações foram observadas em todas as sete camadas.

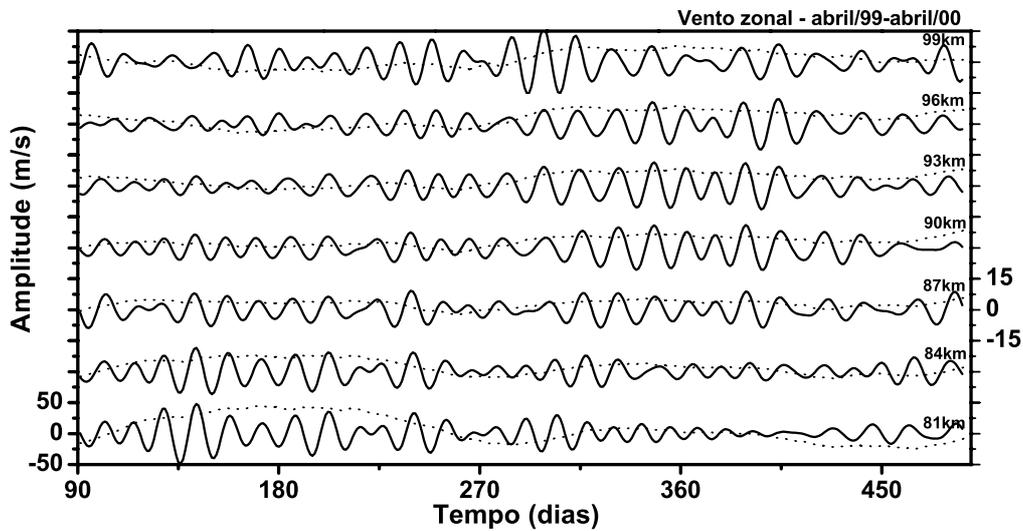


FIGURA 5.36 –Oscilações de 16 dias e o vento zonal predominante obtidos entre abril de 1999 até março de 2000, em Cachoeira Paulista, para as sete camadas. As linhas cheias representam as oscilações de 16 dias obtidas com a aplicação de um filtro passa-banda com períodos de corte correspondentes a 12 e 20 dias, a linhas tracejadas representam o vento zonal predominante.

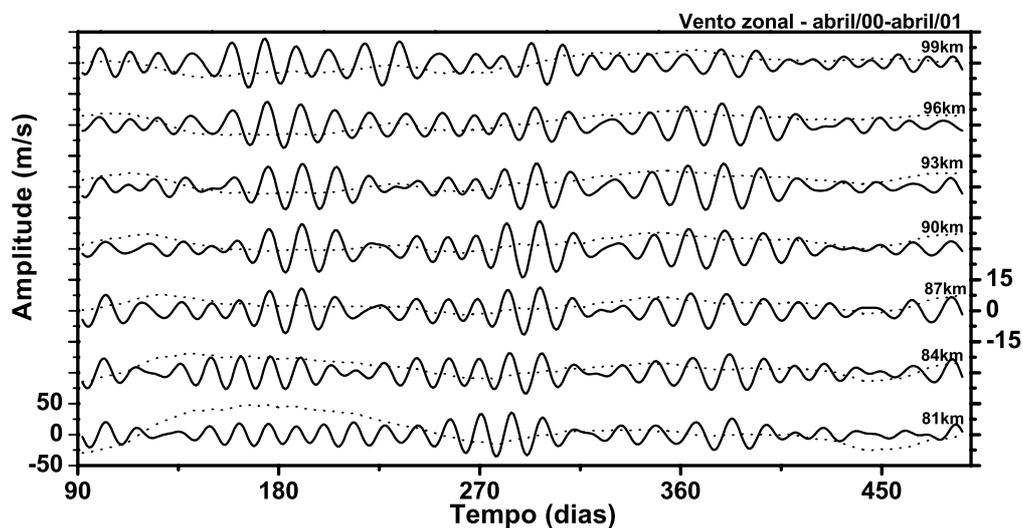


FIGURA 5.37 –O mesmo que a Figura 5.36, porém para as observações obtidas entre abril de 2000 até março de 2001.

Nas observações adquiridas entre abril de 2001 e março de 2002, apenas dois eventos foram manifestados. Um deles foi evidenciado durante a primavera, o qual foi restrito às camadas superiores a 84 km, e outro em janeiro-fevereiro percebido em todas as sete camadas. A direção do escoamento predominante mostrou-se semelhante a aquelas observadas nas mesmas estações dos anos anteriores, ou seja, escoamentos para leste e para norte. Além destes dois eventos, amplitudes significativas foram observadas nos dados de ventos filtrados durante o equinócio de outono, para as camadas acima de 87 km, entretanto, os resultados dos espectros não exibiram energia suficiente para caracterizar o evento.

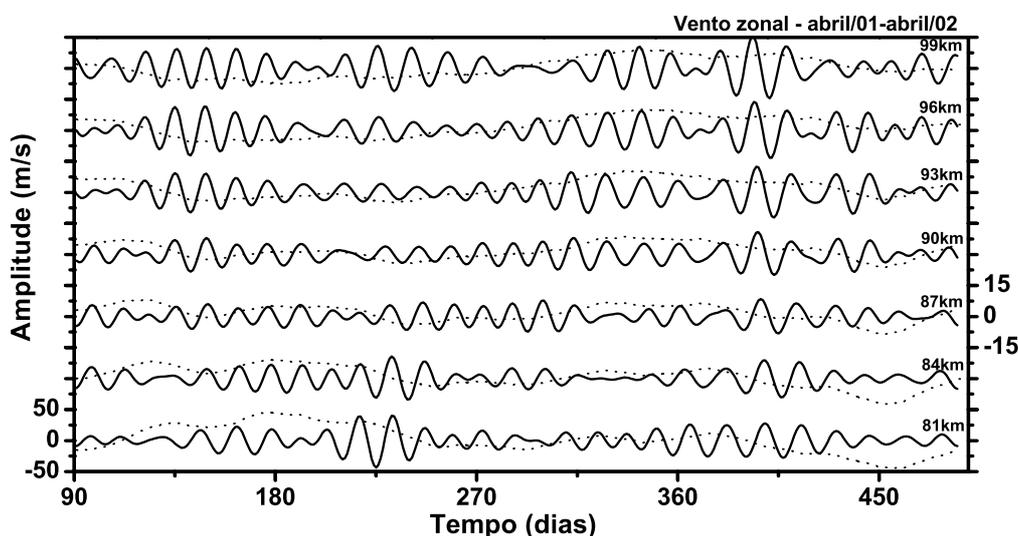


FIGURA 5.38 –O mesmo que a Figura 5.36, porém para as observações obtidas entre abril de 2001 até março de 2002.

Para deduzir as informações da variação e dependência em altura das oscilações, foram produzidas séries de amplitudes e fases através de análises harmônicas para segmentos sucessivas contendo 32 dias, movidas de um dia, e cada resultado foi atribuído ao dia número 16 de cada seqüência. Assim como nos casos anteriores, cada análise foi processada após a tendência linear ter sido suprimida em cada segmento. Na Figura 5.39 são mostradas as amplitudes e fases representativas de cada evento observado.

Na maioria dos eventos observados as amplitudes foram crescentes com a altura até alcançar os valores máximos em torno de 90 km ou acima, para em seguida decrescerem. Em duas ocasiões, junho-julho de 2000 e janeiro-fevereiro de 2002, as amplitudes apresentaram uma tendência de crescimento em toda a extensão de altura observada. Amplitudes máximas de 14 m/s foram registradas, independentemente da estação do ano. As estruturas verticais da fase mostraram que a mesma foi descendente indicando propagação de energia ascendente, e os comprimentos de onda verticais deduzidos a partir destas informações apresentam valores entre 40 e 60 km nas estações da primavera, próximo a 70 km no inverno, e próximo a 60 km no verão.

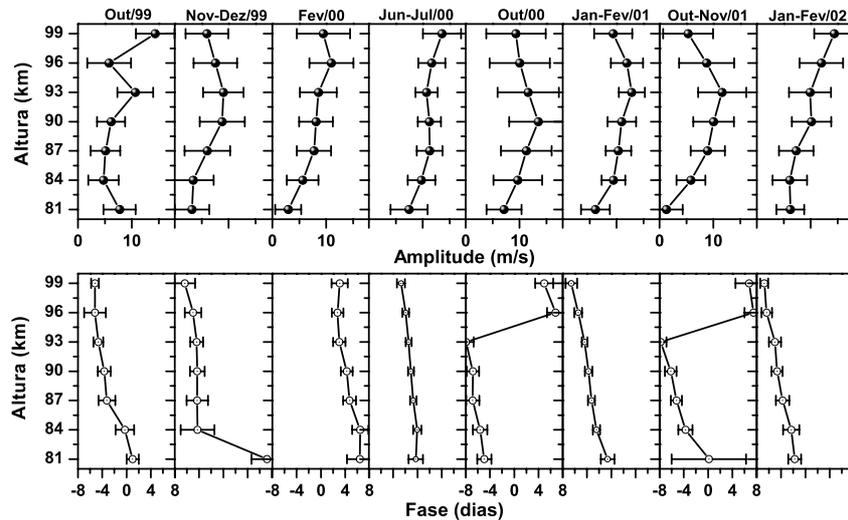


FIGURA 5.39 –Amplitudes e fases como uma função da altura das oscilações de 16 dias obtidas por análise harmônica para a componente zonal do vento de Cachoeira Paulista. Os pares de painéis superiores e inferiores representam os resultados para os períodos em que as oscilações mostraram-se mais intensas.

### 5.5.3 Discussão Sobre as Oscilações de 10 e de 16 Dias

Análises espectrais aplicadas a dados de ventos obtidos em latitudes próximas de 50° N indicam amplificação de oscilações com períodos de ~10 dias durante os meses de janeiro e fevereiro (Jacobi et al., 1998a). Através de observações via satélite, Hirooka

(2000) observou ocorrências de ondas de 10 dias na região da mesosfera durante os meses de novembro e dezembro no hemisfério norte, e nos meses de abril e maio no hemisfério sul, sendo que em maio o evento também foi observado no hemisfério norte.

As atividades das oscilações de quase 10 dias em Cachoeira Paulista mostraram grande variabilidade interanual, com ocorrências nos meses que antecedem o inverno na primeira série analisada, também verificadas em Adelaide e Jakarta, durante o inverno de 2001, e nos três solstícios de verão analisados. Os dados de Adelaide disponíveis nos dois primeiros solstícios de verão apresentaram evidências destas oscilações. Durante os solstícios de verão, a configuração do vento zonal médio na estratosfera, conforme mostra a Figura 2.4, não permite que ondas geradas nos níveis inferiores alcancem a alta atmosfera, logo a presença destas oscilações na alta mesosfera e baixa termosfera, observadas nos ventos de Cachoeira Paulista, pode ser atribuída à passagem da onda de um hemisfério para o outro, seguindo o escoamento para leste.

As estruturas verticais mostraram variação da amplitude com a altura nos eventos analisados, as quais não mostram regularidade entre as ocorrências. Amplitudes máximas assumiram valores entre 12 e 15 m/s. Em geral, os perfis verticais de fase indicaram propagação ascendente de energia, porém o evento de julho-agosto de 2001 mostrou propagação de fase ascendente. Os comprimentos de onda verticais, deduzidos a partir das inclinações de fase, resultaram em valores entre 50 e 104 km.

A presença das ondas de 16 dias na região da alta mesosfera e baixa termosfera tem sido bastante estudada. Climatologias realizadas para estas oscilações revelaram que as amplificações ocorridas durante os solstícios de inverno são em consequência da propagação vertical a partir dos níveis inferiores (Forbes et al., 1995). No entanto, estas ondas também foram observadas durante os solstícios de verão em ambos hemisférios (Williams e Avery, 1992; Forbes et al., 1995).

As análises dos ventos de Cachoeira Paulista permitiram a identificação de oscilações com períodos de 16 dias durante várias ocasiões ao longo das três seqüências analisadas para a componente zonal. Entretanto, os eventos foram observados principalmente durante os equinócios de primavera e solstícios de verão. Em apenas uma ocasião as

oscilações de 16 dias exibiram amplificação durante solstícios de inverno. Enquanto as observações realizadas em 33° S revelaram a presença episódica de oscilações 16 dias durante os solstícios de verão (Malinga e Poole, 2002), em Cachoeira Paulista estas oscilações estiveram presentes nas três situações de verão analisadas.

Conforme mencionado na Seção (2.2.2), a presença das oscilações de quase 16 dias durante os solstícios de verão têm sido interpretada como devida à transferência inter hemisférica da onda. Espy et al. (1997) identificaram assinaturas de ondas de 16 dias nas medidas de temperaturas rotacionais da  $OH^*$  nos anos de 1992 e 1994, porém as oscilações não foram registradas nos anos de 1993 e 1995. Os autores atribuíram esta variabilidade à presença da fase para leste da oscilação quase-bienal estratosférica, a qual bloquearia a passagem da onda gerada no hemisfério de inverno. Em um estudo mais detalhado dos efeitos da oscilação quase-bienal, Jacobi et al. (1998a) inferiu uma dependência estatística significativa das atividades de ondas planetárias com períodos entre 12 e 25 dias com a fase da oscilação quase-bienal, porém atividades durante a fase para oeste da oscilação foram verificadas. Contudo, deve-se salientar que os estudos numéricos de Forbes et al. (1995) mostraram que a onda de 16 dias não sofre influências significativas da oscilação quase-bienal.

A partir de observações realizadas em Sheffield, Mitchell et al. (1999) identificaram a presença da onda de quase 16 dias em todos os solstícios de verão analisados, e sugeriram três hipóteses para a sua presença durante esta estação do ano: 1) a fase da oscilação quase-bienal não se constitui numa barreira impermeável para a propagação inter hemisférica da onda de 16 dias; ou 2) a onda é localmente gerada; ou 3) a onda cruza o equador em alturas acima da influência da oscilação quase-bienal.

Em recente trabalho, Namboothiri et al. (2002) apresentaram um estudo climatológico das ondas de quase 16 dias observadas nos dados de ventos obtidos entre 1996 e 2000 em Yamagawa (31,2° N), Japão. Quando das observações das ondas em Cachoeira Paulista durante os equinócios de primavera do hemisfério sul nos anos de 1999 e de 2000, também foram registradas ondas de 16 dias nos dados de Yamagawa, sendo que as atividades em 2000 são mais evidentes. As ocorrências verificadas durante os meses

de janeiro-fevereiro de 2000 também são evidentes em ambas as localidades. Durante o solstício de inverno do hemisfério sul em 1999, as duas localidades não exibiram oscilações de quase 16-dias, entretanto, no solstício de inverno de 2000 as atividades foram intensas em ambos os hemisférios.

Como durante os solstícios de verão as condições do vento zonal médio na estratosfera não permitem a propagação vertical destas ondas durante esta época do ano, a sua presença em ambos os hemisférios nos meses de janeiro-fevereiro, e nos meses de junho-julho de 2000, concordam com a premissa de que estas ondas são geradas no hemisfério de inverno e atravessam o equador na direção do hemisfério de verão, não sendo afetadas pela oscilação quase-bienal. Conforme discutido na Seção (7.1), a ausência de ondas planetárias na alta mesosfera e baixa termosfera do hemisfério sul durante os solstícios de inverno pode estar associada à intensidade do escoamento estratosférico, que por sua vez deve ser afetado pela fase da oscilação quase-bienal equatorial.

Portanto, nas ocasiões de inverno em que o escoamento estratosférico para leste estiver muito intenso as ondas não alcançarão a mesosfera e, conseqüentemente, também não serão observadas no hemisfério de verão; porém, se os níveis de intensidade do escoamento estratosférico permitirem, as ondas se propagarão até as camadas mais elevadas da atmosfera. É possível que durante solstício de inverno austral de 1999, a primeira situação tenha ocorrido e as ondas não alcançaram a alta atmosfera, enquanto a segunda suposição pode ter acontecido na mesma estação do ano de 2000, quando as ondas alcançaram a mesopausa. As ondas observadas em Cachoeira Paulista durante os solstícios de verão também estão em acordo com este entendimento, visto que o escoamento estratosférico típico do inverno no hemisfério norte apresenta intensidade menor do que a verificada no hemisfério sul durante os respectivos solstícios de inverno, possibilitando a propagação da onda através da estratosfera até a alta atmosfera, e conseqüente invasão inter-hemisférica.

O comportamento vertical das oscilações de quase 16 dias mostrou que, na maioria das atividades analisadas, as amplitudes cresceram com a altura, atingindo valores máximos

de 14 m/s na camada centrada em 90 km ou acima, independentemente da estação do ano. Quando as atividades das ondas foram mais intensas em Sheffield, entre janeiro e meados de abril, as amplitudes deduzidas dos dados de radar meteórico alcançaram máximos de 14 m/s. Em Saskatoon, os ventos de radar MF revelaram amplitudes máximas de 12 m/s (Luo et al., 2000).

Perfis verticais de fase revelaram comportamentos compatíveis com a energia ascendente, e os comprimentos de onda verticais assumiram valores entre 40 e 60 km para os equinócios de primavera, em torno de 70 km no inverno, e cerca de 60 km nos solstícios de verão. Luo et al. (2002a) estimaram comprimentos de onda vertical entre 30 e 60 km, a partir de observações da região da alta mesosfera e baixa termosfera em Saskatoon e London.

## **5.6 – Interações Entre Oscilações**

Resultados de algumas investigações sugerem que a interação não linear entre componentes de marés, ou entre as marés e ondas planetárias podem causar variabilidade nas amplitudes e fases das marés (Pancheva, 2000). A possibilidade de diferentes ondas planetárias interagirem não linearmente também tem sido investigada. Por exemplo, a interação não linear entre a onda de 2 dias e ondas de períodos longos, como as ondas de 10 e de 16 dias, mostrou-se um processo regular na alta mesosfera da região européia (Jacobi et al., 1998b). Nesta seção, serão apresentados os resultados da investigação de possíveis relações entre as ocorrências de ondas planetárias e a componente da maré diurna, como também entre modos de ondas planetárias, presentes nos ventos meteóricos de Cachoeira Paulista. Os resultados aqui apresentados são preliminares e servem de sugestão para a realização de estudos adicionais.

### **5.6.1 Possíveis Interações entre Maré Diurna e Ondas Planetárias**

Apesar de sua presença regular na região próxima a mesopausa sobre Cachoeira Paulista, as amplitudes da maré atmosférica diurna apresentaram variabilidade ao longo do tempo. Dentre os mecanismos que podem causar variabilidade na amplitude e fase das marés, mencionados na Seção (2.2.4), aqui será considerado apenas a interação não linear entre a componente de maré e ondas planetárias.

Para investigar prováveis interações entre a maré diurna e atividades de ondas planetárias, as amplitudes da maré diurna foram determinadas através de análise harmônica para seqüências formadas por 4 dias de dados, seguindo o mesmo procedimento descrito na Seção (5.3.1), porém os segmentos sucessivos foram movidos a cada três horas.

Uma vez que modulações nas amplitudes das marés sugerem interações não lineares entre esta e uma onda cujo período é o da modulação, as amplitudes resultantes foram então submetidas à análise espectral. Os resultados mostraram várias ocasiões em que as amplitudes da maré diurna são moduladas com períodos entre 4 e 32 dias, principalmente em períodos longos, em ambas as componentes. Porém, comparando-se os espectros para as amplitudes da maré diurna com os espectros dos ventos, verificou-se que na maioria das vezes não existiu correspondência entre determinados eventos de modulação e a presença de oscilações nos ventos com a mesma periodicidade. No que segue, serão abordados dois casos em que as presenças das ondas primárias e secundárias foram observadas nos dados de vento.

