

UNIVERSIDADE FEDERAL DE CAMPINA GRANDE
CENTRO DE CIÊNCIAS E TECNOLOGIA
COORDENAÇÃO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

**ESTUDO DA ONDA PLANETÁRIA DE 6,5 DIAS NOS
CAMPOS DE VENTO E TEMPERATURA EM 7,4°S E 22,7°S**

Robson Batista de Sousa

CAMPINA GRANDE

-Maio de 2012 -

UNIVERSIDADE FEDERAL DE CAMPINA GRANDE
CENTRO DE CIÊNCIAS E TECNOLOGIA
COORDENAÇÃO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

**ESTUDO DA ONDA PLANETÁRIA DE 6,5 DIAS NOS
CAMPOS DE VENTO E TEMPERATURA EM 7,4°S E 22,7°S**

Robson Batista de Sousa

Dissertação realizada sob a orientação dos
Profs. Dr. Lourivaldo Mota Lima e
Dr. Ricardo Arlen Buriti, apresentada à
Unidade Acadêmica de Física em comple-
mentação aos requisitos para obtenção do
título de Mestre em Física.

CAMPINA GRANDE

- Maio de 2012 -

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA BIBLIOTECA CENTRAL DA UFCG

S725e Sousa, Robson Batista de.
 Estudo da onda planetária de 6,5 dias nos campos de vento e temperatura em 7,4°S e 22,7°S / Robson Batista de Sousa. - Campina Grande, 2012.
 130f.: il., color.

 Dissertação (Mestrado em Física) – Universidade Federal de Campina Grande, Centro de Ciências e Tecnologia.
 Orientadores: Prof. Dr. Lourivaldo Mota Lima, Prof. Dr. Ricardo Arlen Buriti.

 Referências.

 1. Ondas Planetárias. 2. Temperatura Meteorica. 3. Ventos Mesosféricos.

I. Título.

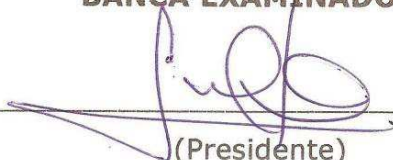
CDU 551.513.11(043)

ROBSON BATISTA DE SOUSA

**ESTUDO DA ONDA PLANETÁRIA DE 6,5 DIAS NOS CAMPOS DE VENTO E
TEMPERATURA EM (7,4°S E 22,7°S)**

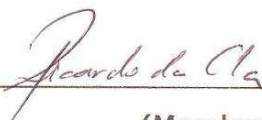
Dissertação aprovada em 16/05/2012

BANCA EXAMINADORA



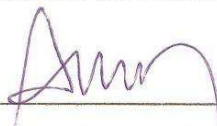
(Presidente)

Prof. Dr. Lourivaldo Mota Lima
Departamento de Física – UEPB



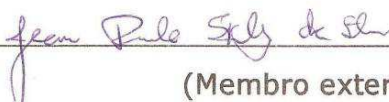
(Membro interno)

Prof. Dr. Ricardo Arlen Buriti da Costa
Unidade Acadêmica de Física – UFCG



(Membro interno)

Prof. Dr. Amauri Fragoso de Medeiros
Unidade Acadêmica de Física – UFCG



(Membro externo)

Prof. Dr. Jean Paulo Spinelly da Silva
Departamento de Física - UEPB

“Preste atenção não em quem diz, mas no que de bom se diga e guarde na memória.”

(SÃO TOMÁS DE AQUINO)

Aos meus pais Severino Batista (in memoriam) e minha mãe Maria de Lourdes (grande guerreira) sem a qual Depois de (Deus) eu não teria chegado em lugar algum.

AGRADECIMENTOS

A **Deus** por todas as graças que este miserável tem recebido (sem merecimento) desde o nascimento.

A **Santíssima Virgem Maria** (Medianeira de todas as graças: **una mater, at quae mater**).

A minha esposa, Kelly, pela paciência nos momentos em que não pude lhe dar atenção devido ao empenho nesta dissertação.

Gostaria de agradecer ao Dr. Lourivaldo Mota Lima e ao Dr. Ricardo Arlen Buriti pela orientação e empenho no desenvolvimento desse trabalho.

Aos companheiros do curso pelos momentos que compartilhamos juntos.

A todos os professores da UAF (Unidade Acadêmica de Física) pela disposição em dividir seus conhecimentos durante os cursos ministrados.

A todos os funcionários da UAF.

Ao professor Dr. Edvaldo de Oliveira Alves (Mará) pelas discussões e esclarecimentos das dúvidas.

Ao professor Ms. Jesualdo Gomes (Departamento de Matemática UFCG) pelo apoio no início do mestrado e pelas dúvidas em algumas passagens de contas.

Aos companheiros de guerra (Alyson José e Leandro Velez) por tudo o que aprendi com os mesmos e pela paciência em me aturar.

A todos os meus familiares.

Ao Frei Matias, (in memoriam) que Deus tenha a sua alma.

A todos aqueles que de maneira direta ou indireta contribuíram para a realização deste trabalho.

RESUMO

Medidas de ventos e de temperatura obtidas por radar meteorológico (SKiYMET) em São João do Cariri-PB ($7,4^{\circ}\text{S}$) e em Cachoeira Paulista-SP ($22,7^{\circ}\text{S}$) foram utilizadas para investigar a oscilação de 6,5 dias na região mesosférica. Os resultados das análises dos dados de vento e de temperatura revelaram a presença da onda de 6,5 dias em ambas as localidades, em que as atividades máximas ocorreram durante os meses de primavera austral. Os valores das amplitudes e dos comprimentos de onda vertical, determinados a partir das medidas de ventos, para São João do Cariri, foram superiores aos de Cachoeira Paulista. Em ambas as localidades foram verificadas uma modulação da onda de 6,5 dias pela Oscilação Semi-Anual (SAO) na temperatura mesosférica. De um modo geral, tanto em São João do Cariri, quanto em Cachoeira Paulista, as atividades máximas da onda de 6,5 dias foram registradas durante a fase para oeste da Oscilação Quase-Bienal (QBO). Entretanto, o conjunto de dados utilizados neste trabalho não são suficientes para estabelecer uma relação conclusiva dos efeitos da QBO na atividade da onda de 6,5 dias. Em geral, os parâmetros físicos da onda de 6,5 dias obtidos neste trabalho são compatíveis com os reportados em outras localidades.

Palavras-chave: Ondas planetárias, Temperatura meteorológica, ventos mesosféricos.

STUDY OF 6.5-DAY PLANETARY WAVE FROM WIND AND TEMPERATURE DATA AT 7.4°S AND 22.7°S

ABSTRACT

Measurements of wind and temperature obtained from SKiYMET meteor radars at São João do Cariri-PB (7.4°S) and Cachoeira Paulista (22.7°S) were used to investigate the 6.5-day oscillations in the mesospheric region. The wind and temperature data analysis results revealed the presence of the 6.5-day waves at both sites, in which the maximum activities have occurred during the austral spring months. The amplitudes and vertical wavelength values, estimated from the wind vertical structure phase delay, for São João do Cariri were longer than for Cachoeira Paulista. For the first time, has been observed for both sites that the 6.5-day wave activities display a semi-annual modulation (SAO) in the meteor temperature. In general, the maximum activities of the 6.5-day waves took place during westward QBO wind phase. However, the data series used in this study are not enough to establish a reliable QBO modulation of the 6.5-day wave. In general, the 6.5-day wave parameters obtained in this work are consistent with those reported for other sites.

Keywords: Planetary waves, Meteor Temperature, Mesospheric winds.

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
1 INTRODUÇÃO	1
1.1 Objetivo	2
1.2 Motivação para o estudo da oscilação de $\sim 6,5$ dias	3
2 REVISÃO DA LITERATURA	5
2.1 A Atmosfera Terrestre	5
2.2 Composição e estrutura da Atmosfera Terrestre	7
2.3 Estrutura da atmosfera estática	7
2.4 Descrição Lagrangeana e Euleliana e a Equação de Navier-Stokes	10
2.5 As equações de movimento para uma esfera em rotação	12
2.6 Aproximação do plano β	19
2.7 Ondas atmosféricas	20
2.8 Ondas planetárias	23
2.9 Propagação de ondas de Rossby em 3D	29
2.10 Observações da oscilação de $\sim 6,5$ dias	32
3 MATERIAIS E MÉTODOS	37
3.1 Radar Meteórico	37
3.2 Trilha meteórica	38
3.3 Características dos Meteoros	39
3.4 Estimativa das componentes do vento	40
3.5 Radar SKiYMET	43
3.6 Obtenção da temperatura mesosférica a partir de medidas por radar meteórico	46
3.7 Cálculo do coeficiente de difusão ambipolar	46
3.8 Relação entre sinal meteórico e o coeficiente de difusão ambipolar	49
3.9 Relação do coeficiente de difusão ambipolar com a pressão e a temperatura	51
3.10 Descrição do método utilizado por Hocking (1999) para o cálculo da temperatura mesosférica	51
3.11 Análise dos Ventos	58
3.12 Convolução	59

3.13	Análise de ondaletas	60
3.14	Propriedades das ondaletas	62
3.15	Transformada de ondaletas	63
3.16	O periodograma de Lomb-Scargle	63
4	RESULTADOS E DISCUSSÕES	69
4.1	Espectros do vento zonal em São João do Cariri	69
4.2	Espectros do vento zonal em Cachoeira Paulista	71
4.3	Variações da onda de $\sim 6,5$ dias nos ventos em São João do Cariri	73
4.4	Estrutura vertical da onda de $\sim 6,5$ dias em São João do Cariri	77
4.5	A variabilidade anual da amplitude da onda de $\sim 6,5$ dias em São João do Cariri entre 2004-2007	85
4.6	Variações da oscilação de quase $6,5$ dias em Cachoeira Paulista	87
4.7	Análise do periodograma de Lomb-Scargle para a oscilação de quase $6,5$ dias em Cachoeira Paulista	92
4.8	A estrutura vertical da oscilação de quase $6,5$ dias em Cachoeira Paulista	94
4.9	Comparação entre os parâmetros físicos da onda de $\sim 6,5$ dias encontrados em SJC e CP em novembro de 2005	95
4.10	A variabilidade anual da amplitude da onda de quase $6,5$ dias em Cachoeira Paulista entre 2004-2007	96
4.11	Discussão sobre a oscilação de $\sim 6,5$ dias em São João do Cariri e Cachoeira Paulista	98
4.12	Análise da oscilação de $\sim 6,5$ dias na temperatura em São João do Cariri	100
4.13	Análise da oscilação de $\sim 6,5$ dias na temperatura em Cachoeira Paulista	102
4.14	Variações da onda de $\sim 6,5$ dias na temperatura em São João do Cariri	103
4.15	Variações da onda de $\sim 6,5$ dias na temperatura em Cachoeira Paulista	107
4.16	A onda de $\sim 6,5$ dias na temperatura e o vento zonal em São João do Cariri e Cachoeira Paulista	109
5	CONSIDERAÇÕES FINAIS	113

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	117
APÊNDICE A - PARÂMETROS FÍSICOS DA ONDA DE 6,5 DIAS APRESENTADAS EM OUTROS TRABALHOS127
APÊNDICE B - CÁLCULO DO COMPRIMENTO DE ONDA VERTICAL DA ONDA DE ~ 6,5 dias129

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Perfil vertical da temperatura e da densidade atmosférica obtido via modelo MSIS-90 para as coordenadas (7, 4°S, 36, 5°O).	7
2.2 Sistema de coordenadas esféricas.	13
2.3 Dependência longitudinal do vetor unitário \vec{i}	15
2.4 Dependência do vetor unitário \hat{j} de acordo com a longitude (Figura à esquerda). Dependência do vetor unitário \hat{j} de acordo com a latitude (Figura à direita).	16
2.5 Três principais tipos de ondas atmosféricas.	21
2.6 Campo de perturbação da vorticidade (+ e -) e campo de vorticidade induzida (setas tracejadas) para uma cadeia de parcelas de fluido, apresentando o mecanismo de propagação de uma onda de Rossby.	26
2.7 A onda de 6,5 dias ($s = 1$) amplitude da onda em 95 km para o vento zonal, vento meridional, temperatura (90km), e oxigênio atômico. As linhas tracejadas representam as amplitudes do modo de Rossby (1,1) para comparação.	34
2.8 A onda de 6,5 dias no vento zonal equatorial durante outono de 1993. (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.	35
3.1 Localização dos radares meteóricos de SJC e CP.	37
3.2 Esquema da geometria usada para medir a velocidade do vento radial com um radar Doppler	41
3.3 Distribuição vertical de ocorrência de meteoros não ambíguos.	44
3.4 Distribuição vertical de ocorrência de meteoros não ambíguos.	45
4.1 Resultados da aplicação da transformada de ondaletas de Morlet para a componente zonal do vento observados por radar meteórico em SJC em 2004.	69
4.2 Resultados da aplicação da transformada de ondaletas de Morlet para a componente zonal do vento observados por radar meteórico em SJC em 2005.	70

4.3	Resultados da aplicação da transformada de ondaletas de Morlet para a componente zonal do vento observados por radar meteórico em SJC em 2006.	70
4.4	Resultados da aplicação da transformada de ondaletas de Morlet para a componente zonal do vento observados por radar meteórico em SJC em 2007.	71
4.5	Resultados da aplicação da transformada de ondaletas de Morlet para a componente zonal observados por radar meteórico em CP em 2004. . . .	71
4.6	Resultados da aplicação da transformada de ondaletas de Morlet para a componente zonal observados por radar meteórico em CP em 2005. . . .	72
4.7	Resultados da aplicação da transformada de ondaletas de Morlet para a componente zonal observados por radar meteórico em CP em 2006. . . .	72
4.8	Resultados da aplicação da transformada de ondaletas de Morlet para a componente zonal observados por radar meteórico em CP em 2007. . . .	73
4.9	Oscilação de quase 6,5 dias na componente zonal do vento observada entre os dias (204 -365) de 2004 para as sete camadas atmosféricas. Os dados de vento foram submetidos a um filtro passa-banda com períodos de passagem ente 5 e 7 dias.	74
4.10	O mesmo que a Figura 4.9, porém, para o ano de 2005.	75
4.11	O mesmo que a Figura 4.9, porém, para o ano de 2006.	76
4.12	O mesmo que a Figura 4.1, porém, para o ano de 2007.	77
4.13	Periodograma de Lomb-Scargle correspondente ao vento zonal obtidos em SJC para o ano de 2004. Resultados representativos para a camada centrada em 90 km. A linha horizontal indica um nível de confiança de 90%.	78
4.14	O mesmo que a Figura 4.13, porém para o ano de 2005.	80
4.15	O mesmo que a Figura 4.13, porém para o ano de 2006.	81
4.16	O mesmo que a Figura 4.13, porém para o ano de 2007.	82
4.17	Perfis de amplitudes e fases da onda de quase 6,5 dias em SJC entre os anos de 2004 e 2005, para a componente zonal do vento. Cada quadro superior representa o perfil de amplitude para um grupo de 21 dias e os quadros inferiores representam as fases para o mesmo grupo de dias. . . .	83
4.18	O mesmo que a Figura 4.17, porém, para os anos de 2006 e 2007.	84
4.19	Estrutura vertical e sazonal da onda de $\sim 6,5$ dias e o vento de fundo (zonal) durante o ano de 2004 em SJC. As amplitudes foram obtidas através da técnica de análise harmônica.	85
4.20	O mesmo que a Figura 4.19, porém, para o ano de 2005.	86

4.21	O mesmo que a Figura 4.19, porém, para o ano de 2006.	86
4.22	O mesmo que a Figura 4.19, porém, para o ano de 2007.	87
4.23	Oscilação de quase 6,5 dias na componente zonal do vento observada entre os dias (1-365) de 2004 para as sete camadas atmosféricas em CP. Os dados de vento foram submetidos a um filtro passa-banda com períodos de passagem ente 5 e 7 dias.	88
4.24	O mesmo que a Figura 4.23, porém, para o ano de 2005.	89
4.25	O mesmo que a Figura 4.23, porém, para parte do ano de 2006.	90
4.26	O mesmo que a Figura 4.23, porém, para parte do ano de 2007.	91
4.27	Periodograma de Lomb-Scargle correspondente ao vento zonal obtidos em CP entre os anos de 2005 e 2006. Resultados representativos para a camada centrada em 90 km. A linha horizontal indica um nível de confiança de 90%.	92
4.28	Periodograma de Lomb-Scargle correspondente ao vento zonal obtidos em CP para o ano de 2007. Resultados representativos para a camada centrada em 90 km. A linha horizontal indica um nível de confiança de 90%.	93
4.29	Perfis de amplitudes e fases da onda de quase 6,5 dias em CP entre os anos de 2005-2007, para a componente zonal do vento. Cada quadro superior representa o perfil de amplitude para um grupo de 21 dias e os quadros inferiores representam as fases para o mesmo grupo de dias. . . .	94
4.30	Estrutura vertical e sazonal da onda de quase 6,5 dias e o vento de fundo (zonal) durante o ano de 2004 em CP. As amplitudes foram obtidas através da técnica de análise harmônica.	96
4.31	O mesmo que a Figura 4.30, porém, para o ano de 2005.	97
4.32	O mesmo que a Figura 4.30, porém, para o ano de 2006.	97
4.33	O mesmo que a Figura 4.30, porém, para o ano de 2007.	98
4.34	Transformada de ondaleta de Morlet da temperatura em 90 km para o ano de 2004 em SJC.	100
4.35	Transformada de ondaleta de Morlet da temperatura em 90 km para o ano de 2005 em SJC.	101
4.36	Transformada de ondaleta de Morlet da temperatura em 90 km para o ano de 2006 em SJC.	101
4.37	Transformada de ondaleta de Morlet da temperatura em 90 km para o ano de 2007 em SJC.	101
4.38	Transformada de ondaleta de Morlet da temperatura em 90 km para o ano de 2004 em CP.	102

4.39	Transformada de ondaleta de Morlet da temperatura em 90 km para o ano de 2005 em CP.	102
4.40	Transformada de ondaleta de Morlet da temperatura em 90 km para o ano de 2006 em CP.	103
4.41	Transformada de ondaleta de Morlet da temperatura em 90 km para o ano de 2007 em CP.	103
4.42	Oscilação de quase 6,5 dias na temperatura observada em 90km de altura para o ano de 2004. A série de dados de temperatura foram submetidos a um filtro passa-banda com períodos de passagem ente 5 e 7 dias.	104
4.43	Oscilação de quase 6,5 dias na temperatura observada em 90km de altura para o ano de 2005. A série de dados de temperatura foram submetidos a um filtro passa-banda com períodos de passagem ente 5 e 7 dias.	105
4.44	Oscilação de quase 6,5 dias na temperatura observada em 90km de altura para o ano de 2006. A série de dados de temperatura foram submetidos a um filtro passa-banda com períodos de passagem ente 5 e 7 dias.	106
4.45	Oscilação de quase 6,5 dias na temperatura observada em 90km de altura para o ano de 2007. A série de dados de temperatura foram submetidos a um filtro passa-banda com períodos de passagem ente 5 e 7 dias.	106
4.46	Oscilação de quase 6,5 dias na temperatura observada em 90km de altura para o ano de 2004. A série de dados de temperatura foram submetidos a um filtro passa-banda com períodos de passagem ente 5 e 7 dias.	107
4.47	Oscilação de quase 6,5 dias na temperatura observada em 90km de altura para o ano de 2005. As séries de dados de temperatura foram submetidos a um filtro passa-banda com períodos de passagem ente 5 e 7 dias.	108
4.48	Oscilação de quase 6,5 dias na temperatura observada em 90km de altura para o ano de 2006. A série de dados de temperatura foram submetidos a um filtro passa-banda com períodos de passagem ente 5 e 7 dias.	108
4.49	Oscilação de quase 6,5 dias na temperatura observada em 90km de altura para o ano de 2007. A série de dados de temperatura foram submetidos a um filtro passa-banda com períodos de passagem ente 5 e 7 dias.	109
4.50	Oscilação de $\sim 6,5$ dias na temperatura mesosférica em SJC sobreposta com o vento de fundo zonal em 90 km.	110
4.51	Oscilação de $\sim 6,5$ dias na temperatura mesosférica em CP sobreposta com o vento de fundo zonal em 90 km.	111

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Diferentes tipos de ondas na média atmosfera equatorial.	22
3.1 Especificações do Radar Meteorológico de SJC e de CP.	45
4.1 Parâmetros físicos da onda de $\sim 6,5$ dias encontrados em SJC e CP durante o evento ocorrido em novembro de 2005.	95
A.1 Parâmetros físicos da onda de 6,5 dias apresentados em outros trabalhos.	127

1 INTRODUÇÃO

É devido à ação da gravidade que a atmosfera é mantida em torno Terra, e assim, proporciona a existência de vida em nosso planeta, uma vez que a mesma desempenha uma função protetora e se constitui num meio com o qual são estabelecidas várias interações.

Na atmosfera ocorrem vários fenômenos (trovões, furacões, raios, etc.) que sempre despertaram a curiosidade do homem que, de certa forma, sentiu a necessidade de entender como os mesmos ocorrem. Os fenômenos que ocorrem até uma altura de ~ 15 km foram os primeiros a serem estudados, uma vez que ocorrem a alturas relativamente baixas. Sendo assim, tais fenômenos podem ser estudados através de dados adquiridos através de sensores instalados em balões e aviões, ou a partir do próprio solo.

A dinâmica da atmosfera tem despertado o interesse da comunidade científica, tendo em vista fenômenos de grande importância para a qualidade de vida no planeta como o efeito estufa e a destruição da camada de ozônio. Os eventos que ocorrem na alta atmosfera não produzem efeitos imediatos na região da troposfera, entretanto, esses eventos não podem ser descartados, uma vez que as camadas atmosféricas possuem vínculos entre si.

O estudo dos processos dinâmicos da região próximo à mesopausa, compreendida entre 80-100 km, que é referida na literatura como alta mesosfera e baixa termosfera (Upper Mesosphere and Lower Thermosphere-MLT region), é realizado em termos de propagação de ondas atmosféricas, uma vez que esta região comporta várias oscilações periódicas de diferentes escalas e tempo, as quais estão superpostas aos campos médios (LIMA, 2004). A investigação das variáveis atmosféricas tem se concentrado nas análises de dados observados e de estudos teóricos através de modelos numéricos, tendo em vista 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.

Os processos dinâmicos que ocorrem na região MLT, envolvendo as ondas planetárias atmosféricas (ondas de Rossby, ondas de Rossby-gravidade e ondas de Kelvin) juntamente com oscilações de maré e ondas de gravidade, tem revelado um papel muito importante. Estas ondas podem modificar a termodinâmica e a eletrodinâ-

mica nestas camadas. As observações de atividades de ondas planetárias na região MLT têm sido realizada amplamente com base em medidas obtidas a partir de instrumentos instalados no solo e a bordo de satélites (MULLER, 1972), (MANSON et al., 1978), (TSUDA et al., 1988), (VINCENT, 1990), (MEEK et al., 19996), (DENG et al., 1997), (VINCENT, 1997), (FRITTS et al., 1999), (LIMA, 2004), (LIMA et al., 2005).

Estudos teóricos e modelos têm indicado que as ondas de escala planetária podem se propagar a partir da troposfera até altas altitudes, como a mesosfera e termosfera sob certas condições (CHARNEY J. G.; DRAZIN, 1961) e (FORBES, 1995). Este tipo de interação/acoplamento entre várias camadas atmosféricas por ondas planetárias através de sua geração, propagação e dissipação, pode afetar globalmente a redistribuição de energia e momento (LUO et al., 2002).

As oscilações de escala planetária que são observadas frequentemente possuem período de 2, 5, 10 e 16 dias. Estas oscilações são comparáveis com os modos clássicos (s,n) de Rossby que propagam-se para oeste. Em que s representa o número de onda zonal e n é o índice derivado dos subscritos das funções de Hough. Os modos que correspondem a tais oscilações são, respectivamente, $(3,-3)$, $(1,-2)$, $(1,-3)$ e $(1,-4)$ (LUO et al., 2002). É possível destacar que na atmosfera real os períodos destas oscilações podem ser modificados devido a interação com o fluxo zonal.

1.1 Objetivo

Esta dissertação trata de estudos relacionados a oscilações de escala planetária de $\sim 6,5$ dias nos campos horizontais de ventos e temperatura, em alturas próximas à mesopausa equatorial, em baixas latitudes do hemisfério sul, nas localidades de São João do Cariri ($7,4^{\circ}\text{S}$; 35°O) e de Cachoeira Paulista ($22,7^{\circ}\text{S}$, 45°O). Os dados de ventos e temperatura foram obtidos através de radares meteorológicos (SKiYMET).

Esta dissertação está estruturada da seguinte forma:

No capítulo 2 é realizada uma breve descrição da atmosfera terrestre, a descrição Lagrangeana e Euleliana, as equações de movimento para uma esfera em rotação. Também é posto a teoria acerca das ondas atmosféricas, e, em particular, enfatizando as ondas de escala planetárias ou ondas de Rossby. E, por fim, apresentamos a teoria e observações da oscilação de quase 6,5 dias.

No capítulo 3 é feita uma discussão acerca da trilha meteórica na obtenção de

ventos, método da estimativa dos ventos, as características do radar meteórico de São João do Cariri e de Cachoeira Paulista, o método utilizado para determinação da temperatura utilizando dados de radar meteórico, as técnicas de convolução, a análise de ondaletas e o periodograma de Lomb-Scargle. Estas técnicas foram utilizadas para estudar a oscilação de $\sim 6,5$ dias.

No capítulo 4 são apresentados os resultados obtidos para as oscilações de $\sim 6,5$ dias em São João do Cariri e Cachoeira Paulista nos campos de vento e temperatura.

No capítulo 5 são apresentadas as conclusões e considerações finais com algumas sugestões para os trabalhos futuros.

1.2 Motivação para o estudo da oscilação de $\sim 6,5$ dias

A oscilação de $\sim 6,5$ dias já havia sido estudada por Lima (2004) e Lima et al. (2010) em $22,7^\circ\text{S}$ no campo de vento. Entretanto, neste trabalho é realizado o estudo desta oscilação para a mesma latitude, porém, para anos diferentes, e não só no campo de vento mas também, no campo de temperatura. A onda de $\sim 6,5$ dias também foi investigada em $7,4^\circ\text{S}$ nos campos de vento e temperatura, e não existe nenhum estudo desta oscilação para esta localidade. Então, este trabalho pode dar uma contribuição para a compreensão da dinâmica da região MLT nestes locais. Este trabalho é pioneiro no estudo da onda de $\sim 6,5$ dias no campo de temperatura usando dados de Radar Meteórico SKiYMET.

2 REVISÃO DA LITERATURA

2.1 A Atmosfera Terrestre

A atmosfera terrestre pode ser entendida como sendo uma fina camada de gases que envolve o globo terrestre. Até uma altitude entre cerca de 80 e 100 km, a mistura dos gases é praticamente constante, isto é, a cada altura, a proporção de mistura de certo gás em relação ao todo se mantém. Esta porção inferior da atmosfera é denominada de homosfera. Nesta região predomina a difusão turbulenta. Em torno de 80-100 km de altura tem-se uma região de transição, a turbopausa, acima da qual predomina a difusão molecular. A partir dessa altura, os gases se distribuem de acordo com suas próprias escalas de altura, e não há mais a mistura proporcional. Esta região superior é denominada de heterosfera (KIRCHHOFF, 1991).

A região da atmosfera compreendida entre $\sim 10 - 90$ km é geralmente referida como média atmosfera e a região acima de 90 km como alta atmosfera. A absorção da radiação solar no ultravioleta com dissociação do O_3 e O_2 dominam a região da média atmosfera (estratosfera e mesosfera) e a região da baixa termosfera respectivamente (MURTHY, 1998).

Na alta atmosfera, a radiação solar no ultravioleta extremo (EUV) apresenta-se como a principal fonte de ionização e aquecimento. A alta atmosfera tem sido fonte de investigações teóricas e experimentais ao longo das últimas décadas. Já a região da média atmosfera passou a ser explorada intensamente a partir dos anos 80, especialmente com o esforço internacional do Programa da Média Atmosfera (MAP). Devido a região ser inacessível à exploração com foguetes, balões e satélites. E as técnicas terrestres capazes de explorar a média atmosfera, como a de radares, só vieram a entrar em popularidade principalmente a partir de década de 80 (MURTHY, 1998). Então, estes e outros métodos experimentais e estudos teóricos trouxeram para o foco a importância do acoplamento entre as regiões da média e alta atmosfera. O acoplamento entre a média e a alta atmosfera ocorre principalmente através dos processos dinâmicos, químicos e elétricos.

A atmosfera possui uma estrutura vertical que varia quanto aos aspectos: composição, temperatura, umidade, pressão, movimentos etc. A atmosfera da terra é convencionalmente dividida em camadas baseadas na estrutura vertical do campo de temperatura (ANDREWS et al., 1987). Assim, as camadas são denominadas por:

troposfera, estratosfera, mesosfera e termosfera, e suas regiões de inversão de temperatura são: a tropopausa, a estratopausa e a mesopausa.

A troposfera é caracterizada por apresentar diminuição da temperatura à medida que a altitude aumenta, a partir da temperatura média na superfície de aproximadamente 288 K atingindo a temperatura de ~ 220 K em torno de ~ 16 km de altitude, numa taxa de queda típica de 6,5 K/km (LIOU, 2002). O perfil térmico apresentado nesta camada pode ser explicado via balanço radiativo e transporte convectivo de energia a partir da superfície. É sabido também que praticamente todo o vapor d'água, nuvens e precipitação concentram-se nesta camada. A estratosfera é caracterizada por apresentar um acréscimo de temperatura com a altitude atingindo cerca de 270 K no seu topo, em torno de 50 km. A presença de ozônio se dá principalmente nesta camada.

Na mesosfera a temperatura decresce com a altitude. Dentre as demais camadas, é na mesosfera que são registradas as temperaturas mais baixas. Para explicar as baixas temperaturas nesta região são requeridos a consideração de processos radiativos e processos dinâmicos decorrentes dos movimentos ondulatórios e de transferência de momentum. Acima da mesosfera e se estendendo até uma altitude de centenas de quilômetros encontra-se a termosfera. As temperaturas elevadas registradas nesta região são decorrentes da absorção da radiação solar direta no ultravioleta e no extremo ultravioleta pelo oxigênio atômico.

Na Figura 3.1, observa-se o comportamento vertical anual médio da temperatura e da pressão atmosférica obtida através do modelo (MSIS-90)¹ para as coordenadas (7, 4°S; 36, 5°O). Observe que na troposfera a temperatura apresenta decréscimo com a altura a partir de 300 K à superfície, até atingir cerca de 200 K próximo à região de inversão de temperatura. É possível notar também que a pressão atmosférica apresenta um perfil que decresce com a altura.

¹O modelo MSIS-90 é um modelo atmosférico de descrição semi-empírica dos seguintes parâmetros atmosféricos: densidade, temperatura e composição termosférica. Para utilizar esse modelo é preciso a especificação de um certo número de parâmetros geofísicos, tais como, latitude, longitude e altitude.

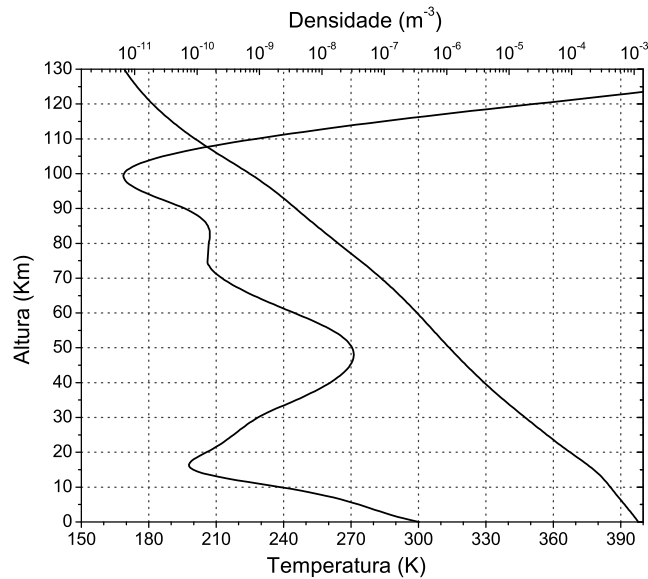


Figura 2.1 - Perfil vertical da temperatura e da densidade atmosférica obtido via modelo MSIS-90 para as coordenadas (7, 4°S, 36, 5°O).

2.2 Composição e estrutura da Atmosfera Terrestre

A atmosfera da Terra consiste basicamente de uma mistura de gases, em sua maior parte nitrogênio molecular (78% em volume) e oxigênio molecular (21% em volume). O vapor de água, o dióxido de carbono, o ozônio, e outros constituintes minoritários, compõem o restante da atmosfera com 1% em volume (SALBY, 1996). Embora estes constituintes apresentem-se menos abundantes que o nitrogênio e o oxigênio, como vapor de água e ozônio que desempenham um importante papel no balanço energético da Terra através do envolvimento em processos radiativos. Estas espécies são criadas e destruídas em regiões particulares e estão ligadas a circulação por meio de transporte, estas e outras espécies são muito variáveis. Por estas razões, essas espécies são tratadas separadamente dos constituintes atmosféricos primários, que são referidas simplesmente como “ar seco”.

2.3 Estrutura da atmosfera estática

O estado termodinâmico da atmosfera em qualquer ponto é determinado pelos valores de pressão, densidade, e temperatura naquele ponto (HOLTON, 2004). A relação que existe entre as variáveis dos campos atmosféricos se dá através da equação de

estado para um gás ideal. A pressão, densidade e temperatura, podem ser representadas simbolicamente, P , ρ e T . Para o ar seco, a equação de estado pode ser expressa como sendo:

$$P\alpha = RT, \quad (2.1)$$

ou,

$$P = \rho RT, \quad (2.2)$$

em que, α é o volume específico, R é a constante do gás para o ar seco ($R = 287 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$).

Considerando a ausência de movimentos atmosféricos a força de gravidade deve ser equilibrada pela componente vertical da força do gradiente de pressão e, assim, é possível escrever:

$$\frac{dP}{dz} = -\rho g \quad (2.3)$$

em que, z é a altitude e g é a aceleração da gravidade. Integrando a Equação (2.3) de uma altura z até o topo da atmosfera, obtém-se:

$$\begin{aligned} \int_{p_0}^p dP &= \int_z^\infty -\rho g dz \\ P(z) &= \int_z^\infty \rho g dz \end{aligned} \quad (2.4)$$

Muitas vezes é útil expressar a equação hidrostática em termos do geopotencial ²de modo que:

$$\Phi(z_2) - \Phi(z_1) = g_0(Z_2 - Z_1) = R \int_{p_2}^{p_1} T d \ln P, \quad (2.5)$$

aqui, $Z \equiv \Phi(z)/g_0$, é a altura geopotencial e $g_0 = 9,80665 \text{ ms}^{-2}$ é empregado como a média global da gravidade ao nível do mar.

²É o trabalho realizado pela força gravitacional para erguer uma massa unitária do nível do mar até uma altura z .

A Equação (2.5) ainda pode ser escrita como:

$$Z_T \equiv (Z_2 - Z_1) = \frac{R}{g_0} \int_{P_2}^{P_1} T d \ln P, \quad (2.6)$$

em que Z_T é a espessura da camada atmosférica entre as superfícies de pressão P_2 e P_1 .

Definindo uma camada de temperatura média:

$$\langle T \rangle = \int_{P_2}^{P_1} T d \ln P \left[\int_{P_2}^{P_1} d \ln P \right]^{-1}, \quad (2.7)$$

de modo que a escala de altura média é dada por $H \equiv \frac{R \langle T \rangle}{g_0}$. Realizando-se uma análise dimensional do parâmetro H , obtém-se: $[H] \equiv \frac{JK^{-1}kg^{-1}K}{ms^{-2}} = \frac{kgms^{-2}mK^{-1}kg^{-1}K}{ms^{-2}} = m$. A escala de altura representa a dimensão vertical característica da distribuição de massa e varia de cerca de 8 km próximo à superfície e ~ 6 km em regiões atmosféricas que apresentam baixas temperaturas (SALBY, 1996). Em termos da escala de altura, a Equação (2.6) assume a forma:

$$Z_T = H \ln \left(\frac{p_1}{p_2} \right) \quad (2.8)$$

.

De acordo com esta equação, a espessura de uma camada delimitada por superfícies isobáricas é proporcional à temperatura média da camada. Assim a pressão decresce mais rapidamente em uma camada que apresente menor temperatura do que em uma camada que apresente maior temperatura. Da Equação (2.8) verifica-se que em uma atmosfera isotérmica, a altura geopotencial é proporcional ao logaritmo natural da pressão normalizada pela superfície de pressão,

$$Z_T = -H \ln \left(\frac{p}{p_0} \right), \quad (2.9)$$

em que p_0 é a pressão em $Z = 0$. Assim, a equação (2.9) assume a seguinte forma:

$$p(Z) = p(0) \exp \left(\frac{-Z}{H} \right). \quad (2.10)$$

Da equação (2.10) podemos concluir que em uma atmosfera isotérmica a pressão

decrece exponencialmente com a altura geopotencial por um fator de escala de altura de e^{-1} .

Para saber o número de átomos, n_T , presentes em uma coluna cilíndrica de ar atmosférico, que se estende da superfície até o infinito, basta integrar a equação (2.10), ou seja:

$$n_T = \int_{-\infty}^0 n_0 \exp \frac{-z}{h} dz \quad (2.11)$$

em que n_0 está relacionada com a pressão na superfície p_0 , de forma que no nível do mar, tem-se:

$$n_0 = \frac{P_0}{kT}. \quad (2.12)$$

O resultado de (2.11) é simplesmente:

$$n_T = n_0 H. \quad (2.13)$$

2.4 Descrição Lagrangeana e Euleliana e a Equação de Navier-Stokes

A descrição dos movimentos atmosféricos é bastante complexa. Como qualquer sistema fluídico, a dinâmica da atmosfera é governada pela mecânica do contínuo, e as mesmas podem ser obtidas através da mecânica e da termodinâmica para um corpo fluídico via generalização de tais leis para o contínuo destes sistemas. Na atmosfera, o sistema discreto para o qual tais leis são aplicadas é uma parcela de ar, definida como porção fixa de matéria. O comportamento de um fluído pode ser descrito de duas maneiras: observando o movimento de cada partícula que compõe o fluído ou o mesmo como um todo.