Durante os meses junho e julho de 2000 foram observadas fortes flutuações com períodos próximos de 16 dias nas amplitudes zonal dos ventos de Cachoeira Paulista. No mesmo período as amplitudes da maré diurna mostraram modulações em períodos longos, inclusive próximos de 16 dias, em ambas as componentes. Nas Figuras 5.40 e 5.41 são mostrados os periodogramas de Lomb-Scargle das componentes zonal e meridional do vento, e das amplitudes da maré diurna representativos do período entre junho e agosto de 2000, obtidos para a camada atmosférica centrada em 90 km.

Examinando o periodograma resultante para a componente zonal dos ventos na Figura 5.40, além dos picos nas vizinhanças dos períodos da maré diurna e de 16 dias, é fácil distinguir outros picos próximos de 0,85; 0,94; 1,04; e 1,07 dia. O periodograma para as amplitudes da maré diurna da componente zonal exibe claramente modulações com períodos próximos de 16 e de 24 dias, sugestivos de interações não lineares entre a maré diurna e oscilações com estas periodicidades.

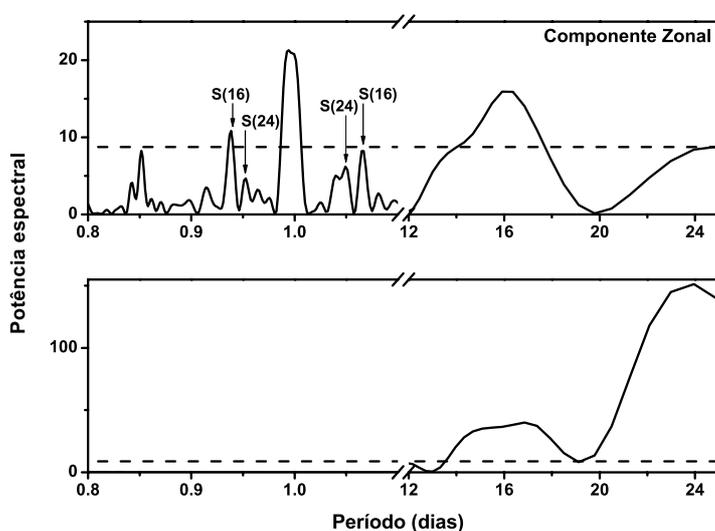


FIGURA 5.40 –Periodogramas de Lomb-Scargle correspondentes às amplitudes zonal dos ventos (painel superior) e da amplitude da maré diurna (painel inferior) para o solstício de inverno de 2000, obtidos para a camada centrada em 90 km. A linha tracejada indica um nível 90% de confiança.

De acordo com a teoria da interação não linear, o acoplamento entre a maré diurna e oscilações com períodos de ~16 dias resulta numa família de ondas secundárias, dentre as quais duas delas com frequências que são a soma e a diferença das frequências da maré diurna e da onda de 16 dias, ou seja, duas ondas nas frequências 1,06 e 0,94 ciclos/dia, cujos períodos encontram-se próximos de 0,94 e 1,07 dia. Estes picos presentes no periodograma referente as amplitudes zonal dos ventos estão indicados pelas setas e identificados como S(16). Já o acoplamento entre a maré e oscilações com

períodos próximos de 24 dias inclui como resultado duas oscilações com frequências de 1,04 e 0,96 ciclos/dia, ou períodos de 0,96 e 1,04 dia, também indicados no periodograma como S(24).

Apesar da ausência de picos referentes a oscilações com períodos próximos a 16 e 24 dias no periodograma resultante para a componente meridional dos ventos (Figura 5.41), o periodograma para as amplitudes da maré diurna meridional exibe picos próximos destes períodos longos. Dos picos referentes às periodicidades produzidas pelos acoplamentos, verificados para a componente zonal, apenas aquele resultante da soma da frequência da maré diurna com a das oscilações de 16 dias se distingue das demais, isto é, o pico próximo a 0,94 dia.

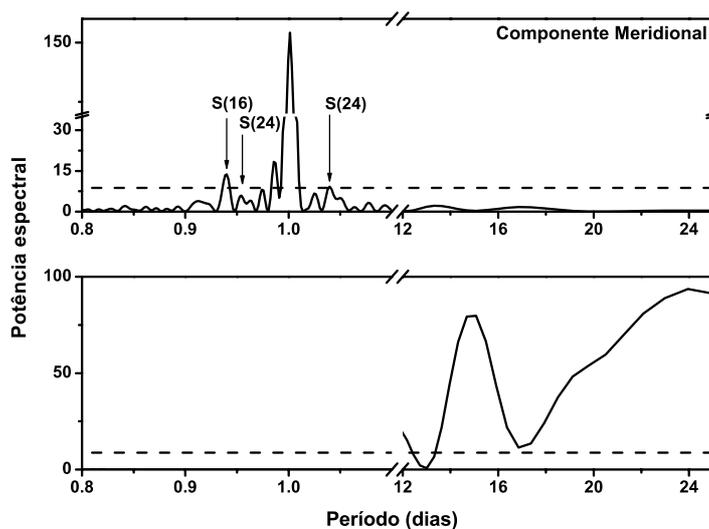


FIGURA 5.41 –O mesmo que a Figura 5.40, porém para a componente meridional.

Os bi-espectros correspondentes à camada centrada em 90 km de altura, para as componentes zonal e meridional do vento, obtidos para o período entre junho e agosto de 2000 são mostrados na Figura 5.42. No processamento das análises foram considerados 9 segmentos contendo 48 dias de dados, com 5 dias de sobreposição. A figura para a componente zonal exibe máximos nas bi-frequências próximas a (0,06 e

0,04, 1,06 e 1,04) ciclos/dia, correspondendo aos tripletos da soma (16 e 24, 1, 0,94 e 0,96) dias. Os picos correspondentes aos tripletos da diferença (0,06 e 0,04, 0,94 e 0,96) ciclos/dia, não aparecem no bi-espectro, apesar do periodograma dos ventos da Figura 4.40 indicar a presença destas oscilações secundárias. As ausências destes picos podem decorrer do fato do bi-espectro não ter resolução suficiente para discriminar entre os tripletos da soma e da diferença e, portanto, todos os tripletos estariam incorporados no pico alargado.

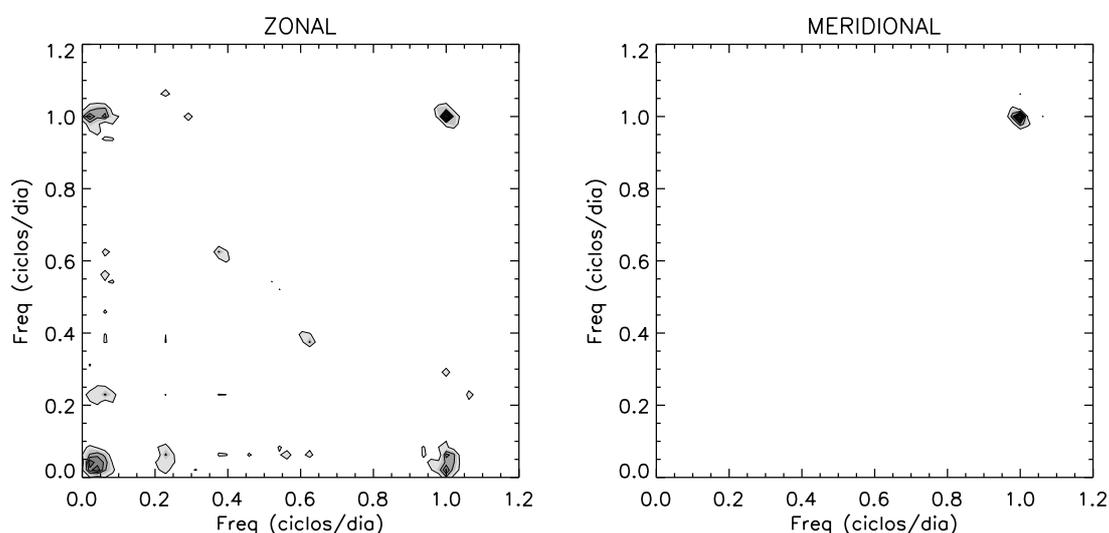


FIGURA 5.42 –Análises bi-espectrais para os dados de vento zonal (esquerda) e meridional (direita) representativas do período entre junho e agosto de 2000, para a camada centrada em 90 km. Segmentos de 48 dias, movidos em 5 dias, foram usados nas análises.

Com relação ao bi-espectro correspondente a componente meridional dos ventos, como esperado, não aparece nenhuma indicação de acoplamento entre as oscilações. Uma vez que o periodograma para os ventos desta componente não exhibe picos referentes a oscilações de períodos longos (16 e 24 dias), nenhum tipo de acoplamento deveria ser indicado pelo bi-espectro, visto que a estimativa da dependência estatística entre as oscilações é realizada apenas nos dados desta componente.

Durante o solstício de verão de 2000-2001, oscilações com períodos próximos de 16 dias e maiores, também foram registradas para todas as camadas da componente zonal dos ventos. Na Figura 5.43 são mostrados os periodogramas de Lomb-Scargle referentes a componente zonal dos ventos representativos dos meses do verão 2000-2001, na camada centrada em 90 km. Novamente, picos nas vizinhanças de um dia, sugestivos de acoplamento entre a maré diurna e oscilações de períodos longos, se distinguem.

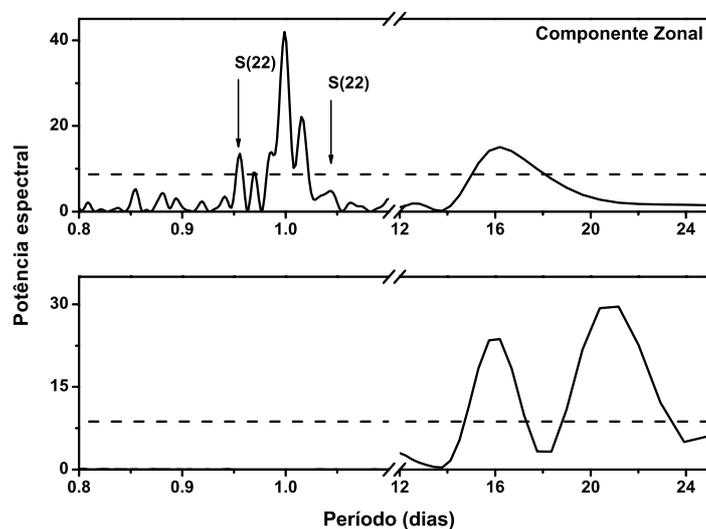


FIGURA 5.43 –Periodogramas de Lomb-Scargle correspondentes a componente zonal dos ventos (painel superior) e para as amplitudes da maré diurna (painel inferior) para o solstício de verão de 2000/2001, obtidos para a camada de 90 km. A linha tracejada indica um nível 90% de confiança.

O periodograma referente às amplitudes da maré diurna exibe picos que indicam a modulação destas amplitudes nas periodicidades próximas a 16 e 21 dias. Diferentemente da situação estudada anteriormente para o solstício de inverno, a componente zonal dos ventos exibe energia espectral distinta apenas em períodos próximos àqueles das oscilações secundárias geradas pelos tripletos da soma das frequências, ou seja, energia espectral com períodos próximos de 0,95 dia.

No caso dos periodogramas para a componente meridional (Figura 5.44), os ventos exibiram energia associada à periodicidade próxima de 24 dias, enquanto que para as amplitudes da maré diurna verifica-se energia espectral significativa em períodos próximos de 16 e de 22 dias. Assim como no caso da componente zonal, não foram verificados picos de energia espectral significativa em períodos próximos de 1,05 dia, enquanto que para períodos próximos de 0,95 dia podem ser vistos dois picos distintos.

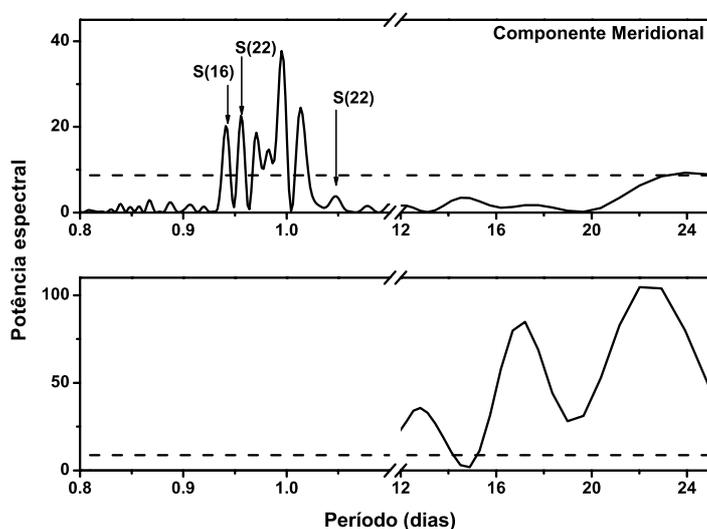


FIGURA 5.44 –O mesmo que a Figura 5.43, porém para a componente meridional.

Os resultados das análises bi-espectrais, mostrados na Figura 5.45, revelam vários máximos sugestivos de acoplamento entre diversas frequências, principalmente para a componente zonal, dentre os quais aqueles nas bi-frequências próximas a (0,05, 1,05) ciclos/dia, correspondendo aos tripletos da soma de oscilações com períodos próximos de (16, 1, 0,95) dias, como também os correspondentes aos tripletos da diferença (0,05, 0,95) ciclos/dia. Para a componente meridional, foram revelados máximos nas bi-frequências próximas de (0,05, 1,05) e (0,05, 0,95) ciclos/dia, sugestivo do acoplamento entre os períodos próximos de 24 dias e da maré diurna. Chama a atenção os máximos nas bi-frequências correspondentes aos acoplamentos entre as oscilações de 2 dias e a maré, como também entre a onda de 2 dias e oscilações de

períodos longos, em ambas as componentes dos ventos. Este assunto será abordado na próxima Seção.

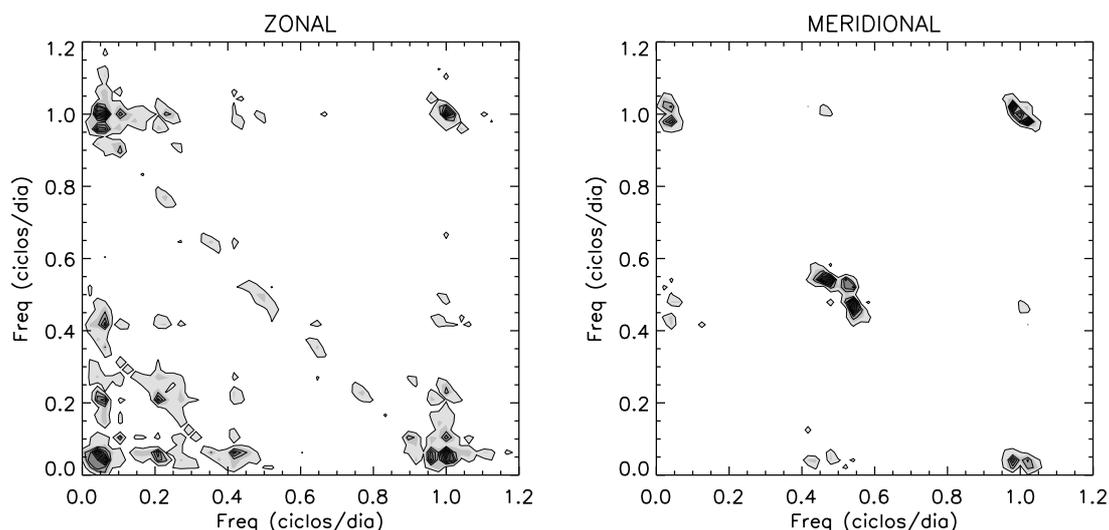


FIGURA 5.45 –Análises bi-espectrais para os dados de vento zonal (esquerda) e meridional (direita) representativas do período entre dezembro 2000 e fevereiro de 2001, para a camada centrada em 90 km. Segmentos de 48 dias, movidos de 5 dias, foram usados nas análises.

### 5.6.2 Relação entre a Onda de 2 Dias e Outras Oscilações

Por se tratar de uma oscilação que exhibe regularmente amplitudes elevadas nos solstícios de verão, a relação entre a onda de 2 dias e outros modos de ondas presentes na região da alta mesosfera e baixa termosfera tem sido objeto de vários estudos. Uma possível interação não linear entre a onda de 2 dias e a maré diurna resultaria, dentre uma família de ondas, numa oscilação com período próximo a 16 horas e outra com período próximo ao da própria onda de 2 dias. No caso de uma interação não linear entre a onda de 2 dias e a maré semidiurna, as ondas secundárias geradas teriam períodos de 9,6 e de 16 horas.

Para examinar possíveis relações entre a onda de 2 dias e as marés, diurna e semidiurna, os ventos medidos sobre Cachoeira Paulista foram submetidos a filtros passa-banda, para os intervalos de períodos de 44-52, 22-26, 15-17, e 11-13 horas, centrados em 48, 24, 16, e 12 horas, respectivamente. As amplitudes dos ventos resultantes das filtrações para a camada centrada em 90 km são representadas na Figuras 5.46 para a componente meridional.

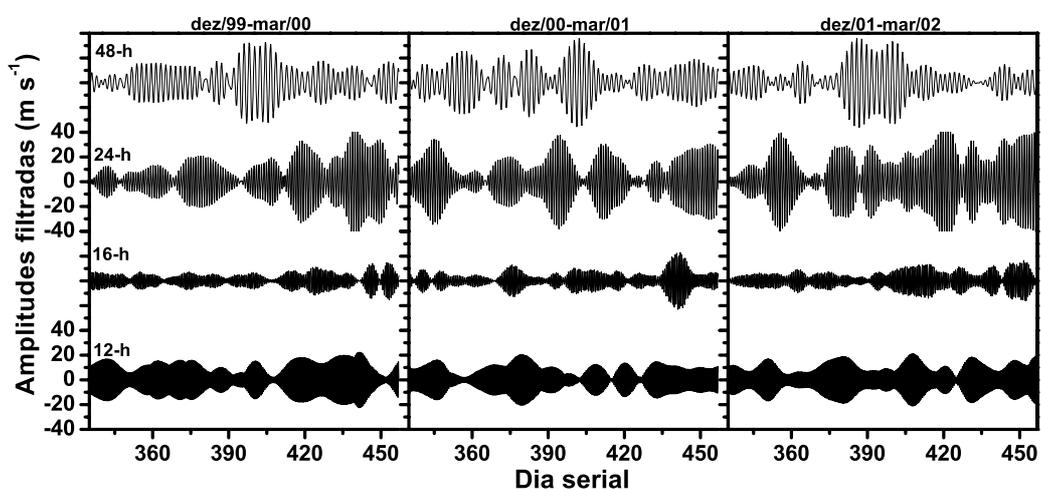


FIGURA 5.46 –Comparações entre as amplitudes filtradas dos ventos da componente meridional para oscilações com períodos de 2 dias, 24 h, 16 h, e 12 h, representativas dos solstícios de verão de 1999/2000, 2000/2001, e 2001/2002, na camada centrada em 90 km. As bandas de passagens usadas foram 44-52, 22-26, 15-17, e 11-13 horas, centradas em 48, 24, 16, e 12 horas.

FONTE: Adaptada de Lima et al. (2004).

Uma vez que as amplitudes das oscilações de 2 dias foram baixas para a componente zonal, as análises se concentraram na componente meridional. Como pode ser visto na Figura 5.46, o comportamento temporal das amplitudes das oscilações de 16 horas mostra variabilidade entre os solstícios. Em geral, as amplitudes das oscilações de 16 horas foram baixas durante os três solstícios, para ambas as componentes e, embora

apresentem intensificações eventuais, não foi evidenciada alguma relação com as oscilações de 2 dias.

A Figura 5.47 mostra os periodogramas de Lomb-Scargle obtidos para os meses em que ocorreram eventos intensos de ondas de 2 dias sobre Cachoeira Paulista, ou seja, de janeiro e fevereiro de 2000, de dezembro de 2000 até fevereiro de 2001, e de janeiro e fevereiro de 2002. Como pode ser visto, apenas o periodograma correspondente aos meses de janeiro-fevereiro de 2000, para a componente zonal, exibe um pico associado a oscilações de 16 h. Portanto, a partir destas análises não foi possível verificar alguma correspondência entre as presenças das oscilações de 16 horas, maré diurna e ondas de 2 dias.

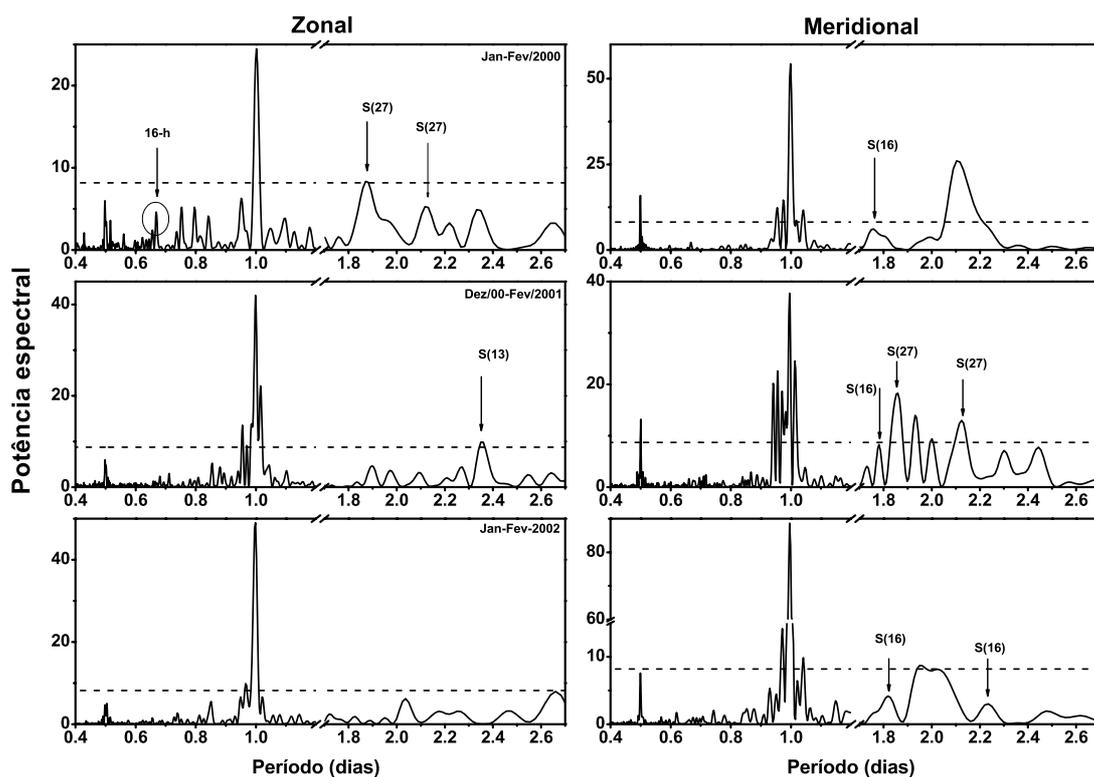


FIGURA 5.47 –Periodograma de Lomb-Scargle correspondente as amplitudes zonal e meridional dos ventos para meses dos três solstícios de verão. A linha tracejada indica um nível 90% de confiança.

Nas vizinhanças de 2 dias observam-se alguns picos sugestivos de acoplamento entre a ondas de 2 dias e de períodos longos, principalmente para a componente meridional durante o segundo solstício de verão analisado.

Conforme descrito na Seção (5.5), as amplitudes da componente zonal dos ventos sobre Cachoeira Paulista exibiram oscilações com períodos próximos a 16 dias durante os três solstícios de verão observados. Energias associadas a oscilações com períodos entre 24 horas e 2 dias também foram detectadas na componente meridional, durante o segundo solstício de verão, em análises espectrais realizadas com os dados de ventos. O acoplamento entre as ondas de 2 dias e de ~16 dias geraria duas ondas secundárias com períodos próximos de 1,78 e 2,28 dias, enquanto que a interação não linear entre as ondas de 2 e de 27 dias teria como resultado duas ondas secundárias com períodos próximos de 1,86 e 2,16 dias. A presença de picos em periodicidades próximas aos destas possíveis ondas secundárias, é indicada na figura.

A verificação de possíveis acoplamentos entre as ondas de 2 dias e oscilações de períodos longos também foi realizada através de análises de bi-espectro, conforme descrição da Seção (5.6.1.1). Os bi-espectros correspondentes ao primeiro solstício de verão analisado, os quais são mostrados na Figura 5.48, revelaram máximos sugestivos de acoplamento entre ondas de 2 dias e de quase 27 dias para as componentes zonal e meridional. Como esperado, a componente meridional não exibiu máximo sugestivo de interação não linear entre oscilações de 2 e 16 dias, visto que as oscilações de 16 dias não apresentaram amplitudes significativas nesta componente, conforme descrito na Seção (5.5.2).

Para o segundo solstício, o bi-espectro referente a componente meridional revela máximos sugestivos de interações não lineares entre oscilações de 2 dias e ondas de períodos longos, entretanto o mesmo não ocorreu para a componente zonal, conforme mostra a Figura 5.45 da Seção (5.6.1.1). Os bi-espectros correspondentes as componentes dos ventos do terceiro verão não sugerem acoplamento entre a onda de 2 dias e outras oscilações.

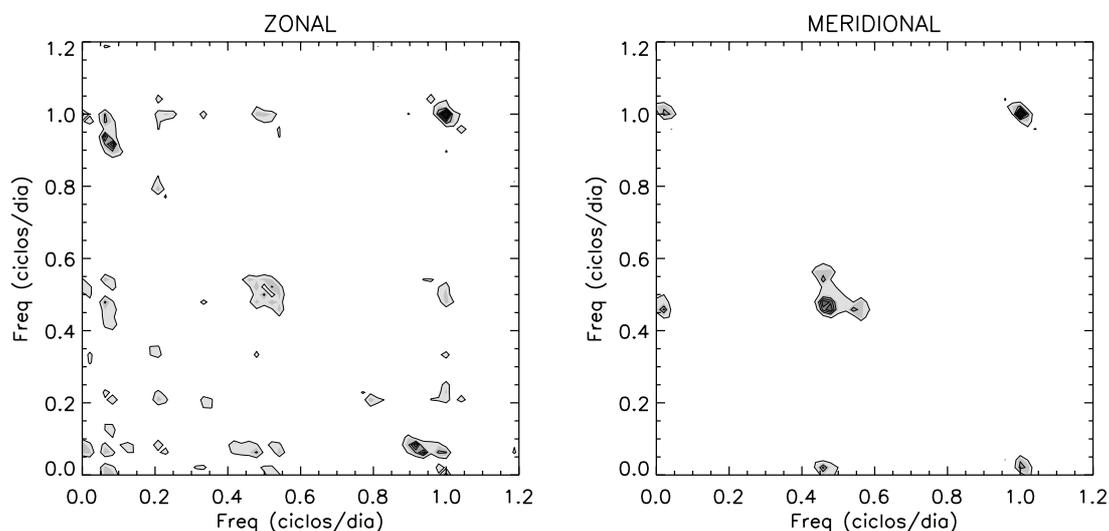


FIGURA 5.48 –Análises bi-espectrais para os dados de vento zonal (esquerda) e meridional (direita) representativas do período entre dezembro 1999 e fevereiro de 2000, para a camada centrada em 90 km. Segmentos de 48 dias, movidos em 5 dias, foram usados nas análises.

### 5.6.3 Possíveis Relações entre as Oscilações de 6,5 Dias e Outras Ondas

Durante o equinócio de primavera de 2000, foram registradas oscilações intensas com período próximo de 6,5 dias. Na ocasião também foram registradas oscilações com períodos entre 10 e 16 dias, e próximos de 4 dias, sugerindo uma possível relação entre estas oscilações e a de 6,5 dias. No caso de uma interação não linear entre uma onda de 6,5 dias e a de 10 dias, uma onda de 4,0 dias e uma outra de 18,6 dias seriam geradas. Já uma interação entre a onda de 4,0 e a de 10 dias teria como produto uma onda de 2,8 dias e uma de 6,7 dias.

Para averiguar uma possível relação entre estas oscilações, a Figura 5.49 mostra os periodogramas de Lomb-Scargle resultantes de três momentos durante o equinócio de primavera de 2000. Os periodogramas foram obtidos para a componente zonal dos ventos em 90 km de altura, para seqüências contendo de 32 dias de dados, deslocados

por 15 dias, iniciando-se em outubro. A linha tracejada indica um nível de 90% de confiança.

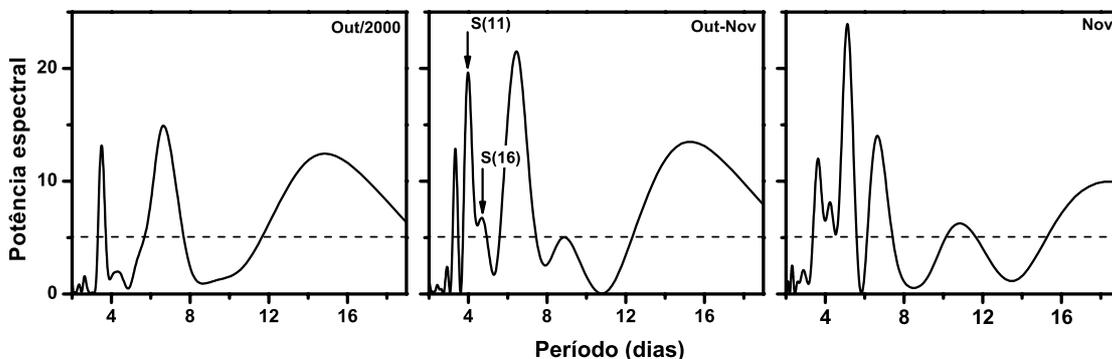


FIGURA 5.49 –Periodogramas de Lomb-Scargle correspondentes às amplitudes zonal dos ventos representativos de outubro (esquerda), entre 15 de outubro e 16 de novembro (centro), e de novembro de 2000 (direita). Sequências contendo 32 dias da camada centrada em 90 km de altura foram utilizadas. A linha tracejada indica um nível 90% de confiança.

As presenças dos picos adicionais próximos de 4 dias sugerem uma possível interação não linear entre as oscilações de 6,5 dias e as oscilações de períodos longos. A interação entre uma oscilação com período de 11 e a de 6,5 dias resultaria em uma onda de quase 4-dias, indicada na Figura por S(11), e uma outra de quase 16dias. A interação entre as oscilações de 16 e 6,5 dias teria como resultado uma onda de 4,6 dias, identificada como S(16), e uma outra de quase 11 dias. Os periodogramas de Lomb-Scargle para as demais camadas (não mostrados), exibiram a presença do pico próximo de 4 dias, porém o pico próximo a 4,6 dias apareceu apenas nas camadas centradas em 87 e 90 km de altura.

O pico de energia espectral próximo a 6,5 dias é visto nos três painéis, indicando a presença desta oscilação neste intervalo de tempo considerado. No segundo painel surge um pico próximo de 4 dias e um outro menor, próximo de 4,6 dias. A presença de oscilações de períodos longos é caracterizada por um largo pico cujo período central move-se na direção de períodos mais longos com o passar do tempo. Voltando a Figura 5.30 na Seção (5.4.1), pode-se observar que as oscilações de períodos longos mostram um período crescente à medida que a atividade evolui. Na mesma figura

também é possível perceber a presença de energia espectral fraca em períodos próximos de 10 dias na camada centrada em 84 km, a qual desaparece com o surgimento de energia espectral nos períodos próximos de 4 dias, e retorna após o desaparecimento desta no início de novembro.

Na Figura 5.50 são mostrados os bi-espectros correspondentes as camadas centradas em 84 e 90 km, para o intervalo de observação compreendido entre 15 de agosto e 15 de dezembro de 2000. A presença de máximos sugestivos de acoplamentos não lineares entre ondas com frequências entre 0,06 e 0,07 ciclos/dia (~16 dias), e ondas nas frequências entre 0,15 e 0,16 ciclos/dia (~6,5 dias), e desta com ondas nas frequências entre 0,08 e 0,09 ciclos/dia (~11 dias), podem ser claramente vistos no bi-espectro dos ventos em 84 km de altura.

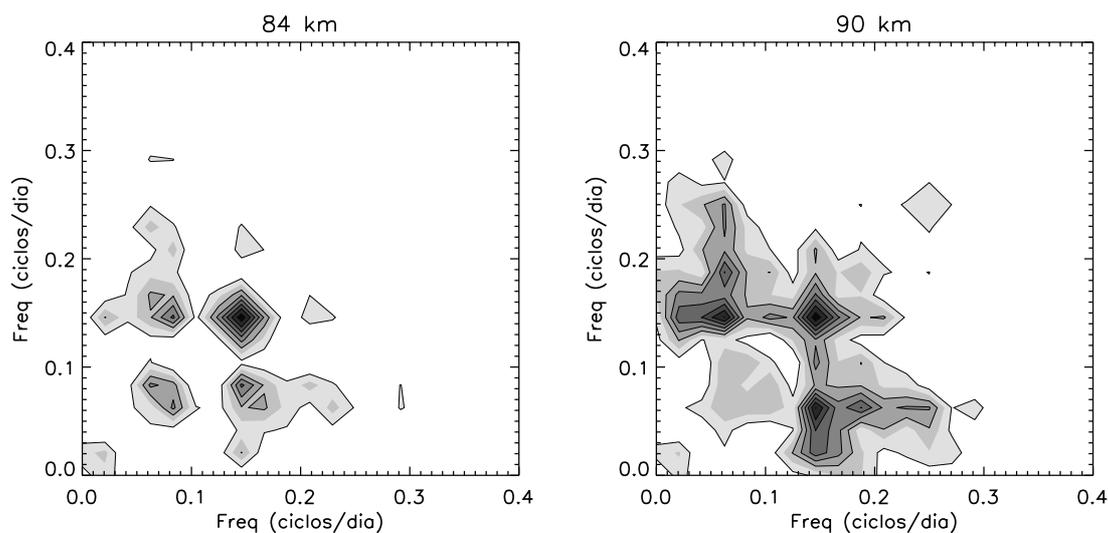


FIGURA 5.50 –Bi-espectros correspondentes aos dados de vento zonal na camada centrada em 84 km (esquerda) e em 90 km (direita) representativas do período 15 de agosto e dezembro de 2000. Segmentos de 48 dias, movidos em 5 dias, foram usados nas análises.

Para a camada centrada em 90 km, as possibilidades de acoplamento entre as oscilações aparecem em maior quantidade. Mais uma vez destacam-se os máximos sugestivos de acoplamento entre as ondas de ~6,5 e de quase 16 dias, e de ~6,5 com uma onda de

quase 10 dias. Um possível acoplamento entre as ondas de  $\sim 4$ , e de 10 e  $\sim 16$  dias, respectivamente, também aparecem no bi-espectro, porém em menor intensidade. O acoplamento entre as ondas de 4 e de 10 dias resultaria numa onda de quase 2,8 e outra de 6,7 dias, enquanto entre as ondas de 4 e de 16 dias seriam geradas ondas de 3,2 e de 5,3 dias. Energia espectral em períodos próximos a 3,2 dias pode ser visto no painel central da Figura 5.48, referente ao intervalo de observação entre 15 de outubro e 15 de novembro, enquanto um forte pico de energia espectral em períodos próximos de 5,3 dias é exibido no painel da direita, representativo do mês de novembro de 2000.

#### **5.6.4 Discussão Sobre Possíveis Interações entre os Modos Observados**

Uma das características marcantes dos ventos horizontais de Cachoeira Paulista é a presença da maré diurna, a qual mostra grande variabilidade ao longo do tempo. Variações regulares observadas na amplitude e fase dos modos de marés atmosféricas com períodos similares àqueles de ondas planetárias têm sido atribuídas a interações não lineares entre as marés e ondas planetárias cujos períodos são os da modulação (Teitelbaum e Vial, 1991).

As análises da amplitude da maré diurna deduzida das componentes dos ventos de Cachoeira Paulista revelaram episódios de modulação, principalmente em períodos longos de ondas planetárias, sugerindo que o processo possui um caráter intermitente. Conforme foi discutido nas seções anteriores, atividades de ondas planetárias intensas foram identificadas nos ventos de Cachoeira Paulista ao longo do período observado, porém, em muitos casos não foram reveladas modulação na amplitude da maré diurna nos períodos das flutuações presentes nos ventos. Também foram registradas ocasiões em que as amplitudes da maré diurna sugeriram modulações, no entanto os ventos da região meteórica não apresentaram indicação de ondas planetárias nos períodos da modulação. Nestes casos, os acoplamentos podem ter ocorrido em alturas inferiores, onde provavelmente as ondas planetárias estariam presentes, sendo que apenas a maré diurna, cuja amplitude já se encontra modulada, alcança a região de observação.

Dentre os vários episódios em que foram observadas modulações da amplitude da maré diurna em períodos de ondas planetárias nos ventos da região da alta mesosfera e baixa termosfera em Cachoeira Paulista, apenas dois casos foram abordados, os quais revelaram as presenças das ondas primárias e secundárias nos dados.

Os resultados apresentados na Seção (5.6.1) sugeriram a ocorrência de acoplamento não linear entre a maré diurna e as oscilações de quase 16 dias durante o solstício de inverno de 2000. Na mesma época do ano também foram sugeridas interações não lineares entre a maré diurna e oscilações com períodos próximos de 24 dias. Durante o verão de 2000-2001, mais uma vez foram revelados indícios de acoplamentos não lineares entre a maré diurna e as oscilações com períodos de 16 e de 24 dias.

Simulações numéricas utilizando um modelo de circulação geral (Palo et al., 1999) evidenciaram que as amplitudes das marés migrantes decrescem quando as ondas de 2 dias são consideradas no modelo. Os resultados das simulações também evidenciaram interações não lineares entre a onda de 2 dias e marés migrantes. As observações dos ventos sobre Tirunelveli mostraram anticorrelação entre as ocorrências de ondas de 2 dias e a maré diurna, como também a presença de oscilações com período de 16 horas, proporcionando um indicativo de interação entre elas (Gurubaran et al., 2001). Ainda de acordo com este estudo, energia da maré diurna seria transferida para a onda de 16 horas quando do processo de interação.

Conforme discutido na Seção (5.3.4), durante os eventos em que as amplitudes das ondas de 2 dias alcançaram intensidades elevadas, foram evidenciadas anticorrelação entre as amplitudes destas ondas e as da maré diurna. Porém, nas ocasiões em que as amplitudes referentes às oscilações de 16 horas apresentaram indícios de intensificação, as amplitudes da maré diurna também apresentam intensidades significativas, enquanto as amplitudes da onda de 2 dias já haviam sido enfraquecidas, o que pode ser visto na Figura 5.45.

Indícios de acoplamento não linear entre a onda de 2 dias e oscilações de períodos longos foram revelados nos dois primeiros solstícios de verão observados em Cachoeira Paulista.

Durante as ocorrências mais intensas das oscilações de 6,5 dias observadas em Cachoeira Paulista, no equinócio de 2000, também foram registradas oscilações com períodos entre 10 e 16 dias e uma forte oscilação com período de quase 4 dias. A partir de observações estratosféricas via satélite durante 1994, Talaat et al. (2002) também revelaram as presenças de oscilações com períodos de 6,5, 10, e 4 dias quase simultaneamente. Os autores sugeriram uma possível relação entre estas oscilações ou então, que as três ondas estariam de alguma forma relacionadas a um mesmo mecanismo de geração. No entanto, nenhuma investigação objetivando averiguar a possibilidade de acoplamento não linear entre as oscilações foi conduzida até então.