Seja um fluído que, num certo instante, ocupe uma região $\Omega_0 \subset R^3$ de fronteira tão suave quanto for necessário, e $[0, T]$ como o intervalo de tempo de observação e $\Omega_t \subset R^3$ como sendo a região que o mesmo ocupa em um instante $t \in [0, T]$.

As coordenadas lagrangeanas descrevem o movimento do fluído baseado nas trajetórias das partículas, ou seja, para cada $y \in \Omega_0$ define-se uma função $c_y : [0, T] \rightarrow R^3$, que descreve a trajetória da partícula na posição inicial $y(c_y(0) = y)$. Dessa forma será definida a seguinte função $X : \Omega_0 \times [0, T] \rightarrow R^3$ dada por $X(y, t) = c_y(t)$ que

será denominada de fluxo. Será assumido que para cada $t \in [0, T]$, $\Omega_t = X(y, t)$; $y \in \Omega_0$ é um aberto do R^3 e que X é um difeomorfismo entre Ω_0 e Ω_t .

Quando a descrição do fluido é feita através da velocidade com que as partículas passam em pontos determinados do espaço, então, o movimento do fluido está sendo estudado através do sistema de coordenadas eulianas. Assim, considerando a função $u: R^3 \times [0, T]$, que é definida pela velocidade $u(x, t)$ da partícula.

Considerando que $y \in \Omega_0$ é a partícula que passa em $x \in \Omega_t$ no tempo $t \in [0, T]$, temos que X satisfaz o problema de valor inicial,

$$\begin{cases} \frac{d}{dt}X(y, t) &= u(x, t) = u(X(y, t), t) \\ X(y, 0) &= y. \end{cases} \quad (2.14)$$

Dada uma função f de classe C^{13} que apresente dependência da posição x e do tempo t , podemos determinar a sua derivada ao longo da trajetória c_y em que $x = c_y(t) = X(y, t)$. Então, aplicando a regra da cadeia na Equação (2.14) produz:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}f(X(y, t), t) &= \nabla f(x, t) \frac{\partial}{\partial t}X(y, t) + \frac{\partial}{\partial t}f(x, t) \\ &= \nabla f(x, t)u(x, t) + \frac{\partial}{\partial t}f(x, t) \end{aligned} \quad (2.15)$$

A relação (2.15) é denominada de derivada material da função f . A quantidade $\frac{\partial f}{\partial t}$ representa a taxa de variação de f num ponto e $\vec{u} \cdot \vec{\nabla} f$ é denominada de derivada convectiva, devido a ser a variação da advecção da partícula de um lugar para outro onde o valor de f é diferente. A Equação (2.15) pode ser reescrita como sendo:

$$\dot{f} = f_t + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} f(x, t). \quad (2.16)$$

As equações de Navier-Stokes formam um sistema de equações diferenciais não lineares que apresentam problemas complexos. Estas equações são de interesse de estudiosos de várias áreas. Do ponto de vista físico, as mesmas modelam: o clima, o movimento de ar na atmosfera, as correntes oceânicas, fluxo sanguíneo, etc. Es-

³Dizemos que $f: I \rightarrow \mathfrak{R}$ é uma função de classe C^n , e escrevemos $f \in C^n$, quando f é n vezes derivável e, além disso, a função $f^{(n)}: I \rightarrow \mathfrak{R}$ é contínua. Quando $f \in C^n$ para todo $n \in \mathbb{N}$, dizemos que f é de classe C^∞ e escrevemos $f \in C^\infty$ (LIMA, 2002).

tas equações exigem muitas hipóteses sobre seus dados para obtenção de resultados como unicidade, regularidade e solução explícita. A existência de solução suave global para as equações no caso tridimensional, para fluidos incompressíveis, é um problema em aberto (SILVA, 2010).

Levando em consideração que as forças reais que agem na atmosfera sejam a força devido ao gradiente de pressão, força devido à gravidade, a força de Coriolis e a viscosa devido à fricção, a segunda lei de Newton por unidade de massa pode ser escrita como:

$$\frac{D\vec{U}}{Dt} = -2\vec{\Omega} \times \vec{U} - \frac{1}{\rho}\vec{\nabla}p + \vec{g} + \vec{F} \quad (2.17)$$

em que, a quantidade D/Dt representa a derivada material, \vec{F} representa a força de fricção por unidade de massa, \vec{g} é a aceleração gravidade, $\vec{\Omega}$ representa a velocidade angular da Terra, \vec{U} representa a velocidade do fluido, $\vec{\nabla}p$ é o gradiente de pressão e ρ é a densidade. A Equação 2.17 é a equação de movimento para fluidos compressíveis, também conhecida como Equação de **Navier-Stokes**, expressa em um sistema girando com a Terra.

2.5 As equações de movimento para uma esfera em rotação

Tanto a atmosfera terrestre quanto o oceano estão localizados sobre a superfície de uma esfera, e os movimentos destes sistemas sofrem influência da rotação e da estratificação (VALLIS, 2006). Dessa forma, as equações de movimento destes sistemas são afetadas por tais efeitos. Inicialmente, alguns efeitos elementares da rotação sobre um fluido, como a força de Coriolis, serão levados em conta, para em seguida as equações de movimento serem escritas de uma forma apropriada para movimentos que ocorrem sobre uma esfera.⁴

Devido à simetria apresentada pela Terra é conveniente expressar a Equação (2.17) num sistema de coordenadas esféricas. Nesta seção seguiremos a mesma sequência desenvolvida por Holton (2004).

Na Figura 2.2, está representado o sistema de coordenadas esféricas. Os vetores

⁴Do ponto de vista de modelo estamos considerando a Terra como uma esfera, entretanto, é sabido que a mesma apresenta forma de geóide, mas, dessa forma, o estudo se torna mais simples.

unitários \hat{i} , \hat{j} e \hat{k} , estão, respectivamente, na direção crescente das quantidades, λ (longitude), ϕ (latitude) e z (altura). Este tratamento também pode ser realizado em termos da co-latitude. Sendo a o raio da Terra, então pode-se definir $r = a + z$, em que z é a altura.

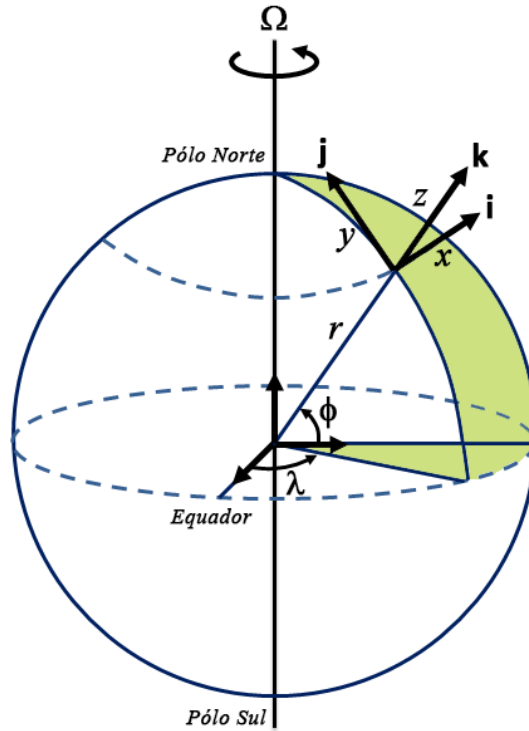


Figura 2.2 - Sistema de coordenadas esféricas.

Fonte: Adaptada de (VALLIS, 2006), p. 58.

Considerando, u como a componente zonal da velocidade do vento, v a componente meridional e w a componente vertical, e definindo \hat{i} , \hat{j} e \hat{k} como sendo os vetores unitários na direção em que $(\lambda, \phi$ e $z)$ crescem, então:

$$\vec{U} = u\hat{i} + v\hat{j} + w\hat{k}, \quad (2.18)$$

e as componentes u , v e w são definidas por:

$$(u, v, w) \equiv \left(r \cos \phi \frac{D\lambda}{Dt}, v \equiv r \frac{D\phi}{Dt}, w \equiv \frac{Dz}{Dt} \right) \quad (2.19)$$

Considerando $a \gg z$, então, $a \approx r$, e lembrando que:

$$u \equiv \frac{Dx}{Dt}; v \equiv \frac{Dy}{Dt} \quad (2.20)$$

Logo, usando a equação (2.20) na equação (2.19), produz:

$$Dx = a \cos \phi D\lambda; Dy = a D\phi \quad (2.21)$$

Levando em consideração que os vetores unitários $(\hat{i}, \hat{j}, \hat{k})$, são funções da posição sobre a Terra esférica, então a derivada de (2.18) em relação ao tempo fornece:

$$\frac{D\vec{U}}{Dt} = \frac{Du}{Dt}\hat{i} + u\frac{D\hat{i}}{Dt} + \frac{Dv}{Dt}\hat{j} + v\frac{D\hat{j}}{Dt} + \frac{Dw}{Dt}\hat{k} + w\frac{D\hat{k}}{Dt} \quad (2.22)$$

Para obter as equações componentes é necessário calcular as razões das variações dos vetores unitários seguindo o movimento. Sendo o termo $\frac{D\hat{i}}{Dt}$ e, como \hat{i} é função somente de x , então é possível expandir sua derivada como:

$$\frac{D\hat{i}}{Dt} = u \frac{\partial \hat{i}}{\partial x} \quad (2.23)$$

Observando a Figura 2.3, é possível escrever:

$$\lim_{\delta x \rightarrow 0} \frac{|\delta \hat{i}|}{\delta x} = \left| \frac{\partial \hat{i}}{\partial x} \right| = \frac{1}{a \cos \phi} \quad (2.24)$$

Como a quantidade $(\frac{\partial \hat{i}}{\partial x})$ aponta para o eixo de rotação, tem-se que:

$$\frac{\partial \hat{i}}{\partial x} = \frac{1}{a \cos \phi} (\hat{j} \sin \phi - \hat{k} \cos \phi) \quad (2.25)$$

Substituindo a equação (2.25) na equação (2.23), obtém-se:

$$\frac{D\hat{i}}{Dt} = \frac{u}{a \cos \phi} (\hat{j} \sin \phi - \hat{k} \cos \phi) \quad (2.26)$$

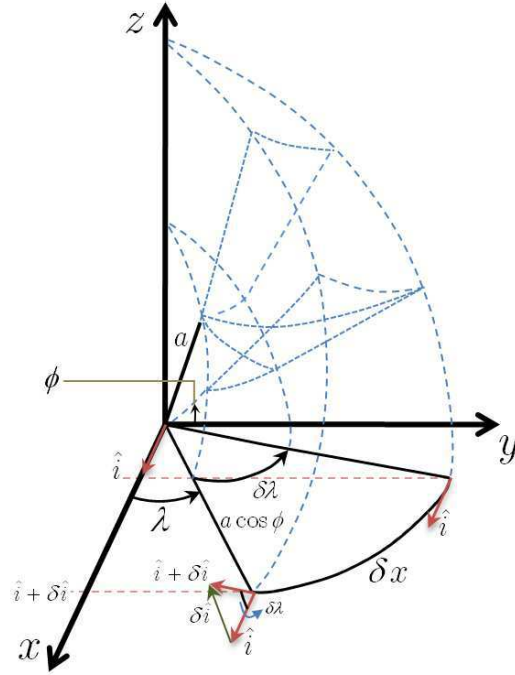


Figura 2.3 - Dependência longitudinal do vetor unitário \hat{i} .

Para o vetor unitário \hat{j} , observa-se que o mesmo é função de x e y . Usando a Figura 2.4, podemos notar que para movimentos na direção oeste-leste $|\delta\hat{j}| = \delta x/a \tan^{-1} \phi$. Como $\partial\hat{j}/\partial x$ está direcionado na direção negativa de x , vem que:

$$\frac{\partial\hat{j}}{\partial x} = -\frac{\tan \phi}{a} \hat{i} \quad (2.27)$$

Da Figura 2.4, verifica-se que para movimento na direção sul-norte $|\delta\hat{j}| = \delta\varphi$, e $\delta y = a\delta\varphi$ com $\delta\hat{j}$ direcionado para baixo. E assim:

$$\frac{\partial\hat{j}}{\partial y} = -\frac{\hat{k}}{a} \quad (2.28)$$

Da mesma forma, tem-se:

$$\frac{D\hat{j}}{Dt} = -\frac{u \tan \phi}{a} \hat{i} - \frac{v}{a} \hat{k} \quad (2.29)$$

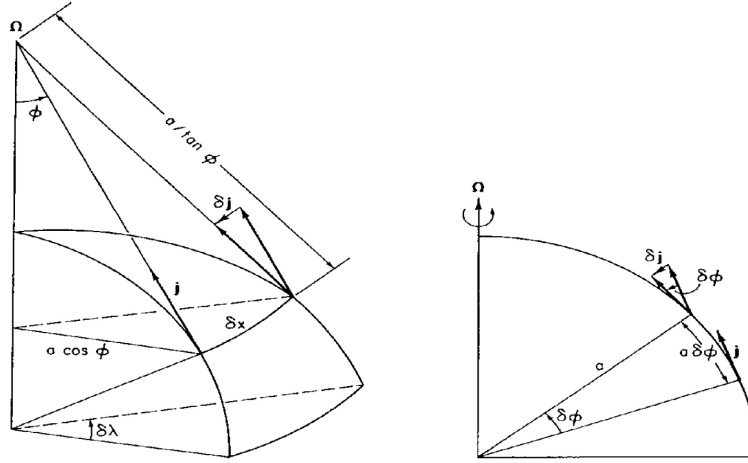


Figura 2.4 - Dependência do vetor unitário \hat{j} de acordo com a longitude (Figura à esquerda). Dependência do vetor unitário \hat{j} de acordo com a latitude (Figura à direita).

Fonte: Adaptada de (HOLTON, 2004), p. 36 – 37.

Usando argumentos semelhantes, pode-se mostrar que:

$$\frac{D\hat{k}}{Dt} = \hat{i}\frac{u}{a} + \hat{j}\frac{v}{a} \quad (2.30)$$

Usando as Equações (2.26), (2.29) e (2.22), produz:

$$\begin{aligned} \frac{D\vec{U}}{Dt} &= \frac{Du}{Dt}\hat{i} + u \left[\frac{u}{a \cos \phi} (\hat{j} \sin \phi - \hat{k} \cos \phi) \right] + \frac{Dv}{Dt}\hat{j} + v \left[-\frac{u \tan \phi}{a} \hat{i} - \frac{v}{a} \hat{k} \right] + \\ &+ \frac{Dw}{Dt}\hat{k} + w \left[\hat{i}\frac{u}{a} + \hat{j}\frac{v}{a} \right] \end{aligned} \quad (2.31)$$

ou rearranjando os termos, obtemos:

$$\begin{aligned} \frac{D\vec{U}}{Dt} &= \left[\frac{Du}{Dt} - \frac{vu \tan \phi}{a} + \frac{wu}{a} \right] \hat{i} + \left[\frac{u^2 \tan \phi}{a} + \frac{Dv}{Dt} + \frac{wv}{a} \right] \hat{j} + \\ &+ \left[\left(-\frac{u^2 + v^2}{a} + \frac{Dw}{Dt} \right) \right] \hat{k} \end{aligned} \quad (2.32)$$

Agora a equação (2.17) será retomada para escrever os outros termos. Usando o fato que $\bar{\Omega}$ não apresenta componente paralela na direção \hat{i} e que $2\Omega \cos \phi$ e $2\Omega \sin \phi$ são

as componentes paralelas de \hat{j} e \hat{k} , tem-se:

$$\begin{aligned}
-2(\vec{\Omega} \times \vec{U}) &= -2\omega \begin{vmatrix} \hat{i} & \hat{j} & \hat{k} \\ 0 & \cos \phi & \sin \phi \\ u & v & w \end{vmatrix} \\
&= -(2\Omega w \cos \phi - 2\Omega v \sin \phi)\hat{i} - (2\Omega u \sin \phi)\hat{j} + \\
&+ (2\Omega u \cos \phi)\hat{k}
\end{aligned} \tag{2.33}$$

Podemos escrever $\vec{\nabla}p$ como sendo:

$$\vec{\nabla}p = \hat{i} \frac{1}{r \cos \phi} \frac{\partial p}{\partial \lambda} + \hat{j} \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \phi} + \hat{k} \frac{\partial p}{\partial r} \tag{2.34}$$

E a gravidade escrita como sendo:

$$\vec{g} = -g\hat{k} \tag{2.35}$$

em que g é um escalar positivo ($g > 0$).

E, podemos escrever:

$$\vec{F} = \hat{i}F_\lambda + \hat{j}F_\phi + \hat{k}F_r \tag{2.36}$$

Agora, substituindo as equações (2.32), (2.33), (2.34), (2.35) e (2.36) na equação (2.17), obtém-se:

$$\begin{aligned}
\left[\frac{Du}{Dt} - \frac{vu \tan \phi}{a} + \frac{wu}{a} \right] \hat{i} + \left[\frac{u^2 \tan \phi}{a} + \frac{Dv}{Dt} + \frac{wv}{a} \right] \hat{j} + \left[-\frac{u^2 + v^2}{a} + \frac{Dw}{Dt} \right] \hat{k} = \\
- (2\Omega w \cos \phi - 2\omega v \sin \phi)\hat{i} - (2\omega \sin \phi)\hat{j} + (2\omega u \cos \phi)\hat{k} - \\
\frac{1}{\rho} \left[\hat{i} \frac{1}{r \cos \phi} \frac{\partial p}{\partial \lambda} + \hat{j} \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \phi} + \hat{k} \frac{\partial p}{\partial r} \right] - g\hat{k} + \hat{i}F_\lambda + \hat{j}F_\phi + \hat{k}F_r.
\end{aligned} \tag{2.37}$$

Igualando os termos nas direções \hat{i} , \hat{j} e \hat{k} é imediato obter:

$$\frac{Du}{Dt} - \frac{vu \tan \phi}{a} + \frac{wu}{a} = -2\Omega w \cos \phi + 2\Omega v \sin \phi - \frac{1}{\rho r \cos \phi} \frac{\partial p}{\partial \lambda} + F_\lambda. \quad (2.38)$$

$$\frac{u^2 \tan \phi}{a} + \frac{Dv}{Dt} + \frac{wv}{a} = 2\Omega u \sin \phi - \frac{1}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial \phi} + F_\phi. \quad (2.39)$$

$$\frac{u^2 + v^2}{a} + \frac{Dw}{Dt} = 2\Omega u \cos \phi - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} - g + F_r. \quad (2.40)$$

Que podem ser escritas como:

$$\frac{Du}{Dt} - \left(2\Omega + \frac{u}{a \cos \phi} \right) (v \sin \phi - w \cos \phi) + \frac{1}{\rho r \cos \phi} \frac{\partial p}{\partial \lambda} = F_\lambda. \quad (2.41)$$

$$\frac{Dv}{Dt} + \frac{wv}{a} + \left(2\Omega + \frac{u}{a \cos \phi} \right) u \sin \phi + \frac{1}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial \phi} = F_\phi. \quad (2.42)$$

$$\frac{Dw}{Dt} - \frac{u^2 + v^2}{a} - 2\Omega u \cos \phi + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + g = F_r. \quad (2.43)$$

As quais formam um conjunto de equações não lineares. O termo $1/a$ que aparece nesse conjunto de equações é um termo quadrático nas variáveis dependentes, ou seja, ele é não linear e frequentemente denominado de termo de curvatura (termo métrico), e surge devido à curvatura da Terra. Do ponto de vista de análise teórica ele é de difícil manipulação. Entretanto, o mesmo não é significativo em escala sinótica (HOLTON, 1992). Os termos que envolvem o parâmetro Ω são denominados de termos de Coriolis.

As equações primitivas nada mais são que as simplificações do conjunto de Equações (2.41 a 2.43) que são frequentemente usadas na modelagem da atmosfera e do oceano. As três aproximações envolvidas são:

- Aproximação hidrostática. Na equação de momento vertical o termo da

gravidade é que balanceia o termo do gradiente de pressão, de modo que:

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \quad (2.44)$$

- Aproximação de fluido raso (ou de águas rasas). Sabendo que $r = a + z$, em que a é o raio da terra e z aumenta na direção radial. A coordenada r é substituída pela quantidade a , exceto quando ela é usada como argumento de diferenciação. Por exemplo:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial r^2 w}{\partial r} \rightarrow \frac{\partial w}{\partial z} \quad (2.45)$$

- Aproximação tradicional. Termos de Coriolis na equação de momento envolvendo a velocidade vertical e termos ainda menores uw/r e vw/r são desconsiderados.

2.6 Aproximação do plano β

A dinâmica dos fluidos geofísicos está preocupada com uma ampla variedade de comportamentos complexos manifestados pelos mesmos sobre uma superfície de um planeta girando. E assim, equações simplificadas ou modelos designados para captar determinados fenômenos são bastante úteis.

É sabido que a componente vertical da rotação varia com a latitude, o que leva a importantes consequências dinâmicas. Esse efeito pode ser aproximado, fazendo com que o vetor de rotação possa variar. Então, para pequenas variações na latitude, o parâmetro de Coriolis pode ser expresso como:

$$f = 2\Omega \sin \phi \approx 2\Omega \sin \phi_0 + 2\Omega(\phi - \phi_0) \cos \phi_0 \quad (2.46)$$

e no plano tangente, o mesmo pode ser expresso da seguinte forma:

$$f = f_0 + \beta y \quad (2.47)$$

em que , $f_0 = 2\Omega \sin \phi_0$, $\beta = \partial f / \partial y = 1/a(2\Omega \cos \phi_0)$, a é o raio da Terra e Ω é a taxa de rotação angular da Terra. Esta aproximação é conhecida como aproximação do plano beta ⁵. Dessa forma, os efeitos dinâmicos da esfericidade mais importantes são

⁵A aproximação do plano beta consiste em expandir o parâmetro de Coriolis, $f = 2\Omega \sin \phi$, em

capturados, sem a complicação dos efeitos geométricos, os quais não são essenciais para a descrição de muitos fenômenos.

2.7 Ondas atmosféricas

De um modo geral ondas em fluídos resultam da ação de forças restauradoras nas parcelas que tenham sido deslocadas de suas posições de equilíbrio. As forças restauradoras podem ser devidas à compressibilidade, gravidade, rotação ou efeitos eletromagnéticos (HOLTON, 2004).

Uma das propriedades dinâmicas mais importantes da atmosfera é a de suportar movimento tipo onda (ANDREWS et al., 1987). As ondas são caracterizadas por variações na velocidade dos ventos, na densidade atmosférica, na pressão atmosférica (BEER, 1974). Na atmosfera são observadas oscilações que apresentam períodos da ordem de segundos até a escala de anos (VOLLAND, 1988).

As ondas atmosféricas podem ser classificadas de várias maneiras distintas, de acordo com suas propriedades físicas ou geométricas. Em primeiro lugar elas podem ser classificadas de acordo com o seu mecanismo de restauração: a flutuabilidade, ou gravidade inercial, também denominada de ondas de gravidade devem sua existência a estratificação, enquanto a onda de gravidade inercial resulta de uma combinação da estratificação e do efeito de Coriolis. As ondas planetárias, ou Rossby resultam do efeito-beta, ou mais geralmente, do gradiente de vorticidade potencial (ANDREWS et al., 1987).

Na Figura 2.5 \vec{k} representa o vetor que dá a direção de propagação da onda. Observa-se que as ondas de gravidade perturbam o campo de vento na vertical e apresenta direção de propagação perpendicular a direção de vibração das partículas que constituem esse campo. O deslocamento nos campos provocados por ondas acústicas se dão na mesma direção de propagação da onda. As ondas de Rossby se propagam horizontalmente com deslocamentos horizontais perpendiculares a direção de propagação.

Um segundo tipo de classificação é distinguir as oscilações forçadas, ou seja, aquelas que são mantidas de forma contínua por um mecanismo de excitação, das ondas

série de Taylor (considerando os termos até primeira ordem) em torno de uma latitude ϕ_0 e utilizar a geometria cartesiana ao invés da esférica, quando um movimento atmosférico ocorre em torno de alguma latitude ϕ_0 .

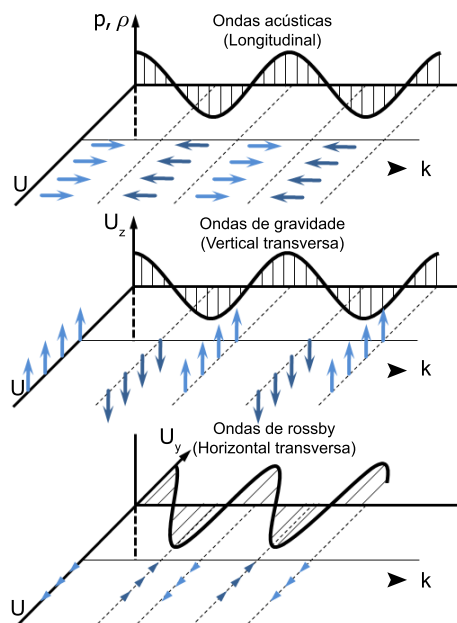


Figura 2.5 - Três principais tipos de ondas atmosféricas.

livres, as quais não são mantidas dessa forma. Como exemplo de oscilação forçada pode ser citada as marés térmicas, que são induzidas por flutuações diurnas do aquecimento solar, e como exemplo de ondas livres pode ser citado os modos normais de oscilação.

Outra classificação consiste no fato de que algumas ondas podem se propagar em todas as direções, enquanto outras podem ser aprisionadas em algumas direções. Em algumas circunstâncias horizontal de propagação, ondas planetárias podem se propagar verticalmente e zonalmente, mas são aprisionadas com o aumento da distância ao equador (ANDREWS et al., 1987). Na Tabela 2.1 está posto algumas informações acerca de algumas oscilações atmosféricas.

Tabela 2.1 - Diferentes tipos de ondas na média atmosfera equatorial.

Tipos de oscilações	Período	Principais mecanismos de geração
Oscilação Quase-Bienal (QBO)	~ 26 meses	Interação com o fluxo médio; envolvendo ondas de Kelvin e Rossby-gravidade; ondas de gravidade.
Oscilação anual	12 meses	Aquecimento solar latitudinal desigual
Oscilação semi-anual	6 meses	interação da onda com o fluxo médio envolvendo ondas de Kelvin e ondas de gravidade
Ondas planetárias (Kelvin e Rossby-gravidade)	2 – 40 dias	Orografia: forçante térmico
Marés atmosféricas	24h, 12h, 8h	Aquecimento térmico devido ao O ₃ e vapor de água
Ondas de gravidade	~ 5 min até poucas horas	Frentes frias, sistemas convectivos, vento soprando sobre montanhas

2.8 Ondas planetárias

Ao considerar oscilações atmosféricas (ondas) de escala relativamente grande, a esfericidade da Terra não pode ser desprezada. Rossby foi o primeiro a destacar que o efeito mais significativo da esfericidade da Terra é que tornaram o parâmetro de Coriolis $f = 2\Omega \sin \phi$, uma função da latitude (PEDLOSKY, 2003). Tendo em vista os processos meteorológicos de larga escala a oscilação referida como onda de Rossby, ou onda planetária é uma das mais importantes.

As ondas que apresentam extensão cuja ordem é a do globo terrestre são consideradas ondas de escala planetária. Essas ondas possuem uma grande estrutura horizontal. Na região da alta mesosfera e baixa termosfera assumem períodos próximos a 2, 4, 5, 10 e 16 dias (SALBY, 1984).

Os mecanismos de geração das ondas de escala planetária são: processos convectivos, interação não linear 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 (BEER, 1974).

As ondas de Rossby são muito importantes em processos meteorológicos de larga escala e devem sua existência à conservação da vorticidade absoluta, decorrente da variação do parâmetro de Coriolis com a latitude, o chamado efeito beta. Um exemplo de uma onda de Rossby ocorre numa atmosfera barotrópica, ou seja, uma atmosfera em que a temperatura potencial é constante em cada superfície de pressão (HOLTON, 1992).

É possível facilitar o estudo de movimentos de grande escala horizontal com extensão latitudinal quando simplificações geométricas são consideradas. Ao adotar o plano β , a curvatura da terra é desconsiderada, e o parâmetro de Coriolis dado aproximadamente por:

$$f = 2\Omega \sin \phi_0 + \frac{df}{dy} a (\phi - \phi_0), \quad (2.48)$$

em que, $a(\phi - \phi_0)$ é a distância meridional desde uma latitude fixa onde o parâmetro de Coriolis é $f_0 = 2\Omega \sin \phi_0$, a representa o raio da terra; ϕ é a latitude e Ω é a velocidade angular da terra.

Sob condições não divergentes, ou seja, na ausência de movimentos verticais, os

movimentos atmosféricos são governados pela conservação da vorticidade ⁶ absoluta, a qual se escreve como sendo:

$$\frac{d\xi}{dt} + \beta v = 0 \quad (2.49)$$

em que, ξ é a vorticidade, t é o tempo e v é a velocidade.

Linearizando sobre um estado básico que é barotropicamente estratificado ⁷ e em movimento uniforme obtém-se a equação de vorticidade perturbada, a qual é escrita como sendo:

$$\frac{D\xi'}{Dt} + \beta v' = 0, \quad (2.50)$$

pode ser assumido que os movimentos consistem de um estado básico zonal e de uma pequena perturbação horizontal ($\xi = \bar{\xi} + \xi'$)

De acordo com o teorema de Helmholtz ⁸, sendo o movimento não divergente, o campo de velocidade horizontal pode ser representado em termos de uma função corrente ψ ,

$$\vec{v}'_h = \vec{k} \times \vec{\nabla} \psi' \quad (2.51)$$

A equação da vorticidade torna-se então,

$$\frac{D}{Dt} (\nabla^2 \psi') + \beta \frac{\partial \psi'}{\partial x} = 0. \quad (2.52)$$

A equação (2.52) 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 aos deslocamentos meridionais (SALBY, 1996).

Didaticamente a propagação de uma onda de Rossby pode ser entendida de uma forma qualitativa considerando uma cadeia fechada de parcelas de fluido inicialmente alinhado ao longo de um círculo de latitude (HOLTON, 2004). Como é sabido a vorticidade absoluta é dada por $\eta = \xi + f$, em que ξ é vorticidade relativa e f é

⁶A vorticidade é uma medida da rotação local do fluxo (ANDREWS, 2010).

⁷A estratificação é dita barotrópica quando as superfícies isentrópicas coincidem com as superfícies isobáricas.

⁸Para maiores detalhes acerca do Theorema de Helmholtz, o leitor pode consultar o livro do Salby (1996), página 375.

o parâmetro de Coriolis. Tomando $\xi = 0$ em t_0 , e considerando que em t_1 , δy é o deslocamento meridional de uma parcela de fluido a partir da latitude original, em t_1 , temos:

$$(\zeta + f)_{t_1} = f_{t_0} \quad (2.53)$$

ou,

$$\zeta_{t_1} = f_{t_0} - f_{t_1} = -\beta\delta y, \quad (2.54)$$

em que, $\beta \equiv \partial f / \partial y$, é denominado de gradiente de vorticidade planetária na latitude original.

Da equação (2.54) notamos que se a cadeia das parcelas está sujeita a um deslocamento senoidal meridional para que a vorticidade absoluta seja conservada, a perturbação resultante na vorticidade será positiva para o deslocamento para sul e negativo para um deslocamento para o norte.

Para entender a propagação de uma onda de Rossby será utilizada a Figura 2.6. A perturbação gerada no campo de vorticidade irá induzir um campo de velocidade meridional que advecta a cadeia de parcelas para sudeste da vorticidade máxima e nordeste da vorticidade mínima. Dessa forma, as parcelas do fluido oscilam para frente e para trás sobre sua latitude de equilíbrio e o padrão da vorticidade máxima e mínima se propaga para oeste. E esta propagação do campo de vorticidade para oeste constitui uma onda de Rossby (HOLTON, 2004). Assim como um gradiente vertical positivo de temperatura potencial ⁹ resiste a um deslocamento vertical do fluido e proporciona a força restauradora para ondas de gravidade, o gradiente meridional da vorticidade absoluta resiste a deslocamentos verticais e proporciona o mecanismo de restauração para onda de Rossby.

Para obter a velocidade de propagação para oeste, faremos:

$$\delta y = a \sin [k(x - ct)] \quad (2.55)$$

em que, a é o deslocamento máximo para norte. Usando a definição de velocidade,

⁹A definição de temperatura potencial está posta no Apêndice B.

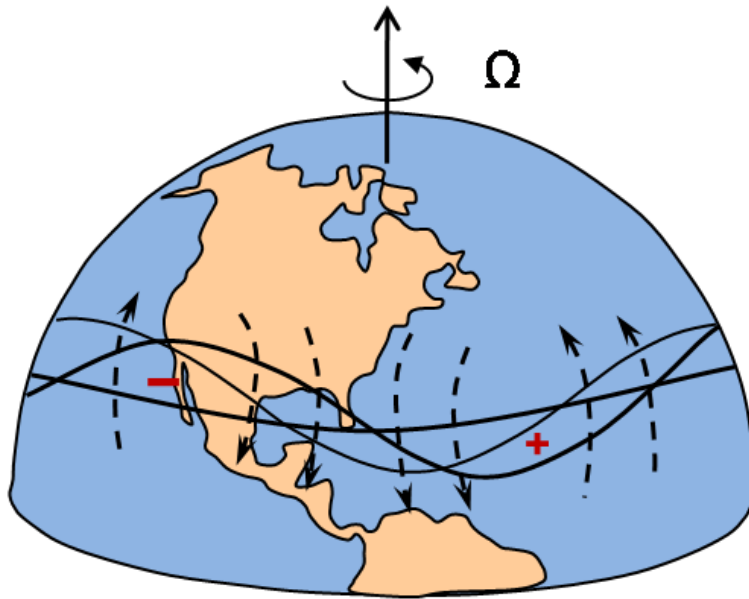


Figura 2.6 - Campo de perturbação da vorticidade (+ e -) e campo de vorticidade induzida (setas tracejadas) para uma cadeia de parcelas de fluido, apresentando o mecanismo de propagação de uma onda de Rossby.

podemos escrever:

$$v = \frac{D(\delta y)}{Dt} = -akc \cos [k(x - ct)] \quad (2.56)$$

e,

$$\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial \{-akc \cos [k(x - ct)]\}}{\partial x} = ak^2c \sin [k(x - ct)] \quad (2.57)$$

Substituindo as equações (2.55) e (2.57) na equação (2.54), obtém-se:

$$ak^2c \sin [k(x - ct)] = -\beta a \sin [k(x - ct)], \quad (2.58)$$

e assim obtém-se:

$$c = \frac{-\beta}{k^2}. \quad (2.59)$$

Da equação (2.59) podemos concluir que a velocidade de fase é para oeste relativa ao fluxo médio e é inversamente proporcional ao quadrado do número de onda zonal.

Um resultado mais geral que o obtido na equação (2.59), é feito adotando soluções tipo $\exp[i(kx + ly - \sigma t)]$, na equação (2.52), sabendo que os coeficientes da mesma são constantes e assim, obtemos a relação de dispersão para ondas de Rossby, a qual é dada por:

$$c_x - \bar{u} = -\frac{\beta}{k^2 + l^2}. \quad (2.60)$$

A propagação de ondas planetárias esta relacionada com o estado médio da atmosfera, como a média do vento zonal e estratificação. Do estado médio, o índice de refração m para uma onda planetária com número de onda zonal k e velocidade de fase c pode ser calculado, sob a suposição quase geostrófica (QG), por exemplo: (ANDREWS et al., 1987; SALBY, 1996):

$$m^2 = \frac{\bar{q}_\phi}{a(\bar{u} - c)} - k^2 - \frac{f^2}{4N^2H^2}, \quad (2.61)$$

em que a , f , N , e H representam o raio da terra, latitude, o parâmetro de Coriolis, a frequência de Brunt-Väisälä, e a escala de altura, respectivamente. A quantidade \bar{u} representa o vento zonal médio e \bar{q}_ϕ é o gradiente latitudinal da vorticidade potencial quase geostrófica, o qual é dado por:

$$\bar{q}_\phi = 2\Omega \cos \phi - \left(\frac{(\bar{u} \cos \phi)_\phi}{a \cos \phi} \right)_\phi - \frac{a}{\rho} \left(\frac{f^2}{N^2} \rho \bar{u}_z \right)_z, \quad (2.62)$$

em que Ω representa a velocidade angular da terra, e ρ é a densidade do ar. Para uma perturbação de onda forçada, o sinal do quadrado do índice de refração m^2 revela se a onda está se propagando ou é evanescente, e assim, o mesmo pode ser usando como um guia para ondas planetárias. Ondas planetárias podem ser afetadas por instabilidade atmosféricas (MEYER; FORBES., 1997; LIMPASUVAN et al., 2001). Uma condição necessária para instabilidade baroclínica ¹⁰/barotrópica é $\bar{q}_\phi < 0$, e o critério para instabilidade inercial no equador é:

$$\xi = f^2(1 - Ri^{-1}) - \frac{f\bar{u}_\phi}{a} < 0. \quad (2.63)$$

¹⁰Instabilidade barotrópica é uma instabilidade de onda associada com o cisalhamento horizontal em uma corrente de jato e a instabilidade baroclínica está associada com o cisalhamento vertical do fluxo médio (HOLTON, 2004).

Seguindo o livro do [Holton \(2004\)](#), para analisar a propagação vertical de ondas planetárias, devemos usar as equações de movimento num sistema de coordenadas log-pressão. Charney e Drazin (1961) primeiro explicaram o confinamento da propagação vertical de ondas para o hemisfério de inverno. Os mesmos em suas análises utilizam o sistema de coordenadas esféricas, entretanto, [Holton \(2004\)](#) utiliza o plano β , para tirar vantagem do sistema de coordenadas cartesianas. Dessa forma, as equações para a vorticidade potencial quase-geostrófica, em coordenadas log-pressão pode ser escrita como:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{V}_g \bullet \vec{\nabla} \right) q = 0, \quad (2.64)$$

sendo q é a vorticidade potencial quase-geostrófica, dada por:

$$q \equiv \nabla^2 \psi + f + \frac{f_0^2}{\rho_0 N^2} \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_0 \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) \quad (2.65)$$

e, $\psi = \phi/f_0$, é denominada função de corrente geostrófica e f_0 é um valor constante de referência em médias latitudes do parâmetro de Coriolis. Assumindo que os movimentos consistem de uma perturbação de pequena amplitude superposto em fluxo zonal médio constante, podemos escrever o fluxo como, $\psi = -\bar{u}y + \psi'$, $q = \bar{q} + q'$. Linearizando (2.64), a perturbação no campo q deve satisfazer:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) q' + \beta \frac{\partial \psi'}{\partial x} = 0, \quad (2.66)$$

em que,

$$q' \equiv \nabla^2 \psi' + f + \frac{f_0^2}{\rho_0 N^2} \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_0 \frac{\partial \psi'}{\partial z} \right). \quad (2.67)$$

A equação (2.66) tem solução na forma de ondas harmônicas com número de onda zonal e meridional k e l e velocidade de fase zonal c_x :

$$\psi'(x, y, z, t) = \psi(z) e^{i(kx + ly - kc_x t) + \frac{z}{2H}}, \quad (2.68)$$

a quantidade, $\exp(z/2H)$, que é proporcional a $\rho_0^{-\frac{1}{2}}$ é incluída para simplificar a equação para a dependência vertical. Usando a equação (2.68) na equação (2.66),

obtém-se:

$$\frac{d^2\psi}{dz^2} + m^2\psi = 0, \quad (2.69)$$

em que,

$$m^2 \equiv \frac{N^2}{f_0^2} \left[\frac{\beta}{(\bar{u} - c_x)} - (k^2 + l^2) \right] - \frac{1}{4H^2}. \quad (2.70)$$

para que haja propagação vertical é preciso que, $m^2 > 0$. E neste caso m é entendido como sendo o número de onda vertical. As soluções de (2.69) são da forma, $\psi = A \exp[imz]$, em que A é uma amplitude constante e o sinal de m é determinado exigindo-se que a componente vertical da velocidade de grupo seja positiva. Supondo que as ondas de Rossby são estacionárias ($c_x = 0$), vemos que os modos de propagação vertical só podem existir para fluxos zonais médios satisfazendo à seguinte condição:

$$0 < \bar{u} < \beta \left[(k^2 + l^2) + \frac{f_0}{(4N^2H^2)} \right]^{-1} \equiv U_c. \quad (2.71)$$

em que, a quantidade U_c , é denominada de velocidade crítica de Rossby. Dessa forma, nota-se que, a propagação vertical de ondas estacionárias só podem ocorrer na presença de ventos de oeste mais fracos que um valor crítico que depende da escala horizontal das ondas. No hemisfério de verão, o vento zonal médio estratosférico é para leste de modo que ondas planetárias estacionárias estão aprisionadas verticalmente. Como é sabido, na atmosfera real o vento zonal médio não é constante, e apresenta variação com a latitude e a longitude. No entanto, estudos teóricos e observacionais sugerem que a equação (2.71) ainda fornece uma estimativa qualitativa de propagação vertical de ondas planetárias, embora a velocidade crítica real pode ser maior que o indicado pela teoria do plano β (HOLTON, 2004).

2.9 Propagação de ondas de Rossby em 3D

Para examinar a propagação de onda em três dimensões, a divergência deve ser considerada. No âmbito da quase-geostrófia, o movimento do ar é governado pela conservação da vorticidade quase-geostrófica. A equação generalizada da vorticidade barotrópica não divergente para fracos movimentos divergentes é dada por (SALBY,

1996):

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} \right) \left[\nabla_z^2 \psi + f_0 + \beta y + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{f_0^2}{N^2} \rho_0 \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) \right] = 0. \quad (2.72)$$

A equação (2.72) constitui um sistema de prognóstico fechado para a função de corrente ψ . Esta equação é quadraticamente não linear e pode ser integrada para a evolução do movimento dos campos com adequadas condições iniciais e de contorno. A linearização de (2.72) sobre um estado básico isotérmico em movimento uniforme leva a equação da vorticidade potencial para o movimento da onda no plano beta:

$$\frac{D}{Dt} \left[\nabla_z^2 \psi' + \left(\frac{f_0^2}{N^2} \right) \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial z} \left(\bar{\rho} \frac{\partial \psi'}{\partial z} \right) \right] + \beta \frac{\partial \psi'}{\partial x} = 0, \quad (2.73)$$

em que z refere-se a altura log-pressão e $\psi' = (1/f_0)\Phi'$.

Uma vez que os coeficientes são constantes, a solução de (2.73) pode ser escrita na forma $\exp[(z/2H) + i(kx + ly + mz - \sigma t)]$, e assim, obtém-se:

$$c_x - \bar{u} = - \frac{\beta}{k^2 + l^2 + \left(\frac{f_0^2}{N^2} \right) + (m^2 + 1/4H^2)}. \quad (2.74)$$

Se identificarmos o denominador como o número de onda total efetivo quadrado, a equação (2.74) tem forma análoga a equação (2.60), entretanto note que ela foi modificada pela estratificação da massa. Em muitos casos, temos $m^2 \gg 1/4H^2$. Como o comprimento de onda vertical $2\pi/m \rightarrow \infty$, a divergência da vorticidade desaparece e a equação (2.74) se reduz a relação de dispersão para ondas de Rossby barotrópicas não divergentes. Devido à sua velocidade de fase intrínseca depender do número de onda, as ondas de Rossby são dispersivas. Podemos escrever a equação (2.74) como sendo:

$$w = - \frac{\beta}{k^2 + l^2 + \left(\frac{f_0^2}{N^2} \right) + (m^2 + 1/4H^2)}. \quad (2.75)$$

isso leva as componentes da velocidade de grupo dadas por:

$$c_{gx} - \bar{u} = \beta \frac{k^2 - l^2 - \left(\frac{f_0^2}{N^2} \right) + (m^2 + 1/4H^2)}{[k^2 + l^2 + \left(\frac{f_0^2}{N^2} \right) + (m^2 + 1/4H^2)]^2} = \frac{w}{k} (1 + 2wk/\beta), \quad (2.76)$$

$$c_{gy} = \frac{2\beta kl}{[k^2 + l^2 + \left(\frac{f_0^2}{N^2}\right) + (m^2 + 1/4H^2)]^2} = \frac{2lw^2}{\beta k} \quad (2.77)$$

$$c_{gz} = \frac{2\beta mk (f_0^2/N^2)}{[k^2 + l^2 + \left(\frac{f_0^2}{N^2}\right) + (m^2 + 1/4H^2)]^2} = (f_0^2/N^2) \frac{2mw^2}{\beta k}. \quad (2.78)$$

A onda se propaga na direção positiva de y e z se $kl > 0$ e $km > 0$, respectivamente. Visto que $\omega < 0$, a forma adotada para ψ' implica propagação de fase na direção oposta. Assim, a propagação descendente no equador corresponde a propagação de energia para cima na direção dos pólos. Para ondas estacionárias na presença de fluxos de oeste, essas condições se traduzem em superfícies de fases que inclinam para oeste na direção de propagação de energia, por exemplo, nas direções para cima e equatorial para as circunstâncias que acabamos de descrever.

Contrário a c_gy e c_gz , o sinal de $c_gx - \bar{u}$ depende da magnitude da quantidade k . Para $k < \beta/2|w|$ (comprimento de onda zonal longo), a propagação de grupo relativo ao meio é para oeste. Mas, para $k > \beta/2|w|$ (comprimento de onda zonal curto) dá a velocidade de grupo intrínseca que é para leste. Separando a propagação da velocidade de grupo (leste-oeste) no local do número de onda que faz $c_gx - \bar{u}$ desaparecer:

$$k^2 = l^2 + \left(\frac{f_0^2}{N^2}\right) \left(m^2 + \frac{1}{4H^2}\right). \quad (2.79)$$

Estas e outras propriedades de ondas de Rossby podem ser inferidas a partir da dispersão característica $w(k, l, m) = const.$ Expressando a equação (2.75) como,

$$\left(k - \frac{\beta}{2|w|}\right)^2 + l^2 + \left(\frac{f_0^2}{N^2}\right) m^2 = \left(\frac{\beta}{2w}\right)^2 - \left(\frac{1}{2H}\right)^2. \quad (2.80)$$

que apresenta superfícies constantes ω . A velocidade de grupo é dirigida para às superfícies na direção em que ω aumenta. Assim, \hat{c}_g é para cima para $m > 0$ e equatorial para $l < 0$, correspondendo a propagação de fase na direção oposta. Para os valores de k menores que os valores definidos na equação (2.79), \hat{c}_g é para oeste, enquanto que para k maiores a propagação é para leste.

A relação de dispersão pode ser rearranjada para o número de onda vertical e assumir a seguinte forma:

$$m^2 = \left(\frac{N^2}{f_0^2} \right) \left[\frac{\beta}{\bar{u} - c_x} - |\vec{k}_h|^2 - \frac{1}{4H^2} \right]. \quad (2.81)$$

O gradiente da vorticidade planetária β , que fornece a força restauradora para o deslocamento horizontal, é reconhecido como uma contribuição fundamental para $m^2 > 0$. De acordo com a equação (2.81), ondas de Rossby se propagam verticalmente unicamente numa faixa restrita de velocidade de fase zonal, ou seja, para a propagação de fase para oeste em relação ao fluxo médio.

Para ondas estacionárias, a equação (2.81) admite $m^2 > 0$ unicamente para a seguinte condição:

$$0 < \bar{u} < \frac{\beta}{|\vec{k}^2| + f_0^2/4N^2H^2}. \quad (2.82)$$

Se o fluxo médio é para oeste ou para leste e excede uma velocidade crítica dada pelo lado direito da equação (2.82), as ondas de Rossby são externas. Sua influência é exponencialmente pequena. Mesmo para satisfazer o vento zonal na equação (2.82), apenas as mais graves dimensões horizontais $|\vec{k}_h|$ *pequeno* se propagam verticalmente. O resto tem energia confinada próximo à superfície.

2.10 Observações da oscilação de $\sim 6,5$ dias

A teoria das ondas atmosféricas indica a existência de uma oscilação livre que apresenta número de onda zonal 1 e cujo período é de aproximadamente 5 dias (LONGUET-HIGGINS, 1967). A onda de 5 dias é entendida como um modo normal ou um modo de oscilação ressonante em uma esfera, prevista pelas soluções das equações de marés de Laplace (RIGGIN et al., 2006). Na baixa atmosfera os estudos da onda de 5 dias foram iniciados a partir de análises de dados de superfícies de pressão (WALLACE; CHANG, 1969; MADDEN; JULIAN, 1972). Entretanto, na região da média atmosfera esta onda afasta-se de seu caráter de modo normal. A amplitude da onda de 5 dias no vento zonal atinge valores de 10 – 25 m/s na região da mesopausa (MIYOSHI, 1999). Observações na região MLT indicam a presença de ondas cuja estrutura meridional é consistente com a onda de 5 dias. Entretanto, muitos desses estudos relatam períodos da onda próximo a 6,5 dias e uma inclinação de fase que

é mais nítida do que as soluções do modo normal previsto pela teoria.

Estudos realizados através de simulações e modelos tem sido realizados na tentativa de investigar a fonte e o mecanismo relevante para a geração da onda mesosférica de 6,5 dias. Três mecanismos foram propostos para explicar a origem da oscilação de 6,5 dias observadas na região MLT. Primeiro pensou-se que essas ondas eram manifestações do modo de Rossby (1, -2) o qual é referido como a onda de 5 dias, talvez, deslocada para períodos mais longos devido à interação com o vento zonal médio (WU et al., 1994; LIEBERMAN et al., 2003; LIU et al., 2004; RIGGIN et al., 2006). Entretanto, verificou-se que a onda de 5 dias é insensível ao estado do vento de fundo zonal (GEISLER; DICKINSON, 1976). O segundo mecanismo indica que as onda de 6,5 dias é um modo instável, distinto do modo normal da onda de 5 dias, extraindo energia de regiões instáveis da alta mesosfera, e cuja realização é em escala global (MEYER; FORBES., 1997). O terceiro mecanismo indica que a onda de 6,5 dias são devidas a forçantes diretos ou interação não-linear de diferentes ondas (4 e 10 dias) na baixa atmosfera (TALAAT et al., 2002).

Usando um modelo numérico de estado estacionário bidimensional de ondas planetárias Pogoreltsev et al. (2002) relataram que uma das possíveis fontes da onda de 6,5 dias é uma interação não-linear entre a onda de 7 dias e ondas planetárias estacionárias (SPW) com $s = 1$. Kishore et al. (2004) sugeriram que a onda de 6,5 dias são geradas por movimentos meteorológicos nas regiões da troposfera e estratosfera envolvendo interações com ondas planetárias estacionárias (SPW) com número de onda 1.

Na região MLT a onda planetária de 6,5 dias tem sido identificada por observações terrestres e por satélite por exemplo: (ANDREWS et al., 1987; WU et al., 1994; TALAAT et al., 2001; TALAAT et al., 2002; CLARCK et al., 2002; LIEBERMAN et al., 2003; KISHORE et al., 2004; LIMA et al., 2005).

Propagação de onda para oeste com número de onda zonal ($s = 1$) e período entre 5-7 dias também foram encontrados no ozônio mesosférico (ROSENLOF; THOMAS, 1990; RANDEL, 1993). Sua presença nos ventos horizontais também tem sido sugerida por ondas com períodos entre 4-8 dias, medida por radar até a mesopausa (MASSEBEUF et al., 1981; MANSON et al., 1982; VINCENT, 1984). Talaat et al. (2001) destacou a onda de 6,5 dias em quatro variáveis medidas por (HRDI): ventos horizontais, temperaturas, e na intensidade da luminescência devida ao oxigênio atômico na alta

mesosfera.

Na Figura 2.7, está representada a amplitude versus latitude da onda de $\sim 6,5$ dias em 95 km para os ventos, na temperatura (90) km e luminescência atmosférica devido ao oxigênio atômico. As linhas tracejadas representam a amplitude do modo de Rossby (1,1) para cada variável (LONGUET-HIGGINS, 1967).

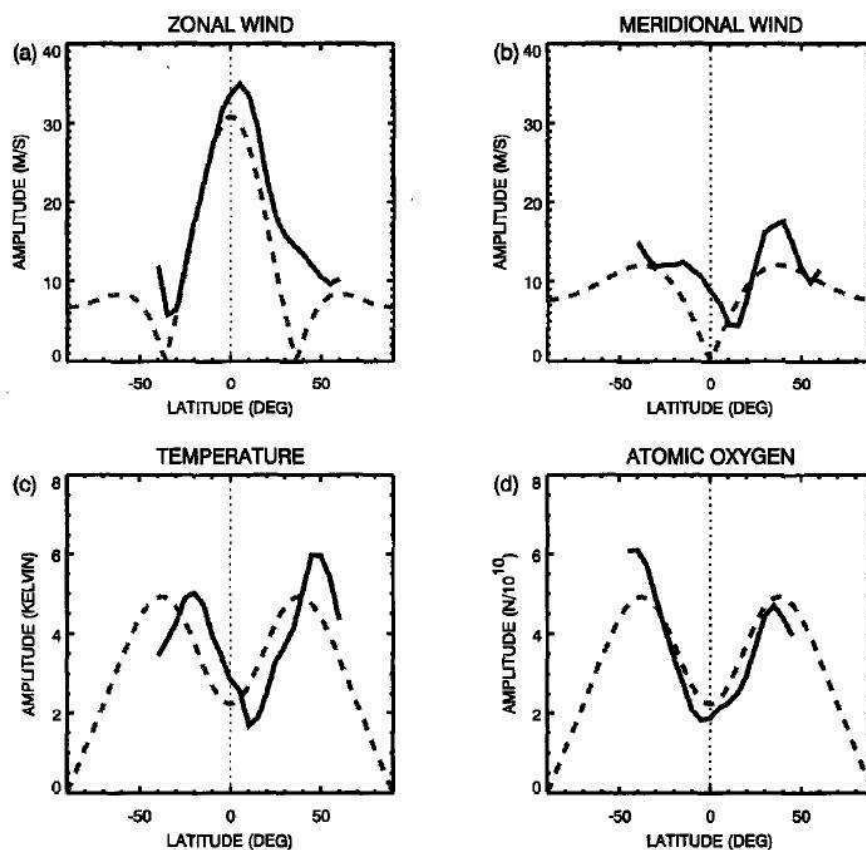


Figura 2.7 - A onda de 6,5 dias ($s = 1$) amplitude da onda em 95 km para o vento zonal, vento meridional, temperatura (90km), e oxigênio atômico. As linhas tracejadas representam as amplitudes do modo de Rossby (1,1) para comparação. Fonte: : (YEE et al., 2001), pg.1762.

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 (Upper Atmosphere Research Satellite) (YEE et al., 2001). Na Figura 2.8, observa-se a evolução para a estrutura vertical da amplitude

da onda de 6,5 dias obtida a partir das medidas do vento através do UARS/HRDI durante setembro-novembro de 1994. Como pode ser observado, os eventos intensos aparecem em grupos de dois, em que o primeiro mais intenso ocorre antes do equinócio. O segundo episódio é menos intenso e ocorre cerca de um mês depois. As amplitudes dos dois episódios maximizam-se em diferentes alturas e o evento mais fraco tem um pico de 10 km acima. É possível notar também que os episódios intensos da onda de 6,5 dias duram tipicamente 3-4 semanas. Para estes períodos a fase permanece constante em uma determinada altura, sugerindo que a onda é estável.

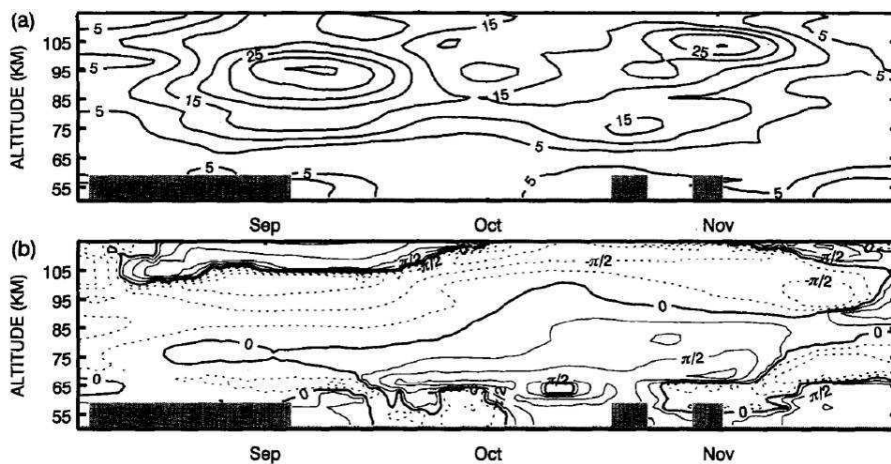


Figura 2.8 - A onda de 6,5 dias no vento zonal equatorial durante outono de 1993. (a) Amplitude, os intervalos dos contornos são 5 m/s. (b) Fase, os intervalos de contornos são $\pi/4$. As áreas escuras indicam a ausência de medidas.

Fonte: Adaptada de (YEE et al., 2001), p. 1763.

Estudos também revelam que esta oscilação é amplificada antes e durante as estações de primavera e outono em latitudes equatoriais (TALAAT et al., 2001; CLARK et al., 2002), e constitui uma característica marcante para a dinâmica dessa região. Estudos realizados por Talaat et al. (2002) revelaram que as ondas observadas na região MLT apresentam similares característica temporal e espacial, e a fase da onda decresce com a altitude, e sugeriram que os eventos de ondas de 6,5 dias crescem da estratosfera para a alta mesosfera.

Na alta estratosfera e na região MLT, a onda de $\sim 6,5$ dias se propaga verticalmente, e exibe relações de fase entre o vento e a temperatura sugerindo crescimento

devido a instabilidade baroclínica e instabilidade barotrópica. O vento de fundo e os campos de temperatura durante os meses de outono e de primavera exibem estruturas instáveis dentro do jato para oeste na região MLT (LIEBERMAN et al., 2003). Lieberman et al. (2003) também sugerem uma analogia entre a onda de $\sim 6,5$ dias e a onda de 2 dias no que se refere às suas fontes, em conformidade com o estudo realizado por Salby e Callaghan (2001) em que a onda de dois dias apresentou rápidas amplificações devido a extração de energia a partir de um fluxo médio instável. A oscilação de 6,5 dias apresenta variabilidade anual e as amplificações mais intensas ocorrem na época em que a fase da QBO é para oeste (LIMA et al., 2005; KISHORE et al., 2004).

Esta oscilação geralmente ocorre antes e depois dos equinócios. Entretanto, também podem aparecer de forma esporádica nos meses de inverno (LIMA et al., 2005). E apresenta-se intensa na componente zonal do vento e pode ser vista continuamente entre as altitudes (85-95 km) (KISHORE et al., 2004).

Amplitudes máximas da onda de $\sim 6,5$ dias encontradas por Lima et al. (2005) apresentaram valores de cerca de 20 m/s acima de 90 km de altitude e comprimento de onda vertical de até 100 km.

Jiang et al. (2008) obtiveram em seus resultados que o vento de fundo não afeta de maneira significativa à propagação vertical da onda de 6,5 dias devido à sua velocidade de fase (~ 65 m/s). A estrutura vertical da onda de 6,5 dias e as circulações associadas com números de onda 1 e 2 sugerem que esta onda pode transportar momento tanto verticalmente quanto meridionalmente, e interagem com o fluxo médio.

3 MATERIAIS E MÉTODOS

3.1 Radar Meteorológico

A pesquisa desenvolvida neste trabalho teve como base as observações de ventos horizontais obtidos próximos à região da mesopausa (80-100 km) e de temperaturas em torno de 90 km. Os dados de ventos e de temperaturas foram estimados a partir das medidas realizadas pelos radares meteorológicos que operam nos municípios de São João do Cariri-PB (7,4°S; 36,5°O) e de Cachoeira Paulista-SP (22,7°S; 45°O). As observações são referentes aos anos de 2004-2007. Na Figura 3.1, são indicadas as localizações em que os dados foram adquiridos pelos radares. No restante do texto São João do Cariri será indicado por SJC e Cachoeira Paulista por CP.



Figura 3.1 - Localização dos radares meteorológicos de SJC e CP.

Nos tópicos a seguir são apresentadas descrições sobre o uso da trilha meteórica na obtenção dos ventos, método da estimativa dos ventos, as características do radar meteórico de CP e de SJC, e o método utilizado para a determinação da temperatura utilizando dados de radar meteórico.

3.2 Trilha meteórica

Quando os meteoróides entram na atmosfera da terra, um aquecimento aerodinâmico intenso é desenvolvido, eles deixam uma trilha de plasma ionizada que possui forma aproximadamente cilíndrica, as quais possuem tempo de vida tipicamente de centésimo de segundos a segundos (HOCKING, 1999). A trilha de plasma produzida pela interação dos meteoróides com as moléculas presentes na atmosfera pode ser utilizada para refletir ondas de rádio. O mecanismo de reflexão das ondas de rádio com a trilha meteórica depende da densidade de elétrons livres presentes na trilha de plasma. Assim, quando a densidade linear de elétrons em uma trilha ionizada é suficientemente alta, o meteoro é dito sobredenso, e quando a densidade linear de elétrons livres é baixa, o meteoro é dito subdenso (TSUTSUMI, 1995).

Entre estes dois tipos de meteoros a densidade linear limite (q) é dada por:

$$q = \pi^3 \frac{r_0^2}{\lambda} (2, 4 \times 10^{14}), \quad (3.1)$$

em que a quantidade q é expressa em elétrons por metros, a quantidade r_0 representa o raio inicial da trilha, e o parâmetro λ representa o comprimento de onda da onda emitida pelo radar meteórico (MCKINLEY, 1961).

Após a sua formação, a trilha começa a se dissipar, e vários são os fatores responsáveis pela dissipação. Entre eles destacam-se: o processo de difusão ambipolar, recombinação, e reações químicas. Entretanto, é comumente aceito que o processo denominado de difusão ambipolar é o principal responsável pelo estágio de crescimento da trilha, e assim, determina a redução na intensidade do eco para trilhas subdensas nas alturas próximas a região da mesopausa.

Uma vez que a temperatura ao longo da trilha é a mesma, a velocidade térmica dos elétrons é maior que a dos íons, produzindo assim uma difusão diferencial entre estas espécies, que por sua vez produz uma modificação na densidade de cargas. Como consequência, o novo campo elétrico (\vec{E}) estabelecido na trilha atuará de forma diferente em cada espécie, de modo que a difusão das espécies (elétrons e íons)

passa a ocorrer na mesma taxa. A difusão combinada de íons e elétrons, forçados pelo campo elétrico \vec{E} , é conhecida como difusão ambipolar (BITTENCOURT, 2003).

Após várias colisões, os átomos meteóricos terão adquirido direções suficientemente aleatórias, para que a teoria de (difusão) possa ser aplicada. O comportamento dos átomos meteóricos na fase de difusão tem importante orientação na detecção de meteoros por eco de radares (GREENHOW; HALL, 1960) e os processos de colisões atômicas nas trilhas. Uma contribuição para a cinética das trilhas meteóricas da uma nova equação que governa a evolução da densidade $n(r, t)$ dos átomos meteóricos, a qual é escrita da seguinte forma (LIU; YING, 1976):

$$\nabla^2 n = A^{-2} n_{tt} + D^{-1} n_t \quad (3.2)$$

em que, $A^2 = \kappa T/m$ e $D = \kappa T/m\nu$ a quantidade T assumida constante, representa a temperatura cinética efetiva dos átomos meteóricos ablatados de massa m em colisão com o ambiente atmosférico a frequência ν , e κ representa a constante de Boltzmann. A quantidade ∇^2 em coordenadas cartesianas tem a forma $\nabla^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2$.

A aplicação da Equação (3.2) tem sido limitada a modelos estacionários unidimensionais; daí não é adequada para interpretação quantitativa de observações de meteoros (LIU; YING, 1976).

O raio inicial da trilha meteórica é obtido via relação:

$$\log_{10} r_0 = 0,019h - 1,92 + \log_{10} \left(\frac{V}{40} \right), \quad (3.3)$$

em que o resultado da equação (3.3) é expresso em metros, h é a altitude em (km), e V é a velocidade de entrada dos meteoros em (km/s), que em média está na faixa (11~ 73km/s) (TSUTSUMI, 1995).

3.3 Características dos Meteoros

Em um modelo básico para uma trilha meteórica subdensa, os efeitos associados 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 essas trilhas, a qual tem como base a teoria de difração de Fresnel, a potência percebida pelo receptor proveniente do espalhamento

de cada elétron, ΔP_R , é dada por:

$$\Delta P_R = \frac{P_T G_T G_R \lambda^2 \sigma_e}{64\pi^3 R^4} \quad (3.4)$$

em que as quantidades P_T , G_T , G_R , R , σ_e , representam respectivamente, a potência transmitida, o ganho da antena receptora, o alcance do eco e a seção transversal de espalhamento de uma elétron livre, a qual se escreve como sendo

$$\sigma_e = \frac{\mu_0 e^4}{16\pi m^2} \quad (3.5)$$

em que as quantidades μ_0 , e , e m , representam respectivamente, a permeabilidade do ar, a carga e a massa do elétron. Após a integração da Equação (3.4) para todos os elétrons e tomando-se uma média temporal dentro de um curto intervalo de tempo, se obtém a Equação (3.6) que fornece a potência do eco quase instantânea para todos elétrons da trilha,

$$P_R = 2,5 \times 10^{-32} P_T G_T G_R q^2 \left[\frac{\lambda}{R_0} \right]^3 \frac{C^2(x) + S^2(x)}{2}. \quad (3.6)$$

As quantidades R_0 , C e S , representam respectivamente, o raio inicial da trilha meteórica, e as integrais de Fresnel. As integrais de Fresnel ocorrem na teoria de difração e são de dois tipos: a integral de Fresnel $S(x)$ como um seno na integral e a integral $C(x)$ como um cosseno na integral. As integrais $S(x)$ e $C(x)$ de Fresnel são definidas como sendo:

$$S(x) = \left(\frac{2}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \int_0^x \sin u^2 du \quad (3.7)$$

$$C(x) = \left(\frac{2}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \int_0^x \cos u^2 du \quad (3.8)$$

3.4 Estimativa das componentes do vento

Ao serem formadas, as trilhas meteóricas são levadas pelo vento médio e, portanto, a frequência do sinal do radar sofre um deslocamento Doppler, cuja magnitude é

dada por:

$$\Delta f = \frac{2fv}{c} = \frac{2v}{\lambda} \quad (3.9)$$

Um deslocamento Doppler da frequência de um eco meteórico a partir de uma trilha subdensa corresponde a uma velocidade radial do vento atmosférico neutro V_r , a qual se escreve como sendo:

$$V_r = \frac{\lambda}{2} \Delta f. \quad (3.10)$$

Assim, as componentes do vento podem ser estimadas a partir das informações do vetor velocidade radial [Thayaparan \(1995\)](#).

As informações disponibilizadas por um radar Doppler são registradas como uma função do alcance R , e dos ângulos zenital θ e azimutal φ . Na Figura 3.2 está representada a geometria proposta para a obtenção dos ventos.

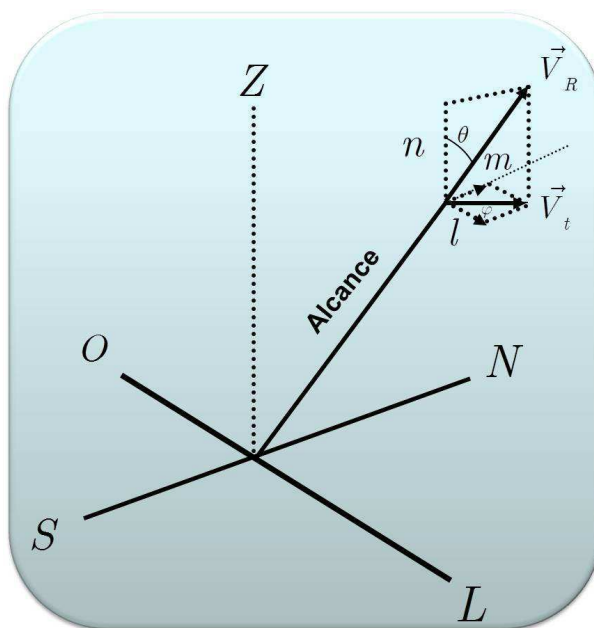


Figura 3.2 - Esquema da geometria usada para medir a velocidade do vento radial com um radar Doppler

Fonte: Adaptado de Lima (2004)

O método descrito neste trabalho referente à estimativa dos ventos é o mesmo descrito por [Thayaparan \(1995\)](#), em que o vetor velocidade radial para ecos individuais é expresso da seguinte forma:

$$\vec{V}_{ri} = V_{ri}\vec{I}_{ri} = V_{ri}(l_i\hat{i} + m_i\hat{j} + n_i\hat{k}), \quad (3.11)$$

em que a quantidade entre parênteses representa o vetor unitário que passa pelo i -ésimo ponto espalhado, e, $(l_i, m_i$ e $n_i)$, representam os co-senos diretores e possuem a seguinte forma:

$$l_i = \text{sen}\theta_i \cos \varphi_i \quad (3.12)$$

$$m_i = \text{sen}\theta_i \text{sen}\varphi_i \quad (3.13)$$

$$n_i = \cos \theta_i \quad (3.14)$$

e o vento médio é escrito da seguinte forma:

$$\vec{V}_m = u\hat{i} + v\hat{j} + w\hat{k}, \quad (3.15)$$

em que u , v e w , representam respectivamente, a velocidade zonal do vento (direção leste-oeste), a velocidade meridional (direção norte-sul) e a velocidade vertical do vento. A quantidade (V_{Ri}) representa a projeção do vetor velocidade média do vento sobre o vetor da linha de visada do radar, \vec{I}_{Ri} , é escrito como segue,

$$V_{ri} = \vec{V}_m \cdot \vec{I}_{ri}. \quad (3.16)$$

Para um dado conjunto de medidas das quantidades $(l_i, m_i$ e $n_i)$ numa camada cuja espessura seja Δz num intervalo de tempo Δt , são usados i -ésimos valores que permitem buscar o melhor ajuste para $(u, v$ e $w)$.

Na condição do método dos mínimos quadrados ser perfeito para todos os i -ésimos pontos, o valor residual se escreve como segue:

$$\varepsilon^2 = \sum_{i=1}^N [(ul_i + vm_i + wn_i - V_{Ri})]^2. \quad (3.17)$$

Assim, as melhores estimativas para os parâmetros (u , v e w) são aquelas em que o valor residual (ϵ^2) assume o seu valor mínimo.

3.5 Radar SKiYMET

O radar SKiYMET (All-Sky Interferometric Meteor Radar) é um radar meteórico, desenvolvido pela Gênese Software Pty e MARDOC Inc, que utiliza a técnica interferométrica. Este sistema de radar opera a uma alta taxa de repetição de pulsos eletromagnéticos (2144 pps).

O hardware do radar (SKiYMET) consiste de duas partes: o sistema de antenas (transmissora e receptoras) e cabos alimentadores e o próprio sistema de radar. O restante do radar meteórico está contido em dois gabinetes compactos, em que está incluso, um transmissor operando em modo pulsado, 5 canais receptores, unidades de síntese de frequência e controle de ganho. O sistema de aquisição de dados é composto de cinco buffers de memória e de digitalização de alta velocidade; temporizadores e controladores de hardware (HOCKING; FULLER B.; VANDEPEER, 2001).

O sistema executa vários cálculos em tempo real sobre os meteoros detectados. Os resultados dos cálculos podem fornecer várias informações sobre esses meteoros. Parâmetros como: velocidade dos ventos, coeficiente de difusão ambipolar, temperatura e velocidade de entrada de meteoros podem ser obtidos a partir das medidas realizadas pelo radar meteórico SKiYMET.

Os ventos horizontais (Norte-Sul, Leste-Oeste) obtidos com esse radar são determinados para sete camadas atmosféricas com 4 km de espessura e sendo centradas nas alturas de 81, 84, 87, 90, 93, 96 e 99 km. Os ventos obtidos via radar meteórico correspondem a médias horárias.

Para a detecção do meteoro os seguintes processos são realizados: primeiro é feito a identificação do potencial do sinal, via análise de fase e quadratura. Na segunda etapa, esses sinais são examinados detalhadamente e confirmados como sendo um sinal meteórico ou não. Esse radar é capaz de fazer a detecção entre 2.000 e 20.000 ecos meteóricos por dia. O número de detecção apresenta variação com a época do ano, e das atividades de meteoros no local.

Para este radar a distância entre os dois pares de antenas das extremidades e a antena central medem $2,0\lambda$ e $2,5\lambda$. A configuração das antenas (assimétrica) permite

a determinação da trilha meteórica, e reduz a ambiguidade no ângulo de chegada (HOCKING; FULLER B.; VANDEPEER, 2001). Os radares meteóricos de SJC e de CP¹ possuem a mesma configuração.

Na Figura 3.3 está representado o número de eventos meteóricos detectados sem ambiguidade pelo radar meteórico de SJC no dia 1 de janeiro de 2007. O número de meteoros detectados apresenta variação diária e anual. Da Figura 3.3 nota-se que o número de eventos meteóricos segue uma gaussiana e apresenta o máximo em torno de 90 km de altura. A variação diária de meteoros pode ser explicada via 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 meteoros esporádicos, o que ocorre em torno das 6 : 00 horas (tempo local), e dessa forma, verifica-se a máxima observação de eventos meteóricos. A observação mínima ocorre 12 h após a máxima. Normalmente a razão é de 5 para 3, e espera-se que seja maior na região equatorial e menor nos pólos ((MCKINLEY, 1961); (CEPLECHA et al., 1998)).

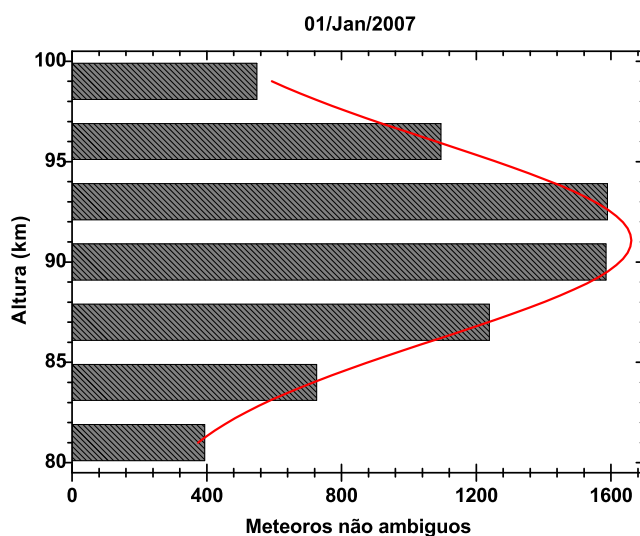


Figura 3.3 - Distribuição vertical de ocorrência de meteoros não ambíguos.

¹O radar meteórico do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE) opera em CP desde março de 1999. 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.

Tabela 3.1 - Especificações do Radar Meteorológico de SJC e de CP.

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

FONTE: Adaptada de (LIMA, 2004).

Na Figura 3.4 está representado o número de eventos meteorológicos detectados sem ambiguidade pelo radar meteorológico de CP no dia 30 de agosto de 2007. Observa-se que a distribuição de meteoros segue uma distribuição gaussiana com máximo em torno de 90 km de altura.

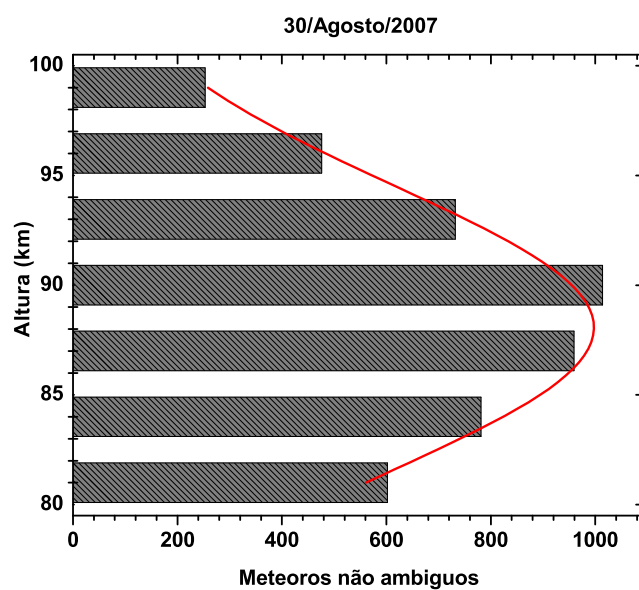


Figura 3.4 - Distribuição vertical de ocorrência de meteoros não ambíguos.