Conforme pode ser visto na Figura 5.30, eventos de energia espectral associados a oscilações com períodos próximos de 4, 6,5, 10, e 16 dias estão presentes na componente zonal dos ventos de Cachoeira Paulista durante o intervalo considerado. As oscilações de períodos entre 10 e 16 dias mostram uma evolução a partir de meados do mês de setembro, em que os períodos parecem aumentar com o tempo. Estas oscilações experimentam um máximo cerca de um mês depois e enfraquecem no final de outubro. O segundo estágio das oscilações de quase 6,5 dias inicia-se em 16 de outubro, enquanto as oscilações de 4 dias começam a aparecer no dia 31 de outubro, justamente quando as oscilações de quase 6,5, 10 e de 16 dias enfraquecem.

Os periodogramas de Lomb-Scargle mostrados na Figura 5.50 exibem picos em períodos próximos de 6,5 dias nos meses de outubro e novembro de 2000, e um pico largo centrado em 14 dias em outubro, cujo período central desloca-se para períodos maiores na seqüência. Picos adicionais em períodos próximos de 3,2, 4, 4,6, e 5,3 dias também aparecem no intervalo de tempo analisado.

Os acoplamentos não lineares entre as oscilações com períodos de quase de 6,5, 10, e 16 dias foram confirmados através de análises de bi-espectro, as quais foram aplicadas aos dados de ventos obtidos entre 15 de agosto e 15 de dezembro de 2000. De acordo com estas análises, existem fortes indícios de que as oscilações de quase 4 dias, observadas no início de novembro na componente zonal dos ventos em Cachoeira Paulista, foram de fato geradas pela interação não linear entre oscilações com períodos próximos de 6,5

e de 10 dias. Ainda de acordo com as análises de bi-espectro, este acoplamento não linear mostrou-se mais evidente para os dados correspondentes a camada inferior, centrada em 84 km de altura.

Os resultados das análises, principalmente para a camada centrada em 90 km, mostraram que as oscilações de quase 6,5 dias também interagiram não linearmente com as de quase 16 dias, gerando as oscilações com períodos de quase 4,6 dias. Ainda foram revelados indícios de acoplamentos não lineares entre as oscilações de 4 dias (secundária) e a de 16 dias com conseqüente geração de oscilações com períodos próximos de 3,2 e 5,3 dias.

Analisando as amplitudes dos ventos após serem submetidas aos filtros passa banda com períodos de cortes centrados em 10 dias e em 16 dias para as observações obtidas entre abril de 2000 e março de 2001, mostrados nas Figuras 5.32 e 5.36, respectivamente pode-se observar que, entre os dias 260 e 315, ou seja, entre 16 de setembro e 10 de novembro, as amplitudes resultantes para 10 dias foram baixas e exibiram grande variabilidade com a altura, enquanto as amplitudes resultantes para 16 dias apareceram regularmente com intensidade significativa em todas as camadas.

Com base nestas observações, reforçadas pelas informações de Talaat et al. (2002) para a estratosfera e, levando-se em consideração os periodogramas de Lomb-Scargle correspondentes as sete camadas, tudo leva a crer que as interações não lineares entre as oscilações de quase 6,5 e 10 dias ocorreram em alturas inferiores a 80 km, onde provavelmente suas amplitudes teriam sido maiores, com conseqüente propagação das oscilações de quase 4 e 6,5 dias até a região da mesopausa, muito embora a interação não linear entre ondas pode ser forte até mesmo no caso em que as amplitudes são moderadas (Teitelbaum e Vial, 1991).

Com relação ao acoplamento entre as oscilações de 6,5 e 16 dias, as análises apontam para uma interação não linear localizada nas camadas centradas em 87 e 90 km.

As evidências de acoplamento local entre as oscilações com períodos de ondas planetárias, e entre estas e a maré diurna foram abordadas aqui em caráter preliminar e, portanto, propõe-se que se encaminhe uma investigação mais detalhada deste tema.

## CAPÍTULO 6

### VARIAÇÕES DE ESCALA PLANETÁRIA NA LUMINESCÊNCIA

Os efeitos oscilatórios causados por ondas atmosféricas na intensidade das emissões noturnas da luminescência atmosférica e nas temperaturas inferidas a partir destes parâmetros, tem sido objeto de estudos, principalmente àqueles devidos a ondas de gravidade e marés atmosféricas (Petitdidier e Teitelbaum, 1979; Zhang et al., 1993; Takahashi et al., 1998a).

Com base em dados das emissões de parâmetros da luminescência atmosférica, obtidos na região equatorial através de fotômetro durante o ano de 1998, Takahashi et al. (2002b) mostraram a presença de oscilações distintas com períodos de 2 e de 3,5 dias nas taxas de emissão. Aqui, uma extensão desta investigação foi conduzida para os dados obtidos entre 1999 e 2001, com ênfase para o intervalo entre abril e julho de 1999, em que as variações com períodos de ondas de escala global presentes nas medidas de aeroluminescência de São João do Cariri foram comparadas com oscilações correspondentes nos dados de ventos obtidos quase simultaneamente em Jakarta, Indonésia.

#### 6.1 – Análises das Medidas de Aeroluminescência

Para identificar possíveis periodicidades das variações na luminescência atmosférica noturna de São João do Cariri, a técnica do periodograma de Lomb-Scargle foi aplicada para cada seqüência de aglomerados de dados, referentes às medidas luminescentes  $OI557,7$  mesosférico,  $O_2b$ ,  $OH^*(6,2)$ , e temperatura da  $OH^*$ , obtidas entre os anos de 1998 e 2001. Na Figura 6.1 são mostrados exemplos das séries das medidas luminescentes obtidos entre 30 de janeiro e 10 de fevereiro de 2000, e os periodogramas de Lomb-Scargle correspondentes a cada radiância e a temperatura. A linha tracejada indica o nível de confiança de 95%.

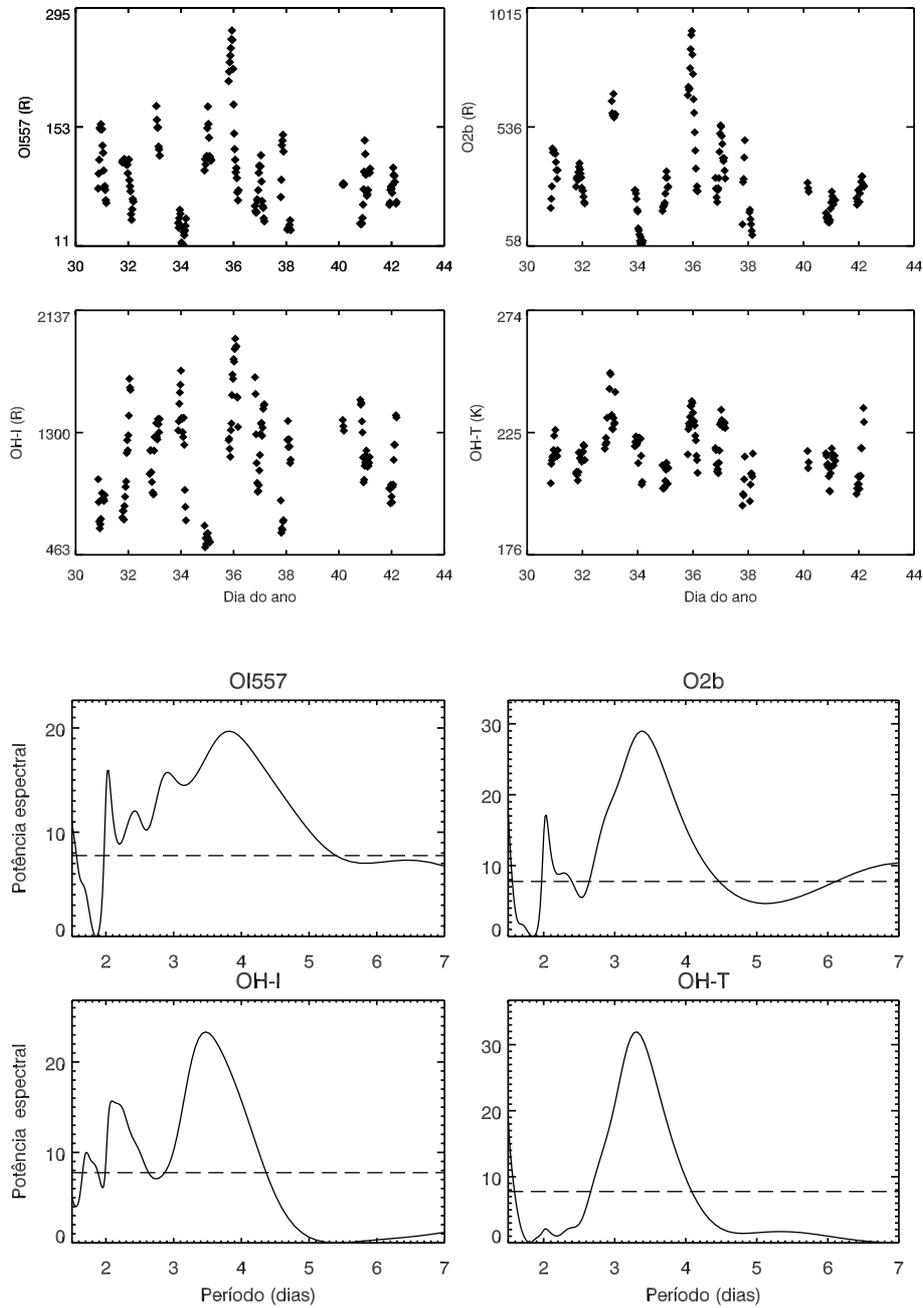


FIGURA 6.1 – Séries das medidas luminescentes  $OI557,7$ ,  $O_2b$ , intensidade da  $OH^*$ , e temperatura da  $OH^*$  (esquerda) e os periodogramas de Lomb-Scargle (direita) correspondentes a cada parâmetro. Os dados foram obtidos em São João do Cariri-PB entre 30/01 e 10/02/2000. A linha tracejada indica o nível de confiança de 95%.

Com o objetivo de sintetizar os resultados obtidos, foram construídos mapas em escala de cinza, a partir dos periodogramas correspondentes, as seqüências de dados de cada parâmetro luminescente registrados durante os anos de 1998 e de 1999, os quais estão representados nas Figuras 6.2 e 6.3, respectivamente. Na confecção dos mapas foram consideradas apenas as energias espectrais cujos valores superaram o nível de confiança de 95%. Os tons mais escuros representam os valores mais intensos, e as seqüências que não atenderam aos critérios estabelecidos na Seção (3.5) são destacadas por retângulos verticais.

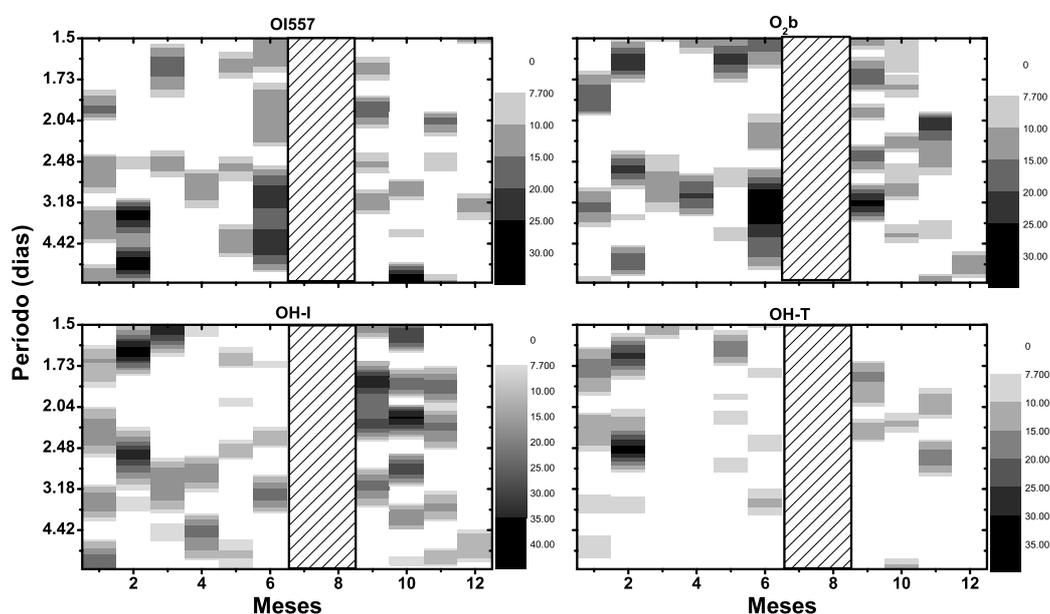


FIGURA 6.2 – Mapas representativos dos periodogramas de Lomb-Scargle obtidos para as seqüências das medidas luminescentes  $OI557,7$ ,  $O_2b$ , intensidade da  $OH^*$ , e temperatura da  $OH^*$ , obtidos em São João do Cariri em 1998. Apenas valores superiores ao nível de confiança de 95% foram considerados. Os retângulos verticais indicam a ausência de seqüências.

Como pode ser observado na Figura 6.2, foram registradas várias ocasiões com energia espectral significativa em periodicidades entre 1,5 e 7 dias ao longo do ano de 1998. Embora os mapas não mostrem evidências de períodos preferenciais, no presente

trabalho atenção foi dada para os intervalos periódicos entre 1,7 e 2,5 dias, e entre 3 e 4 dias. Para a banda centrada em 2 dias foram registrados picos significativos nos meses de janeiro, setembro, e novembro para todos os parâmetros, e nos meses de fevereiro e junho em pelo menos três parâmetros. Picos significativos no intervalo periódico entre 3 e 4 dias foram revelados nos meses de janeiro e junho para os quatro parâmetros, e em abril e setembro para três parâmetros. Devido às limitações impostas pelo tamanho das séries, os picos espectrais observados em períodos maiores do que 4 dias não foram considerados neste estudo.

Durante o ano de 1999, cujos mapas são mostrados na Figura 6.3, as ocorrências de picos de energia espectral em períodos próximos de 2 e de 3,5 dias mostraram um padrão bastante diferente do observado durante o ano de 1998. Apesar de terem ocorrido em maior frequência do que no ano anterior, os picos entre 1,7 e 2,5 dias foram observados para as quatro medidas apenas no mês de fevereiro. Observações em pelo menos três parâmetros foram registradas nos meses de abril, junho, julho, agosto, outubro, e dezembro. Durante o ano de 1999 foram registradas menos ocorrências de picos próximo a 3,5 dias do que no ano anterior. Picos no intervalo periódico entre 3 e 4 dias não foram registrados em nenhuma seqüência, enquanto nos meses de agosto e dezembro foram observados picos em três medidas da aeroluminescência.

Na única série analisada em 2000, foram observados picos próximos de 2 dias para três medidas da aeroluminescência, e entre 3 e 4 dias para os quatro parâmetros, como pode ser visto na Figura 6.1. Durante o ano de 2001 foram analisados quatro intervalos seqüenciais. Para períodos próximos de 2 dias foram observados eventos em janeiro apenas para duas medidas aeroluminescentes, e em dezembro para três medidas. Eventos no intervalo periódico entre 3 e 4 dias foram revelados em janeiro e maio para todos as medidas, e em dezembro para três.

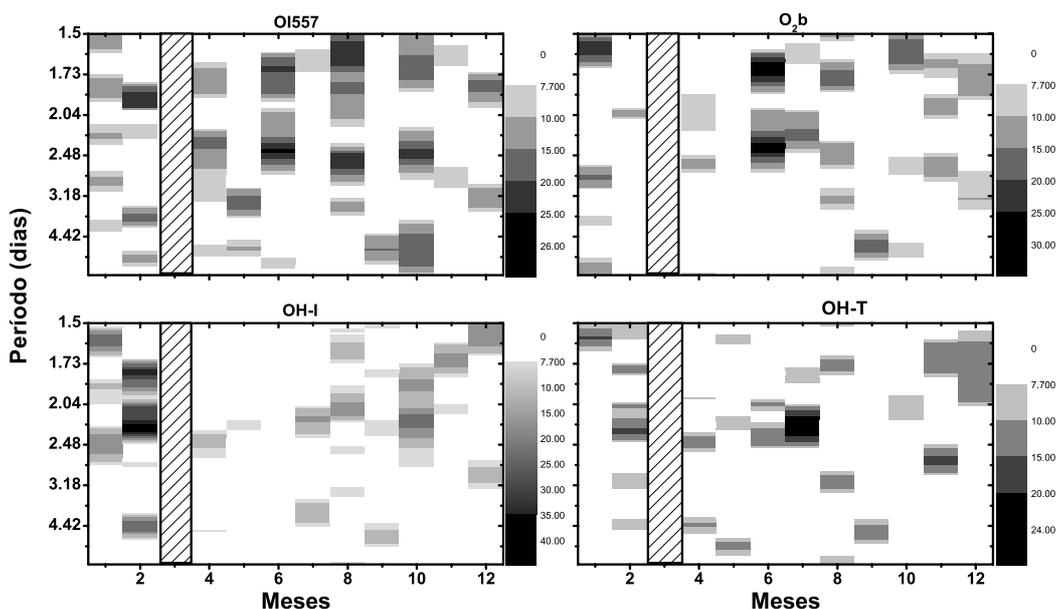


FIGURA 6.3 – O mesmo que a Figura 6.2, porém para as seqüências registradas em 1999.

As amplitudes das variações das medidas luminescentes, determinadas através de análises harmônicas para as variações com períodos de 3,5 e de 2,0 dias, traduzem os resultados obtidos através das análises dos periodogramas de Lomb-Scargle.

As porcentagens das amplitudes das medidas luminescentes de São João do Cariri, relativas às médias de cada seqüência de dados, para o ano de 1998 são representadas nos gráficos da Figura 6.4 para períodos de 3,5 dias (painel superior) e de 2 dias (painel inferior). Os resultados para cada harmônico são mostrados apenas para as situações em que estas variações exibiram picos de energia espectral superiores ao nível de confiança de 95% em pelo menos três medidas da aeroluminescência simultaneamente.

Como pode ser visto nestes gráficos, as amplitudes associadas à temperatura rotacional da  $OH^*$  são bastante baixas quando comparadas as das demais medidas, entretanto, nos casos em que os periodogramas exibiram energia significativa para esta variável, as amplitudes das variações de 3,5 dias na temperatura foram de até 8,5 K, e de até 10 K para as de 2 dias. As porcentagens das amplitudes para as variações com período próximo a 3,5 dias foram maiores nas seqüências representativas dos meses de janeiro e

junho. Para as seqüências referentes aos meses de abril e setembro, não foram exibidos picos significativos de energia espectral correspondente à temperatura rotacional para o intervalo periódico entre 3 e 4 dias. As demais medidas luminescentes exibiram baixas amplitudes durante o mês de abril.