3.6 Obtenção da temperatura mesosférica a partir de medidas por radar meteórico

Grande parte do conhecimento acerca da estrutura térmica da região da média atmosfera são obtidos a partir de experimentos com foguetes, satélites e sensoriamento remoto a partir do solo.

As medidas locais de temperatura obtidas através de experimentos com foguetes fornecem boa resolução em altura, entretanto, os perfis obtidos são limitados ao número de lançamentos. As observações feitas através de sensoriamento remoto proporcionam medidas sequenciais de médias no espaço de diferentes volumes na atmosfera, entretanto, apresentam suas vantagens e desvantagens (LIMA et al., 2010).

A partir de meados da década de 90, os traços meteóricos vem sendo utilizados para estudar as flutuações e na determinação da temperatura média da atmosfera ((TSUTSUMI M.; TSUDA, 1994); (JONES, 1995); (HOCKING, 1999)). Para obter informações da temperatura, a técnica utiliza o tempo de decaimento do sinal refletido pela trilha meteórica.

3.7 Cálculo do coeficiente de difusão ambipolar

Considerando a ausência de forças eletromagnéticas e a temperatura sendo constante, a equação de difusão para os elétrons é dada por:

$$\vec{\Gamma}_e = -D_e \vec{\nabla} n', \quad (3.18)$$

em que, o coeficiente de difusão para elétrons livres é dado por,

$$D_e = \frac{kT_e}{m_e \nu_{ce}}, \quad (3.19)$$

em que, as quantidades κ , T_e , m_e e ν_{ce} , são respectivamente, a constante de Boltzmann, a temperatura do elétron, a massa do elétrons e a frequência de colisão elétron-neutro (Bittencourt, 2003).

Para as mesmas condições, a equação de difusão para os íons em um plasma fracamente ionizado, é dada por:

$$\vec{\Gamma}_i = -D_i \vec{\nabla} n'_i, \quad (3.20)$$

sendo,

$$D_i = \frac{kT_i}{m_i\nu_{ci}}, \quad (3.21)$$

em que, T_i é a temperatura do íon, m_i é a massa do íon e ν_{ci} é a frequência de colisão efetiva íon-neutro.

Ao se analisar os coeficientes de difusão para elétrons e íons, percebe-se que os mesmos são inversamente proporcional à massa. Assim, pode-se concluir que como o elétron possui massa inferior a do íon, o mesmo se difundirá mais rapidamente. Devido a essa separação de cargas será gerado um campo elétrico que irá desacelerar os elétrons e acelerar os íons. A difusão em que o efeito do campo elétrico gerado por estas cargas espaciais não é incluído é conhecido como difusão livre.

Na maioria dos problemas de difusão de plasmas, entretanto, o campo elétrico gerado pelas cargas não pode ser desconsiderado e, de acordo com a equação de Maxwell, vem que:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} = \frac{e(n_i - n_e)}{\varepsilon_0}. \quad (3.22)$$

Essa equação sugere que sempre que houver uma diferença na densidade de íons e elétrons o campo elétrico estará presente. Para investigar as características do processo de difusão ambipolar será assumido que as variações dos elétrons e íons são quantidades de primeira ordem, assim :

$$n_\alpha(\vec{r}, t) = n_0 + n'_\alpha(\vec{r}, t), \quad (3.23)$$

com $|n'_\alpha| \ll n_0$, e que as velocidades médias (\vec{u}_α) são de amplitudes pequenas. Para estas hipóteses, a equação linearizada da conservação de massa para ($\alpha = e, i$) é:

$$\frac{\partial n'_\alpha}{\partial t} + n_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{u}_\alpha = 0, \quad (3.24)$$

a equação do momento linear, assumindo que a temperatura é constante, e na ausência de campo magnético, torna-se:

$$\frac{\partial \vec{u}_\alpha}{\partial t} = \frac{q_\alpha}{m_\alpha} \vec{E} - \frac{\kappa T_\alpha}{m_\alpha n_0} \vec{\nabla} n'_\alpha - \nu_{c\alpha} \vec{u}_\alpha, \quad (3.25)$$

Assumindo que a velocidade média do neutro é zero, e desconsiderando as colisões entre elétrons e íons, uma vez que o plasma é fracamente ionizado e tomando o divergente em (3.25), vem que:

$$\vec{\nabla} \cdot \left(\frac{\partial \vec{u}_\alpha}{\partial t} \right) = \frac{q_\alpha}{m_\alpha} (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \frac{kT_\alpha}{m_\alpha n_0} \nabla^2 n'_\alpha - \nu_{c\alpha} (\vec{\nabla} \cdot \vec{u}_\alpha). \quad (3.26)$$

Usando o fato que:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u}_\alpha = -\frac{1}{n_0} \frac{\partial n'_\alpha}{\partial t}, \quad (3.27)$$

a equação (3.26), torna-se:

$$\frac{\partial^2 n'_\alpha}{\partial t^2} = -\frac{q_\alpha n_0}{m_\alpha} (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) + \frac{kT_\alpha}{m_\alpha} \nabla^2 n'_\alpha - \nu_{c\alpha} \frac{\partial n'_\alpha}{\partial t}. \quad (3.28)$$

Agora, usando o fato que $\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \rho/\epsilon_0 = e(n_i - n_e)/\epsilon_0$, a equação (3.29) assume a seguinte forma:

$$\frac{\partial^2 n'_\alpha}{\partial t^2} = \omega_p^2 \alpha (n'_i - n'_e) + \frac{kT_\alpha}{m_\alpha} \nabla^2 n'_\alpha - \nu_{c\alpha} \frac{\partial n'_\alpha}{\partial t}, \quad (3.29)$$

em que a quantidade, $\omega_p^2 \alpha$, é conhecida como a frequência de plasma e é definida como sendo:

$$\omega_{p\alpha}^2 = \frac{n_\alpha e^2}{m_\alpha \epsilon_0}. \quad (3.30)$$

Agora para ($\alpha = e, i$), as seguintes equações são escritas:

$$\frac{\partial^2 n'_e}{\partial t^2} = \omega_{pe}^2 (n'_i - n'_e) + \frac{kT_e}{m_e} \nabla^2 n'_e - \nu_{ce} \frac{\partial n'_e}{\partial t}. \quad (3.31)$$

$$\frac{\partial^2 n'_i}{\partial t^2} = \omega_{pi}^2 (n'_i - n'_e) + \frac{kT_i}{m_i} \nabla^2 n'_i - \nu_{ci} \frac{\partial n'_i}{\partial t}. \quad (3.32)$$

As Equações obtidas, são muito complicadas para um tratamento analítico detalhado, então serão feitas algumas simplificações na análise das mesmas. Se $\nu_{c\tau} \gg 1$, então, em média elétrons e íons tem muitas colisões com partículas neutras durante o

tempo característico para difusão τ e o termo $(\partial^2 n'_\alpha / \partial t^2)$ pode ser desprezado. Com essas considerações as Equações (3.31) e (3.32), podem ser escritas como sendo:

$$0 = \omega_{pe}^2 (n'_i - n'_e) + \frac{\kappa T_e}{m_e} \nabla^2 n'_e - \nu_{ce} \frac{\partial n'_e}{\partial t} \quad (3.33)$$

$$0 = \omega_{pi}^2 (n'_i - n'_e) + \frac{\kappa T_i}{m_i} \nabla^2 n'_i - \nu_{ci} \frac{\partial n'_i}{\partial t} \quad (3.34)$$

Combinando as Equações (3.33) e (3.34), produz:

$$\kappa T_e \nabla^2 n'_e + \kappa T_i \nabla^2 n'_i - m_e \nu_{ce} \frac{\partial n'_e}{\partial t} - m_i \nu_{ci} \frac{\partial n'_i}{\partial t} = 0. \quad (3.35)$$

Definindo $(n'_e = n'_i = n')$, a Equação (3.35), assume a forma:

$$k(T_e + T_i) \nabla^2 n' - (m_e \nu_{ce} + m_i \nu_{ci}) \frac{\partial n'}{\partial t} = 0 \quad (3.36)$$

Agora, se ambos os membros dessa equação forem divididos pelo termo $(m_e \nu_{ce} + m_i \nu_{ci})$, a seguinte equação é obtida:

$$\frac{k(T_e + T_i)}{(m_e \nu_{ce} + m_i \nu_{ci})} \nabla^2 n' - \frac{\partial n'}{\partial t} = 0, \quad (3.37)$$

em que

$$\frac{k(T_e + T_i)}{(m_e \nu_{ce} + m_i \nu_{ci})} = D_a \quad (3.38)$$

o coeficiente de difusão ambipolar e, assim, Equação (3.38) pode ser escrita como:

$$D_a \nabla^2 n' = \frac{\partial n'}{\partial t} \quad (3.39)$$

da qual pode se verificar que o coeficiente de difusão ambipolar apresenta dependência com a temperatura do elétron e do íon.

3.8 Relação entre sinal meteórico e o coeficiente de difusão ambipolar

A amplitude da energia da onda de rádio espalhado por uma trilha meteórica subdensa apresenta decréscimo exponencial com o tempo devido ao processo de difusão

ambipolar (MCDANIEL; MASON, 1973), e é escrita na forma:

$$A(t) = A_0 e^{-\left(\frac{16\pi^2 D_a}{\lambda^2} t\right)}, \quad (3.40)$$

em que λ é o comprimento de onda da onda emitida pelo radar, D_a é o coeficiente de difusão ambipolar, e t é o tempo. $A(t)$ é a amplitude do sinal num tempo t e A_0 é o valor em $t_0 = 0$ (momento em que a trilha é detectada).

O tempo de decaimento do sinal meteórico tem sido usado em diversos estudos para investigar a variabilidade temporal do coeficiente de difusão ambipolar (TSUTSUMI M.; TSUDA, 1994); Reddi et al., 1993; (CHILSON et al., 1996).

Considerando que o tempo necessário para que a amplitude do sinal meteórico caia pela metade do seu valor máximo, seja ($\tau_{1/2}$), tem-se que:

$$A(t) = \frac{A_0}{2}. \quad (3.41)$$

Usando a Equação (3.41) na Equação (3.40), obtém-se:

$$\frac{A_0}{2} = A_0 e^{-\left(\frac{16\pi^2 D_a}{\lambda^2} \tau_{1/2}\right)}, \quad (3.42)$$

ou,

$$\frac{1}{2} = e^{-\left(\frac{16\pi^2 D_a}{\lambda^2} \tau_{1/2}\right)}. \quad (3.43)$$

Tomando o logaritmo natural em ambos os membros da equação 3.43, obtém-se:

$$\ln(1) - \ln(2) = -\frac{16\pi^2 D_a}{\lambda^2} \tau_{1/2}. \quad (3.44)$$

Como $\ln(1) = 0$, a equação (3.44) resulta em:

$$\frac{\lambda^2 \ln(2)}{16\pi^2 \tau_{1/2}} = D_a. \quad (3.45)$$

Na prática, o parâmetro $\tau_{1/2}$ pode ser obtido a partir das funções de correlação cruzada dos receptores do radar SKiYMET. Os valores de $\tau_{1/2}$ são tipicamente (0,01 – 0,5s) para radares que operam na faixa de frequência de 30-50 MHz (HOC-

KING, 1999).

3.9 Relação do coeficiente de difusão ambipolar com a pressão e a temperatura

Estudos teóricos ((JONES; JONES, 1990); (JONES, 1995) têm mostrado que o coeficiente de difusão ambipolar é proporcional ao quadrado da temperatura e inversamente proporcional a pressão ($D_a \propto T^2/P$).

O coeficiente de difusão ambipolar também pode ser escrito como sendo:

$$D_a = \frac{2kT}{q_e} \left(\frac{T}{273,16} \right) \left(\frac{1,013 \times 10^5}{P} \right) K_0 \quad (3.46)$$

em que κ é a constante de Boltzmann, q_e é a carga elementar, e T e P são a temperatura e a pressão do gás neutro, respectivamente. A quantidade K_0 é uma constante que está relacionada com a natureza do plasma. Considerando os principais constituintes iônicos como sendo íons metálicos (M^+) e que (N_2) seja a principal espécie neutra, ($2,5 \times 10^{-4} m^2 s^{-1} V^{-1}$) (HOCKING et al., 1997).

Assim, combinando as Equações (3.45) e (3.46), obtém-se:

$$\frac{T}{(P)^{\frac{1}{2}}} = \left[\frac{q_e}{2k} \left(\frac{273,16}{1,013 \times 10^5 K_0} \right) \left(\frac{\lambda^2 \ln(2)}{16\pi^2 \tau_{\frac{1}{2}}} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.47)$$

3.10 Descrição do método utilizado por Hocking (1999) para o cálculo da temperatura mesosférica

Neste tópico será discutido o método utilizado por Hocking (1999) para o cálculo da temperatura mesosférica. Essa técnica que será descrita não depende do conhecimento da pressão atmosférica. Para comprovar a relação ($D_a \propto T^2/P(*)$), proposta por Jones e Jones (1990), Hocking (1999) utilizou dados de três radares meteorológicos, localizados em quatro locais separados distribuídos em toda a América do Norte nos anos (1997-1999). Usando dados da Bahia de Resolute, Hocking (1999) faz um gráfico dos parâmetros $z \times \log_{10} \frac{1}{\tau(1/2)}$, em que z representa a altura. Os dados utilizados correspondem aos períodos de inverno (1998-9) e julho de 1998. Para mostrar

a consistência da expressão (*) temos:

$$D_a \propto \frac{T^\Omega}{P^l}. \quad (3.48)$$

Podemos ainda reescrever a Equação (3.48) como sendo:

$$D_a = \psi \frac{T^\Omega}{P^l}. \quad (3.49)$$

Tomando o logaritmo na base 10 da equação (3.49) obtem-se:

$$\log_{10} D_a = \log_{10} \left(\psi \frac{T^\Omega}{P^l} \right). \quad (3.50)$$

Usando as propriedades básicas do logaritmo a equação (3.50) pode ser escrita como sendo:

$$\log_{10} D_a = \log_{10}(\psi) + \log_{10} \left(\frac{T^\Omega}{P^l} \right), \quad (3.51)$$

ou,

$$\log_{10} D_a = \log_{10}(\psi) + \Omega \log_{10} T - l \log_{10} P. \quad (3.52)$$

Por simplicidade, será feito,

$$c_1 = \log_{10}(\psi). \quad (3.53)$$

E assim, a equação (3.52) torna-se:

$$\log_{10} D_a = c_1 + \Omega \log_{10} T - l \log_{10} P \quad (3.54)$$

Em que, c_1 é uma constante. Considerando uma escala de altura (7 km), P muda tipicamente por um fator de 2,7. Reconhecendo que P é uma função que muda rapidamente com a altura em relação a T , a equação (3.54) pode ser escrita como sendo:

$$\log_{10} D_a = -l \log_{10} P + c_2(z, T), \quad (3.55)$$

em que,

$$c_2(z, T) = c_1 + \Omega \log_{10} T, \quad (3.56)$$

em que, c_2 é uma função que varia fracamente com a altura se comparada ao termo de pressão.

Considerando a atmosférica como sendo isotérmica, ($P = P_0 \exp[-(mgz/\kappa T)]$), em que g é a aceleração da gravidade ($9,49 \text{ms}^{-2}$ em 90 km de altura), m é a massa de uma molécula típica da atmosfera, κ é a constante de Boltzmann, T é a temperatura e z é a altura. Usando essas considerações e admitindo que o coeficiente de difusão ambipolar seja proporcional ao inverso do tempo necessário para que a amplitude do sinal meteórico refletido caia pela metade do seu valor máximo ($D_a \propto T^2/P$), a equação (3.55) pode ser escrita como sendo:

$$\log_{10} \left(k' \frac{1}{\tau_{\frac{1}{2}}} \right) = -l \log_{10} \left(P_0 e^{-\left(\frac{mg}{\kappa T} z\right)} \right) + c_2(z, T) \quad (3.57)$$

em, que k é uma constante de proporcionalidade. Aplicando as propriedades de logaritmo, a equação (3.57) pode ser escrita como sendo:

$$\log_{10} k' + \log_{10} \left(\frac{1}{\tau_{\frac{1}{2}}} \right) = -l \log_{10} P_0 - l \log_{10} \left(e^{-\left(\frac{mg}{\kappa T} z\right)} \right) + c_2(z, T) \quad (3.58)$$

ou,

$$\log_{10} k' + \log_{10} \left(\frac{1}{\tau_{\frac{1}{2}}} \right) - c_2(z, T) + l \log_{10} P_0 = \frac{mglz}{\kappa T} \log_{10} e \quad (3.59)$$

que ainda pode ser reescrita da seguinte forma:

$$\frac{\kappa T}{mgl \log_{10} e} \left[\log_{10} k' + \log_{10} \left(\frac{1}{\tau_{\frac{1}{2}}} \right) - c_2(z, T) + l \log_{10} P_0 \right] = z. \quad (3.60)$$

Fazendo:

$$\frac{\kappa T}{mgl \log_{10} e} (\log_{10} k' - c_2(z, T) + l \log_{10} P_0) = c'_3(T, z), \quad (3.61)$$

Obtemos:

$$\frac{kT}{mgl \log_{10} e} \log_{10} \left(\frac{1}{\tau_{\frac{1}{2}}} \right) + c'_3(T, z) = z, \quad (3.62)$$

em que, $c'_3(T, z)$, é uma função que varia fracamente com a altura e a temperatura. Fazendo:

$$\frac{kT}{mgl \log_{10} e} = S_m. \quad (3.63)$$

Usando (3.63) em (3.62), obtemos:

$$S_m \log_{10} \left(\frac{1}{\tau_{\frac{1}{2}}} \right) + c'_3(T, z) = z. \quad (3.64)$$

Para uma aproximação razoável, podemos escrever a equação 3.63 como:

$$T = \frac{mgl \log_{10} e}{k} S_m \simeq 14,3 S_m. \quad (3.65)$$

Da equação (3.65) nota-se que (14,3l) nada mais é do que o coeficiente angular dessa equação. Assim, para determinar o valor de l [Hocking \(1999\)](#) realiza um plot de $(T \times S_m)$. Os dados usados para construir esse gráfico são da Bahia de Resolute que correspondem a (10 meses de 1998, e 1 de julho de 1997). Os valores de temperaturas usados foram os de [Lübken e Zahn. \(1991\)](#) em 69°N. Para todos os meses em que [Lübken e Zahn. \(1991\)](#) não tinham dados foram usados os de [Fleming et al. \(1988\)](#). Assim, o coeficiente angular do gráfico $(T \times S_m)$ foi de $(14,7 \pm 1,7)$. Então, comparando esse valor com o valor do coeficiente angular da equação empírica (3.65), obtem-se o seguinte valor de l $(0,99 \pm 0,12)$. Assim, os dados experimentais demonstram que D_a é inversamente proporcional à pressão como predito por [Jones e Jones \(1990\)](#). Ainda pode-se acrescentar que S_m nada mais é do que o coeficiente angular do gráfico $(z \times \log_{10}(1/\tau_{1/2}))$.

Agora, o próximo passo consiste em determinar o valor de Ω . Retornando para a equação (3.51), e assumindo que $l = 1$, vem:

$$\log_{10} D_a = \Omega \log_{10} T - \log_{10} P + \log_{10}(\psi) \quad (3.66)$$

ou,

$$\log_{10} D_a - \log_{10}(\psi) = \Omega \log_{10} T - \log_{10} P \quad (3.67)$$

usado as propriedades do logaritmo pode-se escrever o primeiro membro da equação (3.67) como sendo:

$$\log_{10} \left(\frac{D_a}{\psi} \right) = \Omega \log_{10} T - \log_{10} P. \quad (3.68)$$

Fazendo:

$$\frac{D_a}{\Psi} = D'_a, \quad (3.69)$$

tem-se:

$$\log_{10}(D'_a) + \log_{10} P = \Omega \log_{10} T, \quad (3.70)$$

ou ainda,

$$\log_{10} (D'_a P) \frac{1}{\Omega} = \log_{10} T, \quad (3.71)$$

em que o termo $1/\Omega$, nada mais é do que o coeficiente angular dessa equação. Então, para o cálculo de Ω [Hocking \(1999\)](#) faz um gráfico da equação (3.71) e usa os dados de temperatura de [Fleming et al. \(1988\)](#) e [Lübken e Zahn. \(1991\)](#). O coeficiente de difusão ambipolar pode ser obtido via Equação (3.45). Entretanto, precisa-se de medidas absolutas de pressão e as fontes examinadas são de [Fleming et al. \(1988\)](#) e [Lübken e Zahn. \(1991\)](#). Entretanto, os dados de [Lübken e Zahn. \(1991\)](#) são os que se apresentam com maior consistência com a Equação (3.71) proposta. E assim, para os dados de [Lübken e Zahn. \(1991\)](#) a inclinação obtida é de $(0,56 \pm 0,07)$. E comparando a inclinação obtida no gráfico $\log_{10} T = \log_{10}(D_a P)$ com o termo de $1/\Omega$, encontra-se o seguinte valor ($\Omega = 1,8 \pm 0,2$) e assim, Ω é consistente com o valor 2 dentro do erro esperado. Assim, esses resultados reforçam os resultados de [Jones e Jones \(1990\)](#).

Agora os resultados obtidos podem ser usados para determinar a temperatura (T). Assumindo uma atmosfera não isotérmica, a temperatura pode ser escrita como

sendo:

$$T = T_0(1 + \alpha z'), \quad (3.72)$$

em que α se relaciona com o gradiente médio de temperatura. Desconsiderando os meses de verão, a mesopausa em latitudes mais elevadas está acima da região do pico de atividade de meteoros. O perfil de temperatura através dessa região é moderadamente linear com gradientes bem definidos. No verão, existem ocasiões quando os mergulhos da mesopausa abaixo da altura do pico de meteoros, de modo que gradiente torna-se positivo. Ao estudar estes gradientes usando os modelos de Fleming et al. (1988), e também dados experimentais de foguetes e radar de laser Lübken e Zahn. (1991), (STATES; GARDNER, 1999), uma expressão razoável para o gradiente é escrita como segue:

$$\left[\frac{dT}{dz} \right]_{av} = -1.5 - \left[-2.5 \exp \left\{ -\frac{(\theta-45)^2}{200} \right\} + 1.5 \exp \left\{ -\frac{(\theta-90)^2}{1350} \right\} \right] \times \exp \left\{ -\frac{\#^2}{3200} \right\}, \quad (3.73)$$

em que θ representa a latitude em graus e $\#$ é o deslocamento temporal do número de dias.

O próximo passo agora consiste em obter uma expressão que permita efetuar o cálculo da temperatura. Assim, será assumido por generalidade que:

$$D_a = K_\Omega \frac{T^\Omega}{P}. \quad (3.74)$$

e definindo a coordenada vertical ($z = 0$) na altura da atividade de meteoros, e reconhecendo que:

$$P = P_0 \exp \left\{ -\int_0^{z'} \frac{mg}{kT} dz'' \right\}. \quad (3.75)$$

tomando o logaritmo na base 10 na Equação (3.74), obtém-se:

$$\log_{10} D_a = \log_{10} K_\Omega + \log_{10} T^\Omega - \log_{10} P \quad (3.76)$$

substituindo as Equações (3.75) e (3.72) na Equação (3.76), dá:

$$\log_{10} D_a = \log_{10} K_\Omega + \Omega \log_{10}(T_0(1 + \alpha z')) - \log_{10} \left(P_0 \exp \left\{ -\int_0^{z'} \frac{mg}{k(T_0(1 + \alpha z''))} dz'' \right\} \right) \quad (3.77)$$

ou,

$$\log_{10} D_a = \log_{10} K_\Omega + \Omega \log_{10}(T_0(1 + \alpha z')) - \log_{10} P_0 + \log_{10} \exp^{\frac{mg}{k} \left\{ \int_0^{z'} \frac{1}{(T_0(1 + \alpha z''))} dz'' \right\}} \quad (3.78)$$

Por conveniência, faremos:

$$\log_{10} K_\Omega - \log_{10} P_0 = \text{constante}, \quad (3.79)$$

e assim, temos:

$$\log_{10} D_a = \Omega \log_{10}(T_0(1 + \alpha z')) + \log_{10} e^{\frac{mg}{k} \left\{ \int_0^{z'} \frac{1}{(T_0(1 + \alpha z''))} dz'' \right\}} + \text{constante} \quad (3.80)$$

a quantidade $\alpha = 1/T_0 \frac{\partial T}{\partial z}$. Agora, diferenciando a Equação (3.80) com respeito à altura, obtemos:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz'} (\log_{10} D_a) &= \frac{d}{dz'} [\Omega \log_{10}(T_0(1 + \alpha z'))] + \frac{d}{dz'} \left[\log_{10} e^{\frac{mg}{k} \left\{ \int_0^{z'} \frac{1}{(T_0(1 + \alpha z''))} dz'' \right\}} \right] \\ &+ \frac{d}{dz'} (\text{constante}). \end{aligned} \quad (3.81)$$

Por simplicidade será calculada a derivada de cada termo da seguinte forma:

$$\frac{d}{dz'} (\log_{10} D_a) = \frac{1}{S_m} \quad (3.82)$$

$$\frac{d}{dz'} [\Omega \log_{10}(T_0(1 + \alpha z'))] = \Omega \log_{10} e \frac{1}{T_0(1 + \alpha z')} \alpha T_0 \quad (3.83)$$

E

$$\frac{d}{dz'} \left[\log_{10} e^{\frac{mg}{k} \left\{ \int_0^{z'} \frac{1}{(T_0(1 + \alpha z''))} dz'' \right\}} \right] = \log_{10} e \frac{mg}{k} \frac{1}{T_0(1 + \alpha z')}. \quad (3.84)$$

Substituindo as equações (3.82), (3.83) e (3.84) na equação (3.82), obtemos:

$$\frac{1}{S_m} = \Omega \log_{10} e \frac{\alpha}{(1 + \alpha z')} + \log_{10} e \frac{mg}{k} \frac{1}{T_0(1 + \alpha z')}. \quad (3.85)$$

Avaliando a equação (3.85) em $z' = 0$, tem-se:

$$\frac{1}{S_m} = \Omega \alpha \log_{10} e + \log_{10} e \frac{mg}{k} \frac{1}{T_0} \quad (3.86)$$

para $\Omega = 2$ a equação (3.86) torna-se:

$$\frac{1}{S_m} = 2 \frac{1}{T_0} \frac{dT}{dz} \log_{10} e + \log_{10} e \frac{mg}{k} \frac{1}{T_0}, \quad (3.87)$$

ou, rearranjando,

$$\frac{1}{S_m} = \frac{1}{T_0} \log_{10} e \left[2 \frac{dT}{dz} + \frac{mg}{k} \right], \quad (3.88)$$

e, finalmente, temos:

$$T_0 = S_m \log_{10} e \left[2 \frac{dT}{dz} + \frac{mg}{k} \right], \quad (3.89)$$

Em que m representa a massa molecular média do ar, (dT/dz) é o gradiente médio da temperatura na mesopausa e g é o módulo da aceleração da gravidade na região de máxima detecção de meteoros, ou seja, na altura de 90 km. Segundo (HOCKING, 1999) o método requer um número expressivo de dados e cada temperatura diária é estimada a partir de um ajuste de S_m . A equação (3.89) vem sendo utilizada por vários autores ((HOCKING, 1999); (LIMA et al., 2010) para o cálculo da temperatura na região da mesosfera. Segundo Lima et al. (2010) os valores de temperatura obtidos via equação (3.89) são sensíveis à inclinação, S_m , bem como ao gradiente de temperatura, e, portanto, devem ser interpretados com cautela. Hocking et al. (2004) usam uma aproximação para o gradiente médio de temperatura na altitude de máxima ocorrência de meteoros, a qual é baseada em dados de modelos e dados e experimentais. Segundo (LIMA et al., 2005) para a região equatorial o gradiente médio de temperatura pode assumir valores entre $-2,0$ e $-1,0$ K/km ao longo do ano.

3.11 Análise dos Ventos

Para determinar as posições dos meteoros, são utilizadas as funções de auto-correlação e correlação cruzada, associadas aos meteoros detectados, e a velocidade radial pelo uso da taxa de mudança de fase no intervalo próximo a zero. Para estimar a velocidade dos ventos horizontais foi usado à mesma metodologia usada por Lima

(2004).

Para analisarmos algumas oscilações atmosféricas, iremos utilizar algumas ferramentas matemáticas tais como: o periodograma de Lomb-Scargle (para identificar as periodicidades presentes nos campos de vento e temperatura), o filtro passa banda (para estudar as variações identificadas) e a análise harmônica para determinar alguns parâmetros das oscilações identificadas. A seguir descreveremos com mais detalhe cada uma destas ferramentas matemáticas, as quais serão empregadas no estudo das oscilações atmosféricas.

3.12 Convolução

Como a transformada em ondaletas é dada por uma convolução, então, será discutido de forma sucinta o que significa a convolução. Sempre que existirem transformações lineares e invariantes de um determinado sinal, pode-se falar em convolução. Dessa forma, quando um determinado sinal passa por um dispositivo qualquer, certamente o mesmo irá sofrer uma determinada transformação e essa transformação denomina-se de convolução.

A convolução tem sido empregada para resolver equações diferenciais, normalizar funções de onda de momentum e para investigar funções de transferência (AFKEN; WEBER, 1995).

Dada duas funções $f(x)$ e $g(x)$ cujas transformadas de Fourier são, respectivamente, $F(t)$ e $G(t)$. A operação denominada de convolução é definida como sendo:

$$f * g \equiv \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} g(y) f(x - y) dy. \quad (3.90)$$

Introduzindo as transformadas de Fourier na relação (3.90), obtém-se:

$$f * g = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} g(y) \int_{-\infty}^{\infty} F(t) e^{it(x-y)} dt dy \quad (3.91)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} F(t) \left[\int_{-\infty}^{\infty} g(y) e^{ity} e^{itx} dy \right] dt \quad (3.92)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} F(t) \left[\int_{-\infty}^{\infty} g(y) e^{ity} dy \right] e^{itx} dt \quad (3.93)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} g(y) f(x-y) dy = \int_{-\infty}^{\infty} F(t) G(t) e^{itx} dt. \quad (3.94)$$

O resultado (3.94) pode ser interpretado da seguinte forma: a transformada inversa de Fourier de um produto de transformadas de Fourier é a convolução das funções f e g . A função $g(x)$ representa uma série temporal qualquer e $f(x)$ representa uma função filtro que identifica e seleciona o período de cada componente presente em $g(x)$. Para a convolução, têm-se as seguintes propriedades:

$$f * g = g * f, \quad (3.95)$$

$$f * (g + h) = f * g + f * h, \quad (3.96)$$

$$f * (kg) = k(f * g) \forall k \in \mathfrak{R}, \quad (3.97)$$

$$1 * f = \int_0^x f(x) dx, \quad (3.98)$$

e

$$1 * f' = f(x) - f(0) dx. \quad (3.99)$$

3.13 Análise de ondaletas

Os eventos que ocorrem na atmosfera são de natureza episódica e sua intensidade (amplitude) apresenta variação no espaço e no tempo. Tais variações nas amplitudes, correspondentes a diferentes modos com o tempo e espaço, não podem ser resolvidos completamente usando a (FFT) convencional.

A análise de ondaletas é amplamente utilizada para estudar processos episódicos

(por exemplo, (DAUBECHIES, 1992); (RAO; BOPARDIKAR, 1998)). A análise de ondaletas está se tornando uma ferramenta comum para analisar as variações de energia localizadas dentro de uma série temporal.

A análise de ondaletas têm sido utilizada em várias áreas, incluindo regressão não-linear, compressão de imagem, turbulência, visão humana, previsão de terremotos e das ondas sísmicas (ISLAM, 2011). A ondaleta de Morlet é ideal para o estudo de padrões de onda na atmosfera e têm sido utilizadas em muitos outros estudos.

As ondaletas podem ser pensadas como alternativas a outros sistemas de funções usadas como base para representação de funções pertencentes a certos espaços, como senos e co-senos, polinômios ortogonais, funções de Walsh, etc. A vantagem da utilização das ondaletas é que elas funcionam como uma janela que diminui para capturar as componentes que apresentem alta frequência, bem como a janela aumenta para capturar as baixas frequências.

As ondaletas são funções que satisfazem certas propriedades. Elas podem ser suaves ou não, simétricas ou não e podem apresentar expressões matemáticas simples ou complexas (MORETTIN, 1999.).

Na análise de Fourier, as funções que apresentam período de 2π , cujo quadrado seja integrável $L^2(0, 2\pi)$, é gerada via superposição de exponenciais complexas tipo $w_n(x) = \exp(inx)$, em que $n = 0, \pm 1, \dots$, obtidas por dilatações da função $w_n(x) = \exp(inx)$. Então, essa idéia pode ser estendida para $L^2(\mathfrak{R})$, ou seja, gerar esse espaço a partir de uma única função. Isso é conseguido através de dilatações (ou compressões) e translações da função denominada de ondaleta-mãe, a qual é definida como sendo:

$$\psi_{a,b}(x) = |a|^{-\frac{1}{2}} \psi\left(\frac{x-b}{a}\right), \quad (3.100)$$

com $a, b \in \mathfrak{R}$, $a \neq 0$. É frequente expressar a e b , como $a = 2^{-j}$ e $b = k2^{-j}$, com $j, k \in \mathbb{Z}$. Assim, nota-se que a função $\psi_{ab}(x)$ é obtida através de $\psi(x)$ através de uma dilatação binária 2^j e uma translação diádica $k2^{-j}$. As ondaletas representam um conjunto de funções geradas por dilatações da ondaleta-mãe $\psi(t)$, $\psi(t) \rightarrow \psi(2t)$, e translações $\psi(t) \rightarrow \psi(t+1)$ (BOLZAN, 2004).

Como exemplo de funções ondaletas, tem-se:

- Ondaleta de Morlet (ou gaussiana modulada), dada por:

$$\psi(t) = e^{iw_0 t} e^{-\frac{t^2}{2}} \quad (3.101)$$

em que, ω_0 é fixo.

- Chapéu Mexicano (segunda derivada da densidade gaussiana), dada por:

$$\psi(t) = (1 - t^2) e^{-\frac{t^2}{2}} \quad (3.102)$$

- Ondaleta de Shannon, dada por:

$$\psi(t) = \frac{\text{sen}\left(\frac{\pi t}{2}\right)}{\frac{\pi t}{2}} \cos\left(\frac{3\pi t}{2}\right) \quad (3.103)$$

observe que a ondaleta de Shannon não apresenta suporte ² compacto³.

3.14 Propriedades das ondaletas

Para que uma função seja considerada uma ondaleta a mesma tem que obedecer a algumas propriedades, tais como:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi(t) dt = 0. \quad (3.104)$$

Essa é a propriedade da (admissibilidade), que garante que a ondaleta tenha a forma de onda.

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\psi(t)|^2 dt = 1. \quad (3.105)$$

Essa propriedade da energia unitária, que dá permissão a ondaleta possuir suporte compacto, ou como a amplitude decaindo rapidamente. Garantido assim a localização espacial.

²A noção de suporte de uma função f é standart: o $\text{supp } f$ é o complementar do maior conjunto aberto no qual f se anula; em outras palavras $\text{supp } f$ é o fecho do conjunto $\{x; f(x) \neq 0\}$ (*BREZIS, 2011*).

³Um conjunto $X \subset \mathfrak{R}$ chama-se compacto quando é limitado e fechado (*LIMA, 2002*).

3.15 Transformada de ondaletas

A transformada de ondaletas apareceu em sua forma contínua com os trabalhos de J.Morlet, e A. Grossmann. A mesma pode ser usada para analisar séries temporais que apresentem energia não estacionária em várias frequências (DAUBECHIES, 1992).

Para uma dada função f de $L^2(\mathfrak{R})$, a transformada de ondaletas, com relação à ψ , é definida como sendo:

$$(W_{\psi}f)(a, b) = |a|^{-\frac{1}{2}} \int_{-\infty}^{\infty} f(t)\psi\left(\frac{t-b}{a}\right) dt \quad (3.106)$$

em que $a, b \in \mathfrak{R}$, $a \neq 0$. Note que a transformada de ondaletas é o produto interno de f pela função ψ_{ab} , dada em (3.106).

Para uma amostra de dados $X = (X_0, X_1, \dots, X_T)$ que podem representar observações de uma amostra ou de um processo estocástico. Supondo que $T = 2^M$, para $M > 0 \in \mathbb{Z}$. Assim, define-se a transformada de ondaletas discretas de X , com relação a ondaleta-mãe como sendo:

$$d_{j,k}^{(\psi)} = \sum_{t=0}^{T-1} X_t \psi_{j,k}\left(\frac{t}{T}\right) \quad (3.107)$$

essa transformada é calculada para $j = 0, 1, \dots, M-1$ e $k = 0, 1, 2, \dots, 2^j - 1$

3.16 O periodograma de Lomb-Scargle

Para o cálculo de espectro de dados não espaçados uniformemente, o método mais comumente utilizado é a análise de periodograma (SCARGLE, 1982). Essa técnica ignora o espaçamento desigual dos dados, envolvendo a estimativa do espectro de potência de Fourier normal, como se os dados fossem igualmente espaçados (HERNANDEZ, 1999). O periodograma normalizado é escrito como sendo:

$$f(w) \equiv \left[\frac{C_1 \cos(\omega t) + S_1 \text{sen}(\omega t)}{N + C_2 \cos(2\omega t) + S_2 \text{sen}(2\omega t)} + \frac{S_1 \cos(\omega t) - C_1 \text{sen}(\omega t)}{N - C_2 \cos(2\omega t) - S_2 \text{sen}(2\omega t)} \right] \quad (3.108)$$

em que,

$$\tau = \frac{1}{2\omega} \operatorname{arctg} \left(\frac{\sum_{j=1}^{N_0} \operatorname{sen}(2\omega t_j)}{\sum_{j=1}^{N_0} \cos(2\omega t_j)} \right), \quad (3.109)$$

$$S_1 = \sum_{j=1}^N (x_j - \bar{x}) \operatorname{sen}(\omega t_j), \quad (3.110)$$

$$C_1 = \sum_{j=1}^N (x_j - \bar{x}) \cos(\omega t_j), \quad (3.111)$$

$$S_2 = \sum_{j=1}^N \operatorname{sen}(2\omega t_j), \quad (3.112)$$

$$eC_2 = \sum_{j=1}^N \cos(2\omega t_j). \quad (3.113)$$

A vantagem deste estimador é que se considera a inequidistância das observações pela multiplicação das frequências de Fourier ω com τ . Em seu estudo [Lomb \(1976\)](#) propôs uma versão em que, considerando-se $X_i = X(t_i)$ como uma série temporal, em que $i = 1, 2, \dots, N$. Assim, o periodograma é escrito em função da frequência como sendo:

$$P(w_k) = f_0(w_k) \sum_{j=1}^M \{a(w_k^*) x_j \cos(w_k^*) + ib(w_k^*) x_j \operatorname{sen}(w_k^*)\} \quad (3.114)$$

em que,

$$w_k = \frac{2\pi k}{N}, \quad k = 1, 2, \dots, K, \quad (3.115)$$

$$w_k^* = w_k(t_j - \tau(w_k)), \quad (3.116)$$

$$\tau(w_k) = \frac{1}{2\omega_k} \operatorname{arctg} \left(\frac{\sum_{j=1}^{N_0} \operatorname{sen}(2\omega_k t_j)}{\sum_{j=1}^{N_0} \operatorname{cos}(2\omega_k t_j)} \right), \quad (3.117)$$

$$f_0(w_k) = \frac{1}{\sqrt{2}} \exp(iw_k \tau), \quad (3.118)$$

$$a(w_k^*) = \frac{1}{\sqrt{\sum_{j=1}^N \operatorname{cos}^2(w_k^*)}}, \quad (3.119)$$

$$b(w_k^*) = \frac{1}{\sqrt{\sum_{j=1}^N \operatorname{sen}^2(w_k^*)}}. \quad (3.120)$$

Ao definir o periodograma com essa estrutura, existem várias propriedades que a transformada discreta de Fourier não apresenta, como a inclusão da quantidade τ , que torna $P(\omega_k)$ invariante frente a um desvio com relação à origem do tempo (FRANCO, 2007).

A constante τ torna o periodograma invariante para um deslocamento da origem do tempo, ou seja, o resultado não é modificado por um deslocamento constante dos tempos amostrados. A escolha do parâmetro τ torna a estimativa do periodograma equivalente a um ajunte de funções seno e co-seno de uma série de dados, para uma frequência ω , através de mínimos quadrados (LOMB, 1976):

$$h(t) = A \operatorname{cos}(\omega t) + B \operatorname{sen}(\omega t). \quad (3.121)$$

Enquanto a transformada de Fourier pondera os dados com base nos intervalos de tempo dos pontos, a técnica de Lomb-Scargle pondera os mesmo como base nos pontos, estimando as componentes de seno e co-seno apenas para os instantes em que os dados tenham sido amostrados (LIMA, 2004).

Uma característica muito importante do periodograma é o seu comportamento es-

tatístico bem definido. Para avaliar o nível de confiança dos picos do espectro apresentados no periodograma, (SCARGLE, 1982) empregou uma hipótese nula na qual o mesmo 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:

$$P(> Z) = 1 - (1 - e^{-z})^N. \quad (3.122)$$

Sendo a quantidade $P(Z)$ a probabilidade de alarme falso, correspondente ao grau de significância de qualquer pico espectral que se verifique. Os menores valores apresentados por $P(Z)$ indicam um sinal periodicamente significativo, assumindo que os dados são puro ruído. É importante que o periodograma seja normalizado pela variância total dos dados, σ^2 .

Assim, tal distribuição exponencial provê uma estimativa confiável da probabilidade sobre se um dado pico encontrado corresponde a uma componente periódica real, ou se é resultado de ruído distribuído aleatoriamente. Portanto, as discussões apresentadas apontam para a grande eficácia do método de Lomb-Scargle no tocante a variação dos dados na detecção de ciclos senoidais em séries temporais desigualmente espaçadas no domínio do tempo (SCHIMMEL, 2001). Segundo Horne e Bauliunas (1986), apenas a normalização obtida via variância total é válida para a definição da probabilidade de falso alarme dado pela equação (3.122).

Como já identificado na transformada de Fourier, o periodograma também apresenta problemas referentes ao vazamento espectral e aliasing. O vazamento ocorre quando a energia contida em uma frequência é deslocada para outra e o aliasing, ocorre quando a energia associada a altas frequências escapa para aquelas cuja frequência é baixa.

Os problemas referentes ao vazamento espectral e aliasing podem ser minimizados, como sugeridos por Horne e Bauliunas (1986) e Palo et al. (1997). O problema do vazamento espectral pode ser minimizado subtraindo-se dos dados de uma senoide com a frequência do pico mais significativo, produzindo-se então um novo periodograma para a serie de dados resultante. Os picos menores que são produtos de vazamento espectral, bem como o pico de frequência ajustada, desaparecerão no segundo periodograma. Já 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 existam dados amostrados são preenchidos com unidades, e os demais pontos são preenchidos zeros. Para produzir a máscara tem-se que produzir a transformada de Fourier da grade. Uma vez que um pico em uma frequência f_0 na máscara significa que a energia de uma frequência f_1 pode ter escapado para outra frequência $f_1 + f_0$, o exame da máscara irá revelar quais picos num periodograma são provavelmente aliasing (LIMA, 2004).

Como os dados de ventos utilizados apresentam algumas falhas ao longo do tempo, o periodograma foi utilizado nas análises espectrais das séries temporais.

4 RESULTADOS E DISCUSSÕES

4.1 Espectros do vento zonal em São João do Cariri

A transformada de ondaletas de Morlet proporciona uma investigação mais detalhada acerca da variabilidade temporal da energia espectral associada com oscilações de escala planetária. Dessa forma, transformadas de ondaletas de Morlet foram obtidas para a componente zonal do vento na localidade de SJC. Os resultados para a camada centrada em 90 km são apresentados nas Figuras 4.1-4.4, que correspondem respectivamente aos anos de 2004, 2005, 2006 e 2007.

Tomando como referência a Figura 4.1, pode ser verificado que o espectro do vento zonal para o ano de 2004 é composto de várias oscilações. É possível verificar núcleos de energia para o período de um dia (maré diurna), ~ 2 dias (oscilação de quase dois dias). Entretanto, é possível ainda verificar a presença de núcleos de energia cujo período está entre 3-4 dias e 6-7 dias e 12-16 dias. Em particular, a oscilação cujo período está entre 6-7 dias é comumente referida como a onda de quase 6,5 dias, e a oscilação com períodos entre 12-20 dias é referida como a onda de quase 16 dias. A energia espectral com período $\sim 6,5$ dias ocorre praticamente durante todo o segundo semestre de 2004. Do lado direito da Figura 4.1 está posto o espectro global de energia em que todo sinal que está a direita da linha vertical apresenta um nível de confiança de 95%.

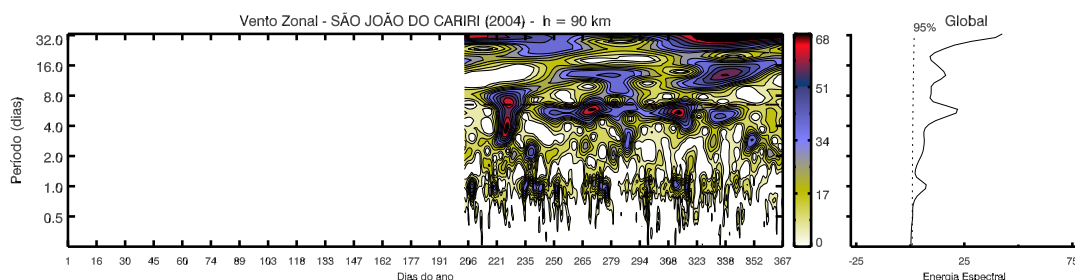


Figura 4.1 - Resultados da aplicação da transformada de ondaletas de Morlet para a componente zonal do vento observados por radar meteorológico em SJC em 2004.

Da Figura 4.2, a qual é referente ao ano de 2005 é possível verificar intensificações de energia para a maré diurna, a oscilação ente 3-4 dias, a oscilação de $\sim 6,5$ dias e a oscilação de quase 16 dias e 32 dias. A oscilação com período de $\sim 6,5$ dias

ocorre principalmente entre os meses de abril-maio, setembro-outubro e o evento com energia mais intensa ocorre no final de outubro e no mês de novembro.

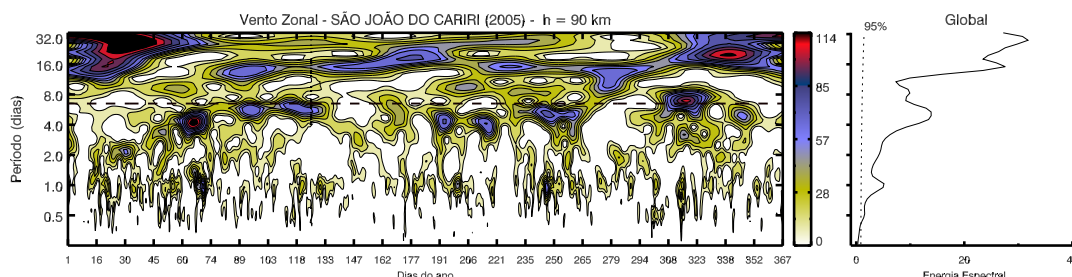


Figura 4.2 - Resultados da aplicação da transformada de ondaletas de Morlet para a componente zonal do vento observados por radar meteorológico em SJC em 2005.

Para o ano de 2006, pode ser observado na Figura 4.3, picos de energia que podem ser atribuídos a maré diurna, a oscilação de quase 2 dias, a oscilação de quase 6,5 dias, a oscilação de quase 16 dias. As periodicidades $\sim 6,5$ dias ocorrem mais significativamente entre março-maio, agosto-setembro, e o evento com maior densidade de energia ocorre no final de outubro e no mês de novembro.

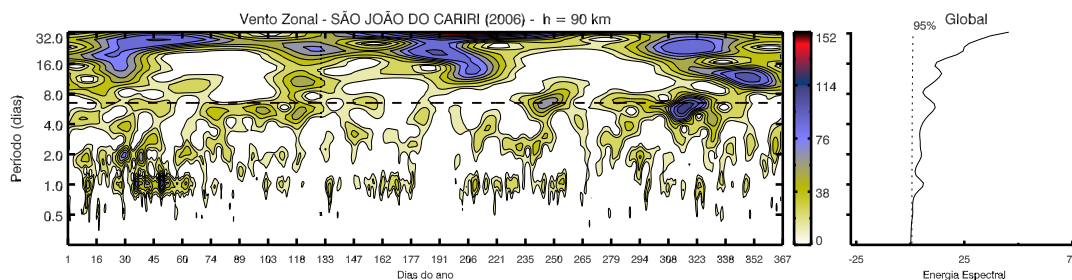


Figura 4.3 - Resultados da aplicação da transformada de ondaletas de Morlet para a componente zonal do vento observados por radar meteorológico em SJC em 2006.

Da Figura 4.4 2007, é possível identificar a presença de energia associada com as seguintes oscilações: maré diurna, oscilação de quase 2 dias, oscilação de quase 6,5 dias, um núcleo de ~ 4 dias e densidade de energia intensas ocorrendo num período próximo de 16 dias. Referente a oscilação de $\sim 6,5$ dias, verifica-se que a mesma apresenta-se intensa durante fevereiro e início de março, junho-julho, e entre o mês

de agosto até o mês de outubro.

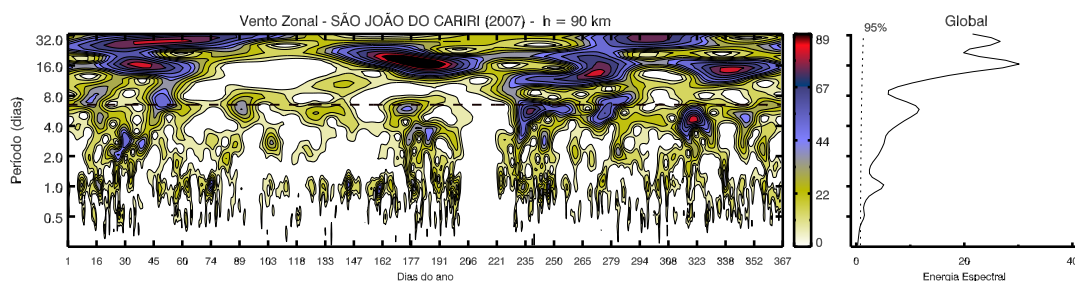


Figura 4.4 - Resultados da aplicação da transformada de ondaletas de Morlet para a componente zonal do vento observados por radar meteorológico em SJC em 2007.

4.2 Espectros do vento zonal em Cachoeira Paulista

Da Figura 4.5, pode ser verificado que o espectro do vento zonal em CP apresenta várias oscilações ao longo do ano de 2004. É possível verificar intensificações de energia para o período de um dia (maré diurna), 2 dias. Entretanto é possível ainda verificar a presença de oscilações cujo período está entre 3-4 dias e 6-7 dias e 12-16 dias. Verifica-se que a oscilação cuja periodicidade é $\sim 6,5$ dias apresenta picos pouco intensos de energia no mês de fevereiro, final de junho e no mês de julho, nos meses de setembro-outubro.

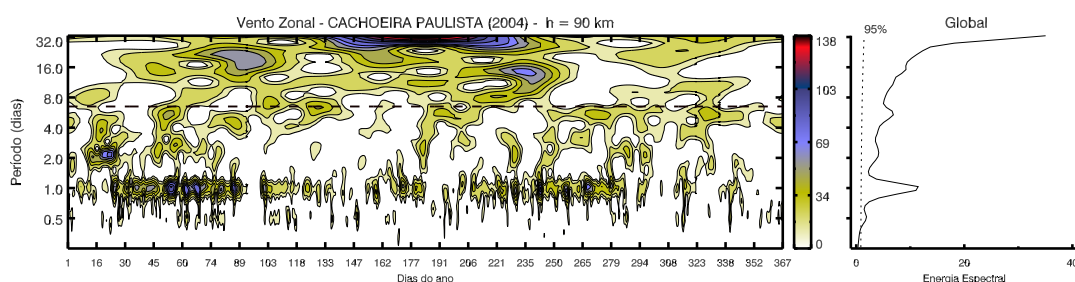


Figura 4.5 - Resultados da aplicação da transformada de ondaletas de Morlet para a componente zonal observados por radar meteorológico em CP em 2004.

Da Figura 4.6 (2005), é possível verificar picos de energia com periodicidades próximas de 1, 2, 4, 16 e 32 dias. Os picos mais significativos associados a oscilação

de $\sim 6,5$ dias ocorrem durante os períodos de março-abril, junho-julho, e o evento mais intenso ocorre no final de outubro e persiste até meados do mês de novembro.

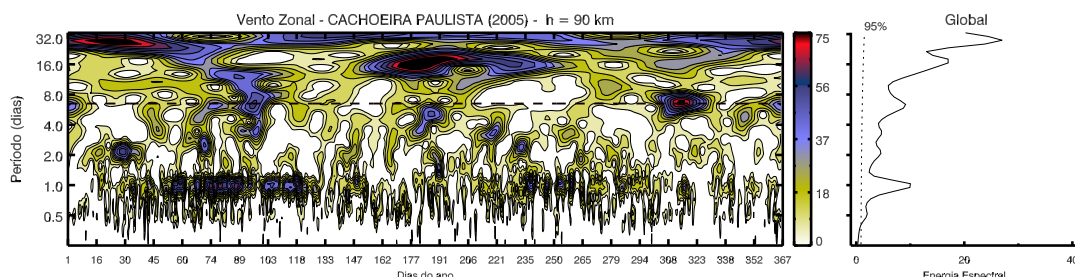


Figura 4.6 - Resultados da aplicação da transformada de ondaletas de Morlet para a componente zonal observados por radar meteórico em CP em 2005.

Para o ano de 2006, Figura 4.7, pode ser verificado a presença de energia espectral para periodicidades próximas de 1, 2, 4, 16 e 32 dias. Picos de energia associados a oscilação de $\sim 6,5$ dias, ocorrem entre os meses de março-abril.

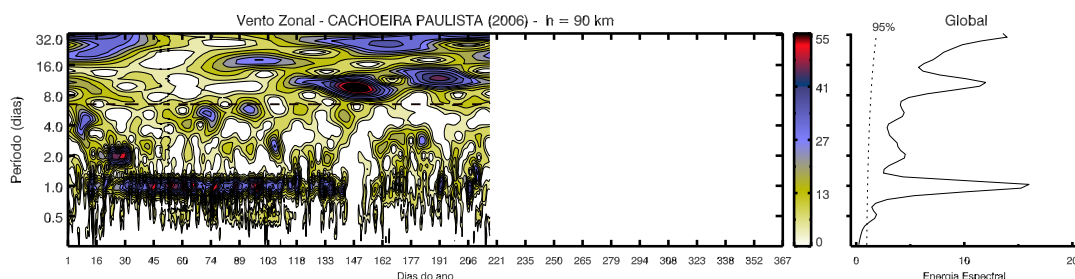


Figura 4.7 - Resultados da aplicação da transformada de ondaletas de Morlet para a componente zonal observados por radar meteórico em CP em 2006.

Observando a Figura 4.8 (2007), observa-se picos de energia com periodicidades próximas de 1, 2, 4, 16 e 32 dias. Um pico de energia representativo da oscilação de $\sim 6,5$ dias é visto entre os meses de agosto-setembro.

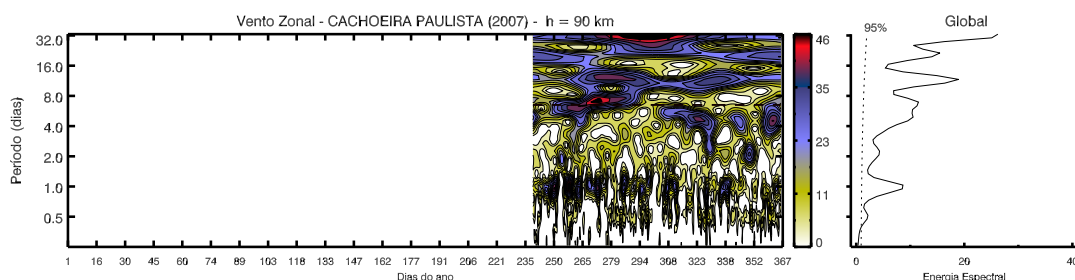


Figura 4.8 - Resultados da aplicação da transformada de ondaletas de Morlet para a componente zonal observados por radar meteorológico em CP em 2007.

4.3 Variações da onda de $\sim 6,5$ dias nos ventos em São João do Cariri

Para examinar o comportamento da oscilação de $\sim 6,5$ dias no domínio do tempo, os dados de vento foram submetidos a um filtro passa-banda com frequências de corte em 0,14 e em 0,20 ciclo/dia (nos períodos de 5 e 7 dias). A qualidade dos dados é boa e as lacunas apresentadas nos mesmos foram preenchidas usando o método dos mínimos quadrados, considerando apenas a componente da maré diurna. As amplitudes resultantes após a aplicação desse filtro são apresentadas no conjunto de Figuras (4.9 - 4.12), as quais correspondem respectivamente, aos anos de 2004, 2005, 2006 e 2007.

Em geral, verifica-se que as intensificações registradas na amplitude da oscilação de quase 6,5 dias ocorrem para aqueles períodos em que foram registradas a presença de picos de energia, os quais foram revelados na análise de ondaletas de Morlet. Analisando a Figura 4.9, pode ser verificado que a oscilação de quase 6,5 dias exibiu atividade durante todo o segundo semestre de 2004, com três eventos de amplificações distintos.

Conforme pode ser visto na Figura 4.10, as oscilações de quase 6,5 dias exibiram 3 eventos de amplificações, em que, o primeiro ocorreu em abril-maio, um segundo menos intenso em setembro-outubro e, o evento mais intenso ocorreu no final de outubro até o mês de novembro.

Na Figura 4.11, observa-se que a oscilação de 6,5 dias apresenta intensificações em todas as alturas entre os dias (71-130 / 12 março -10 maio), (235 -257 / 23 agosto -14 setembro) e (300-330 / 26 outubro -26 novembro). Estes períodos correspondem às estações de outono, inverno e primavera.

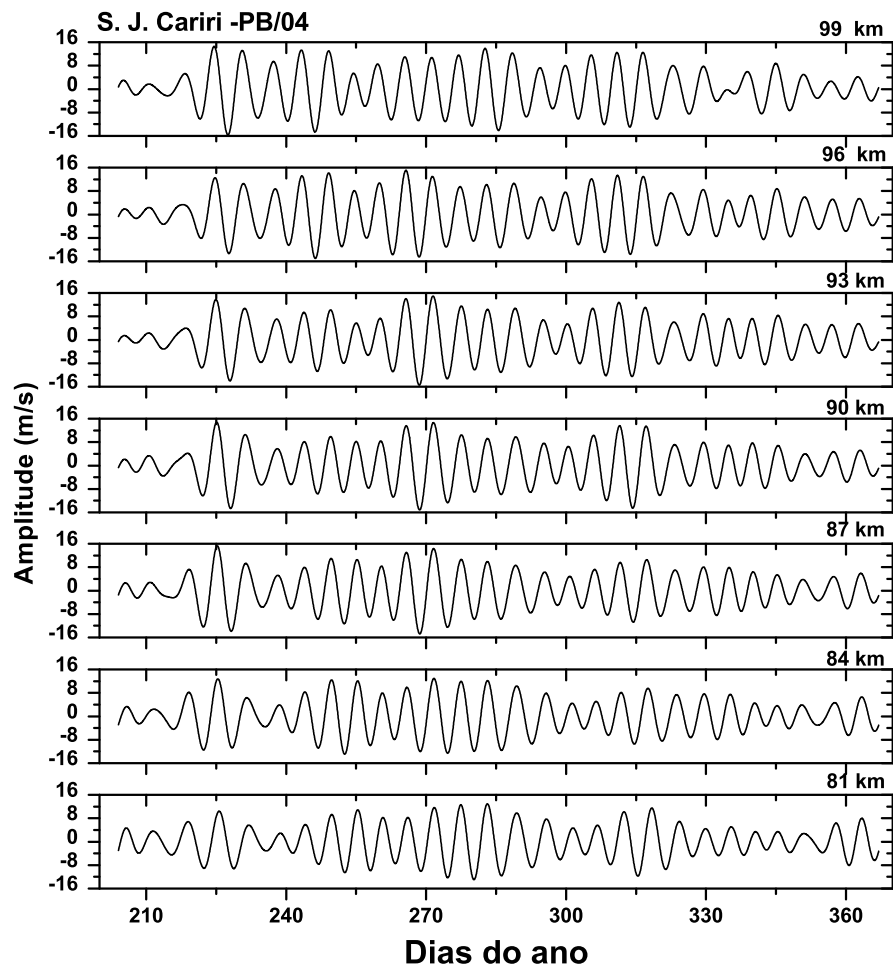


Figura 4.9 - Oscilação de quase 6,5 dias na componente zonal do vento observada entre os dias (204 -365) de 2004 para as sete camadas atmosféricas. Os dados de vento foram submetidos a um filtro passa-banda com períodos de passagem ente 5 e 7 dias.

Referente a Figura 4.12, verifica-se ampliações da oscilação de quase 6,5 dias a partir de 90 km entre os dias (43-63 / 13 fevereiro-04 março), (235-263 / 23 agosto-20 setembro) e (272-291 / 29 setembro-18 outubro). Em que os períodos citados referem-se às estações de verão, inverno e primavera, respectivamente.

Através dos resultados obtidos nos filtros passa-banda pode-se verificar que as amplitudes da onda de $\sim 6,5$ dias no vento exibem variabilidade interanual. Lima et al. (2005) mostraram a presença da oscilação de $\sim 6,5$ dias na componente zonal do vento na latitude de $22,7^\circ$ S, principalmente nas estações de inverno e primavera,

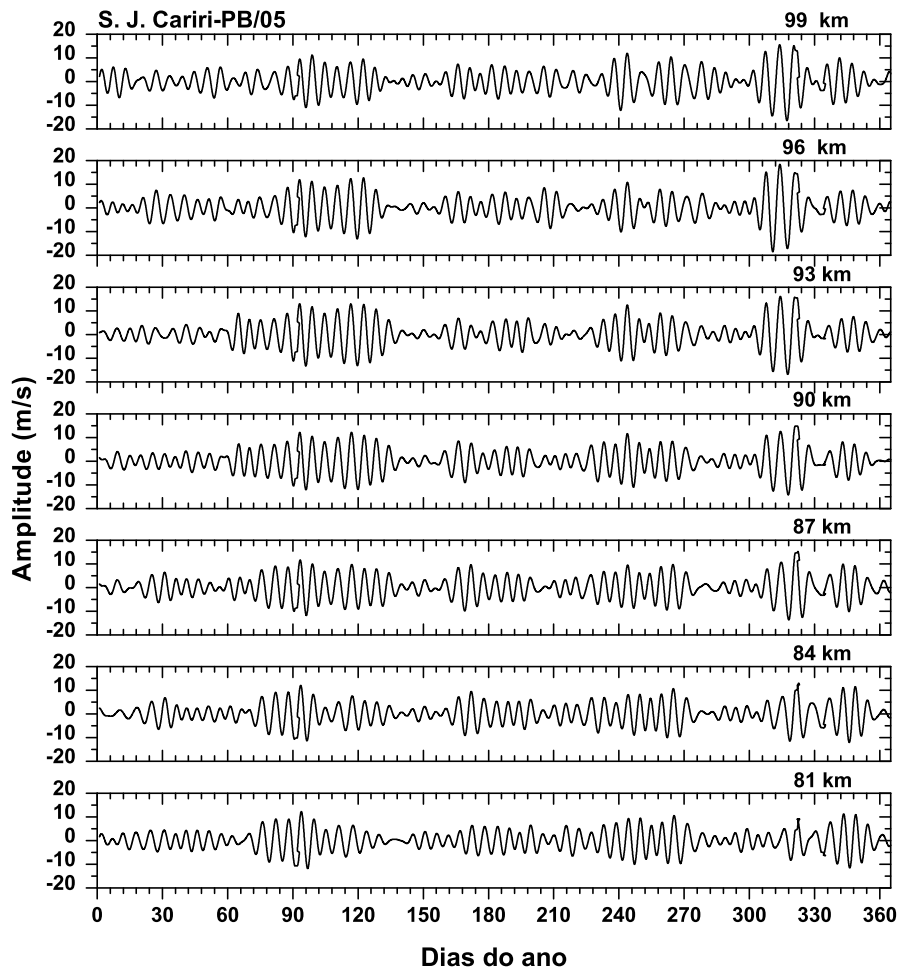


Figura 4.10 - O mesmo que a Figura 4.9, porém, para o ano de 2005.

exibindo uma variabilidade interanual com a atividade da onda sendo mais intensa durante os anos em que a fase da QBO é para oeste.

Oscilações com períodos entre 6-7 dias, ocorrendo predominantemente na componente zonal do vento, poderia ser interpretada como a onda rápida de Kelvin que se propaga para leste em regiões equatoriais. Entretanto, de acordo com a teoria linear (ANDREWS et al., 1987) as ondas rápidas de Kelvin apresentam uma estrutura Gaussiana em latitude, com amplitude máxima no vento zonal no equador e comprimento de onda vertical de 20 km. Dessa forma, as oscilações com períodos entre 6-7 dias, estudadas em 7,4°S, não são prováveis ondas rápidas de Kelvin, uma

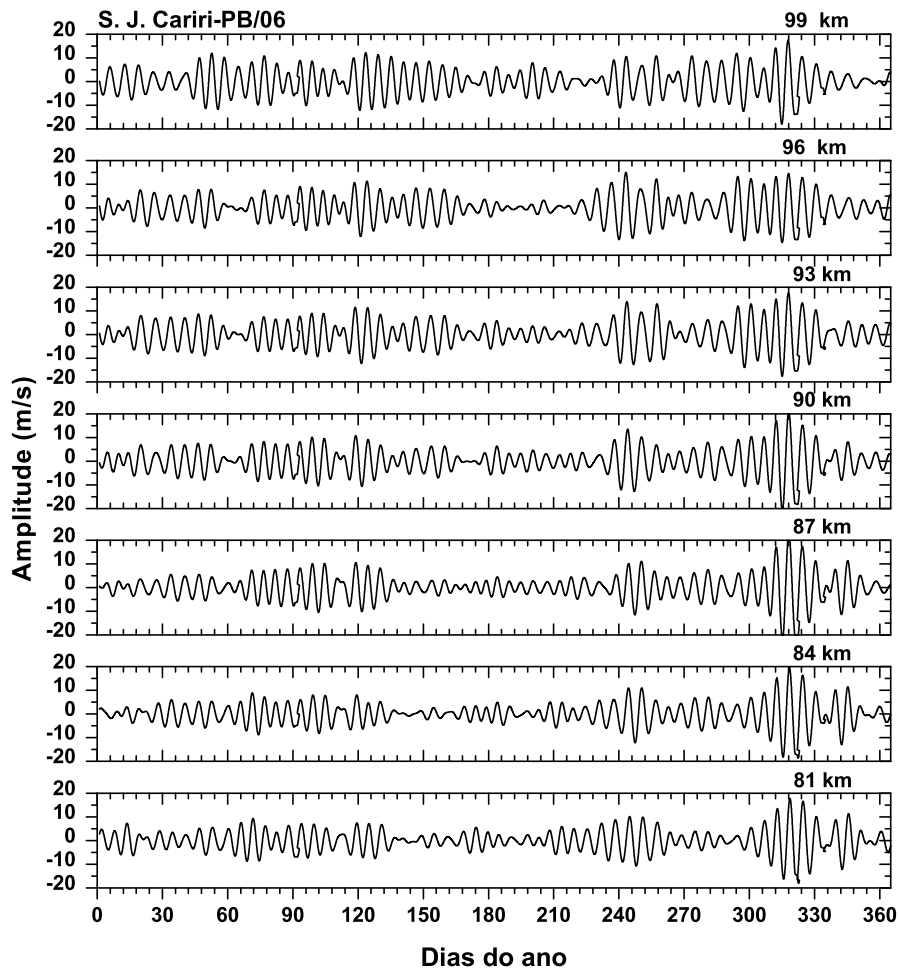


Figura 4.11 - O mesmo que a Figura 4.9, porém, para o ano de 2006.

vez que os comprimentos de onda vertical revelados neste estudo, assumiram valores maiores do que aqueles previstos para ondas de Kelvin rápidas.

A presença da oscilação de $\sim 6,5$ dias na componente zonal do vento em $7,4^{\circ}\text{S}$ durante os meses de inverno e de primavera está de acordo com as observações de satélite HRDI/UARS (TALAAT et al., 2001), e as observações realizadas por radar meteorológico por (LIMA et al., 2005). Para baixas latitudes já é bem conhecido que essas oscilações apresentam pequena ou nenhuma assinatura na componente meridional do vento (KOVALAM et al., 1999). Alguns parâmetros físicos referentes a onda de $\sim 6,5$ dias no vento zonal estão postos no Apêndice A.

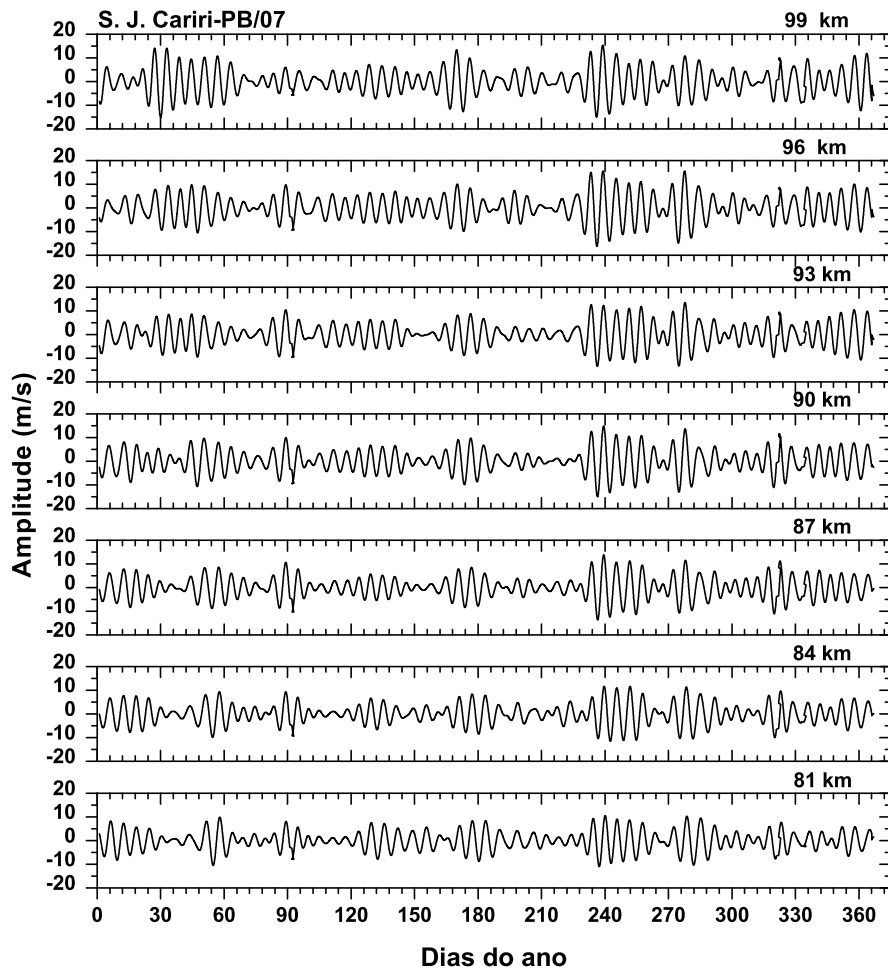


Figura 4.12 - O mesmo que a Figura 4.1, porém, para o ano de 2007.

4.4 Estrutura vertical da onda de $\sim 6,5$ dias em São João do Cariri

Para estudar as características da estrutura vertical da oscilação de $\sim 6,5$ dias presente nos ventos de SJC, as amplitudes e fases foram determinadas através da técnica de análise harmônica para as sete camadas atmosféricas. Os cálculos foram realizados para janela contendo dados de 21 dias, repetindo-se o procedimento após deslocar a janela num passo de 15 dias. Os períodos utilizados no procedimento de análise harmônica foram obtidos com uso do periodograma de Lomb-Scargle. Para tanto, foram considerados os intervalos de dias em que as intensificações das oscilações foram verificadas. A técnica do periodograma de Lomb-Scargle foi aplicada

para a obtenção do espectro de energia. A aplicação foi feita nos dados de vento para a componente zonal para a camada centrada em 90 km de altura na localidade de SJC. Como o período centrado da onda de $\sim 6,5$ dias pode ser obtido através do periodograma de Lomb-Scargle, então, o mesmo foi utilizado para o cálculo do comprimento de onda vertical.

Na Figura 4.13, são mostrados os resultados para o intervalo de 6 a 27 de agosto de 2004, em que é possível verificar a presença de energia espectral para o período entre 6 e 8 dias. Para o intervalo de 20 de setembro a 06 de outubro do mesmo ano, a energia se encontra centrada no período 6 dias, enquanto que durante o intervalo 4-25 de novembro, o pico de energia está entre 5,5 e 6 dias. A linha horizontal tracejada indica o nível de confiança de 90%.

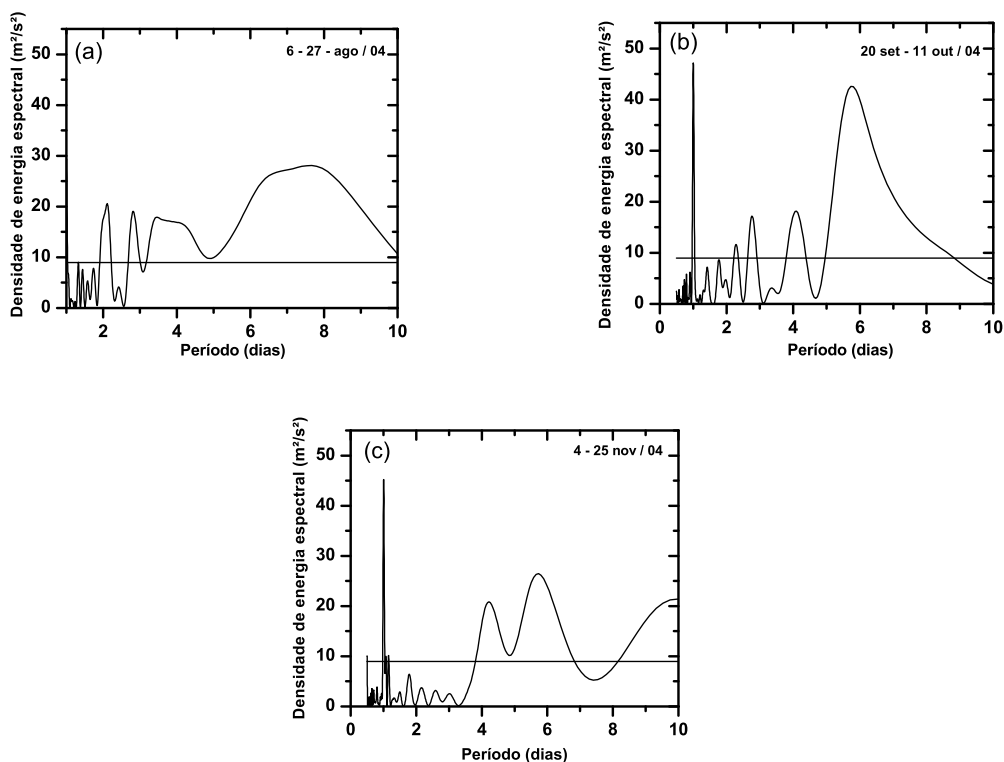


Figura 4.13 - Periodograma de Lomb-Scargle correspondente ao vento zonal obtidos em SJC para o ano de 2004. Resultados representativos para a camada centrada em 90 km. A linha horizontal indica um nível de confiança de 90%.