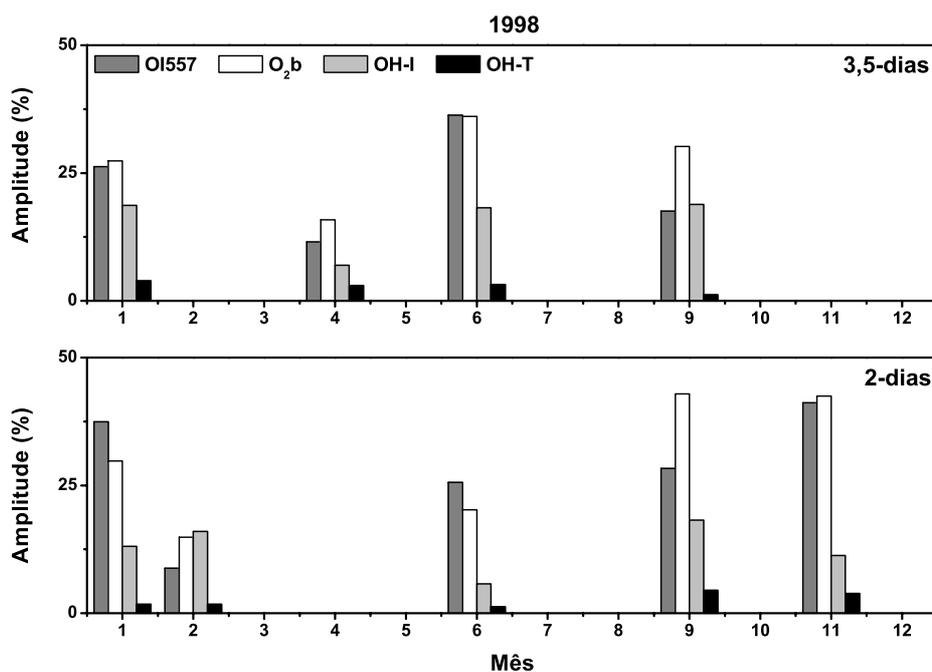


FIGURA 6.4 – Porcentagens das amplitudes, relativas às médias de cada seqüência, das medidas luminescentes obtidos em São João do Cariri em 1998, para variações com períodos de 3,5 dias (painel superior) e de 2 dias (painel inferior). Apenas os resultados em que no mínimo três medidas apresentaram picos significativos estão representados.

As variações com período de 2 dias exibiram as maiores amplitudes nos meses de janeiro, setembro e novembro, justamente quando todas as medidas luminescentes mostraram picos significativos no intervalo periódico entre 1,7 e 2,5 dias

Para o ano de 1999, conforme pode ser visto na Figura 6.5, as variações correspondentes a períodos de 3,5 dias foram verificadas apenas durante duas ocasiões. Na seqüência representativa do mês de agosto a intensidade da  $OH^*$  não exibiu pico significativo de energia espectral para esta periodicidade, o mesmo ocorreu com a sua

temperatura rotacional no mês de dezembro. As amplitudes assumiram percentuais menores do que aqueles verificados nas ocasiões do ano de 1998.

Dentre as várias oportunidades em que foram registradas variações com períodos entre 1,7 e 2,5 dias no ano de 1999, apenas na seqüência referente a fevereiro todos as medidas luminescentes exibiram picos significativos nesta banda periódica. Durante os meses de inverno, as amplitudes de algumas medidas exibiram as maiores porcentagens.

Na única seqüência analisada no ano de 2000, obtida entre 30 de janeiro e 10 de fevereiro, as variações com período de 3,5 dias exibiram amplitudes de 46%, 52%, 30%, e 5%, enquanto para as variações com período de 2 dias as amplitudes foram de 61%, 67%, 19%, e 3%, para as medidas *OI557,7*, *O<sub>2</sub>b*, *OH-I*, e *OH-T*, respectivamente.

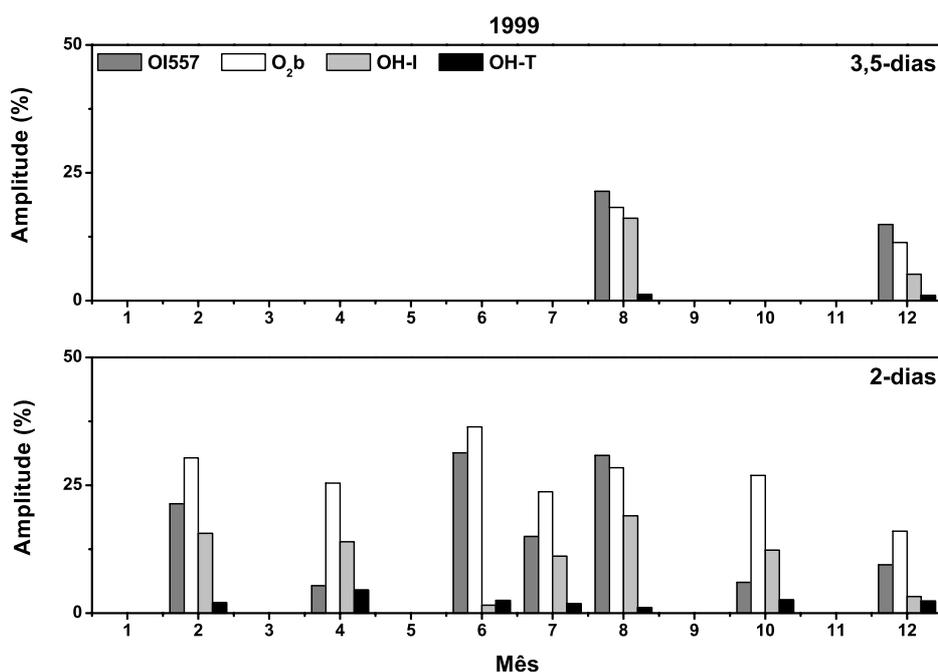


FIGURA 6.5 – O mesmo que a Figura 6.4, porém para os dados obtidos durante o ano de 1999.

A Figura 6.6 mostra os gráficos das amplitudes percentuais para os dados obtidos em 2001. Dentre as quatro séries analisadas durante este ano, as amplitudes para as

variações de 3,5 dias foram maiores nos meses de janeiro e maio, quando todos as medidas exibiram picos significativos na banda periódica entre 3 e 4 dias. Para as variações com período de 2 dias, apesar de apenas os parâmetros  $OI557,7$  e  $O_2b$  exibirem picos significativos de energia espectral durante o mês de janeiro, as amplitudes registraram os maiores percentuais. Em dezembro, quando a temperatura rotacional da  $OH^*$  não exibiu pico significativo de energia espectral, a amplitude registrou porcentagem desprezível.

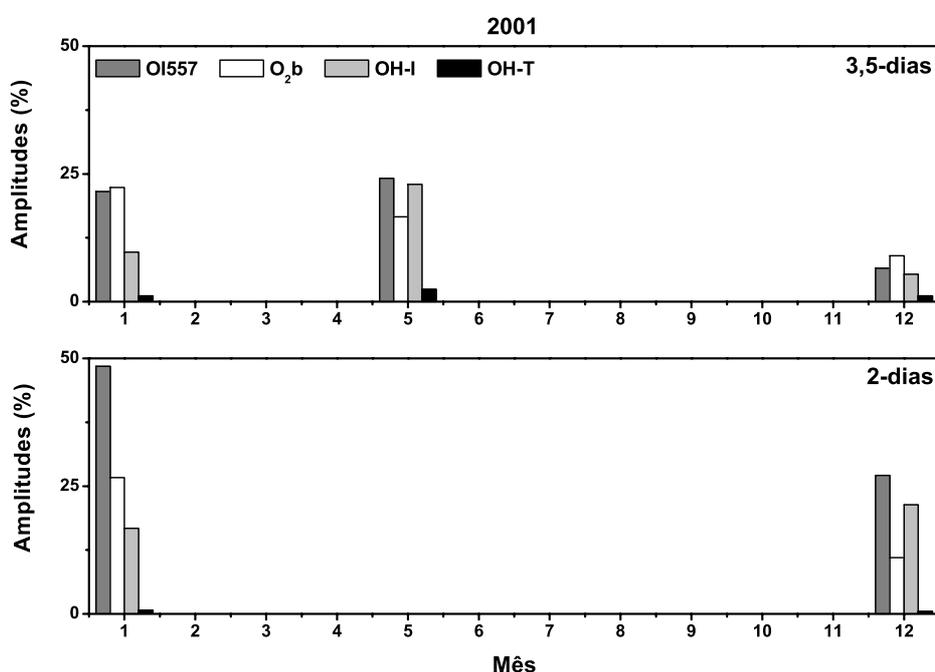


FIGURA 6.6 – O mesmo que as Figuras 6.4 e 6.5, porém para os dados obtidos durante o ano de 2001.

## 6.2 – Variações na Luminescência Atmosférica e nos Ventos

Uma vez que eventos de escala global podem ser observados quase simultaneamente em diferentes locais as variações nas medidas da aeroluminescência foram comparadas com oscilações, cujos períodos são de ondas planetárias, presentes nos ventos obtidos a partir de radar na região equatorial. A Figura 6.7 mostra os resultados das análises espectrais para as componentes do vento zonal e meridional obtidos para as camadas centradas em

86, 90, e 94 km, durante o intervalo entre 1º de abril e 10 de agosto de 1999, em Jakarta. Os espectros foram obtidos através da transformada de ondaletas de Morlet.

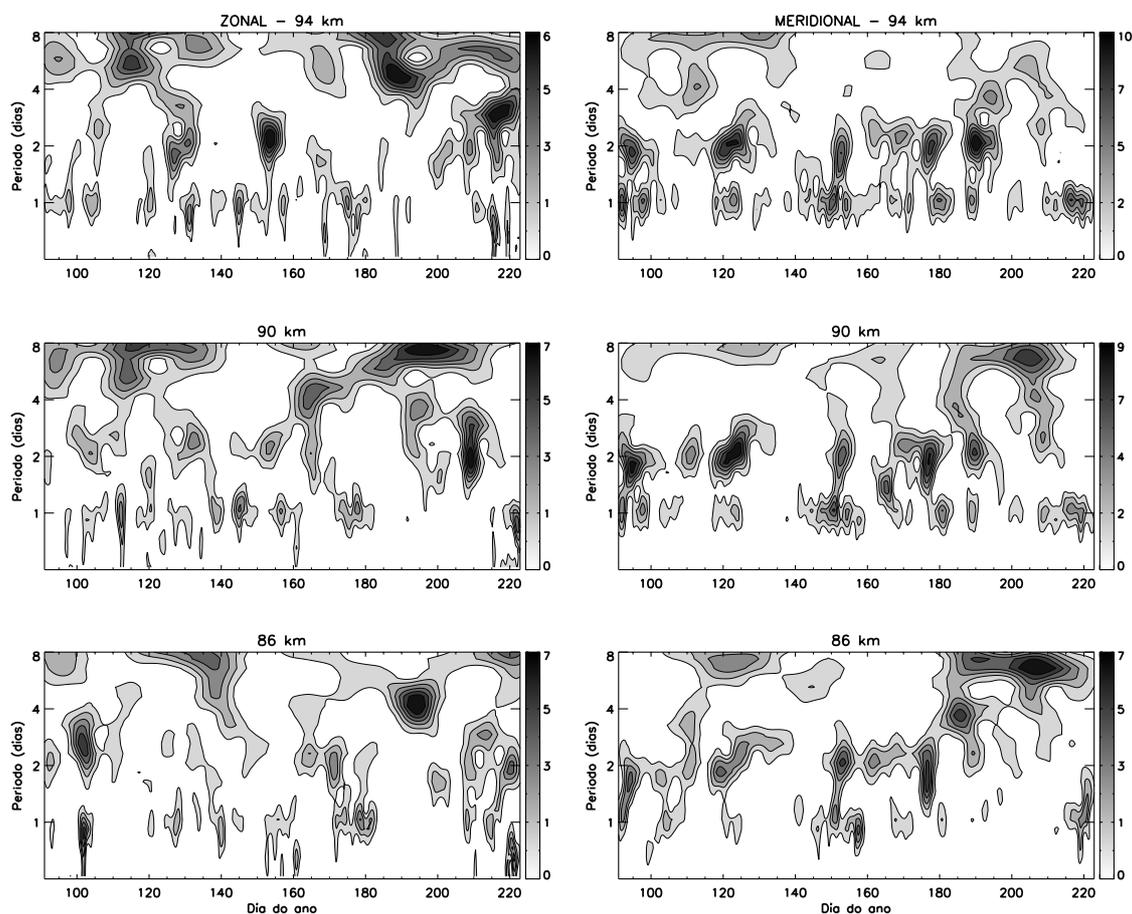


FIGURA 6.7 – Espectros de ondaletas para as componentes do vento zonal (esquerda) e meridional (direita) de Jakarta para as camadas atmosféricas centradas em 86 km (painéis inferiores), 90 km (painéis centrais), e 94 km (painéis superiores). Os dados foram obtidos entre 1º de abril e 10 de agosto de 1999. A transformada de ondaletas de Morlet foi empregada nas análises.

Os espectros exibem picos de energia espectral associados a perturbações em várias bandas de periodicidades durante o intervalo de tempo observado. No caso das bandas periódicas de interesse, pode-se observar que, para períodos entre 3- e 4-dias os

espectros das componentes zonal e meridional exibem ocorrências para as três camadas em algumas ocasiões. Para períodos próximos de 2 dias, várias ocorrências são registradas ao longo do tempo, especialmente nos espectros da componente meridional.

Com a finalidade de auxiliar na identificação da presença de eventos oscilatórios com períodos próximos de 3,5- e de 2 dias nos ventos de Jakarta, e comparar com possíveis variações verificadas nas medidas luminescentes, os dados dos ventos horizontais também foram submetidos a filtros passa-banda com frequências de passagem equivalentes as bandas periódicas de 3 a 4 dias, e de 1,75 a 2,25 dias.

A Figura 6.8 mostra as amplitudes filtradas para a banda de passagem centrada em 3,5 dias, para as componentes zonal e meridional dos ventos de Jakarta, para as camadas centradas em 86, 90, e 94 km de altura. Os intervalos em que ocorreram observações noturnas das medidas luminescentes são destacados através das áreas hachuradas gráficos.

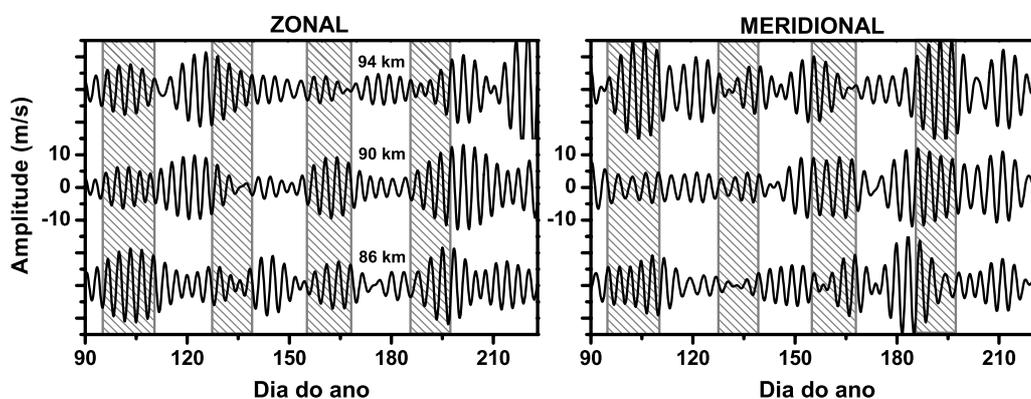


FIGURA 6.8 – Amplitudes filtradas para as componentes dos ventos zonal (esquerda) e meridional (direita) obtidos entre 01 de abril a 10 de agosto de 1999 em Jakarta, para as camadas centradas em 86, 90 e 94 km. Usou-se um filtro com banda de passagem de 3 e 4 dias. As áreas hachuradas indicam os intervalos em que ocorreram observações das medidas luminescentes em São João do Cariri.

Como pode ser visto nos gráficos da Figura 6.8, ambas as componentes exibem intensificação das amplitudes em acordo com os respectivos espectros para a banda de passagem em questão. Observam-se ainda amplitudes significativas em algumas oportunidades em que foram realizadas observações da luminescência atmosférica, entretanto, as análises realizadas para os parâmetros luminescentes não indicaram variações com períodos próximos de 3,5 dias durante o referido intervalo de observação.

No caso das amplitudes filtradas para a banda de passagem centrada em 2 dias, as intensidades da componente meridional foram superiores às da componente zonal. Na Figura 6.9 são mostradas as amplitudes correspondentes a componente meridional para as camadas centradas em 86, 90, e 94 km e a potência espectral representativa das variações de 2 dias para as observações da aeroluminescência de São João do Cariri. Assim como no caso anterior, os intervalos em que ocorreram observações noturnas da luminescência atmosférica em São João do Cariri são indicadas na figura. Comparando-se as amplitudes filtradas com os resultados dos espectros, verifica-se claramente a concordância entre as ocorrências das intensificações das amplitudes e de energia espectral em períodos próximos de 2 dias.

Considerando-se as análises realizadas para as seqüências dos parâmetros luminescentes obtidas simultaneamente com os ventos, verifica-se que quando variações com período de 2 dias foram registradas na luminescência atmosférica em São João do Cariri, a componente meridional dos ventos de Jakarta também exibiu eventos de intensificação da amplitude das oscilações na mesma periodicidade, ou seja, durante os intervalos entre 07 e 21 de abril (dias 97 a 111), 05 e 19 de junho (dias 156 a 170), e entre 05 e 16 de julho (dias 186 a 197). Entretanto, no intervalo entre 08 e 20 de abril (dias 128 a 140) as análises para os ventos e para medidas luminescentes não revelaram indícios de variações com períodos próximos a 2 dias.

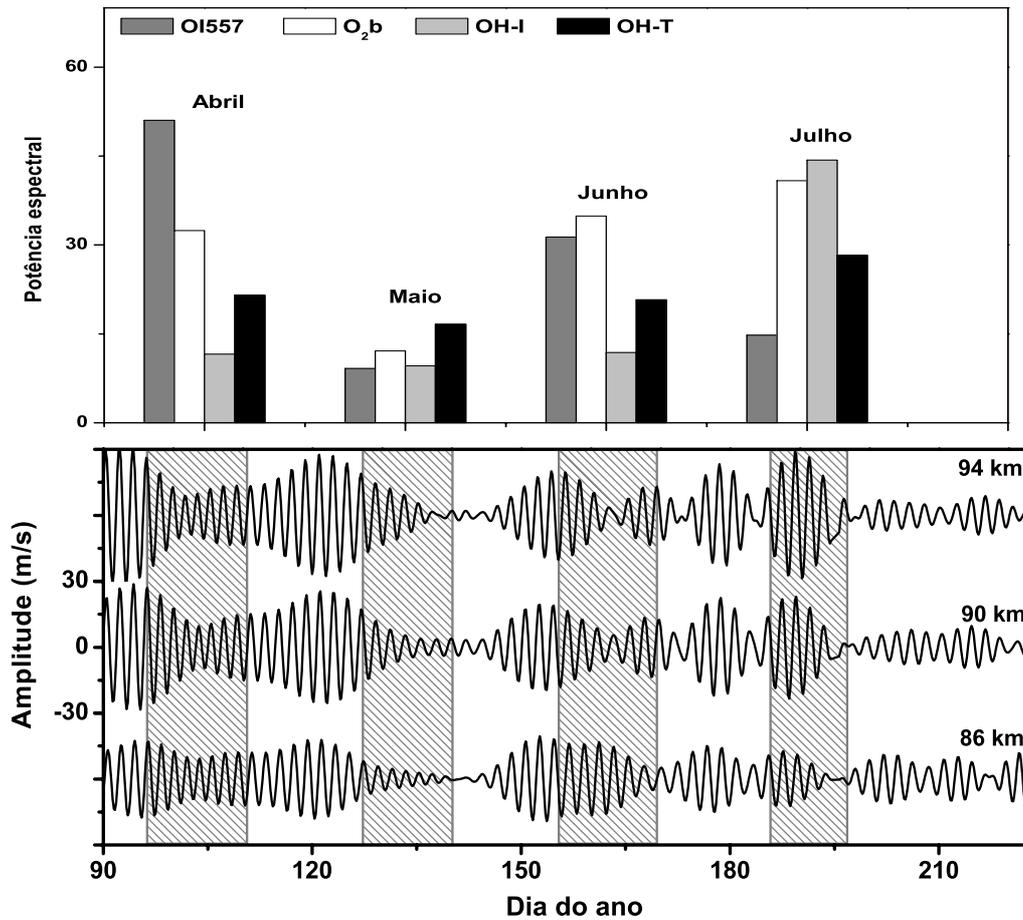


FIGURA 6.9 – Potência espectral representativa das variações de 2 dias para as observações da aeroluminescência de São João do Cariri (painel superior), e amplitudes filtradas (painel inferior) para a componente meridional dos ventos obtidos entre 01 de abril a 10 de agosto de 1999 em Jakarta, para as camadas centradas em 86, 90 e 94 km. Um filtro passa-banda com passagem para os períodos de 1,75 a 2,25 dias foi usado. As áreas hachuradas indicam os intervalos em que ocorreram observações das medidas luminescentes em São João do Cariri.

### 6.3 – Discussão

Variações cujos períodos correspondem a oscilações de escala planetária foram reveladas em várias ocasiões nas medidas da luminescência noturna, *OI557,7*, *O<sub>2</sub>b*, *OH-I*, e *OH-T*, observados através de fotômetro multicanal em São João do Cariri, região equatorial do Brasil.

Em condições de inverno na região polar, onde é possível obter observações da luminescência atmosférica quase continuamente por um período considerável, variações na intensidade e temperatura rotacional da  $OH^*$  em Eureka ( $80^\circ N$ ), Canadá, deduzidas a partir de 450 horas de dados contínuos, mostraram perturbações com períodos próximos a 4, 5, e 16 dias (Sivjee et al., 1994).

Conforme descrito na Seção (3.5), as condições climáticas de São João do Cariri, permitem observações da luminescência atmosférica por várias noites seguidas. Entretanto, devido às características dos movimentos ondulatórios próprios da região equatorial, e limitações impostas pelas observações, apenas variações com períodos próximos de 2 e de 3,5 dias foram consideradas no presente estudo.

Em suas análises, Takahashi et al. (2002b) interpretaram as variações com períodos próximos de 2 e de 3,5 dias, reveladas nos parâmetros luminescentes obtidos em 1998 em São João do Cariri, como devido a ondas de 2 dias e ondas de Kelvin ultra-rápidas, respectivamente.

Resultados de simulações numéricas, realizadas para uma situação de solstício de inverno no hemisfério sul, mostraram que as amplitudes das variações com períodos de 3,5 dias concordaram bem com as observações obtidas em São João do Cariri em 1998 (Lichstein et al., 2002). As magnitudes das perturbações na temperatura observadas, também concordaram com os resultados obtidos através de modelagem por Forbes (2000). De acordo com Lichstein et al. (2002), o conjunto destes fatos suporta a interpretação de que as variações com períodos de 3,5 dias observadas na luminescência de São João do Cariri durante os meses de inverno são consistentes com ondas ultra-rápidas de Kelvin.

Em 1999, durante o intervalo em que foram realizadas observações simultâneas dos campos atmosféricos em São João do Cariri e em Jakarta, os ventos revelaram oscilações com períodos próximos de 3,5 dias em ambas as componentes; entretanto, os parâmetros luminescentes não evidenciaram variações correspondentes. Deve-se salientar ainda que, as oscilações observadas nos ventos não exibiram características consistentes com atividades de ondas ultra-rápidas de Kelvin, visto que as amplitudes

tendem a se intensificarem quase simultaneamente nas duas componentes. Diante disto, torna-se necessário à realização de novos estudos, incluindo dados obtidos simultaneamente, para auxiliar na identificação e caracterização destas variações.

Assim como no caso das variações com períodos próximos a 3,5 dias, as flutuações de 2 dias observadas na luminescência noturna equatorial mostraram variabilidade interanual. Os registros destas flutuações durante os meses de janeiro e fevereiro em todos os anos, e entre os meses de junho e agosto em algumas ocasiões, coincidem com as estações do ano em que as ondas de 2 dias apresentam suas máximas atividades nos hemisférios sul e norte, respectivamente. Com relação às flutuações verificadas em outras épocas do ano, deve-se lembrar que, conforme mencionado nas Seções (2.2.2 e 5.3.4), atividades esporádicas de ondas de 2 dias têm sido registradas durante os equinócios, principalmente em regiões equatoriais e de baixas latitudes (Harris e Vincent, 1993; Gurubaran et al., 2001).

Foram observadas flutuações com período próximo a 2 dias, simultaneamente em medidas fotométricas da intensidade da linha verde do oxigênio atômico 557,7 nm e em dados de ventos obtidos com radar na região próxima a mesopausa. Estas flutuações foram interpretadas como causadas por ondas planetárias (Teitelbaum et al., 1981).

De acordo com as análises de Ward et al. (1997), as variações de 2 dias observadas na taxa de emissão volumétrica do  $OI557,7$  medida pelo instrumento WINDII/UARS, não foram causadas por processos de mistura, porém parecem ser uma consequência de movimentos verticais de larga escala, os quais deslocam parcelas atmosféricas com baixa razão de mistura para cima, resultando em baixa taxa volumétrica de oxigênio atômico e conseqüente baixa taxa de emissão volumétrica, e movem parcelas com maior razão de mistura para baixo, provocando alta taxa de emissão volumétrica. Variações na densidade e temperatura devido a processos quase-adiabáticos, estão associadas com estes movimentos verticais.

As observações simultâneas realizadas na região equatorial mostraram que, quando as variações com período próximo de 2 dias foram evidenciadas nos parâmetros luminescentes de São João do Cariri, as amplitudes do vento meridional em Jakarta

exibiram intensidades significativas consistentes com ondas de 2 dias. Também foi observado que na situação em que os parâmetros luminescentes não evidenciaram variações na banda periódica de 2 dias, os ventos também não indicaram a presença destas oscilações.

Logo, considerando-se as análises espectrais e harmônicas obtidas a partir dos dados da luminescência noturna e dos ventos e, uma vez que as ondas de escala planetária perturbam os campos atmosféricos ao longo de todo o círculo de latitude, os resultados sugerem que as variações com períodos de 2 dias observadas nos parâmetros luminescentes sejam da mesma origem daquelas observadas nos ventos da região equatorial, as quais são consistentes com ondas planetárias de 2 dias.



## **CAPÍTULO 7**

### **CONCLUSÕES**

No presente trabalho, os campos de ventos horizontais provenientes da informação produzida pelos ecos meteóricos sobre Cachoeira Paulista obtidos entre abril de 1999 e abril de 2002, e parâmetros da luminescência atmosférica obtidos através de observações fotométricas em São João do Cariri entre janeiro de 1998 e dezembro de 2001, foram utilizados na investigação de variações periódicas, de escala planetária, presentes na região da alta mesosfera e baixa termosfera, em latitudes tropicais do hemisfério sul. Ocasionalmente, dados de ventos horizontais obtidos via radar MF em Adelaide, e através de radar meteórico em Jakarta, foram usados na identificação e caracterização dos movimentos estudados.

Na oportunidade foram focalizados os movimentos oscilatórios de escala planetária, visando contribuir para um melhor entendimento da dinâmica desta região, através da identificação, caracterização, verificação dos modos mais importantes em cada estação do ano, e determinação das estruturas verticais dos referidos movimentos.

Os resultados das análises espectrais aplicadas aos dados de ventos horizontais de Cachoeira Paulista, revelaram a presença de oscilações de escala planetária em várias ocasiões ao longo do período observado. Em sua maioria, as oscilações ocorreram na componente zonal dos ventos, porém exibiram variabilidade interanual em ambas as componentes.

De acordo com a distribuição sazonal dos eventos, verificou-se que a maior parte das atividades de ondas planetárias identificadas na componente zonal dos ventos de Cachoeira Paulista, ocorreram durante os equinócios de primavera e nos solstícios de verão. Durante o inverno, quando é observada a maior atividade de ondas planetárias no hemisfério norte, foram registradas poucas ocorrências destas ondas nos ventos horizontais de Cachoeira Paulista.

A ausência destas ondas durante esta estação do ano em baixas latitudes do hemisfério sul, foi interpretada em termos da condição de propagação, a qual estabelece que a propagação vertical não é permitida para ondas com baixas velocidades de fase, através de um escoamento para leste muito intenso. Este entendimento tem como base o forte escoamento estratosférico para leste, típico dos solstícios de inverno no hemisfério sul, cuja intensidade deve sofrer variações interanuais.

Para a componente meridional dos ventos de Cachoeira Paulista, a onda de 2 dias exibiu amplitudes significativas em todos solstícios de verão analisados. Eventos esporádicos também foram registrados em outras estações do ano, porém com fracas amplitudes.

Os parâmetros da onda na componente meridional mostraram comportamento compatível com os observados em outras localidades. Por exemplo, variações no período da onda foram observadas durante as atividades, porém se mantiveram em torno de 48 horas durante os eventos de verão; as amplitudes exibiram variabilidade interanual, e alcançaram valores máximos de até 50 m/s; nas ocasiões de amplificação da onda, as estruturas de fase foram descendentes, e os comprimentos de onda verticais variaram entre 40 e 140 km.

Um interessante resultado obtido das análises destas oscilações na componente meridional, diz respeito a anticorrelação evidenciada entre as amplitudes da onda de 2 dias e as da maré diurna, durante os solstícios de verão nas ocasiões em que as ondas de 2 dias foram mais intensas.

Resultados como estes têm sido interpretados como decorrentes de interação não-linear entre a onda de 2 dias e a maré diurna, em que a energia da maré diurna seria transferida para as ondas secundárias, neste caso a onda de 16 horas e a própria onda de 2 dias. Entretanto, as análises dos ventos de Cachoeira Paulista não evidenciaram indícios de acoplamento não-linear entre a onda de 2 dias e a maré diurna com conseqüente geração da onda de 16 horas.

O caráter global destas ondas durante os solstícios de verão foi comprovado através de comparações entre os campos de vento de Cachoeira Paulista e de Adelaide. Os

resultados das análises de espectro cruzado mostraram coerência altamente significativa entre as ondas de 2 dias nas duas localidades, para a componente meridional em todas as ocasiões observadas.

Análises qualitativas da evolução do escoamento zonal, considerando situações que antecederam, durante, e após as ocorrências das ondas de 2 dias, mostraram que os ventos médios sobre as duas localidades foram afetados pela passagem destas ondas, embora de maneiras distintas. As variações observadas no escoamento zonal das duas localidades nestas ocasiões, foram interpretadas como devido ao impacto causado pela onda de 2 dias.

Oscilações com períodos próximos de 6,5 dias surgiram mais freqüentemente durante os equinócios de primavera austral na componente zonal dos ventos, e exibiram grande variabilidade interanual em Cachoeira Paulista.

As atividades foram mais intensas em 2000, quando a fase da oscilação quase-bienal na estratosfera equatorial apontava para oeste, sugerindo assim, que estudos adicionais sejam realizados no sentido de estabelecer, ou não, algum tipo de relação entre os eventos de 6,5 dias e a oscilação quase-bienal.

Diferentemente das observações realizadas via satélite, oscilações de 6,5 dias não foram registradas durante os equinócios de outono austrais em Cachoeira Paulista.

As oscilações de 6,5 dias observadas em 2000, foram acompanhadas de outras oscilações com períodos próximos de 4, 10, e 16 dias, sugerindo uma relação entre elas. Durante estes eventos, as amplitudes máximas da onda de 6,5 dias atingiram valores superiores a 17 m/s em torno de 93 km de altura. Na oportunidade, as estruturas de fase proporcionaram comprimentos de onda verticais entre 92 e 112 km, bem superiores àqueles estimados a partir de dados obtidos via satélite, e a partir de dados de radar MF na região equatorial.

Oscilações com período de quase 10 dias foram reveladas nos ventos de Cachoeira Paulista, principalmente nos solstícios de verão, as quais exibiram variabilidade

interanual. Amplitudes máximas entre 12 e 15 m/s foram obtidas, enquanto os comprimentos de onda verticais deduzidas das estruturas de fase, resultaram em valores entre 50 e 104 km.

Oscilações associadas às ondas de quase 16 dias também foram identificadas nos ventos de Cachoeira Paulista, principalmente durante os equinócios de primavera e solstícios de verão austrais. Para os três anos analisados, em apenas uma ocasião a onda de 16 dias foi identificada durante os solstícios de inverno, ao contrário do que se observa no hemisfério norte, onde esta oscilação é freqüentemente evidenciada na estação de inverno boreal.

A presença da onda de 16 dias em Cachoeira Paulista nos três solstícios de verão, concorda com a interpretação de que a onda tenha sido gerada no hemisfério de inverno, passando para o hemisfério de verão, seguindo o escoamento para leste, sem ter sido afetada pela fase da oscilação quase-bienal nesta época do ano.

Comparando-se as atividades das ondas de 16 dias em Cachoeira Paulista e em Yamagawa, Japão, foi possível verificar que estas ondas não foram registradas em ambas as localidades durante o solstício de inverno austral de 1999, enquanto no ano seguinte, em 2000, as atividades destas ondas foram observadas tanto no hemisfério sul como no norte.

Uma possível explicação para a presença da onda na alta mesosfera e baixa termosfera durante o inverno austral de 2000 em Cachoeira Paulista, pode está relacionada à intensidade do escoamento estratosférico, que por sua vez deve ser afetado pela fase da oscilação quase-bienal equatorial.

Lembrando que a fase da oscilação quase-bienal em 1999 apontava para leste, e durante o inverno austral de 2000 a fase apontava para oeste, possivelmente o jato estratosférico para leste esteve mais intenso no inverno austral de 1999 do que no de 2000, impedindo a propagação vertical da onda na primeira situação, e permitindo sua propagação até a mesopausa na segunda situação, em acordo com os critérios de propagação. Considerando-se ainda que a onda passa para o hemisfério de verão, a mesma também

deveria ser registrada no hemisfério norte em 2000, em conformidade com as observações.

As amplitudes atingiram valores máximos de 14 m/s, independentemente da estação do ano, e comprimentos de ondas verticais foram estimados entre 40 e 70 km, valores estes compatíveis com os obtidos em outras localidades.

Indícios de interações não lineares, entre a maré diurna e oscilações de escala global, foram verificados nos ventos de Cachoeira Paulista, principalmente entre a maré e ondas de períodos longos.

Possíveis interações não lineares entre a onda de 2 dias e oscilações globais de períodos longos também foram reveladas nos ventos de Cachoeira Paulista, durante solstícios de verão.

Acoplamentos não lineares entre as oscilações de quase 6,5, 10, e 16 dias foram confirmados através de análises bi-espectrais, para os eventos registrados durante o equinócio de primavera austral de 2000. Entretanto é recomendável que investigações adicionais sejam realizadas, considerando-se uma série mais longa dos dados de ventos em Cachoeira Paulista, com objetivo de verificar a consistência destes acoplamentos.

As análises para as medidas da luminescência atmosférica, registrados em São João do Cariri, revelaram variações em bandas periódicas correspondentes a oscilações de escala planetária.

Observações simultâneas de ventos na região equatorial mostraram que, quando as variações de 2 dias foram evidenciadas na luminescência de São João do Cariri, as amplitudes do vento meridional em Jakarta exibiram intensidades consistentes com ondas de 2 dias. Na oportunidade em que os parâmetros luminescentes não evidenciaram variações de 2 dias, também não houve indicação da presença da oscilação nos ventos equatoriais. Os resultados sugeriram que estas variações periódicas observadas nos parâmetros luminescentes são consistentes com ondas planetárias de 2 dias.

Portanto, nesta tese, aspectos dinâmicos da região da alta mesosfera e baixa termosfera equatorial e de baixas latitudes foram investigados, com ênfase para as manifestações de atividades de ondas planetárias presentes nos dados de ventos horizontais obtidos através de radar meteorológico em Cachoeira Paulista, e nos dados de parâmetros luminescentes em São João do Cariri. As medidas da aeroluminescência mostraram variações de 2 dias compatíveis com a onda de 2 dias. Dentre as oscilações identificadas nos dados de ventos, as manifestações com períodos próximos a 2, 6,5, 10, e 16 dias foram interpretadas como decorrentes de atividades de ondas planetárias. Evidências de interações não lineares entre a maré diurna e ondas de longos períodos e, entre ondas planetárias também foram evidenciadas.

Os resultados obtidos no presente trabalho proporcionam perspectivas de investigações extensivas aos dados de ventos adquiridos posteriormente aos aqui considerados, com o objetivo de melhor caracterizar os movimentos de escala planetária na região próxima à mesopausa em baixas latitudes do hemisfério sul. A obtenção simultânea de dados a partir de instrumentos a bordo de satélites proporcionaria não apenas investigar o caráter global destes movimentos, mas também a obtenção de informações acerca do fluxo de momentum e energia, e suas conseqüências para o fluxo básico.

Um melhor entendimento acerca da dinâmica da média atmosfera em baixas latitudes do hemisfério sul, pode ser alcançado através de estudos comparativos entre as características observadas e resultados de modelos numéricos, bem como através da investigação dos mecanismos de geração das ondas de escala planetária.

Com relação às variações de escala planetária nas medidas da aeroluminescência, é patente a necessidade de estudos adicionais, incluindo medidas simultâneas tais como: ventos horizontais em São João do Cariri e em outros sítios localizados em latitudes próximas, para auxiliar na identificação e caracterização das variações. A implementação de modelos numéricos concorreria para um melhor entendimento dos efeitos das oscilações de escala planetária nas camadas da aeroluminescência.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Ahlquist, J. E. Normal-Mode Global Rossby Waves - Theory and Observations. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 39, n. 2, p. 193-202, Feb. 1982.
- Allen, D. R.; Stanford, J. L.; Elson, L. S.; Fishbein, E. F.; Froidevaux, L.; Waters, J. W. The 4-day wave as observed from the Upper Atmosphere Research Satellite microwave limb sounder. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 54, n. 3, p. 420-434, Feb. 1997.
- Andrews, D. G.; Holton, J. R.; Leovy, C. B. **Middle atmosphere dynamics**. Orlando: Academic Press, 1987. 489p.
- Apostolov, E. M.; Altadill, D.; Alberca, L. Characteristics of quasi-2-day oscillation in  $f_oF2$  at northern middle latitudes. **Journal of Geophysical Research**, v. 100, n. A7, p. 12162-12171, July 1995.
- Azeem, S. M. I.; Palo, S. E.; Wu, D. L.; Froidevaux, L. Observations of the 2-day wave in UARS MLS temperature and ozone measurements. **Geophysical Research Letters**, v. 28, n. 16, p. 3147-3150, Aug. 2001.
- Barth, C. A. Three-body reactions. **Annales de Geophysique**, v. 20, n. 2, p. 182-196, Apr.-June 1964.
- Batista, P. P.; Clemesha, B. R.; Tokumoto, A. S.; Lima, L. M. Structure of the mean winds and tides in the meteor region over Cachoeira Paulista, Brazil (22.7°S, 45°W) and its comparison with models. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 66, n. 6-9, p. 623-636, Apr.- June 2004.
- Beard, A. G.; Mitchell, N. J.; Williams, P. J. S.; Jones, W.; Muller, H. G. Mesopause-region tidal variability observed by meteor radar. **Advances in Space Research**, v. 20, n. 6, p. 1237-1240, June 1997.
- Beard, A. G.; Pancheva, D. A possible cause for the generation of unusually strong ~20- and 30-hour oscillations in the neutral wind of the lower thermosphere. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 61, n. 18, p. 1385-1396, Dec. 1999.

Beard, A. G.; Mitchell, N. J.; Williams, P. J. S.; Kunitake, M. Non-linear interactions between tides and planetary waves resulting in periodic tidal variability. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 61, n. 5, p. 363-376, Mar. 1999.

Beer, T. **Atmospheric waves**. Londres: Adam Hilder, 1974. 300p.

Bernard, R. Variability of the semi-diurnal tide in the upper mesosphere. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 43, n. 7, p. 663-674, July 1981.

Bloomfield, P. **Fourier analysis of time series: an introduction**. New York: John Wiley & Sons, 1976. 258p.