Na Figura 4.14, estão representados os periodogramas referentes aos ventos da componente zonal obtidos durante o ano de 2005, em SJC. Conforme pode ser verificado, o espectro de energia espectral referente ao intervalo 16 abril- 07 maio, exibe energia para o período de $\sim 6,5$ dias. Em setembro e outubro verifica-se energia espectral para o período de 6 dias. E no intervalo de outubro e novembro tem-se energia espectral entre 5 e 8 dias

A partir da análise dos gráficos da Figura 4.15, é possível verificar a presença de energia espectral para o período entre 5 e 6 dias para o intervalo (1-22 abril / 06). Para o intervalo de (29 ago-19 set /06) é possível identificar energia para o período 6 e 8 dias, enquanto que no intervalo (6 out- 15 nov /06) o pico de energia está entre 5 e 6 dias.

A partir dos gráficos da Figura 4.16, identifica-se a presença de energia espectral para o período entre 6 e 7 dias para o intervalo (1-22 abril / 06). Para o intervalo de (29 ago-19 set /07) é possível identificar energia para o período ~ 6 dias, enquanto que o intervalo (28 set- 19 out / 07) exibe energia para o período de $\sim 6,5$ dias.

Observando a Figura 4.17, verifica-se que as amplitudes variam com a altura durante os períodos em que esta oscilação apresentou-se mais intensa. As amplitudes máximas em geral ocorrem acima de 90 km, as quais alcançam valores médios entre (~ 15 e ~ 20 m/s). Para o período compreendido entre (1 e 22 nov / 05) foi verificada amplitude máxima de ~ 27 m/s em 96 km de altura.

Os perfis de fase revelam uma progressão descendente, nas ocasiões em que as amplitudes das oscilações são intensas, indicando que a energia da onda é ascendente. Os perfis de fase também podem apresentar progressão ascendente, quando as amplitudes são pequenas (< 2 m/s), de modo que as fases determinadas são menos confiáveis (KISHORE et al., 2004). Os comprimentos de onda vertical¹ estimados através do perfil de fase, assumiram valores entre 62-110 km. Há casos em que os comprimentos de onda vertical assumiram valores próximos a 150 km, indicando que a onda é evanescente.

Da Figura 4.18, verifica-se que as amplitudes variam com a altura para todos os eventos analisados. As amplitudes máximas ocorrem a partir de 87 km, as quais alcançam valores em torno de ~ 20 m/s. Amplitudes máximas ~ 23 m/s foram

¹A equação usada para calcular o comprimento de onda vertical está posta no Apêndice B.

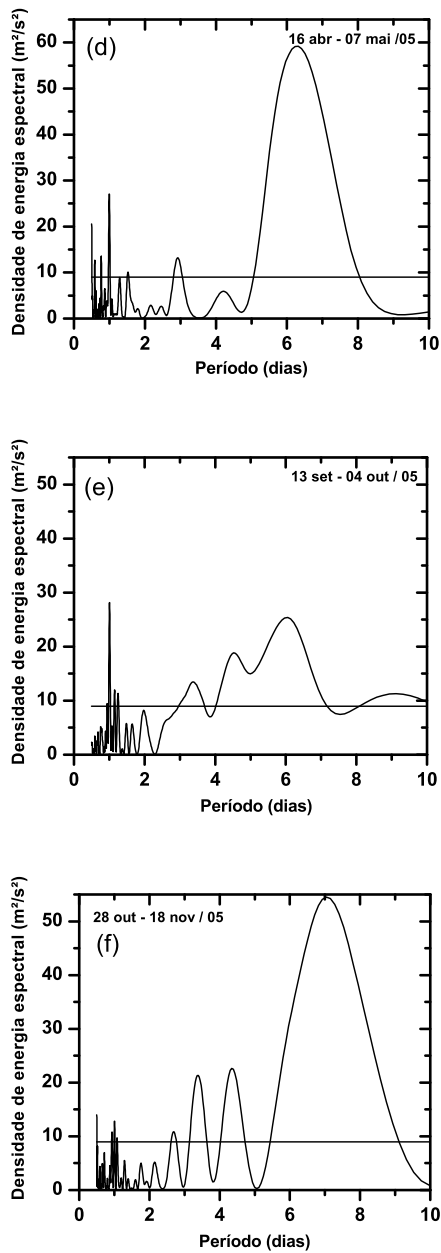


Figura 4.14 - O mesmo que a Figura 4.13, porém para o ano de 2005.

verificadas em 96 km , para o período (26 Ago - 16 set / 06), e ~ 22 m/s, para (1-22 nov / 06) em 87 km. Os perfis de fase, em geral, apresentam progressão descendente, indicando que a energia da onda é ascendente. Os comprimentos de onda vertical estimados através dos perfis de fase, assumiram valores entre 47-120 km. Há caso em que os comprimentos de onda vertical obtidos superam os 120 km, indicando que a

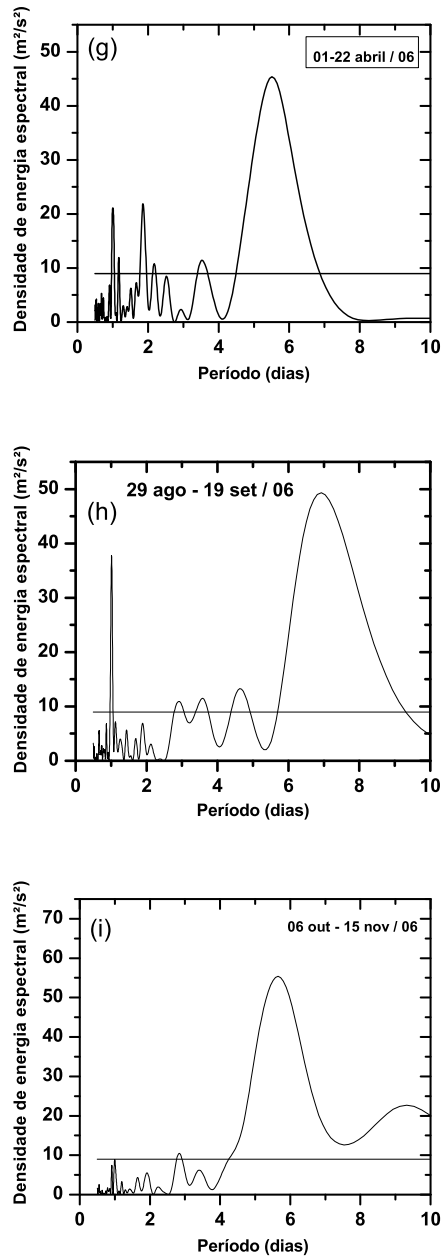


Figura 4.15 - O mesmo que a Figura 4.13, porém para o ano de 2006.

onda é evanescente.

Medidas obtidas a partir do instrumento HRDI revelaram amplitudes máximas de 30 m/s em 95 km (TALAAT et al., 2001), enquanto as amplitudes máximas estimadas de radar MF nos ventos alcançaram 20 m/s (KOVALAM et al., 1999). Jiang et al.

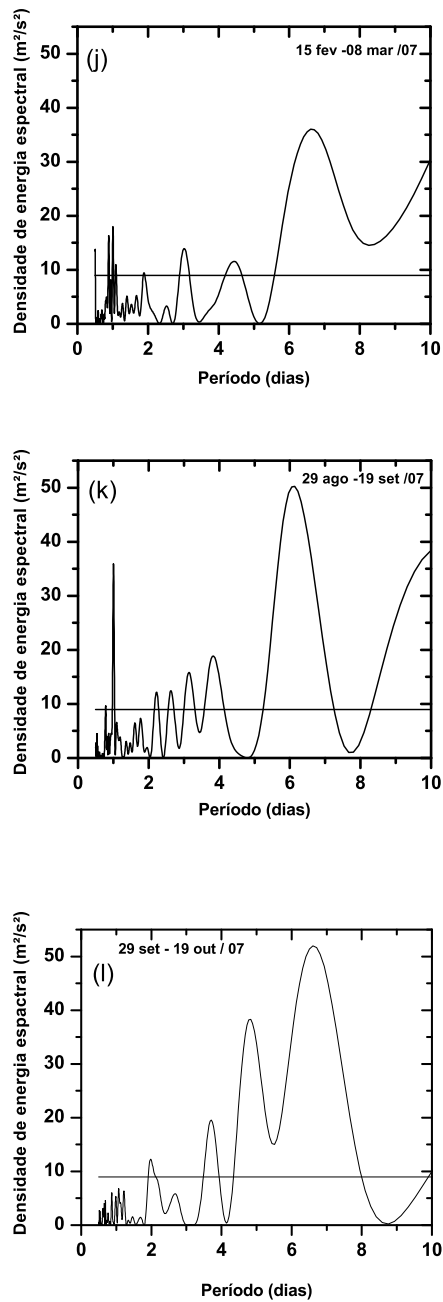


Figura 4.16 - O mesmo que a Figura 4.13, porém para o ano de 2007.

(2008) usando dados de radar meteorológico encontraram amplitudes entre ($\sim 12,5$ e $\sim 14,5$ m/s).

Jiang et al. (2008) mostraram que as fases da oscilação de $\sim 6,5$ dias exibem um

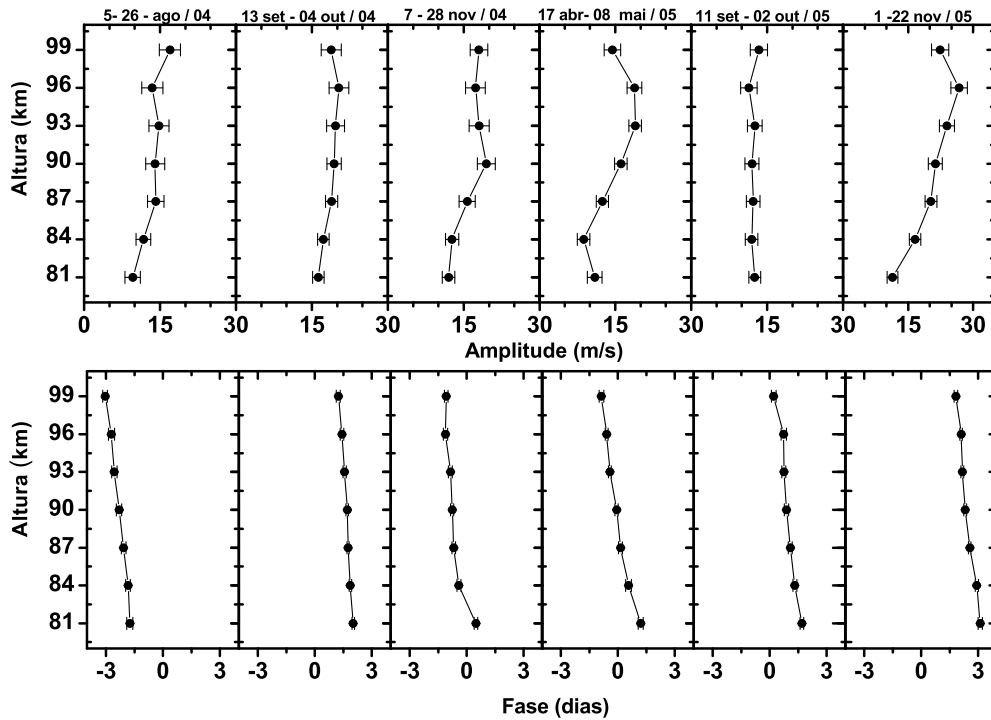


Figura 4.17 - Perfis de amplitudes e fases da onda de quase 6,5 dias em SJC entre os anos de 2004 e 2005, para a componente zonal do vento. Cada quadro superior representa o perfil de amplitude para um grupo de 21 dias e os quadros inferiores representam as fases para o mesmo grupo de dias.

perfil descendente quando a amplitude da onda é elevada. Lima (2004) usando dados de radar meteorológico encontraram comprimentos de onda vertical em 22,2°S entre 92-112 km. Comprimentos de onda vertical de 60 e 65 km foram estimados do instrumento HRDI e radar MF, respectivamente (TALAAT et al., 2001); (KOVALAM et al., 1999). Kishore et al. (2004) obtiveram em seus resultados comprimento de onda vertical de ~ 60 km e a fase apresentando progressão descendente com a altitude.

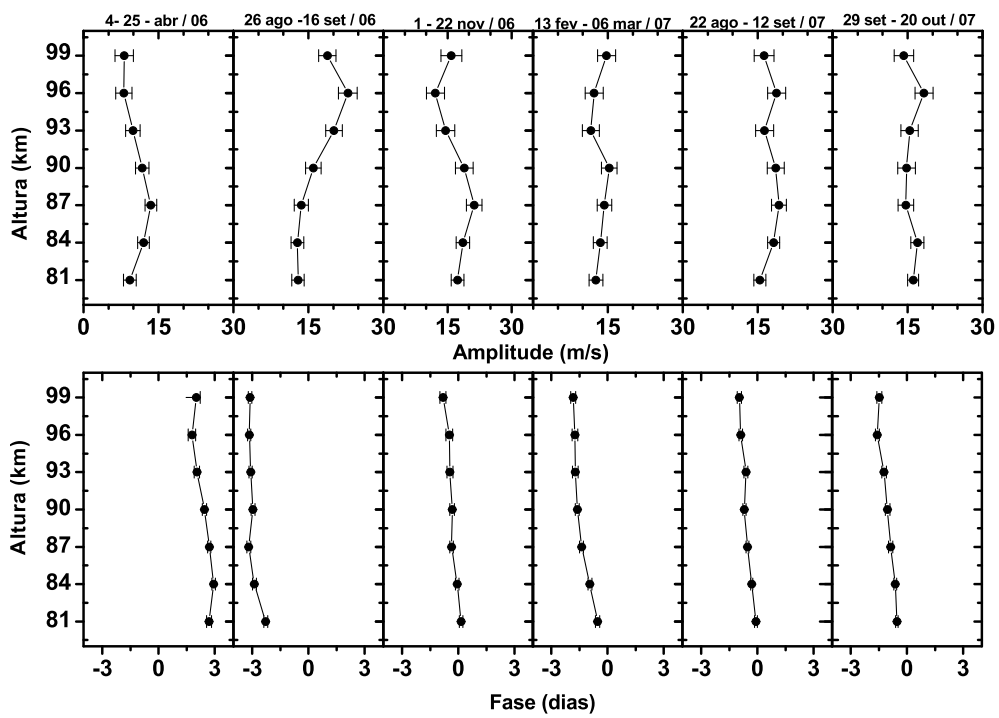


Figura 4.18 - O mesmo que a Figura 4.17, porém, para os anos de 2006 e 2007.

4.5 A variabilidade anual da amplitude da onda de $\sim 6,5$ dias em São João do Cariri entre 2004-2007

Nas Figuras (4.19 - 4.22), estão representadas as estruturas verticais/sazonais da onda de $\sim 6,5$ dias e o vento de fundo (zonal). Os contornos de cores representam a amplitude da onda de $\sim 6,5$ dias. Os contornos do vento de fundo estão espessados de 10 m/s. As linhas sólidas denotam o vento para oeste (negativo) e as linhas pontilhadas denotam o vento para leste (positivo). As cores representam a amplitude da onda de $\sim 6,5$ dias, quanto mais próxima do vermelho, maior é a amplitude da onda. Da Figura 4.19, observa-se que, na maior parte do tempo o fluxo do vento é para oeste e entre os dias 330 – 365 (final de novembro e no mês de dezembro) o mesmo é para leste. A amplitude da onda de $\sim 6,5$ dias apresenta-se intensa durante todo o segundo semestre deste ano.

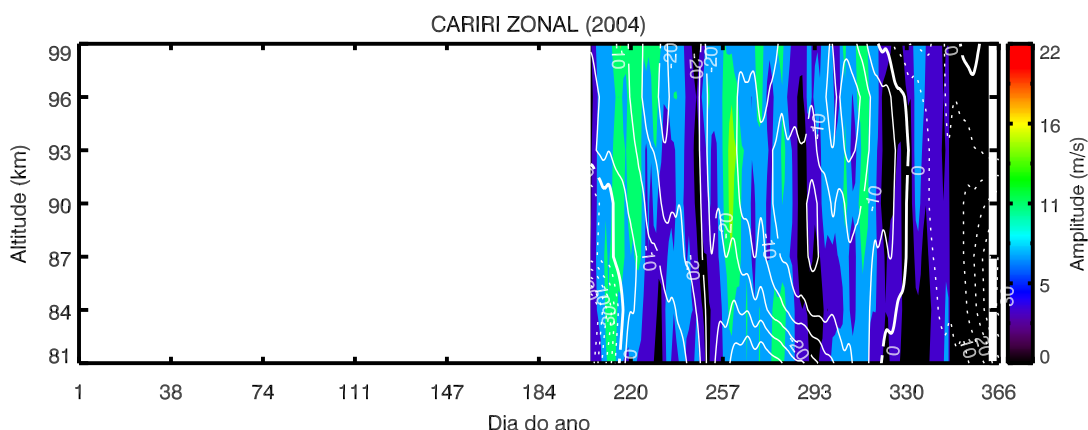


Figura 4.19 - Estrutura vertical e sazonal da onda de $\sim 6,5$ dias e o vento de fundo (zonal) durante o ano de 2004 em SJC. As amplitudes foram obtidas através da técnica de análise harmônica.

Da Figura 4.20, é possível verificar que a estrutura tempo-altura do vento de fundo é caracterizada por uma oscilação semi-anual (SAO) com ventos que sopram para oeste (negativos) em toda a faixa de altura durante o período que vai de fevereiro até meados de abril e no período que vai do início de agosto até o mês de novembro. Na maior parte do tempo o fluxo de vento para oeste é dominante. Entretanto, observa-se que entre os dias 129- 220 (início de maio e início de agosto) e entre 345-365 (dezembro), para as alturas até 90 km o fluxo de vento é para leste (positivo). A amplitude da onda de $\sim 6,5$ dias é mais intensa entre os meses de outubro e

novembro.

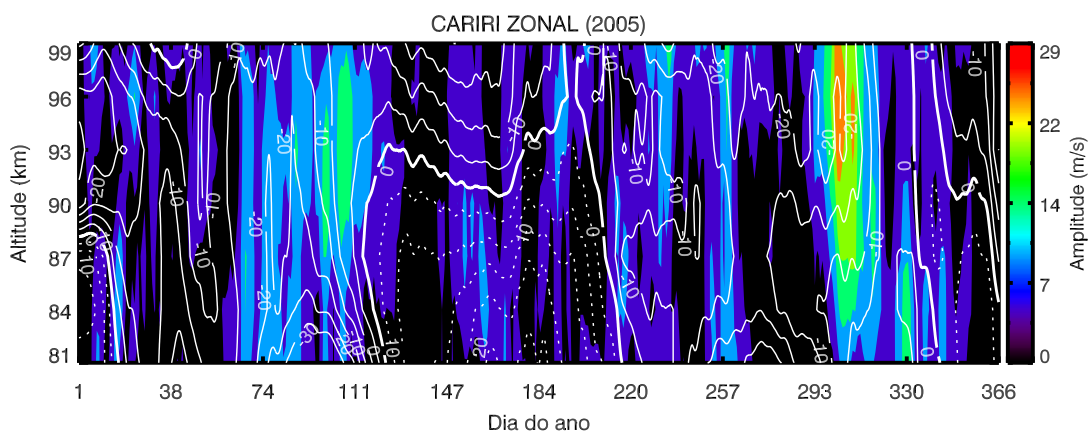


Figura 4.20 - O mesmo que a Figura 4.19, porém, para o ano de 2005.

Tomando como referência a Figura 4.21, verifica-se que o fluxo de vento é predominantemente para oeste durante o ano. Entretanto, entre os dias 147-184 e 330-365 o fluxo de vento é para leste na faixa de altura até 96 km e até 99 km, respectivamente. Observa-se também que a amplitude da onda de $\sim 6,5$ dias é bastante intensa entre os meses de outubro e novembro.

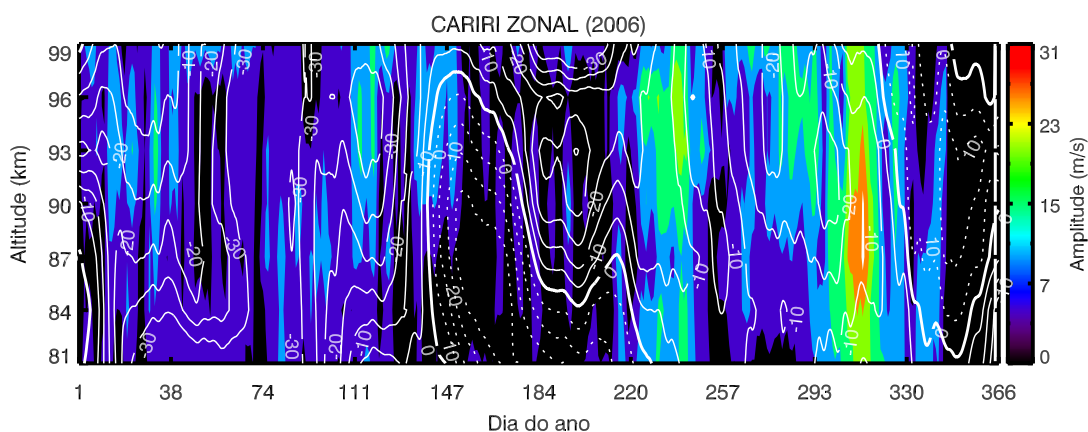


Figura 4.21 - O mesmo que a Figura 4.19, porém, para o ano de 2006.

Da Figura 4.22, observa-se que entre os dias 129-220 para alturas abaixo de 90 km, e entre os dias 330-365 para todas as alturas, o fluxo de vento é para leste. Para

os outros períodos verifica-se que o fluxo do vento de fundo é para oeste. Podemos verificar também que o vento de fundo apresenta uma oscilação semi-anual (SAO). A onda de $\sim 6,5$ dias apresenta amplitudes mais intensas nos meses de agosto e outubro.

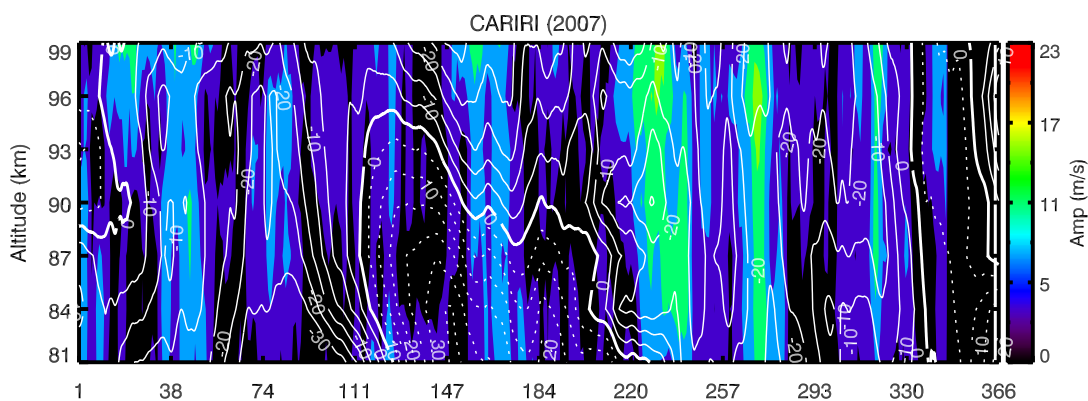


Figura 4.22 - O mesmo que a Figura 4.19, porém, para o ano de 2007.

Em geral, as amplitudes máximas reveladas ocorrem quando o fluxo do vento de fundo é para oeste, e ocorrem entre os meses de outubro e novembro. As características da onda apresentadas revelam sinais de variabilidade interanual.

Kishore et al. (2004) obtiveram em seus resultados em ($8,7^{\circ}\text{N}$) que a atividade máxima da onda no vento zonal ocorre entre os meses de primavera e outono boreal, ou seja, abril/maio e setembro/outubro quando o fluxo do vento de fundo é para oeste.

4.6 Variações da oscilação de quase 6,5 dias em Cachoeira Paulista

Como pode ser observado da Figura (4.23), as oscilações de quase 6,5 dias apresentaram amplificações no mês de fevereiro, em que as amplitudes mais elevadas foram registradas entre as alturas de 87- 90 km. Entre o final de março e meados de maio verifica-se amplificações para todas as alturas. Entre os finais dos meses de junho e julho observa-se amplificações entre as alturas de 81-90 km. Entre os meses de setembro e outubro, verifica-se que as amplificações ocorreram principalmente para o intervalo de altura entre 93 e 99 km.

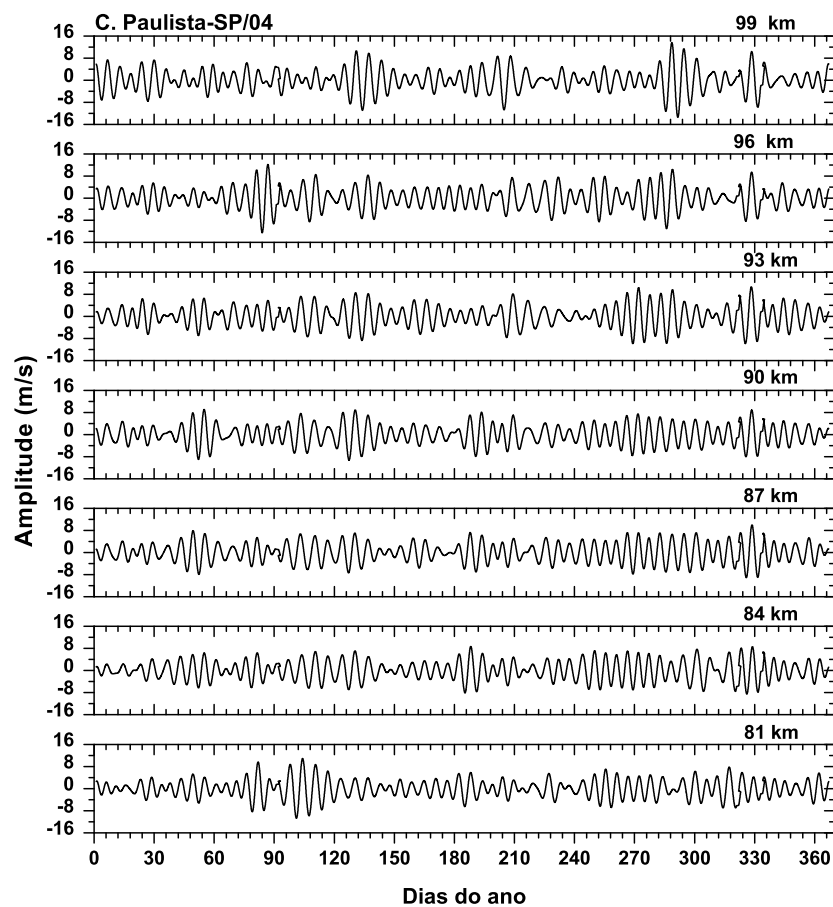


Figura 4.23 - Oscilação de quase 6,5 dias na componente zonal do vento observada entre os dias (1-365) de 2004 para as sete camadas atmosféricas em CP. Os dados de vento foram submetidos a um filtro passa-banda com períodos de passagem entre 5 e 7 dias.

Durante o ano de 2005, foi verificado 3 eventos em que as amplificações foram significativas. O primeiro evento ocorreu entre os meses de março-abril, em que as amplificações ocorreram em todas as alturas. Um segundo evento foi registrado entre os meses de junho-julho, e as amplificações mais significativas ocorrem a partir de 90 km. E o evento mais intenso foi registrado entre o final do mês outubro e meados de novembro.

Referente ao ano de 2006, as amplificações mais significativas ocorrem entre os meses março-abril. No ano de 2007, o evento mais significativo foi registrado em meados de setembro e início de outubro.

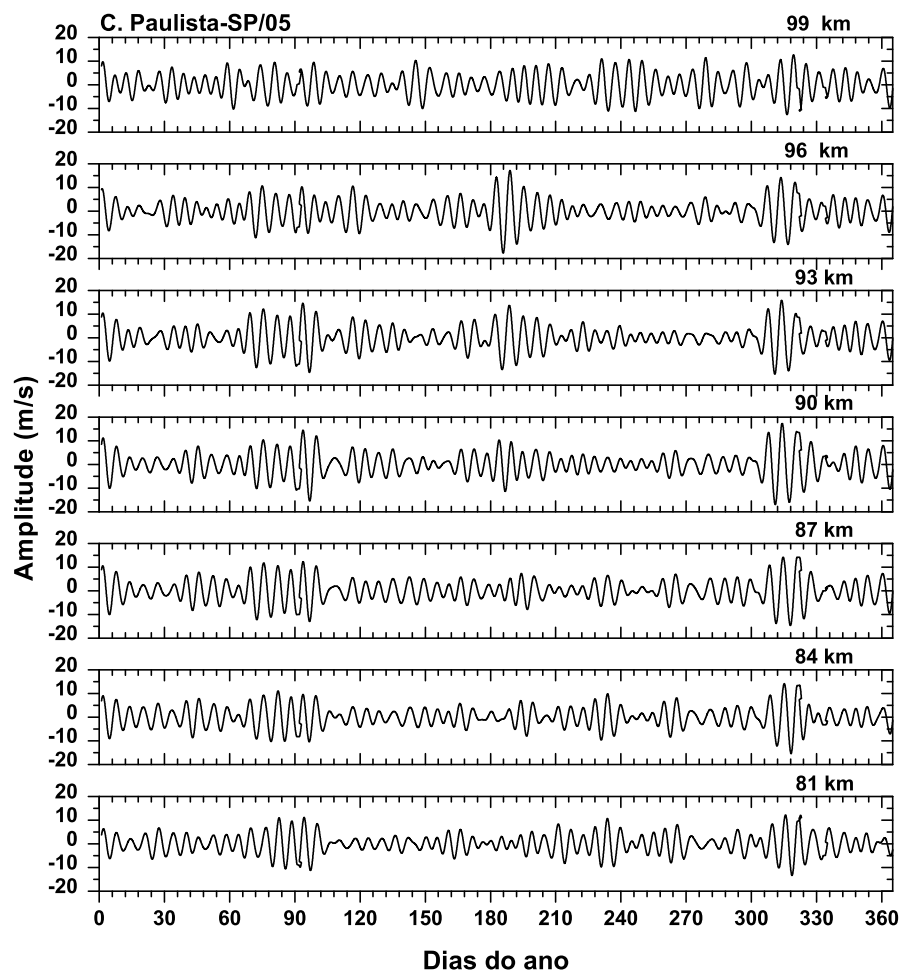


Figura 4.24 - O mesmo que a Figura 4.23, porém, para o ano de 2005.

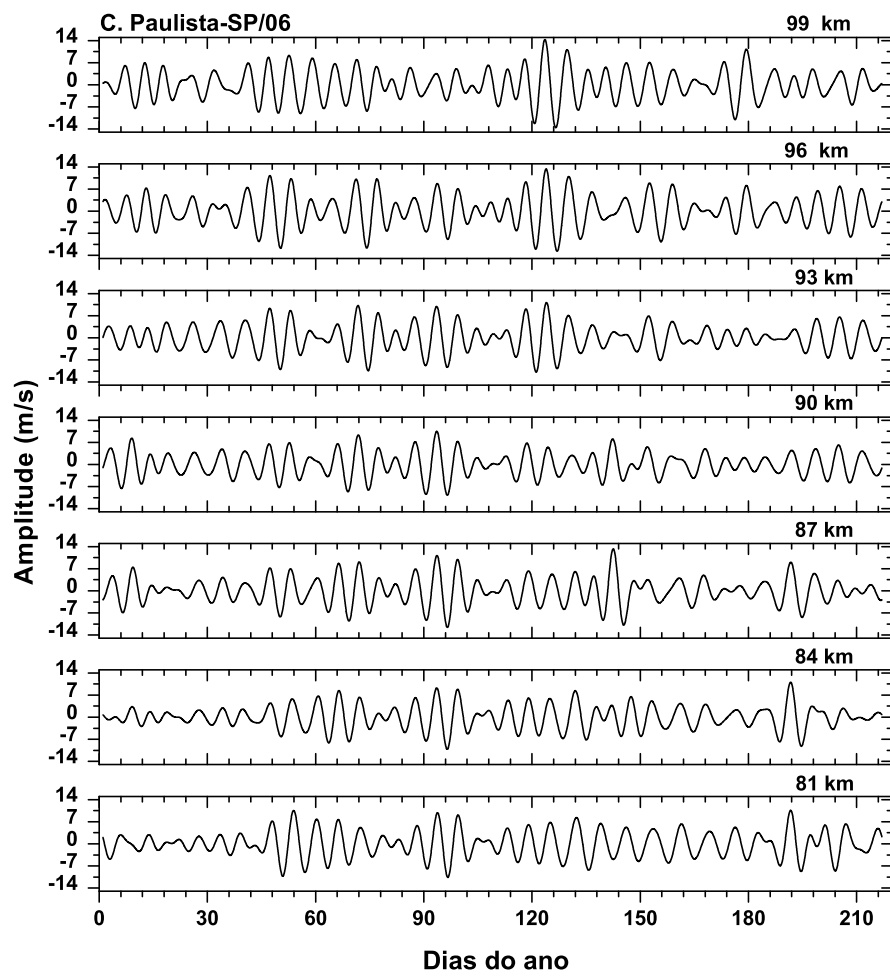


Figura 4.25 - O mesmo que a Figura 4.23, porém, para parte do ano de 2006.

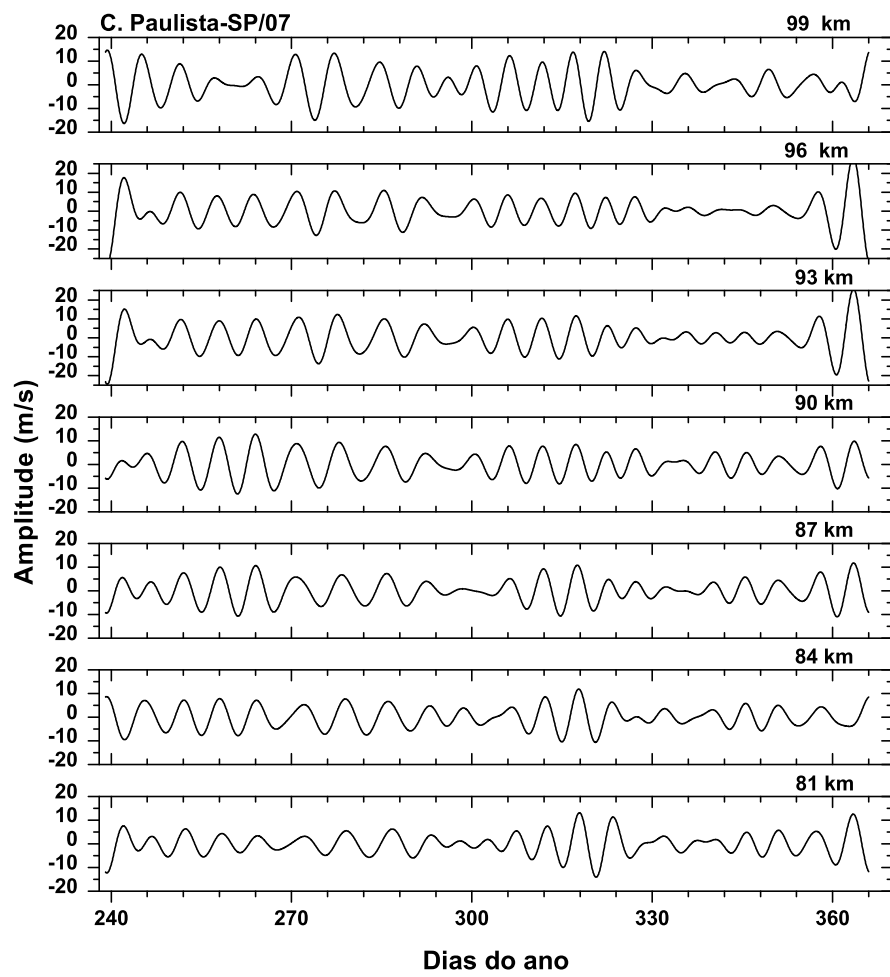


Figura 4.26 - O mesmo que a Figura 4.23, porém, para parte do ano de 2007.

4.7 Análise do periodograma de Lomb-Scargle para a oscilação de quase 6,5 dias em Cachoeira Paulista

A partir da análise dos gráficos das Figuras 4.27 e 4.28, é possível verificar a presença de energia espectral para o período de 6 dias no intervalo 17 mar-07 abr / 05. Para o intervalo de 29 out - 17 nov/ 05 identifica-se picos de energia para o período compreendido entre 6 e 8 dias. Para o intervalo 2-23 mar / 06 identifica-se um pico de energia com período $\sim 5,5$ dias. E entre 9-30 set/ 07 existe energia para os períodos entre 6 e 8 dias, entretanto, o pico é centrado em $\sim 6,5$ dias.

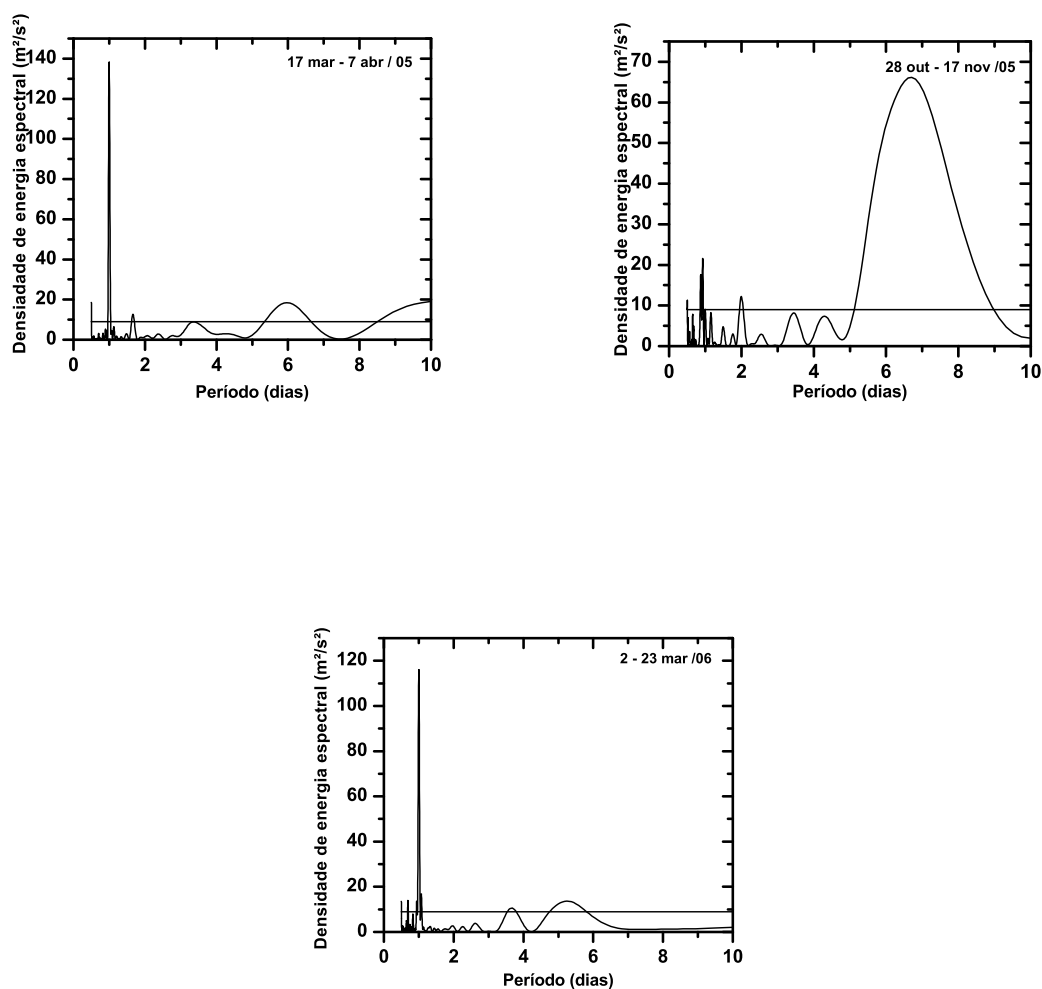


Figura 4.27 - Periodograma de Lomb-Scargle correspondente ao vento zonal obtidos em CP entre os anos de 2005 e 2006. Resultados representativos para a camada centrada em 90 km. A linha horizontal indica um nível de confiança de 90%.