Brazilian Geophysical Society, 6., 1999, Rio de Janeiro, **Proceedings**. São Paulo: Mundo Virtual. 1999. 1 CD-Rom. Seção The Atmosphere and Lightning, SBGf14899.

Canziani, P. O.; Holton, J. R.; Fishbein, E.; Froidevaux, L.; Waters, J. W. Equatorial Kelvin waves: A UARS MLS view. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 51, n. 20, p. 3053-3076, Oct. 1994.

Cepelcha, Z.; Borovicka, J.; Elford, W. G.; Revelle, D. O.; Hawkes, R. L.; Porubcan, V.; Simek, M. Meteor phenomena and bodies. **Space Science Reviews**, v. 84, n. 3-4, p. 327-471, Apr. 1998.

Chamberlain, J. W. **Physics of the aurora and airglow**. New York: Academic Press Inc., 1961. 704p.

Chapman, S.; Lindzen, R. S. **Atmospheric tides**. Dordrecht: D. Reidel Publishing Company, 1970. 200p.

Charney, J. G.; Drazin, P. G. Propagation of planetary-scale disturbances from the lower into the upper atmosphere. **Journal of Geophysical Research**, v. 66, n. 1, p. 83-109, Jan. 1961.

Charters, E. L.; Macdonald, R. G.; Polanyi, J. C. Formation of vibrationally excited OH by the reaction  $H+O_3$ . **Applied Optics**, v. 10, n. 8, p. 1747-1754, Aug. 1971.

Chilson, P. B.; Czechowsky, P.; Schmidt, G. A comparison of ambipolar diffusion coefficients in meteor trains using VHF radar and UV lidar. **Geophysical Research Letters**, v. 23, n. 20, p. 2745-2748, Oct. 1996.

Chui, C. K. An introduction to wavelets. In: Chui, C. K. (ed.) **Wavelets analysis and its applications**. San Diego: Academic Press, 1992. v. 1, p. 266.

Clark, R. R.; Current, A. C.; Manson, A. H.; Meek, C. E.; Avery, S. K.; Palo, S. E.; Aso, T. Hemispheric properties of the 2-day wave from mesosphere lower-thermosphere radar observations. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 56, n. 10, p. 1279-1288, Aug. 1994.

Clark, R. R.; Bergin, J. S. Bispectral analysis of mesosphere winds. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 59, n. 6, p. 629-639, Apr. 1997.

Clark, R. R.; Burrage, M. D.; Franke, S. J.; Manson, A. H.; Meek, C. E.; Mitchell, N. J.; Muller, H. G. Observations of 7-d planetary waves with MLT radars and the UARS-HRDI instrument. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 64, n. 8-11, p. 1217-1228, May 2002.

Clemesha, B. R.; Batista, P. P.; Simonich, D. M. Simultaneous measurements of meteor winds and sporadic sodium layers in the 80-110 km region. **Advances in Space Research**, v. 27, n. 10, p. 1679-1684, Oct. 2001.

Craig, R. L.; Vincent, R. A.; Fraser, G. J.; Smith, M. J. The quasi 2-day wave in the Southern Hemisphere mesosphere. **Nature**, v. 287, n. 25, p. 319-320, Sept. 1980.

Craig, R. L.; Elford, W. G. Observations of the quasi 2-day wave near 90 km altitude at Adelaide (35° S). **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 41, n. 10, p. 1051-1056, Oct. 1981.

Craig, R. L.; Vincent, R. A.; Kingsley, S. P.; Muller, H. G. Simultaneous observations of the quasi 2-day wave in the northern and southern hemispheres. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 45, n. 9, p. 539-541, Aug.-Sept. 1983.

Daubechies, I. **Ten lectures on wavelets**. Philadelphia: Society for Industrial and Applied Mathematics, 1992. 357p.

Eliassen, E.; Machenhauer, B. A study of fluctuations of the atmospheric planetary flow patterns represented by spherical harmonics. **Tellus**, v. 17, n. 2, p. 220-238, 1965.

Espy, P. J.; Stegman, J.; Witt, G. Interannual variations of the quasi-16-day oscillation in the polar summer mesospheric temperature. **Journal of Geophysical Research**, v. 102, n. D2, p. 1983-1990, Jan. 1997.

Forbes, J. M.; Hagan, M.; Miyahara, S.; Vial, F.; Manson, A. H.; Meek, C. E.; Portnyagin, Y. I. Quasi 16-day oscillation in the mesosphere and lower thermosphere. **Journal of Geophysical Research**, v. 100, n. D5, p. 9149-9163, May 1995.

Forbes, J. M. Tidal and planetary waves. In: Johnson, R. M.; Killeen, T. L., (ed.) **The upper mesosphere and lower termosphere: a review of experiment and theory** geophysical monograph. Washington: American Geophysical Union, 1995. cap. p. 67-87.

Forbes, J. M.; Guffee, R.; Zhang, X.; Fritts, D.; Riggin, D.; Manson, A.; Meek, C.; Vincent, R. A. Quasi 2-day oscillation of the ionosphere during summer 1992. **Journal of Geophysical Research**, v. 102, n. A4, p. 7301-7305, Apr. 1997.

Forbes, J. M. Wave coupling between the lower and upper atmosphere: case study of an ultra-fast Kelvin wave. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 62, n. 17-18, p. 1603-1621, Nov. 2000.

Fritts, D. C.; Isler, J. R. First observations of mesospheric dynamics with a partial reflection radar in Hawaii (22° N, 160° W). **Geophysical Research Letters**, v. 19, n. 2, p. 409-412, Feb. 1992.

Fritts, D. C.; Isler, J. R. Mean motions and tidal and two-day structure and variability in the mesosphere and lower thermosphere over Hawaii. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 51, n. 14, p. 2145-2164, July 1994.

Geisler, J. E.; Dickinson, R. E. 5-day wave on a sphere with realistic zonal winds.

**Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 33, n. 4, p. 632-641, Apr. 1975.

Gobbi, D. **Estudo de ondas de gravidade na alta atmosfera através de observações de luminescência atmosférica da Hidroxila OH (9-4) e Oxigênio O<sub>2</sub> (0-1)**. 1993.

210p. (INPE-5539-TDI/527). Tese (Doutorado em Ciência Espacial) - Instituto

Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos. 1993.

Greenblatt, G. D.; Wiesenfeld, J. R. Time-resolved emission studies of vibrationally

excited hydroxyl radicals: OH( $X^2\Pi$ ,  $v''=9$ ). **Journal of Geophysical Research**, v. 87, n.

C13, p. 11145-11152, Dec. 1982.

Gurubaran, S.; Sridharan, S.; Ramkumar, T. K.; Rajaram, R. The mesospheric quasi-2-

day wave over Tirunelveli (8.7° N). **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial**

**Physics**, v. 63, n. 10, p. 975-985, Aug. 2001.

Hagan, M. E.; Forbes, J. M.; Vial, F. Numerical investigation of the propagation of the

quasi-2-day wave into the lower thermosphere. **Journal of Geophysical Research**, v.

98, n. D(12), p. 23193-23205, Dec. 1993.

Hagan, M. E.; Forbes, J. M.; Vial, F. On modeling migrating solar tides. **Geophysical**

**Research Letters**, v. 22, n. 8, p. 893-896, Apr. 1995.

Hagan, M. E.; Forbes, J. M. Migrating and nonmigrating diurnal tides in the middle and

upper atmosphere excited by tropospheric latent heat release. **Journal of Geophysical**

**Research**, v. 107, n. D24, p. ACL 6-1, Art. No. 4754, Dec. 2002.

Harris, T. J.; Vincent, R. A. The quasi-two-day observed in the equatorial middle

atmosphere. **Journal of Geophysical Research**, v. 98, n. D6, p. 10.481-10.490, June

1993.

Hedin, A. E.; Fleming, E. L.; Manson, A. H.; Schmidlin, F. J.; Avery, S. K.; Clark, R.

R.; Franke, S. J.; Fraser, G. J.; Tsuda, T.; Vial, F.; Vincent, R. A. Empirical wind model

for the upper, middle and lower atmosphere. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 58, n. 13, p. 1421-1447, Sept. 1996.

Hines, C. O. **The upper atmosphere in motion**. In: Hines, C. O. (ed.) Washington, D.C.: American Geophysical Union, 1974. v. 18, p. 14-58. Geophysical monograph.

Hirooka, T.; Hirota, I. Normal mode Rossby waves observed in the upper-stratosphere. 2. Second antisymmetric and symmetric modes of zonal wavenumbers 1 and 2. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 42, n. 6, p. 536-548, Mar. 1985.

Hirooka, T. Normal mode Rossby waves as revealed by UARS/ISAMS observations. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 57, n. 9, p. 1277-1285, May 2000.

Hirota, I. Equatorial waves in the upper stratosphere and mesosphere in relation to the semiannual oscillation of the zonal wind. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 35, n. 4, p. 714-722, Apr. 1978.

Hirota, I.; Hirooka, T. Normal mode Rossby wave observed in the upper stratosphere. Part I: First symmetric modes of zonal wavenumbers 1 and 2. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 41, n. 8, p. 1253-1267, Apr. 1984.

Hocking, W. K. Temperatures using radar-meteor decay times. **Geophysical Research Letters**, v. 26, n. 21, p. 3297-3300, Nov. 1999.

Hocking, W. K.; Fuller, B.; Vandeppeer, B. Real-time determination of meteor-related parameters utilizing modern digital technology. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 63, n. 2-3, p. 155-169, Jan.-Feb. 2001.

Holton, J. R. Waves in the equatorial stratosphere generated by tropospheric heat sources. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 29, n. 2, p. 368-375, Feb. 1972.

Holton, J. R. **The dynamic meteorology of stratosphere and mesosphere**. Boston: American Meteorology Society, 1975. v. 37, 218p.

Holton, J. R. **An introduction to dynamic meteorology**. 3. ed. San Diego: Academic Press, 1992. 511p.

Horinouchi, T.; Yoden, S. Propagation of waves excited by localized episodic heating in the tropics and their effect on the middle atmosphere: comparison between two QBO phases. **Journal of the Meteorological Society of Japan**, v. 75, n. 3, p. 641-656, June 1997.

Horne, J. H.; Baliunas, S. L. A prescription for period analysis of unevenly sampled time series. **Astrophysical Journal, Part 1**, v. 302, n. 2, p. 757-763, Mar. 1986.

Jacobi, C.; Schminder, R.; Kürschner, D. Planetary wave activity obtained from long-period (2-18 days) variations of mesopause region winds over Central Europe (52°N, 15°E). **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 60, n. 1, p. 81-93, Jan. 1998a.

Jacobi, C.; Schminder, R.; Kürschner, D. Non-linear interaction of the quasi 2-day wave and long-term oscillations in the summer midlatitude mesopause region as seen from LF D1 wind measurements over Central Europe (Collm, 52°N, 15°E). **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 60, n. 12, p. 1175-1175, Dec. 1998b.

Jones, W. The decay of radar echoes from meteors with particular reference to their use in the determination of temperature fluctuations near the mesopause. **Annales Geophysicae**, v. 13, n. 10, p. 1104-1106, Oct. 1995.

Kim, Y. C.; Powers, E. J. Digital bispectral analysis and its applications to nonlinear wave interactions. **IEEE Transactions on Plasma Science**, v. PS-7, n. 6, p. 120-131, June 1979.

Kingsley, S. P.; Muller, H. G.; Nelson, L.; Scholefield, A. Meteor winds over Sheffield (53° N, 2° W). **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 40, n. 8, p. 917-922, Aug. 1978.

Klenerman, D.; Smith, I. W. M. Infrared chemiluminescence studies using a sisam spectrometer - reactions producing vibrationally excited OH. **Journal of the Chemical Society-Faraday Transactions II**, v. 83, n. Part 1, p. 229-241, Jan. 1987.

Kovalam, S.; Vincent, R. A.; Reid, I. M.; Tsuda, T.; Nakamura, T.; Ohnishi, K.; Nuryanto, A.; Wiryosumarto, H. Longitudinal variations in planetary wave activity in the equatorial mesosphere. **Earth Planets Space**, v. 51, n. 7-8, p. 665-674, July 1999.

Kumar, P.; Foufoula-Georgiou, E. Wavelet analysis for geophysical applications. **Reviews of Geophysics**, v. 35, n. 4, p. 385-412, Nov. 1997.

Le Texier, H.; Solomon, S.; Garcia, R. R. Seasonal variability of the OH Meinel bands. **Planetary and Space Science**, v. 35, n. 8, p. 977-989, Aug. 1987.

Lichstein, G. S.; Forbes, J. M.; Angelats i Coll, M.; Takahashi, H.; Gobbi, D.; Buriti, R. A. Quasi-3-day Kelvin wave and OI(5577Å), OH(6,2) Meinel, and O<sub>2</sub> emissions. **Geophysical Research Letters**, v. 29, n. 4, p. 2-1, Art. No. 1043, Feb. 2002.

Lieberman, R. S.; Burrage, M. D.; Gell, D. A.; Hays, P. B.; Marshall, A. R.; Orthland, D. A.; Skinner, W. R.; Wu, D. L.; Vincent, R. A.; Franke, S. J. Zonal mean winds in the equatorial mesosphere and lower thermosphere observed by the High Resolution Doppler Imager. **Geophysical Research Letters**, v. 20, n. 24, p. 2849-2852, Dec. 1993.

Lieberman, R.; Riggan, D. High resolution Doppler imager observations of Kelvin waves in the equatorial mesosphere e lower thermosphere. **Journal of Geophysical Research**, v. 102, n. D22, p. 26117-26130, Nov. 1997.

Lieberman, R. S.; Robison, W. A.; Franke, S. J.; Vincent, R. A.; Isler, J. R.; Fritts, D. C.; Manson, A. H.; Meek, C.E.; Fraser, G. J.; Fahrutdinova, A.; Hocking, W.; Thayaparan, T.; McDougall, J.; Igarashi, K.; Nakamura, T.; Tsuda, T. HRDI observations of mean meridional winds at solstice. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 55, n. 10, p. 1887-1896, May 1998.

- Lieberman, R. S. Eliassen-Palm Fluxes of the 2-Day Wave. **Journal of Atmospheric Sciences**, v. 56, n. 16, p. 2846-2861, Aug. 1999.
- Lima, L. M.; Batista, P. P.; Takahashi, H.; Clemesha, B. R. Quasi-two-day wave observed by meteor radar at 22.7°S. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 66, n. 6-9, p. 529-537, Apr.-June 2004.
- Limpasuvan, V.; Leovy, C. B.; Orsolini, Y. J. Observed temperature two-day wave and its relatives near the stratopause. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 57, n. 11, p. 1689-1701, June 2000.
- Lomb, N. R. Least-squares frequency analysis of unequally spaced data. **Astrophysics and Space Science**, v. 39, n. 02, p. 447-462, Feb. 1976.
- Longuet-Higgins, M. S. The eigenfunctions of Laplace's tidal equations over a sphere. **Philosophical Transactions of the Royal Society of London**, v. 262, n. A1132, p. 511-607, Feb. 1968.
- Luo, Y.; Manson, A. H.; Meek, C. E.; Meyer, C. K.; Forbes, J. M. The quasi 16-day oscillations in the mesosphere and lower thermosphere at Saskatoon (52°N, 107°W), 1980-1996. **Journal of Geophysical Research**, v. 105, n. D2, p. 2125-2138, Jan. 2000.
- Luo, Y.; Manson, A. H.; Meek, C. E.; Thayaparan, T.; MacDougall, J.; Hocking, W. K. The 16-day wave in the mesosphere and lower thermosphere: simultaneous observations at Saskatoon (52°N, 107°W) and London (43°N, 81°W), Canada. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 64, n. 8-11, p. 1287-1307, May 2002a.
- Luo, Y.; Manson, A. H.; Meek, C. E.; Meyer, C. K.; Burrage, M. D.; Fritts, D. C.; Hall, C. M.; Hocking, W. K.; MacDougall, J.; Riggan, D. M.; Vincent, R. A. The 16-day planetary waves: multi-MF radar observations from the arctic to equator and comparisons with the HRDI measurements and the GSWM modelling results. **Annales Geophysicae**, v. 20, n. 5, p. 691-709, May 2002b.

Madden, R.; Julian, P. Further evidence of global-scale 5-day pressure waves. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 29, n. 8, p. 1464-1469, Nov. 1972.

Madden, R. A.; Julian, P. Reply. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 30, n. 5, p. 935-940, July 1973.

Madden, R. A. Further evidence of traveling planetary waves. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 35, n. 9, p. 1605-1618, Sept. 1978.

Madden, R. A. Observations of large-scale traveling rossby waves. **Reviews of Geophysics**, v. 17, n. 8, p. 1935-1949, Nov. 1979.

Malinga, S. B.; Poole, L. M. G. The 16-day variation in the mean flow at Grahamstown (33.3° S, 26.5° E). **Annales Geophysicae**, v. 20, n. 12, p. 2027-2031, Dec. 2002.

Manning, L. A.; Villard, O. G.; Peterson, A. M. Meteoric echo study of upper atmosphere winds. **Proceedings of the Institute of Radio Engineers**, v. 38, n. 8, p. 877-883, Aug. 1950.

Manson, A. H.; Meek, C. E.; Gregory, J. B.; Chakrabarty, D. K. Fluctuations in tidal (24-h, 12-h) characteristics and oscillations (8-h-5-d) in the mesosphere and lower thermosphere (70-110 km) - Saskatoon (52° N, 107° W), 1979-1981. **Planetary and Space Science**, v. 30, n. 12, p. 1283-1294, Dec. 1982.

Manson, A. H.; Meek, C. E. Dynamics of the middle atmosphere at Saskatoon (52° N, 107° W) - A spectral study during 1981, 1982. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 48, n. p. 1039-1055, Nov.-Dec. 1986.

Manson, A. H.; Meek, C. E.; Fellous, J. L.; Masseur, M. Winds oscillations (-6 h-6 days) in the upper middle atmosphere at Monpazier (France, 45°N, 1°E) and Saskatoon (Canada, 52°N, 107°W) in 1979-1980. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 49, n. 11-12, p. 1059-1069, Nov.-Dec. 1987.

Maruyama, T. Long-term behavior of Kelvin waves and mixed Rossby-gravity waves. **Journal of the Meteorological Society of Japan**, v. 47, n. 4, p. 245-254, Aug. 1969.

- Matsuno, T. Quasi-geostrophic motions in the equatorial area. **Journal of the Meteorological Society of Japan**, v. 44, n. 1, p. 25-42, Feb. 1966.
- McDade, I. C.; Murtagh, D. P.; Greer, R. G. H.; Dickinson, P. H. G.; Witt, G.; Stegman, J.; Llewellyn, E. J.; Thomas, L.; Jenkins, D. B. ETON-2 - quenching parameters for the proposed precursors of O<sub>2</sub> ( $b^1\Sigma_g^-$ ) and O( $^1S$ ) in the terrestrial nightglow. **Planetary and Space Science**, v. 34, n. 9, p. 789-800, Sept. 1986.
- McDade, I. C.; Llewellyn, E. J. Kinetic parameters related to sources and sinks of vibrationally excited OH in the nightglow. **Journal of Geophysical Research**, v. 92, n. A7, p. 7643-7650, July 1987.
- McDade, I. C. The photochemistry of the MLT oxygen airglow emissions and the expected influences of tidal perturbations. **Advances in Space Research**, v. 21, n. 6, p. 787-794, June 1998.
- McKinley, D. W. R. **Meteor science and engineering**. New York: McGraw-Hill, 1961. 309p.
- McLandress, C.; Shepherd, G. G.; Solheim, B. H. Satellite observations of thermospheric tides: Results from the Wind Imaging Interferometer on UARS. **Journal of Geophysical Research**, v. 101, n. D2, p. 4093-4114, Feb. 1996.
- McLandress, C. On the importance of gravity waves in the middle atmosphere and their parameterization in general circulation models. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 60, n. 14, p. 1357-1383, Sept. 1998.
- Meek, C. E.; Manson, A. H.; Franke, S. J.; Singer, W.; Hoffmann, P.; Clark, R. R.; Tsuda, T.; Nakamura, T.; Tsutsumi, M.; Hagan, M.; Fritts, D. C.; Isler, J.; Portnyagin, Yu. I. Global study of northern hemisphere quasi 2-day wave events in recent summers near 90 km altitude. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 58, n. 13, p. 1401-1412, Sept. 1996.