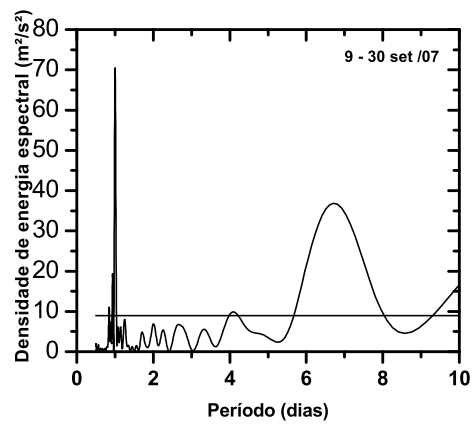


Figura 4.28 - Periodograma de Lomb-Scargle correspondente ao vento zonal obtidos em CP para o ano de 2007. Resultados representativos para a camada centrada em 90 km. A linha horizontal indica um nível de confiança de 90%.

4.8 A estrutura vertical da oscilação de quase 6,5 dias em Cachoeira Paulista

Como já mencionado na Seção 4.4 as amplitudes e fases foram determinadas usando a técnica de análise harmônica. Para os eventos estudados entre os anos 2005-2007, verifica-se na Figura 4.29, que as amplitudes apresentam modificações de acordo com a altura.

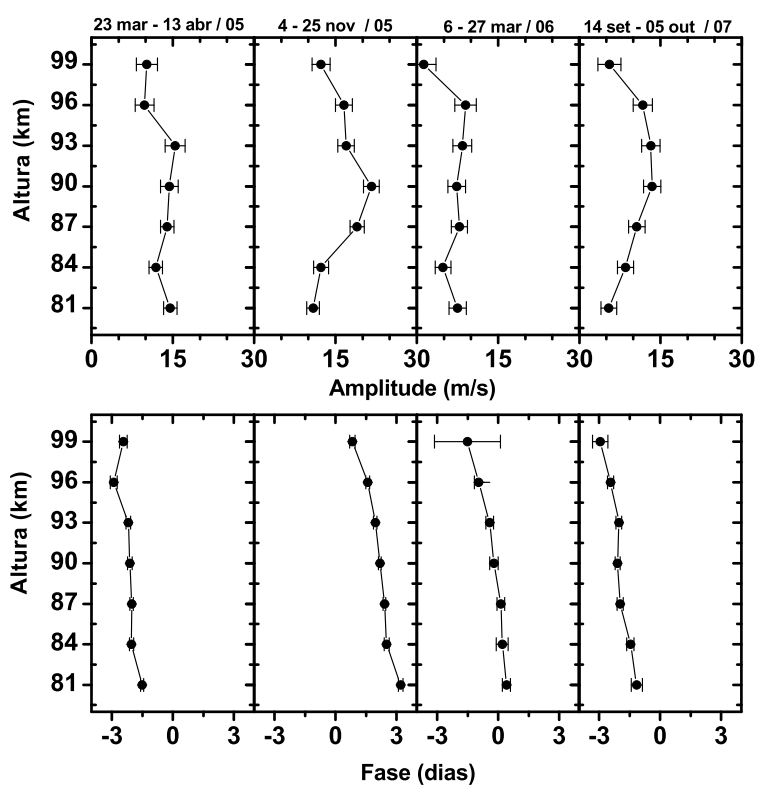


Figura 4.29 - Perfis de amplitudes e fases da onda de quase 6,5 dias em CP entre os anos de 2005-2007, para a componente zonal do vento. Cada quadro superior representa o perfil de amplitude para um grupo de 21 dias e os quadros inferiores representam as fases para o mesmo grupo de dias.

As máximas amplitudes são registradas a partir de 90 km de altura. Os valores máximos estão entre ~ 8 e ~ 15 m/s. Para o período correspondente a 4-26 nov /05 foi verificada uma amplitude de $\sim 21,6$ m/s em 90 km de altura. Durante os eventos intensos que ocorreram no ano 2000, amplitudes máximas excederam os 20 m/s (LIMA et al., 2005). Os perfis de fase revelam progressão descendente, sugerindo que a energia da onda é ascendente. Através dos perfis de fase foi possível determinar os comprimentos de onda vertical, os quais assumiram valores entre ~ 48 e ~ 98 km. Amplitudes superiores a 17 m/s, perfis verticais de fase descendente e comprimentos de onda vertical entre 92 e 112 km foram obtidos por (LIMA, 2004). Observações por radar meteorológico SKiYMET revelou amplitude máximas entre ~ 15 e ~ 20 m/s, e os comprimentos de onda vertical estimados em torno de 64 km até 100 km (LIMA et al., 2005).

4.9 Comparação entre os parâmetros físicos da onda de $\sim 6,5$ dias encontrados em SJC e CP em novembro de 2005

Na Tabela 4.1 está posto alguns parâmetros físicos da onda de $\sim 6,5$ dias obtidos em novembro de 2005 em SJC e em CP. Este evento está sendo destacado uma vez que a onda de $\sim 6,5$ dias apresentou densidade de energia significativa em ambas as localidades durante o mês de novembro. Durante este evento, verifica-se que o período da onda de $\sim 6,5$ dias encontrado em SJC superou o período encontrado em CP em $\sim 0,3$ dias. Referente ao comprimento de onda vertical, podemos notar que o valor apresentado em SJC é aproximadamente 1,9 vezes maior que o encontrado em CP. Quanto as amplitudes o valor apresentado em SJC é superior ao registrado em CP. A amplitude máxima registrada em SJC ocorre em 96 km de altura e em CP ocorre em 90 km de altura.

Tabela 4.1 - Parâmetros físicos da onda de $\sim 6,5$ dias encontrados em SJC e CP durante o evento ocorrido em novembro de 2005.

São João do Cariri	Cachoeira Paulista
$\tau \sim 7,0$ dias	$\tau \sim 6,7$ dias
$\lambda_z(109,8 \pm 8,4)$ km	$\lambda_z(58,4 \pm 6,6)$ km
Amplitude $\sim 27,0$ m/s	Amplitude $\sim 21,6$ m/s

4.10 A variabilidade anual da amplitude da onda de quase 6,5 dias em Cachoeira Paulista entre 2004-2007

Os ventos médios de CP na direção zonal exibem valores mais intensos do que na componente meridional (LIMA, 2004). Na Figura (4.30), observa-se que o fluxo de vento é predominantemente para leste. Entre os dias 1-111 (janeiro até abril) o fluxo de vento é predominante para oeste para alturas abaixo de 87 km e acima destas alturas o mesmo é para leste. E entre os dias 111-257 (abril até setembro) o fluxo de vento é para leste para alturas abaixo de 93 km e para oeste para alturas acima de 93 km. Entre os dias 257- 293 (setembro-outubro) o fluxo de vento é para oeste. Entre os dias 293-365 (outubro até dezembro) o fluxo de vento é predominantemente para leste em todas as alturas. As amplitudes da onda de $\sim 6,5$ dias apresentam-se pouco intensa durante este ano.

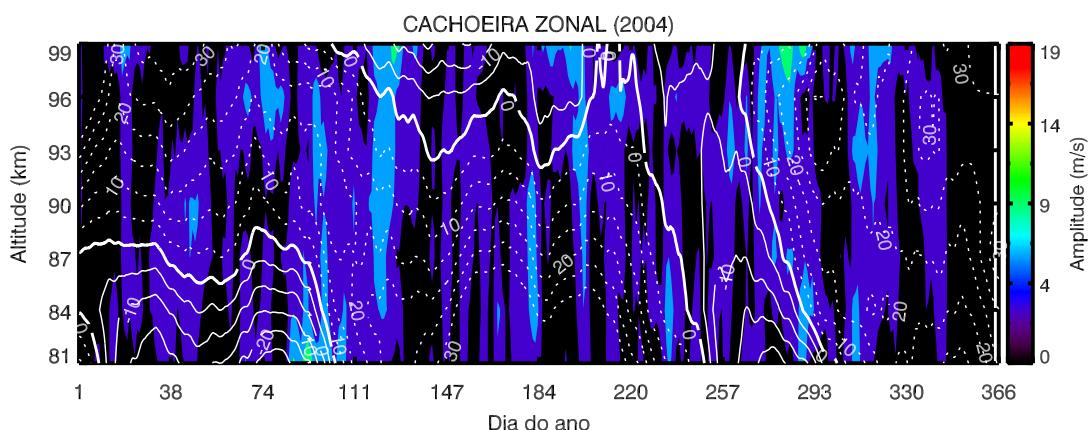


Figura 4.30 - Estrutura vertical e sazonal da onda de quase 6,5 dias e o vento de fundo (zonal) durante o ano de 2004 em CP. As amplitudes foram obtidas através da técnica de análise harmônica.

Para o ano de 2005, observa-se que o fluxo de vento é predominante para leste. As amplitudes da oscilação de $\sim 6,5$ apresentam-se mais intensas entre os meses de outubro-novembro.

Para o ano de 2006, entre os dias 14 e 92 (entre meados de janeiro e março) o fluxo de vento é para oeste para alturas inferiores a 87 km. E entre o dia 92 até o dia 220 (mês de abril até o mês de agosto) o fluxo de vento para alturas inferiores a 93 km é predominantemente para leste, e para oeste, para alturas superiores a 93 km.

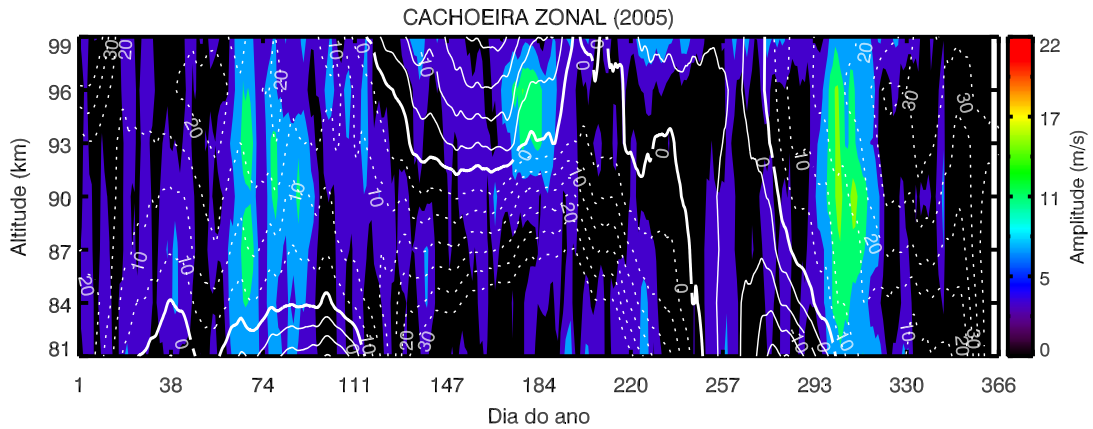


Figura 4.31 - O mesmo que a Figura 4.30, porém, para o ano de 2005.

As amplitudes da onda de $\sim 6,5$ dias apresentam-se pouco intensas durante estes períodos.

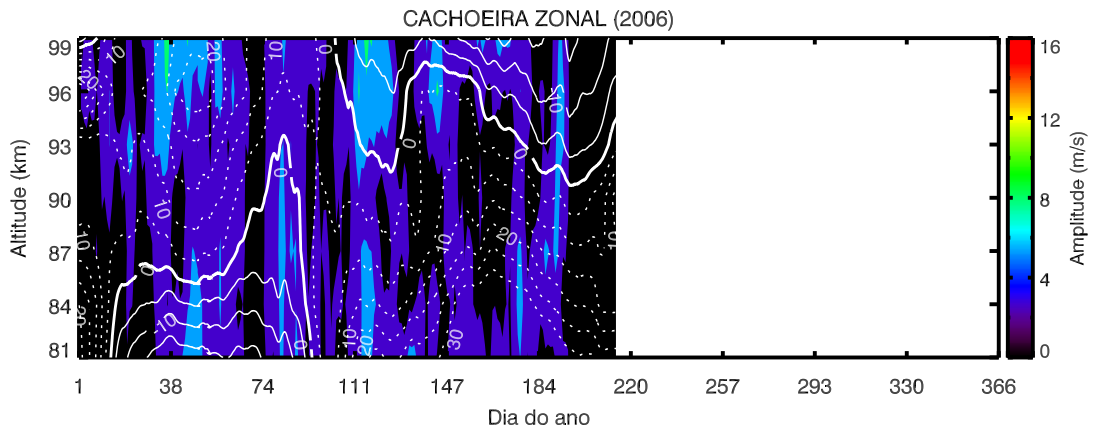


Figura 4.32 - O mesmo que a Figura 4.30, porém, para o ano de 2006.

Em 2007, entre os dias 239 – 270 (final de agosto e final de setembro) o fluxo de vento é para oeste entre todas as alturas. E entre os dias 300 – 365 (entre o final de outubro e dezembro) o fluxo de vento é predominante para leste para todas as alturas. A onda de $\sim 6,5$ dias apresenta-se mais intensa no mês de setembro.

Em geral, verifica-se que as amplitudes máximas ocorrem quando o fluxo do vento de fundo é para leste. Entretanto, para o ano de 2007 as amplitudes máximas são

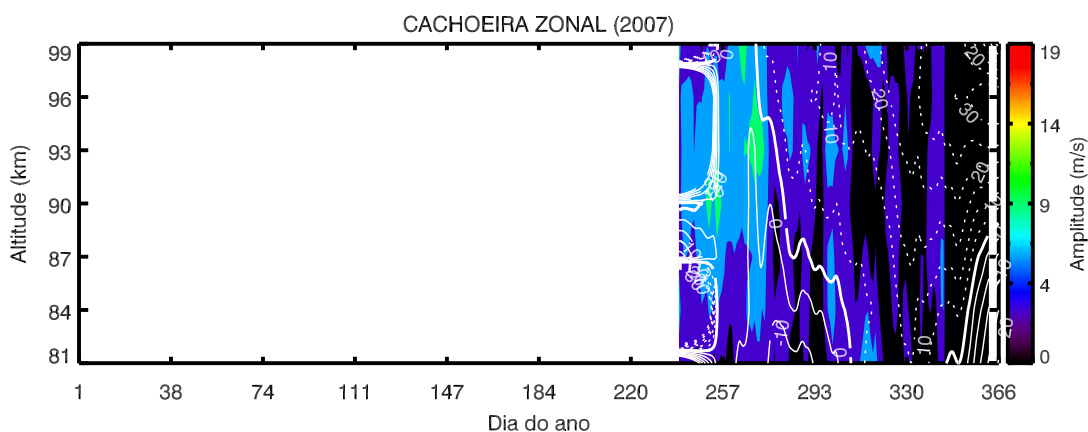


Figura 4.33 - O mesmo que a Figura 4.30, porém, para o ano de 2007.

registradas quando o fluxo de vento é para oeste.

É possível verificar que as amplitudes apresentam variabilidade interanual. Os resultados apresentados por Jiang et al. (2008) em $(30,5^{\circ}\text{N})$ revelam que a onda de 6,5 dias alcança amplitudes mais elevadas quando o vento de fundo é para leste.

4.11 Discussão sobre a oscilação de $\sim 6,5$ dias em São João do Cariri e Cachoeira Paulista

A oscilação de $\sim 6,5$ dias surge mais frequentemente entre as estações de inverno e primavera nos dados de vento de SJC. Em particular, esta oscilação é em geral, observada nos meses de primavera. Em CP a oscilação de $\sim 6,5$ dias é mais frequente nas estações de outono e primavera, ou seja, nos meses de março e novembro. As amplitudes máximas reveladas em ambas as localidades correspondem ao mês de novembro sendo que em SJC as amplitudes apresentaram-se mais elevadas. Em geral, os perfis de fase (em ambas as localidades) apresentam-se decrescente em função da altura o que indica que a energia da onda se propaga para cima ². Segundo Lima (2004) as oscilações com períodos entre 4 e 8 dias nos dados de CP surgiram mais frequentemente durante os meses de primavera. 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 6,5 dias aparecem frequentemente nas estações do ano próximas dos meses em torno do equinócios em latitudes tropicais (WU et al., 1994) e (TALAAT et al., 2001). Oscilações

²Esta relação entre fase e energia pode ser vista em (SALBY, 1996) na seção 14.5.2 (Rossby Wave Propagation in Three Dimensions).

com periodicidade $\sim 6,5$ dias, foram observadas na componente zonal do vento em SJC durante os meses de primavera e de outono austrais. Entretanto, esta oscilação aparece nos meses de outono austral com menor intensidade se comparada com os meses de primavera austral. Na localidade de CP oscilações com periodicidade $\sim 6,5$ dias aparecem tanto nos meses de outono quanto nos de primavera. Entretanto, nos meses de outono a oscilação de $\sim 6,5$ dias apresenta-se pouco intensa se comparada com sua presença nos meses de primavera. Dessa forma, observa-se que em ambas as localidades a presença da onda com relação a sua intensidade nos meses de outono e primavera apresentam-se similares. Lima (2004) não verifica a presença de oscilações $\sim 6,5$ dias nos meses de outono em CP. As observações realizadas por Talaat et al. (2001) e Yee et al. (2001), através de observações realizadas via satélite, mostraram a presença da oscilação de $\sim 6,5$ dias durante os meses de outono austral.

Verifica-se que durante os períodos de atividades mais intensas da onda de $\sim 6,5$ dias na localidade de SJC, verifica-se que para o ano de 2005 a fase da QBO foi para oeste entre os níveis de pressão de 10 e 20 hPa (25 e 35 km). Referente ao ano de 2006 a fase da QBO foi predominantemente para leste, entre os níveis de pressão de 10 e 20 hPa.

Para a localidade de CP, no ano que ocorreu o evento mais intenso 2005 a fase da QBO foi para oeste entre os níveis de pressão de 10 e 20 hPa.

Lima et al. (2005) obtiveram, em seus resultados, que os eventos mais intensos ocorreram durante a fase para oeste da QBO. Kishore et al. (2004) obtiveram, em seus resultados, que as forte ampliações da onda de $\sim 6,5$ dias ocorreram quando a fase da QBO foi para oeste.

Observações de HRDI a bordo do UARS também revelam evidência da forte atividade da onda durante o ano de 1994 (TALAAT et al., 2001), que é um ano de QBO fraca (KISHORE et al., 2004).

Em seus resultados Kishore et al. (2004) têm indicado uma possível influência da QBO na variabilidade interanual da atividade da onda de $\sim 6,5$ dias.

Segundo Kishore et al. (2004) atividades máximas da onda de 6,5 dias ocorrem durante abril-maio e setembro e outubro quando o fluxo do vento de fundo é para oeste.

Para a localidade de SJC durante os quatro anos de observações (2004 – 2007), a oscilação de $\sim 6,5$ dias foram observadas com maior intensidade nos meses de primavera. Em CP, a presença da oscilação de $\sim 6,5$ dias durante a primavera se dá nos anos de 2004, 2005 e 2007. Para o ano de 2006 não há dados referentes a estação de primavera. Referente ao comprimento de onda vertical, os valores apresentados em SJC superam os de CP.

4.12 Análise da oscilação de $\sim 6,5$ dias na temperatura em São João do Cariri

As transformadas de ondaletas de Morlet foram obtidas para a temperatura na localidade de SJC. Os resultados para a camada centrada em 90 km são apresentados nas Figuras 4.34-4.37, que correspondem respectivamente aos anos de 2004, 2005, 2006 e 2007. Da Figura 4.34 é possível notar a presença de densidade de energia espectral associadas com oscilações cujos períodos são de 2, 3 – 4, 8 e 16 dias. A oscilação de $\sim 6,5$ dias encontra-se presente entre os dias 220 – 239, 251 – 264 e 333 – 340.

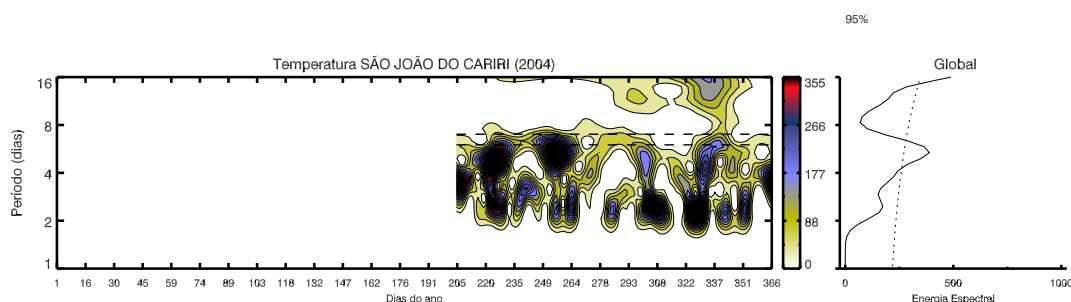


Figura 4.34 - Transformada de ondaleta de Morlet da temperatura em 90 km para o ano de 2004 em SJC.

Da Figura 4.35 verifica-se a presença de oscilações com períodos de 2 dias, 4 dias, 8 dias e 16 dias. A oscilação com período de $\sim 6,5$ dias encontra-se presente com maior densidade de energia espectral entre os dias 45 – 66, 261 – 285 e 308 – 325.

Para a Figura 4.36 verifica-se a presença de oscilações com períodos de 2 dias, oscilações com períodos entre 3 – 4 dias, 8 dias e 16 dias. A oscilação com período de $\sim 6,5$ dias encontra-se presente com maior densidade de energia espectral entre os dias 38 – 62, 118 – 132, 222 – 256, 288 – 296 e 313 – 333.

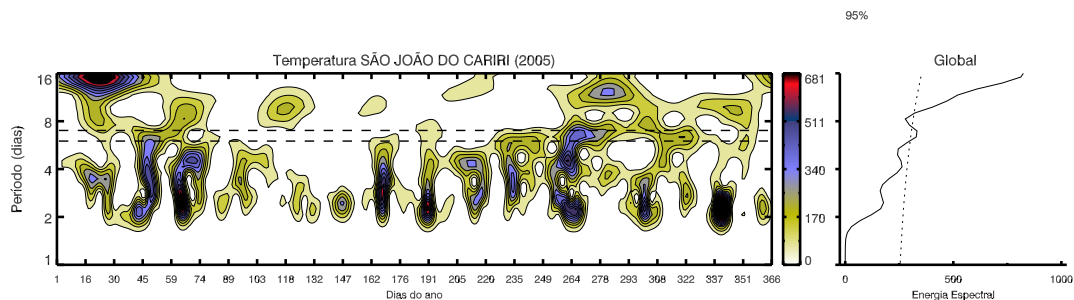


Figura 4.35 - Transformada de ondaleta de Morlet da temperatura em 90 km para o ano de 2005 em SJC.

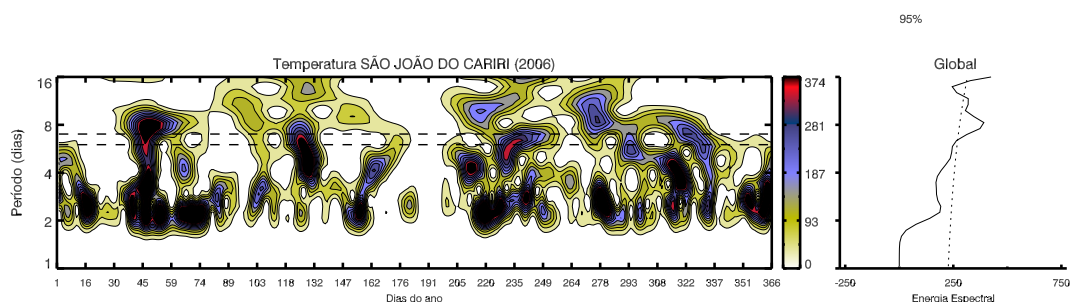


Figura 4.36 - Transformada de ondaleta de Morlet da temperatura em 90 km para o ano de 2006 em SJC.

Referente a Figura 4.37 verifica-se a presença de oscilações com períodos de 2 dias com 3 – 4 dias, 8 dias e 16 dias. A oscilação com período de $\sim 6,5$ dias encontra-se presente no espectro de energia entre os dias 90 – 109, 135 – 147, 242 – 260, 275 – 296 e 334 – 363.

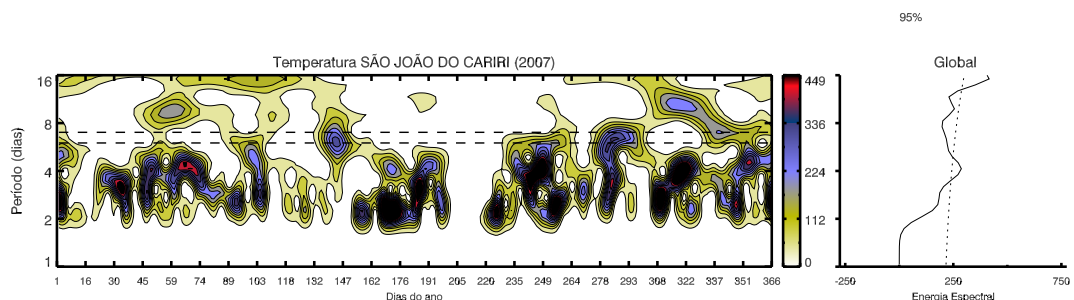


Figura 4.37 - Transformada de ondaleta de Morlet da temperatura em 90 km para o ano de 2007 em SJC.

Através dos resultados obtidos na localidade de SJC, é possível verificar que a oscilação de $\sim 6,5$ dias persiste no campo de temperatura durante intervalos de 34

dias, o que corresponde a aproximadamente 5,2 ciclos.

4.13 Análise da oscilação de $\sim 6,5$ dias na temperatura em Cachoeira Paulista

Através da Figura 4.38, a qual representa o espectro de energia da temperatura, é possível verificar a presença de energia para os seguintes períodos: 2 dias com 4 dias, 8 dias e 16 dias. A oscilação com período de $\sim 6,5$ dias encontra-se presente no espectro de energia entre os dias 119 – 126, 190 – 205 e 305 – 321.

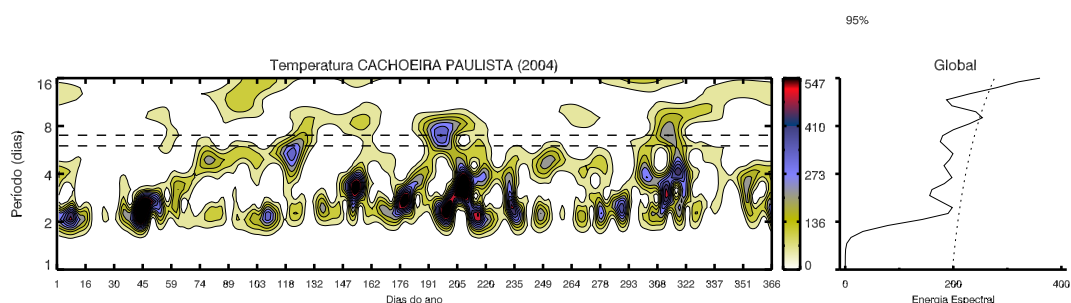


Figura 4.38 - Transformada de ondaleta de Morlet da temperatura em 90 km para o ano de 2004 em CP.

Da Figura 4.39, é possível verificar a presença de energia para os períodos de 2 dias e 4 dias (ambas com baixa intensidade), 8 dias e 16 dias apresentando-se intensa entre os meses de janeiro e fevereiro. A oscilação com período de $\sim 6,5$ dias encontra-se presente com maior densidade de energia entre os dias 236 – 252.

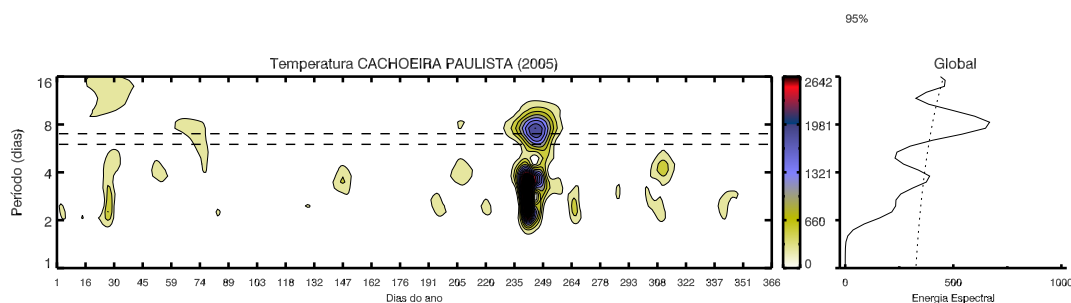


Figura 4.39 - Transformada de ondaleta de Morlet da temperatura em 90 km para o ano de 2005 em CP.

Da Figura 4.40, é possível verificar a presença de energia para os períodos de 2 dias,

4 dias, 8 dias e 16 dias. A oscilação com período de $\sim 6,5$ dias encontra-se presente com maior densidade de energia entre os dias 73 – 80.

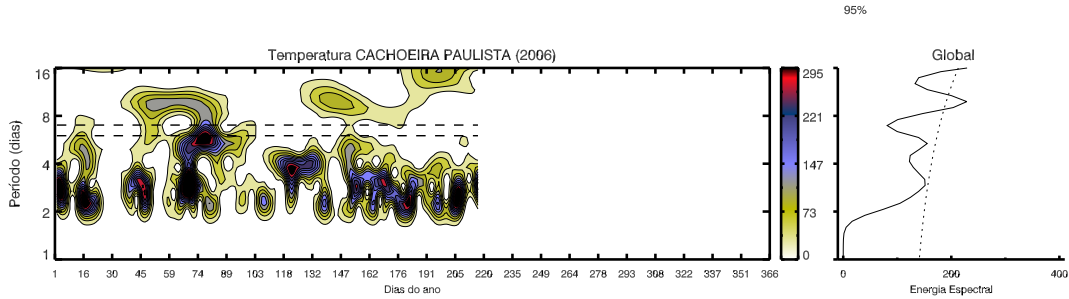


Figura 4.40 - Transformada de ondaleta de Morlet da temperatura em 90 km para o ano de 2006 em CP.

Da Figura 4.41, é possível verificar a presença de energia para os períodos de 2, 4, 8 e 16 dias. A oscilação com período de $\sim 6,5$ dias encontra-se presente com maior densidade de energia entre os dias 280 – 295 e 308 – 325 .

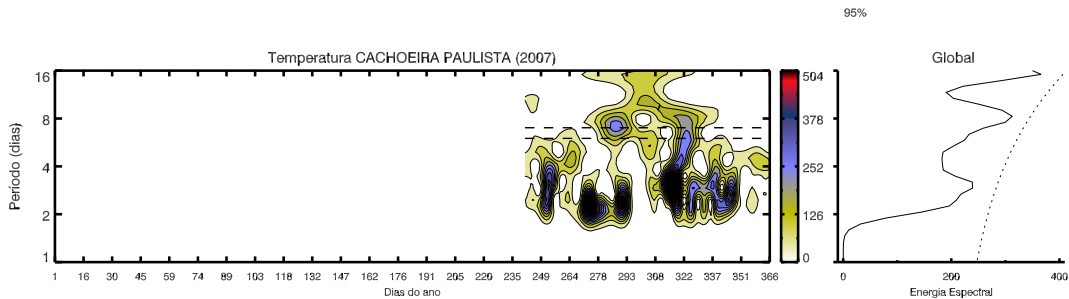


Figura 4.41 - Transformada de ondaleta de Morlet da temperatura em 90 km para o ano de 2007 em CP.

Em CP a oscilação de $\sim 6,5$ dias persiste na temperatura no máximo por aproximadamente 2,6 ciclos.

4.14 Variações da onda de $\sim 6,5$ dias na temperatura em São João do Cariri

Para examinar as características sazonais da oscilação de $\sim 6,5$ dias no domínio do tempo, um filtro passa-banda foi aplicado a série de dados de temperatura. O filtro foi aplicado para frequências de corte entre 0,14 e 0,20 ciclos/dia (nos períodos de 5

e 7 dias). As amplitudes resultantes após a aplicação desse filtro são apresentadas no conjunto de Figuras 4.42 - 4.45, as quais correspondem respectivamente, aos anos de 2004, 2005, 2006 e 2007. Em geral, pode-se verificar que as intensificações registradas na amplitude da oscilação de quase 6,5 dias na temperatura ocorrem para aqueles períodos em que foram registradas a presença de picos de energia revelados na análise de ondaletas de Morlet. Tomando como referência a Figura 4.42 pode-se observar ampliações da oscilação de $\sim 6,5$ dias entre os dias 220 – 239 (agosto), 251 – 264 (setembro) e 333 – 340 (final de novembro início de dezembro). Amplitudes com valores próximos 8 K são registradas para os dias 252 e 340.

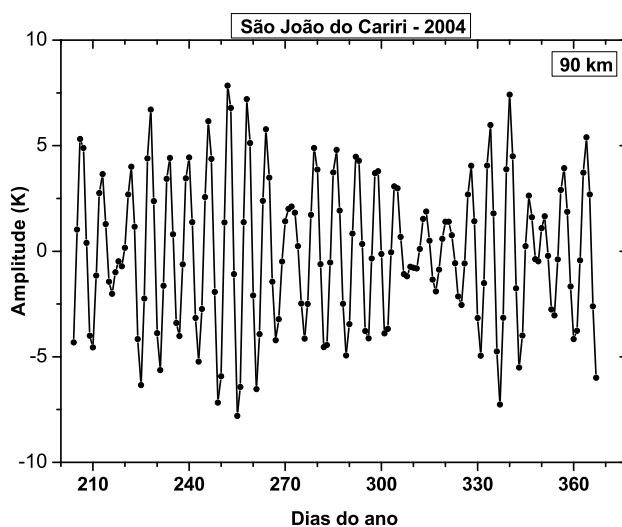


Figura 4.42 - Oscilação de quase 6,5 dias na temperatura observada em 90km de altura para o ano de 2004. A série de dados de temperatura foram submetidos a um filtro passa-banda com períodos de passagem ente 5 e 7 dias.

Tomando como referência a Figura 4.43 pode-se observar ampliações da oscilação de $\sim 6,5$ dias na temperatura entre os dias 45 – 66 (meados de fevereiro e início de março), 261 – 285 (meados de setembro e outubro) e 308 – 325 (novembro). Amplitudes com valores próximos 8,7 K e 11K são registradas, respectivamente, nos dias 49 e 268.

Da Figura 4.44 pode-se observar ampliações da oscilação de $\sim 6,5$ dias na temperatura entre os dias 38 – 62 (fevereiro e início de março), 118 – 132 (final de abril

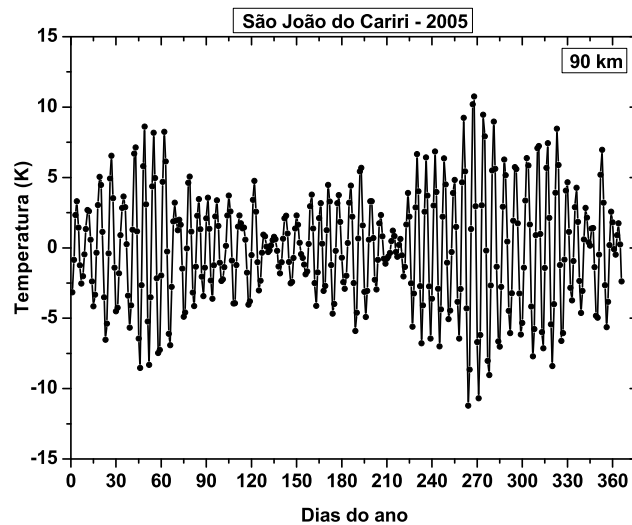


Figura 4.43 - Oscilação de quase 6,5 dias na temperatura observada em 90km de altura para o ano de 2005. A série de dados de temperatura foram submetidos a um filtro passa-banda com períodos de passagem ente 5 e 7 dias.

e meados de maio), 222 – 256 (agosto e setembro), 288 – 296 (outubro) e 313 – 333 (novembro). Amplitudes com valores próximos de 11,8 K e 10,4K são registradas, respectivamente, nos dias 47 e 127.

Para a Figura 4.45 é possível observar ampliações da oscilação de $\sim 6,5$ dias na temperatura entre os dias 90 – 109 (final de março e meados de abril), 135 – 147 (maio), 242 – 260 (final de agosto e meados de setembro), 275 – 296 (outubro) e 334 – 363 (final de novembro e dezembro). Amplitudes com valores próximos de 9,3 K e 9,7K são registrados, respectivamente, nos dias 140 e 287.

Analisando os quatro anos de dados da oscilação de $\sim 6,5$ dias na temperatura, pode-se verificar que há uma variação interanual, e a onda de $\sim 6,5$ dias apresenta amplitudes mais intensas no ano de 2006. Talaat et al. (2001) obtiveram em seus resultados amplitudes máximas da onda de $\sim 6,5$ dias na temperatura alcançando valores ~ 10 K.