- Melo, S. M. L.; Gobbi, D.; Takahashi, H.; Teixeira, N. R.; Lobo, R.. **O fotômetro MULTI2: experiência de calibração – 1992**. São José dos Campos: INPE, 1993. 94p. (5526-NTC/310).
- Melo, S. M. L.; McDade, I. C.; Takahashi, H. Atomic oxygen density profiles from ground-based nightglow measurements at 23°S. **Journal of Geophysical Research**, v. 106, n. D14, p. 15377-15384, July 2001.
- Meyer, C. K.; Forbes, J. M. A 6.5-day westward propagating planetary wave: origin and characteristics. **Journal of Geophysical Research**, v. 102, n. D22, p. 26173-26178, Nov. 1997.
- Mies, F. H. Calculated vibrational transition-probabilities of OH( $X^2\Pi$ ). **Journal of Molecular Spectroscopy**, v. 53, n. 2, p. 150-188, Nov. 1974.
- Mitchell, N. J.; Middleton, H. R.; Beard, A. G.; Williams, P. J. S.; Muller, H. G. The 16-day planetary wave in the mesosphere and lower thermosphere. **Annales Geophysicae**, v. 17, n. 11, p. 1447-1456, Nov. 1999.
- Miyoshi, Y. Numerical simulation of the 5-day and 16-day waves in the mesopause region. **Earth, Planets and Space**, v. 51, n. 7-8, p. 763-784, July 1999.
- Morettin, P. A. **Ondas e ondaletas: da análise de Fourier à análise de ondaletas**. São Paulo: Edusp, 1999. 272p.
- Muller, H. G.; Nelson, L. A traveling quasi 2-day wave in the meteor region. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 40, n. 6, p. 761-766, June 1978.
- Murtagh, D. P.; Witt, G.; Stegman, J.; McDade, I. C.; Llewellyn, E. J. An assessment of proposed O( $^1S$ ) and O<sub>2</sub>( $b^1\Sigma_g^+$ ) nightglow excitation parameters. **Planetary and Space Science**, v. 38, n. 1, p. 43-53, Jan. 1990.
- Nakamura, T.; Morita, S.; Tsuda, T.; Fukunishi, H.; Yamada, Y. Horizontal structure of wind velocity field around the mesopause region derived from meteor radar

observations. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 64, n. 8-11, p. 947-958, May 2002.

Namboothiri, S. P.; Kishore, P.; Igarashi, K. Climatological studies of the quasi 16-day oscillations in the mesosphere and lower thermosphere at Yamagawa (31.2°N, 130.6°E), Japan. **Annales Geophysicae**, v. 20, n. 8, p. 1239-1246, Aug. 2002.

Nikias, C. L.; Petropulu, A. P. **Higher-order spectra analysis: a nonlinear signal processing framework**. New Jersey: Prentice-Hall, 1993. 537p.

Norton, W. A.; Thuburn, J. The two-day wave in a middle atmosphere GCM. **Geophysical Research Letters**, v. 23, n. 16, p. 2113-2116, Aug. 1996.

Palo, S. E.; Avery, S. K. Mean winds and the semiannual oscillation in the mesosphere and lower thermosphere at Christmas Island. **Journal of Geophysical Research**, v. 98, n. D11, p. 20385-20400, Nov. 1993.

Palo, S. E.; Avery, S. K. Observations of the quasi-two-day in the middle and lower atmosphere over Christmas Island. **Journal of Geophysical Research**, v. 101, n. D8, p. 12833-12846, May 1996.

Palo, S. E.; Hagan, M. E.; Meek, C. E.; Vincent, R. A.; Burrage, M. D.; McLandress, C.; Franke, S. J.; Ward, W. E.; Clark, R. R.; Hoffmann, P.; Johnson, R.; Kurschner, D.; Manson, A. H.; Murphy, D.; Nakamura, T.; Portnyagin, Y. I.; Salah, J. E.; Schminder, R.; Singer, W.; Tsuda, T.; Viridi, T. S.; Zhou, Q. An intercomparison between the GSWM, UARS, and ground based radar observations: a case-study in January 1993. **Annales Geophysique**, v. 15, n. 9, p. 1123-1141, Sept. 1997.

Palo, S. E.; Roble, R. G.; Hagan, M. E. Middle atmosphere effects of the quasi-two-day wave determined from a General Circulation Model. **Earth, Planets and Space**, v. 51, n. 7-8, p. 629-647, July 1999.

Pancheva, D.; Alberca, L.; Delamorenna, B. A. Simultaneous observations of quasi-two-day variations in the lower and upper ionosphere over Europe. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 56, n. 1, p. 43-50, Jan. 1994.

Pancheva, D. Evidence for nonlinear coupling of planetary waves and tides in the lower thermosphere over Bulgaria. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 62, n. 2, p. 115-132, Jan. 2000.

Pancheva, D.; Mukhtarov, P. Wavelet analysis on transient behaviour of tidal amplitude fluctuations observed by meteor radar in the lower thermosphere above Bulgaria. **Annales Geophysicae**, v. 18, n. 3, p. 316-331, Mar. 2000.

Pancheva, D.; Merzlyakov, E.; Mitchell, N. J.; Portnyagin, Yu.; Manson, A. H.; Jacobi, Ch.; Meek, C. E.; Luo, Y.; Clark, R. R.; Hocking, W. K.; MacDougall, J.; Muller, H. G.; Kürschner, D.; Jones, G. O. L.; Vincent, R. A.; Reid, I. M.; Singer, W.; Igarashi, K.; Fraser, G. I.; Fahrutdinova, A. N.; Stepanov, A. M.; Poole, L. M. G.; Malinga, S. B.; Kashcheyev, B. L.; Oleynikov, A. N. Global-scale tidal variability during the PSMOS campaign of June-August 1999: interaction with planetary waves. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 64, n. 17, p. 1865-1896, Nov. 2002.

Petitdidier, M.; Teitelbaum, H.  $O(^1S)$  excitation mechanism and atmospheric tides. **Planetary and Space Science**, v. 27, n. 12, p. 1409-1419, Dec. 1979.

Pfister, L. Baroclinic instability of easterly jets with applications to the summer mesosphere. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 42, n. 4, p. 313-330, Feb. 1985.

Plumb, R. A. Baroclinic instability of the summer mesosphere: a mechanism for the quasi-two-day wave? **Journal of Atmospheric Sciences**, v. 40, n. 1, p. 262-270, Jan. 1983.

Plumb, R. A. On the seasonal cycle of stratospheric planetary-waves. **Pure and Applied Geophysics**, v. 130, n. 2-3, p. 233-242, 1989.

Poole, L. M. G. The characteristics of the mesospheric two-day wave as observed at Grahamstown (33.3°S, 26.5°E). **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 52, n. 4, p. 259-268, Apr. 1990.

Press, W. H.; Teukolsky, S. A.; Vetterling, W. T.; Flannery, B. P.; Vetterling, W. T. **Numerical recipes in FORTRAN: the art of scientific computing**. 2. ed. New York: Cambridge University Press, 1992. v. 1, 490-644p.

Randel, W. J. Global normal-mode Rossby waves observed in stratospheric ozone data. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 50, n. 3, p. 406-420, Feb. 1993.

Randel, W. J. Observations of the 2-day wave in NCM stratospheric analyses. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 52, n. 2, p. 306-313, Jan. 1994.

Rees, M. H. **Physics and chemistry of the upper atmosphere**. Cambridge: University Press, 1989. 289p.

Riggin, D. M.; Fritts, D. C.; Tsuda, T.; Nakamura, T.; Vincent, R. A. Radar observations of a 3-day Kelvin wave in the equatorial mesosphere. **Journal of Geophysical Research**, v. 102, n. D22, p. 26141-26157, Nov. 1997.

Rodgers, C. D. Evidence for 5-Day Wave in Upper Stratosphere. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 33, n. 4, p. 710-711, Apr. 1976.

Rodgers, C. D.; Prata, A. J. Evidence for a traveling two-day wave in the middle atmosphere. **Journal of Geophysical Research**, v. 86, n. C10, p. 9661-9664, Oct. 1981.

Rüster, R. VHF radar observations of nonlinear-interactions in the summer polar mesosphere. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 56, n. 10, p. 1289-1299, Aug. 1994.

Salby, M. L.; Roper, R. G. Long-period oscillations in the meteor region. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 37, n. 1, p. 237-244, Jan. 1980.

Salby, M. L. Rossby normal modes in nonuniform background configurations. Part I: simple fields. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 38, n. 9, p. 1803-1826, Sept. 1981a.

Salby, M. L. Rossby normal modes in nonuniform background configurations. Part II: equinox and solstice conditions. **Journal of Atmospheric Sciences**, v. 38, n. 9, p. 1827-1840, Sept. 1981b.

Salby, M. L. The 2-day wave in the middle atmosphere - observations and theory. **Journal of Geophysical Research**, v. 86, n. C10, p. 9654-9660, Oct. 1981c.

Salby, M. L. Survey of planetary-scale traveling waves: the state of theory and observations. **Reviews of Geophysics and Space Physics**, v. 22, n. 2, p. 209-236, May 1984.

Salby, M.; Hartmann, D. L.; Bailey, P. L.; Gille, J. C. Evidence for equatorial Kelvin modes in Nimbus7 LIMS. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 41, n. 2, p. 220-235, Jan. 1984.

Scargle, J. D. Studies in astronomical time series analysis. II - Statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data. **Astrophysical Journal, Part 1**, v. 263, n. 2, p. 835-853, Dec. 1982.

Schubert, G.; Walterscheid, R. L.; Hickey, M. P.; Tepley, C. A. Observations and interpretation of gravity wave induced fluctuations in the O I (557.7 nm) airglow. **Journal of Geophysical Research**, v. 104, n. A7, p. 14915-14924, July 1999.

Shepherd, M. G.; Ward, W. E.; Prawirosoehardjo, B.; Roble, R. G.; Zhang, S. P.; Wang, D. Y. Planetary scale and tidal perturbations in mesospheric temperature observed by WINDII. **Earth Planets Space**, v. 51, n. 7-8, p. 593-610, July 1999.

Shepherd, T. G. The middle atmosphere. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 62, n. 17-18, p. 1587-1601, Nov.-Dec. 2000.

Sivjee, G. G.; Walterscheid, R. L.; McEwen, D. J. Planetary wave disturbances in the Arctic winter mesopause over Eureka (80° N). **Planetary and Space Science**, v. 42, n. 11, p. 973-986, Nov. 1994.

Smith, A. K. Observation of low frequency Kelvin waves in the mesosphere. **Earth Planets Space**, v. 51, n. 7-8, p. 649-646, July 1999.

Spizzichino, A. Étude des interactions entre les différentes composantes du vent dans la haute atmosphère. **Annales Geophysicae**, v. 25, n. 4, p. 775-771, Oct.-Nov.-Dec. 1969.

Sridharan, U. C.; Klein, F. S.; Kaufman, F. Detailed course of the O+HO<sub>2</sub> reaction. **The Journal of Chemical Physics**, v. 82, n. 1, p. 592-593, Jan. 1985.

Takahashi, H. **Observações das bandas (9,4), (8,3), (7,2), (6,2) e (5,1) da emissão OH na luminescência atmosférica e o mecanismo de produção da OH excitada na alta atmosfera**. 1980. 127p. (INPE-2046-TDI/050). Tese (Doutorado em Ciência Espacial) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos. 1980.

Takahashi, H.; Sahai, Y.; Clemesha, B. R.; Simonich, D. M.; Teixeira, N. R.; Lobo, R. M.; Eras, A. Equatorial mesospheric and F-region airglow emissions observed from latitude 4° South. **Planetary and Space Science**, v. 37, n. 6, p. 649-655, June 1989.

Takahashi, H.; Gobbi, D.; Batista, P. P.; Melo, S. M. L.; Teixeira, N. R.; Buriti, R. A. Dynamical influence on the equatorial airglow observed from the south american sector. **Advances in Space Research**, v. 21, n. 6, p. 817-825, June 1998a.

Takahashi, H.; Batista, P. P.; Buriti, R. A.; Gobbi, D.; Nakamura, T.; Tsuda, T.; Fukao, S. Simultaneous measurements of airglow OH emission and meteor wind by a scanning photometer and the MU radar. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 60, n. 17, p. 1649-1668, Nov. 1998b.

Takahashi, H.; Buriti, R. A.; Gobbi, D.; Batista, P. P. Upper atmosphere planetary waves observed by airglow in the equatorial region. In: International Congress of the

Brazilian Geophysical Society, 6., 1999, Rio de Janeiro, **Proceedings ...** São Paulo: Mundo Virtual. 1999. 1 CD-ROM. Seção The Atmosphere and Lightning, SBGf14899.

Takahashi, H.; Nakamura, T.; Tsuda, T.; Buriti, R. A.; Gobbi, D. First measurement of atmospheric density and pressure by meteor diffusion coefficient and airglow OH temperature in the mesopause region. **Geophysical Research Letters**, v. 29, n. 8, p. 6-1, Art. No. 1165, Apr. 2002a.

Takahashi, H.; Buriti, R. A.; Gobbi, D.; Batista, P. P. Equatorial planetary wave signatures observed in mesospheric airglow emissions. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 64, n. 8-11, p. 1263-1272, May 2002b.

Talaat, E. R.; Yee, J.-H.; Zhu, X. Observations of the 6.5-day wave in the mesosphere and lower thermosphere. **Journal of Geophysical Research**, v. 106, n. D18, p. 20715-20724, Sept. 2001.

Talaat, E. R.; Yee, J. H.; Zhu, X. The 6.5-day wave in the tropical stratosphere and mesosphere. **Journal of Geophysical Research-Atmospheres**, v. 107, n. D12, p. ACL 1-1, Art. No. 4133, June 2002.

Taylor, M. J.; Hapgood, M. A. Identification of a thunderstorm as a source of short period gravity waves in the upper atmospheric nightglow emissions. **Planetary and Space Science**, v. 36, n. 10, p. 975-985, Oct. 1988.

Taylor, M. J.; Gardner, L. C.; Pendleton, W. R. Long-period wave signatures in mesospheric OH Meinel (6,2) band intensity and rotational temperature at mid-latitudes. **Advances in Space Research**, v. 27, n. 6-7, p. 1171-1179, Oct. 2001.

Teitelbaum, H.; Massebeuf, M.; Fellous, J. L.; Petitdidier, M.; Christophe, J.; Blanco, F. Simultaneous measurements of meteor winds and green line intensity variations - gravity-waves and planetary-waves. **Journal of Geophysical Research-Space Physics**, v. 86, n. A9, p. 7767-7770, Sept. 1981.

Teitelbaum, H.; Vial, F. On tidal variability induced by nonlinear interaction with planetary waves. **Journal of Geophysical Research**, v. 96, n. A8, p. 14169-14178, Aug. 1991.

Thayaparan, T. **Large and medium-scale dynamics in the mesosphere and lower thermosphere measured by MF and meteor VHF radars**. 1995. Thesis - University of Western Ontario, Ontario, Canada. 1995.

Thayaparan, T.; Hocking, W. K.; MacDougall, J. Amplitude, phase, and period variations of the quasi 2-day wave in the mesosphere and lower thermosphere over London, Canada (43° N, 81° W), during 1993 and 1994. **Journal of Geophysical Research**, v. 102, n. D8, p. 9461-9478, Apr. 1997.

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

Tsuda, T.; Ohnishi, K.; Isoda, F.; Nakamura, T.; Vincent, R. A.; Reid, I. M.; Harijono, W. B.; Sribimawati, T.; Nuryanto, A.; Wiryosumarto, H. Coordinated radar observations of atmospheric diurnal tides in equatorial regions. **Earth Planets and Space**, v. 51, n. 7-8, p. 579-592, July 1999.

Tsutsumi, M.; Tsuda, T.; Nakamura, T.; Fukao, S. Temperature fluctuations near the mesopause inferred from meteor observations with the middle and upper atmosphere radar. **Radio Science**, v. 29, n. 03, p. 599-610, May 1994.

Tsutsumi, M. **A study of atmospheric dynamics near the mesopause using radio meteor echoes**. 1995. 192p. Thesis - Kyoto University, Kyoto, 1995.

Vial, F. Tides in the middle atmosphere. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 51, n. 1, p. 3-17, Jan. 1989.

Vincent, R. A.; Lesicar, D. Dynamics of the equatorial mesosphere: first results with a new generation partial reflection radar. **Geophysical Research Letters**, v. 18, n. 5, p. 825-828, May 1991.

- Vincent, R. A. Long-period motions in the equatorial mesosphere. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 55, n. 7, p. 1067-1080, June 1993.
- Volland, H. **Atmospheric tidal and planetary waves**. Dordrecht: Kluwer Academic Publ., 1988. 348p.
- Wallace, J. M.; Kousky, V. E. Observational evidence of Kelvin waves in the tropical stratosphere. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 25, n. 5, p. 900-907, Sept. 1968.
- Ward, W. E.; Solheim, B. H.; Shepherd, G. G. Two day wave induced variations in the oxygen green line volume emission rate: WINDII observations. **Geophysical Research Letters**, v. 24, n. 9, p. 1127-1130, May 1997.
- Williams, C. R.; Avery, S. K. Analysis of long-period waves using the mesosphere-stratosphere-troposphere radar at Poker Flat, Alaska. **Journal of Geophysical Research**, v. 97, n. D18, p. 855-861, Dec. 1992.
- Witt, G.; Stegman, J.; Solheim, B. H.; Llewellyn, E. J. A measurement of the O<sub>2</sub> ( $b_1\Sigma_g^+ - X^3\Sigma_g^-$ ) atmospheric band and the OI (<sup>1</sup>S) green line in the nightglow. **Planetary and Space Science**, v. 27, n. 4, p. 341-350, Apr. 1979.
- Wu, D. L.; Hays, P. B.; Skinner, W. R. Observations of the 5-day wave in the mesosphere and lower thermosphere. **Geophysical Research Letters**, v. 21, n. 24, p. 2733-2736, Dec. 1994.
- Wu, D. L.; Fishbein, E. F.; Read, W. G.; Waters, J. W. Excitation and evolution of the quasi-2-day wave observed in UARS/MLS temperature measurements. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 53, n. 5, p. 728-738, Mar. 1996.
- Yanai, M.; Maruyama, T. Stratospheric wave disturbances propagating over the equatorial pacific. **Journal of the Meteorological Society of Japan**, v. 44, n. 5, p. 291-294, Oct. 1966.
- Yee, J. H.; Talaat, E. R.; Zhu, X. 6.5 day planetary waves in the mesosphere and lower thermosphere. **Advances in Space Research**, v. 27, n. 10, p. 1761-1765, Oct. 2001.

Yoshida, S.; Tsuda, T.; Shimizu, A.; Nakamura, T. Seasonal variations of 3.0~3.8-day ultra-fast Kelvin waves observed with a meteor wind radar and radiosonde in Indonesia. **Earth Planets Space**, v. 51, n. 7-8, p. 675-684, July 1999.

Zhang, S. P.; Peterson, R. N.; Wiens, R. H.; Shepherd, G. G. Gravity waves from O<sub>2</sub> nightglow during the AIDA '89 campaign. I - Emission rate/temperature observations. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 53, n. 3, p. 355-375, Mar. 1993.