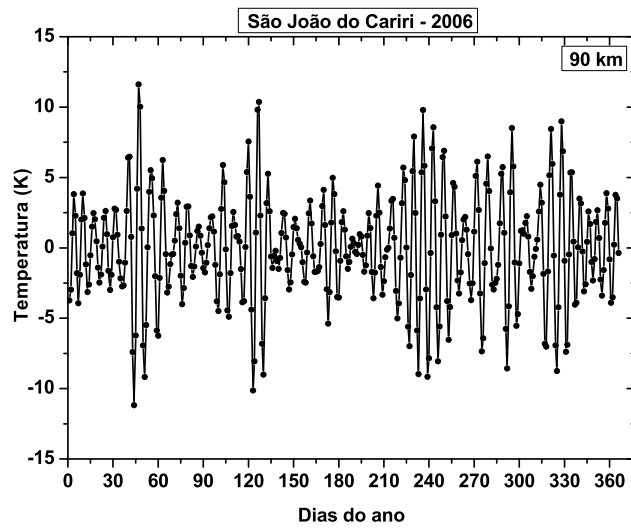


Figura 4.44 - Oscilação de quase 6,5 dias na temperatura observada em 90km de altura para o ano de 2006. A série de dados de temperatura foram submetidos a um filtro passa-banda com períodos de passagem ente 5 e 7 dias.

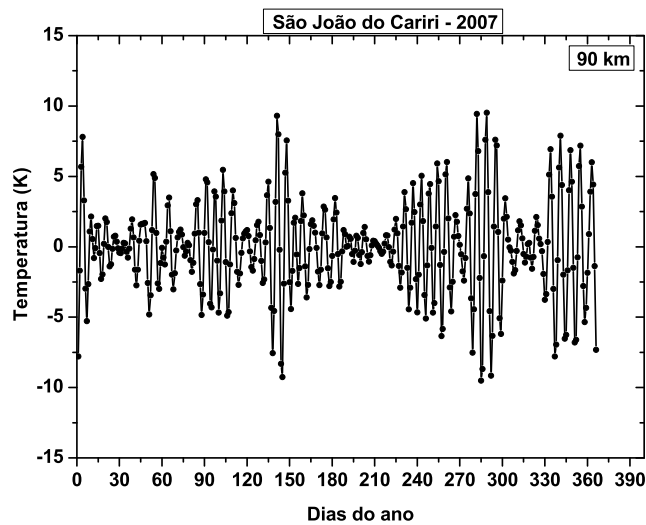


Figura 4.45 - Oscilação de quase 6,5 dias na temperatura observada em 90km de altura para o ano de 2007. A série de dados de temperatura foram submetidos a um filtro passa-banda com períodos de passagem ente 5 e 7 dias.

4.15 Variações da onda de $\sim 6,5$ dias na temperatura em Cachoeira Paulista

Da Figura 4.46 pode-se observar que as ampliações da oscilação de $\sim 6,5$ dias ocorrem na temperatura entre os dias 119 – 126 (final de abril e início de março), 190 – 205 (julho) e 305 – 321 (novembro). Amplitudes com valores próximos de 11,0 K e 8,3K são registrados, respectivamente, nos dias 198 e 313.

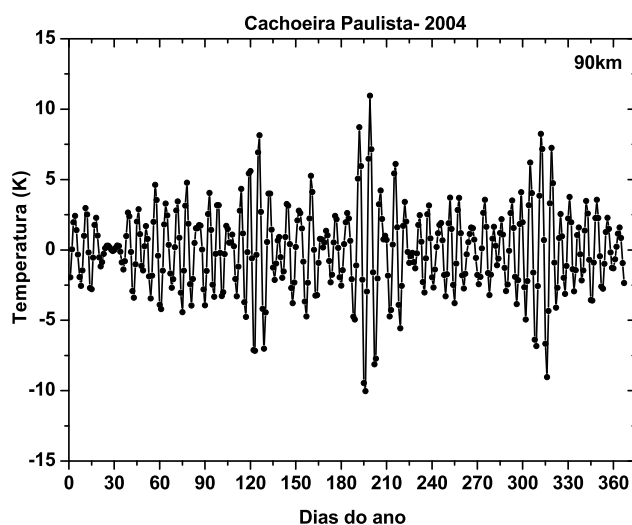


Figura 4.46 - Oscilação de quase 6,5 dias na temperatura observada em 90km de altura para o ano de 2004. A série de dados de temperatura foram submetidos a um filtro passa-banda com períodos de passagem ente 5 e 7 dias.

Na Figura 4.47 verifica-se ampliações da oscilação de $\sim 6,5$ dias entre os dias 236 – 252 (agosto e início de setembro). Amplitude de ~ 25 K foi registrada no dia 246.

Através da Figura 4.48 verifica-se ampliações da oscilação de $\sim 6,5$ dias entre os dias 73 – 80 (março). Amplitude de $\sim 8,4$ K foi registrada próximo ao dia 80.

Na Figura 4.49 verifica-se ampliações da oscilação de $\sim 6,5$ dias entre os dias 280 – 295 (outubro) e 308 – 325 (novembro). Amplitudes de $\sim 8,8$ e $\sim 9,4$ K, foram registradas nos dias 288 e 325, respectivamente.

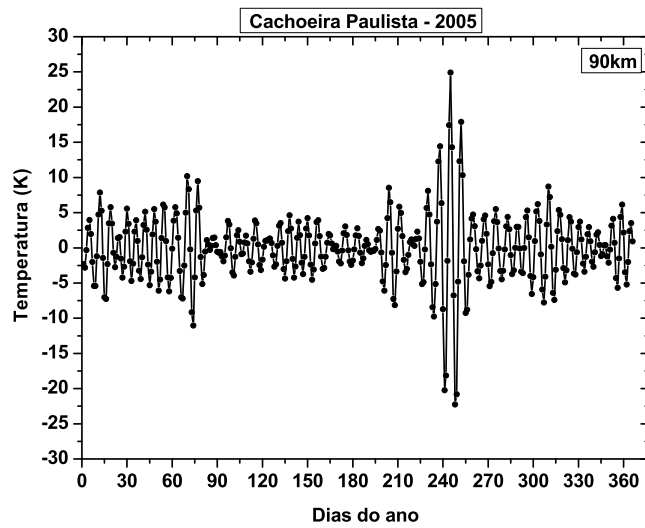


Figura 4.47 - Oscilação de quase 6,5 dias na temperatura observada em 90km de altura para o ano de 2005. As séries de dados de temperatura foram submetidos a um filtro passa-banda com períodos de passagem ente 5 e 7 dias.

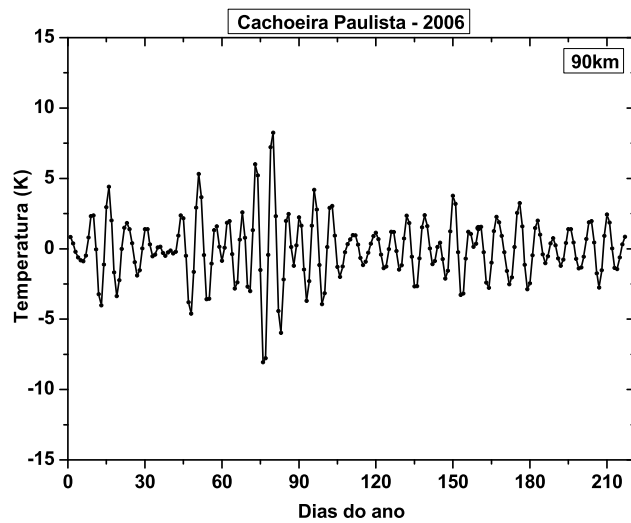


Figura 4.48 - Oscilação de quase 6,5 dias na temperatura observada em 90km de altura para o ano de 2006. A série de dados de temperatura foram submetidos a um filtro passa-banda com períodos de passagem ente 5 e 7 dias.

Analisando os quatro anos de dados da oscilação de $\sim 6,5$ dias na temperatura, pode-se verificar que a mesma apresenta variação interanual. Amplitude ~ 25 K foi

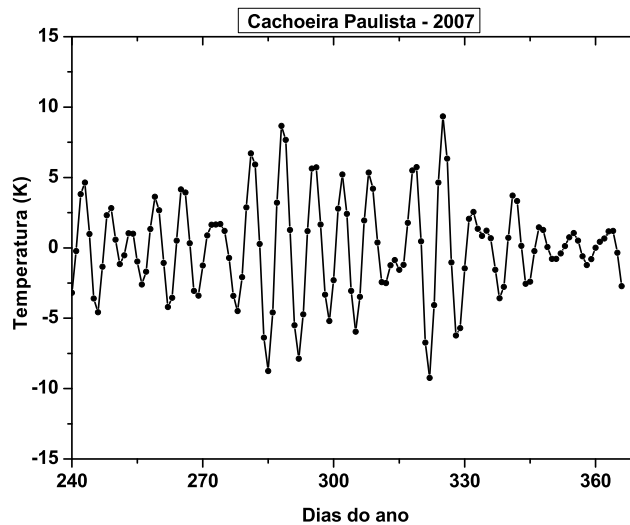


Figura 4.49 - Oscilação de quase 6,5 dias na temperatura observada em 90km de altura para o ano de 2007. A série de dados de temperatura foram submetidos a um filtro passa-banda com períodos de passagem ente 5 e 7 dias.

registrada no ano de 2005.

4.16 A onda de $\sim 6,5$ dias na temperatura e o vento zonal em São João do Cariri e Cachoeira Paulista

A Figura 4.50 apresenta a série temporal da oscilação de $\sim 6,5$ dias na temperatura mesosférica em SJC, sobreposta com o vento de fundo zonal em ~ 90 km. Pode ser verificado que o vento zonal é predominantemente para oeste. Em geral, as maiores amplitudes da onda de $\sim 6,5$ dias no campo de temperatura ocorrem quando o vento de fundo é para oeste. Pode-se notar que há assinatura da oscilação semi-anual SAO³ na atividade de ondas de $\sim 6,5$ dias tanto na temperatura mesosférica quanto no vento de fundo zonal para os anos de 2005 e 2007. Referente ao ano de 2006 pode-se verificar uma tendência a apresentar a SAO, entretanto, não é tão óbvio assim. Os picos da SAO ocorrem entre os meses de fevereiro e setembro para o ano de 2005, com amplitudes em torno de 8,7 – 10,8K. Para o ano de 2007 os picos da SAO ocorrem entre os meses de maio e outubro, com amplitudes em torno de 9,5K.

³A dinâmica da média atmosfera é fortemente controlada por oscilações de períodos longos, como por exemplo a Oscilação Semi-Anual SAO cujo período é de ~ 6 meses. A SAO é um forte modo de variabilidade acima de 35 km de altitude na região tropical. As primeiras observações da SAO foram registradas na temperatura e no vento zonal.

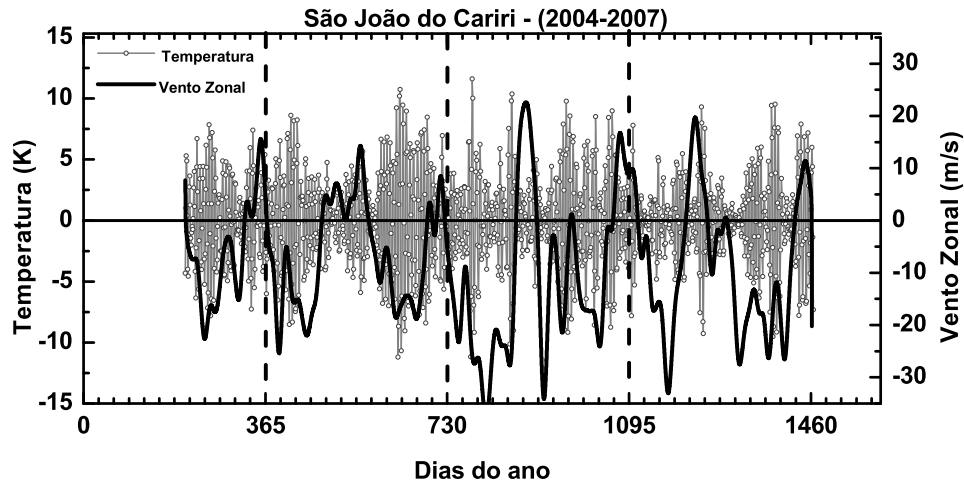


Figura 4.50 - Oscilação de $\sim 6,5$ dias na temperatura mesosférica em SJC sobreposta com o vento de fundo zonal em 90 km.

A Figura 4.51 apresenta a série temporal da oscilação de $\sim 6,5$ dias na temperatura mesosférica em CP, sobreposta com o vento de fundo zonal em ~ 90 km. Verifica-se que o vento zonal é predominantemente para leste. Em geral, as amplitudes da onda de $\sim 6,5$ dias no campo de temperatura são mais elevadas quando o vento de fundo é para leste. Para o ano de 2005 podemos notar uma assinatura da SAO que ocorre entre os meses de março e setembro, com amplitudes em torno de $10,2 - 24,8$ K. Para o ano de 2004 não está claro a presença da SAO.

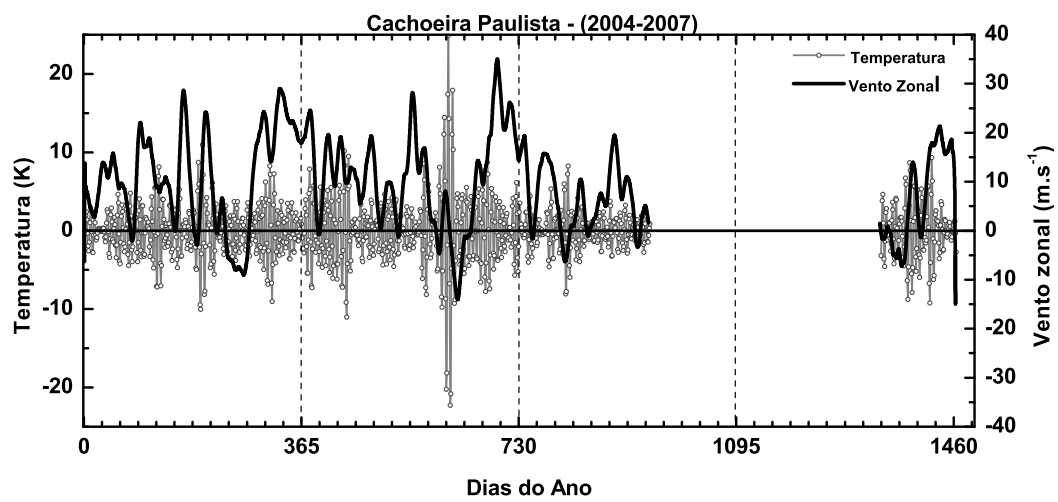


Figura 4.51 - Oscilação de $\sim 6,5$ dias na temperatura mesosférica em CP sobreposta com o vento de fundo zonal em 90 km.

5 CONSIDERAÇÕES FINAIS

Dados de vento obtidos a partir de medidas por radares meteorológicos (SKiYMET) entre os anos de 2004 – 2007 foram utilizados para investigar a oscilação de $\sim 6,5$ dias na região entre 80 e 100 km de altitude sobre SJC e CP. Adicionalmente, os dados de temperatura para a altitude de 90 km, estimados a partir das medidas por radar meteorológico, foram utilizados no estudo pioneiro da presença da oscilação de $\sim 6,5$ dias na temperatura.

O estudo da oscilação de escala planetária de $\sim 6,5$ dias foi realizado visando contribuir para o entendimento da dinâmica na região MLT, uma vez que esta oscilação ao propagar-se para cima pode se dissipar e assim afetar globalmente a redistribuição de energia e momento.

Os resultados das análises espectrais aplicadas ao campo de vento zonal e de temperatura revelaram a presença da oscilação de $\sim 6,5$ dias em todos os anos observados. Tanto no campo de vento, quanto no de temperatura, em ambas as localidades, a oscilação de 6,5 dias exibiu variabilidade interanual.

Levando em consideração a distribuição sazonal dos eventos, verificou-se que a oscilação de $\sim 6,5$ dias no vento zonal, surge mais frequentemente entre as estações de inverno e primavera, nos dados de vento de SJC, sendo que a mesma apresentou-se mais intensa nos meses de primavera. Em CP a oscilação de $\sim 6,5$ dias é mais frequente nas estações de outono e primavera. E assim como na localidade de SJC as intensidades máximas foram verificadas na primavera.

Em CP houve pouco registro da oscilação de $\sim 6,5$ dias no vento zonal no inverno. Lima (2004) tem interpretado a pouca ocorrência de ondas planetárias no inverno em termos da condição de propagação das ondas atmosféricas, 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. Em que, 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.

No tocante a estrutura vertical da $\sim 6,5$ dias, em geral, as amplitudes registradas em SJC superam as registradas em CP. Os maiores valores de amplitudes registradas em SJC e em CP correspondem ao mês de novembro (primavera) e são referentes ao ano de 2005. Em que, a amplitude registrada em SJC supera a registrada em CP

em $\sim 5,4$ m/s. Este resultado já era esperado uma vez no trabalho de Yee et al. (2001) está posto que no vento zonal quanto mais próximo ao equador maior é a amplitude da onda de $\sim 6,5$ dias.

Os comprimentos de onda vertical registrados na localidade de SJC tendem a superar os registrados na localidade de CP.

Para ambas as localidades, os perfis de fase apresentaram-se, em geral, descendentes com a altura, indicando que a energia da onda se propaga para cima.

Em geral, as amplitudes máximas reveladas na localidade de SJC ocorrem quando o fluxo do vento de fundo é para oeste, e ocorrem entre os meses de outubro e novembro. Para a localidade de CP, em geral, verifica-se que as amplitudes máximas ocorrem quando o fluxo do vento de fundo é para leste. Entretanto, para o ano de 2007 as amplitudes máximas são registradas quando o fluxo de vento é para oeste.

No campo de temperatura, a onda de $\sim 6,5$ dias tanto em SJC, quanto em CP, encontraram-se presentes em todas as estações do ano, e as atividades mais intensas foram encontradas nas estações de inverno e primavera.

As amplitudes da onda de $\sim 6,5$ dias no campo de temperatura registrados em CP superaram os registrados em SJC. Pode ser verificado no trabalho de (YEE et al., 2001) que as amplitudes máximas da onda de $\sim 6,5$ dias na temperatura para o hemisfério sul são registradas em torno de 20° .

Um interessante resultado obtido das análises da $\sim 6,5$ dias na temperatura, diz respeito a presença da oscilação semianual SAO. Em SJC, a SAO ocorreu nos anos de 2005 e 2007. Em CP, a SAO ocorreu no ano de 2005. Os picos da SAO registrados em CP foram superiores aos registrados em SJC.

O conjunto de dados utilizados neste trabalho não são suficientes para estabelecer uma relação conclusiva dos efeitos da QBO na atividade da onda de $\sim 6,5$ dias.

Para um melhor entendimento da oscilação de $\sim 6,5$ dias, indicamos como trabalhos futuros, a combinação de dados de outras estações. A obtenção simultânea de dados a partir de instrumentos a bordo de satélites que proporcionaria não apenas investigar o caráter global desta oscilação, mas também a obtenção de informações acerca do fluxo de momentum e energia, e sua consequência para o fluxo básico. Tam-

bém pode ser utilizado um período maior de dados para tentar estabelecer alguma relação conclusiva entre esta onda e a SAO/QBO. E verificar possíveis interações não-lineares entre a onda de $\sim 6,5$ dias e outras ondas.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

AFKEN, G.; WEBER, H. **Mathematical Methods for Physicists**. New York: Academic Press, 1995. 59

ANDREWS, D. **An Introduction to Atmospheric Physics**. New York: CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS, 2010. 24

ANDREWS, D.; HOLTON, J.; C.B, L. **Middle Atmosphere Dynamics**. USA: Academic Press, Orlando, 1987. 5, 20, 21, 27, 33, 75, 129

BEER, T. **Atmospheric waves**. London: Adam Hilger, 1974. 300 p. 20, 23

BITTENCOURT, J. **Fundamentals of Plasma Physics**. São Paulo: [s.n.], 2003. 39

BOLZAN, M. Análise da transformada em ondeletas aplicada em sinal geofísico. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, v. 26, p. 37–41, 2004. 61

BREZIS, H. **Functional Analysis, Sobolev Spaces and Partial Differential Equations**. New York: Springer, 2011. 104 pp p. 62

CEPLECHA, Z.; BOROVICKA, J.; ELFORD, W. G.; REVELLE, P. O.; HAWKES, R. L.; PORUBCAN, V.; SIMEK, M. Meteor phenomena and bodies. **Space Science Reviews**, v. 84, n. 3-4, p. 327–471, 1998. 44

CHARNEY J. G.; DRAZIN, P. G. Propagation of planetary-scale disturbances from the lower into the upper atmosphere. **Journal of Geophysical Research**, v. 66, p. 83–109, 1961. 2

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, p. 17411744, 1996. 50

CLARCK, R.; BURRAGE, M.; FRANKE, S.; MANSON, A.; MEEK, C.; MITCHELL, N.; MULLER, H. Observations of 7-d planetary waves with mlt radars and the uars-hrdi instrument. **Atmos.Sol.Terr.Phys**, v. 64, p. 1217–1228, 2002. 33

CLARK, R.; BURRAGE, M.; FRANKE, M.; MANSON, A.; MEEK, C.; MITCHELL, N.; MULLER, H. . Observations of 7-d planetary waves with mlt radars and the uars-hrdi instrument. **Atmos.Sol.Terr.Phys**, v. 64, p. 1217–1228, 2002. 35

DAUBECHIES, I. **Ten Lectures on Wavelets**. Philadelphia: Society for Industrial and Applied Matheatics, 1992. 61, 63

DENG, W.; SALAH, J.; CLARK, R.; FRANKE, S.; FRITTS, D.; HOFFMANN, P.; KUERSCHNER, D.; MANSON, A.; MEEK, C.; MURPHY, D.; NAKAMURA, T.; PALO, S.; RIGGIN, D.; ROBLE, R.; SCHMINDER, R.; SINGER, W.; TSUDA T. ANDVINCENT, R.; ZHOU, Q. Coordinated global radar observations of tidal and planetary waves in the mesosphere and lower thermosphere during january 2030. **JJournal of Geophysical Research**, p. 73077318, 1997. 2

FLEMING, E.; CHANDRA, S.; SCHOEBERL, M.; BARNETT, J. Monthly mean global climatology of temperature, wind, geopotential height and pressure from 0-120km. **NASA Technical Memorandum 100697**, p. 85p, 1988. 54, 55, 56

FORBES, J. Tidal and planetary waves. in: Johnson, r.m.(ed.), the upper mesosphere and lower thermosphere: A review of experiment and theory. **Geophysical Monograph**, 1995. 2

FRANCO, D. **Magnetoestratigrafia e análise espectral de ritmitos permocarboníferos da bacia do Paraná: Influências dos ciclos orbitais no regime deposicional**. Tese (Doutorado em Geofísica e Ciências Atmosféricas — Universidade de São Paulo, São Paulo, 2007. 65

FRITTS, D.; ISLER, J.; LIEBERMAN, R.; BURRAGE, M.; MARSH, D.; NAKAMURA, T.; TSUDA, T.; VINCENT, R.; REID, I. Two-day wave structure and mean ?ow interactions observed by radar and high resolution doppler imager. **Journal of Geophysical Research**, p. 39533970, 1999. 2

GEISLER, J.; DICKINSON, R. The five-day wave on a sphere with realistic zonal winds. **Journal of Atmospheric Sciences**, v. 33, p. 632641, 1976. 33

GREENHOW, J.; HALL, J. The importance of initial trail radius on the apparent height and number distributions of meteor echoes. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 121, p. pg.183, 1960. 39

- HERNANDEZ, G. Time series, periodograms, and significance. **Geophysical Research**, v. 104, n. A5, p. 10355–10368, 1999. 63
- HOCKING, W.; KUMAR, G. Long term behavior of the mlt quasi-7-day wave at two radar-sites at northern polar latitudes. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 73, p. 1616–1628, 2011. 129, 130
- HOCKING, W.; SINGER, W.; BREMER, J.; MITCHELL, N.; BATISTA, P.; CLEMESHA, B.; DONNER, M. Meteor radar temperatures at multiple sites derived with skiyet radars and compared to oh, rocket and lidar measurements. **J. Atmos. Solar-Terr. Phys**, v. 66, n. 20, PP, p. 2849–2852, 2004. 58
- HOCKING, W. K. Temperatures using radar-meteor decay times. **Geophysical Research Letters**, v. 26, p. 3297–3300, 1999. xv, 38, 46, 51, 54, 55, 58
- HOCKING, W. K.; FULLER B.; VANDEPEER, B. Real-time determination of meteor-related parameters utilizing modern digital technology. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 63, p. 155–169,, 2001. 43, 44
- HOCKING, W. K.; THAYAPARAN, T.; JONES, J. Meteor decay times and their use in determining a diagnostic mesospheric temperature-pressure parameter: methodology and one year of data. **Geophysical Research Letters**, v. 24, p. 2977–2980, 1997. 51
- HOLTON, J. R. **An introduction to dynamic meteorology**. London: Academic Press, 1992. 512 p. 18, 23
- _____. **An Introduction to Dynamic Meteorology**. San Diego: Elsevier Academic Press, 2004. 7, 12, 16, 20, 24, 25, 27, 28, 29
- HORNE, J.; BAULIUNAS, S. A prescription for period analysis of unevenly sampled time series. **Astrophysical Journal, Part 1**, v. 302, p. 757–763, 1986. 66
- ISLAM, M. Wavelets, its application and technique in signal and image processing. **Global Journal Of Computer Science and Technology**, v. 11, p. 47–58, 2011. 61
- JIANG, G.; XIONG, J.; WAN, W.; NING, B.; LIU, L. Observation of 6.5 day waves in the mlt region over wuhan. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 70, p. 41–48, 2008. 36, 82, 98, 127

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, p. 1104–1106, 1995. 46, 51

JONES, W.; JONES, J. Ionic diffusion in meteor trails. **Atmos.Terr.Phys**, v. 52, p. 185–191, 1990. 51, 54, 55

KIRCHHOFF, V. **Introdução a Geofísica Espacial**. São Paulo: Nova Estela, 1991. First edition. 5

KISHORE, P.; NAMBOOTHIRI, S.; IGARASHI, K.; GURUBARAN, S.; SRIDHARAN, S.; RAJARAM, R.; VENKAT, M. Mf radar observations of 6.5-day wave in the equatorial mesosphere and lower thermosphere. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 66, p. 507515, 2004. 33, 36, 79, 83, 87, 99

KOVALAM, S.; VINCENT, R.; REID, I.; 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, p. 665–674, 1999. 76, 81, 83

LübKEN, F.; ZAHN, U. V. Thermal structure of the mesopause region at polar latitudes. **Geophysical Research Letters**, 1991. 54, 55, 56

LIEBERMAN, R. S.; RIGGIN, D. M.; FRANKE, S. J.; MANSON, A. H.; MEEK, C.; NAKAMURA, T.; TSUDA, T.; VINCENT, R. A.; REID, I. The 6.5-day wave in the mesosphere and lower thermosphere:evidence for baroclinic/barotropic instability. **JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH**, v. 108, p. 1–14, 2003. 33, 36

LIMA, E. T. **Análise Real**. Rio de Janeiro: IMPA, 2002. 101 p. 11, 62

LIMA, L.; BATISTA, P.; CLEMESHA, B.; TAKAHASHI, H. The 6.5-day oscillations observed in meteor winds over cachoeira paulista (22.7s). **Advances in Space Research**, v. 36, p. 22122217, 2005. 2, 33, 36, 58, 74, 76, 95, 99, 127

LIMA, L.; SANTOS, K.; ALVES, E.; BATISTA, P.; CLEMESHA, B. Estimativa da temperatura da mesopausa equatorial a partir de medidas por radar meteórico. **Revista Brasileira de Geofísica**, v. 28, p. 100–107, 2010. 3, 46, 58

LIMA, L. M. **Observações de ondas planetárias na região da mesopausa equatorial e de baixas latitudes do Hemisfério Sul.** 245 p. Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2004. Disponível em:
<<http://urlib.net/sid.inpe.br/jeferson/2004/03.17.10.49>>. Acesso em:
15 Jan. 2011. 1, 2, 45, 59, 65, 67, 83, 95, 96, 98, 99, 113, 127

LIMPASUVAN, V.; LEOVY, Y. J. O. B.; BOVILLE., B. A. A numerical simulation of the two-day wave near the stratopause. **J. Atmos.Sci.**, p. 1702–1717, 2001. 27

LIU, K. **An Introduction to Atmospheric Radiation.** New York: Academic Press, London, 2002. 6

LIU, H.; TALAAT, E. R.; ROBLE, R. G.; LIEBERMAN, R. S.; RIGGIN, D. M.; YEE, J. The 6.5-day wave and its seasonal variability in the middle and upper atmosphere. **JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH**, v. 109, p. 1–13, 2004. 33

LIU, V.; YING, S. On the expansion of meteor trails. **Physics Letters**, v. 58A, p. 397–398, 1976. 39

LOMB, N. Least-squares frequency analysis of unequally spaced data. **Ap.SpaceSci**, v. 39, p. 447–462, 1976. 64, 65

LONGUET-HIGGINS, M. The eigenfunctions of laplaces tidal equation over a sphere. **Philosophical Transactions of the Royal Society of London**, v. 262, p. 511–607, 1967. 32, 34

LUO, Y.; MANSON, A.; MEEK, C.; THAYAPARAN, T.; MACDOUGALL, J.; HOCKING, W. 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, p. 1287–1307, 2002. 2

MADDEN, R.; JULIAN, P. Further evidence of global scale 5-day pressure waves. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 1972. 32

MANSON, A.; GREGORY, J.; MEEK, C. Wind and wave motions to 110 km at midlatitudes. **Journal of Atmospheric Science**, p. 831–836, 1978. 2

MANSON, A.; MEEK, C.; GREGORY, J. B.; CHAKRABATY, D. Fluctuation in tidal (24,12h) characteristics and oscillations (8h-5-d) in the mesosphere and lower thermosphere (70-110). **Planet.Space Sci**, v. 30, p. 1283–1294, 1982. 33

MASSEBEUF, M.; BENARD, R.; FELLOUS, J.; GLASS, M. Simultaneous meteor radar observations at monpazier (france, 44°n) and punta (puerto rico, 18°).ii-mean zonal wind and long period waves. **J.Atmos.Terr.Phys**, v. 43, p. 535–542, 1981. 33

MCDANIEL, E.; MASON, E. **The mobility and diffusion of ions in gases**. New York: John Wiley and Sons, 1973. 50

MCKINLEY, D. **Meteor Science and Engineering**. New York: McGraw-Hill, 1961. 309 p. 38, 44

MEEK, C.; MANSON, A.; FRANKE, S.; SINGER, W.; HOFFMANN, P.; CLARK, R.; TSUDA, T.; NAKAMURA, T.; TSUTSUMI, M.; HAGAN, M.; FRITTS, D.; ISLER, J.; PORTNYAGIN, Y. I.; VINCENT, R. Global study of northern hemisphere quasi-2-day wave events in recent summers near 90 km altitude. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, p. 14011411, 1996. 2

MEYER, C. K.; FORBES., J. M. A 6.5-day westward propagating planetary wave: Origin and characteristics. **Journal of Geophysical Research**, 1997. 27, 33

MIYOSHI, Y. Numerical simulation of the 5-day and 16-day waves in the mesopause region. **Earth Planets Space**, v. 51, p. 763772, 1999. 32

MORETTIN, P. A. **Ondas e ondaletas: da análise de Fourier à análise de ondaletas**. São Paulo: Edusp, 1999. 61

MULLER, H. Long-period meteor wind oscillations. **Philosophical Transactions of the Royal Society of London**, p. 585598, 1972. 2

MURTHY, B. Middle atmosphere-upper atmosphere coupling. **Pinsa**, v. 764, p. 303–313, 1998. 5

NAPPO, C. **An introduction to Atmospheric Gravity Waves**. USA: Academic Press, 2002. 129, 130

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.; VIRDI, 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, p. 1123–1141, 1997. 66, 67

PEDLOSKY, J. **Waves in the Ocean and Atmosphere**. New York: Springer, 2003. 23

POGORELTSEV, A.; FEDULINA, I.; MITCHELL, N.; MULLER, H.; LUO, Y.; MEEK, C.; MANSON, A. Global free oscillations of the atmosphere and secondary planetary waves in the mesosphere and lower thermosphere region during august/september time conditions. **Journal Geophysical Research**, 2002. 33

RANDEL, W. Global normal-mode rossby wave observed in stratospheric ozone data. **Atmos.sci**, v. 50, p. 406–420, 1993. 33

RAO, M.; BOPARDIKAR, S. **Wavelet transforms: Introduction to theory and applications**. [S.l.]: Addison-Wesley, 1998. 61

RIGGIN, D.; LIU, H.; LIEBERMAN, R.; ROBLE, R.; RUSSEL, J.; MERTENS, C.; MLYNCZAK, M.; PANCHEVA, D.; FRANKE, S.; MURAYAMA, Y.; MANSON, A.; MEEK, C.; VINCENT, R. Observations of the 5-day wave in the mesosphere and lower thermosphere. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, 2006. 32, 33

ROSENLOF, K. H.; THOMAS, R. J. Five-day mesospheric waves observed in the solar mesospheric explorer ozone. **Journal of Geophysucal Research**, v. 95, p. 895–899,, 1990. 33

SALBY, M.; CALLAGHAN, P. Seasonal amplification of the 2-day wave: Relationship between normal mode and instability. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 2001. 36

SALBY, M. L. Rossby normal modes in nonuniform background configurations. part ii: equinox and solstice conditions. **Journal of Atmospheric Sciences**, v. 38, p. 1827–1840, 1984. 23

_____. **Fundamentals of atmospheric physics**. San Diego: Academic Press, 1996. 627 p. 7, 9, 24, 27, 30, 98

SCARGLE, J. Studies in astronomical time-series analysis. 2. statistical aspects of spectral-analysis of unevenly spaced data. **Astrophysical Journal**, v. 263, p. 835–853, 1982. 63, 66

SCHIMMEL, M. Emphasizing difficulties in the detection of rhythms with lomb-scargle periodograms. **Biological Rhythm Research**, v. 32, p. 341–346, 2001. 66

SILVA, D. **Existência de solução fraca para as equações de Navier-Stokes de um fluido compressível com dados iniciais descontínuos**. 79 p. Dissertação de mestrado (em Matemática) — Universidade Federal de Campina Grande, Campina Grande, 2010. 12

STATES, R.; GARDNER, C. Thermal structure of the mesopause region (80-105km) at 40°n latitude: Seasonal variations. **Journal.Atmos.Sci**, 1999. 56

TALAAT, E.; YEE, J.; ZHU, X. Observations of the 6,5 day wave in the mesosphere and lower thermosphere. **Journal of Geophysical Research**, v. 106, p. 715–723, 2001. 33, 35, 76, 81, 83, 98, 99, 105, 127

_____. The 6.5 day wave in the tropical stratosphere and mesosphere. **Journal of Geophysical Research**, v. 107, 2002. 33, 35

THAYAPARAN. **Large and medium-scale dynamics in the mesosphere and lower thermosphere measured by MF and meteor VHF radars**. Tese de Doutorado — University of Western Ontario, Canada, 1995. 41, 42

TSUDA, T.; KATO, S.; VINCENT, R. Long period wind oscillation observed by the kyoto meteor radar and comparison of the quasi-2-day wave with adelaide hf radar observations. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, p. 225230, 1988. 2

TSUTSUMI, M. **A study of atmospheric dynamics near the mesopause using radio meteor echos**. [S.l.: s.n.], 1995. Kyoto: PhD Thesis - Radio Atmospheric Science Center. 38, 39

- TSUTSUMI M.; TSUDA, T. N. T. F. S. Temperature fluctuations near the mesopause inferred from meteor observations with the middle and upper atmosphere radar. **Radio Science**, v. 29, p. 599–610, 1994. 46, 50
- VALLIS, G. **ATMOSPHERIC AND OCEANIC FLUID DYNAMICS**. New York: CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS, 2006. 12, 13
- VINCENT, R. Mf/hf radar measurements of the dynamics of the mesopause region—a review. **J. Atmos. Terr. Phys**, v. 46, p. 961–974, 1984. 33
- _____. Planetary and gravity waves in the mesosphere and lower thermosphere. **Advances Space Research**, p. 93101, 1990. 2
- _____. Simultaneous observations of the 2-day wave at London (43°N, 81°W) and Saskatoon (52°N, 107°W) near 91 km altitude during the two years of 1993 and 1994. **Annales Geophysicae**, p. 13241339, 1997. 2
- VOLLAND, H. Atmospheric tidal and planetary waves. In: VERNIANI, F. (Ed.). Dordrecht: Kluwer Academic, 1988. 20
- WALLACE, J.; CHANG, C. Spectrum analysis of large scale disturbances in the tropical lower troposphere. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 1969. 32
- WU, D.; HAYS, P.; SKINNER, W. Observations of the 5-day wave in the mesosphere and lower thermosphere. **Journal of Geophysical Research**, v. 21, p. 2733–2736, 1994. 33, 98
- 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, p. 1761–1765, 2001. 34, 35, 99, 114, 127

APÊNDICE A - PARÂMETROS FÍSICOS DA ONDA DE 6,5 DIAS APRESENTADAS EM OUTROS TRABALHOS

Neste apêndice são apresentados alguns parâmetros físicos da onda de $\sim 6,5$ dias para comparação com os obtidos neste trabalho.

Tabela A.1 - Parâmetros físicos da onda de 6,5 dias apresentados em outros trabalhos.

Autores	Instrumento	Amplitudes	Comprimento de onda vertical
Sousa (2012) 7,4°S	radar SKiYMET	~ 27	$\lambda_z(47 - 110)$
Sousa (2012) 22,7°S	radar SKiYMET	$\sim 21,6$	$\lambda_z(48 - 98)$
Lima (2004) 22,7°S	radar SKiYMET	$\sim 17\text{m/s}$	$\lambda_z(92\text{km} - 112\text{km})$
Lima et al. (2005) 22,7°S	radar SKiYMET	$\sim 20\text{m/s}$	$\lambda_z(100\text{km})$
kishore/2004 8,7°N	radar MF	$\sim 20\text{m/s}$ $\sim 20\text{m/s}$	$\lambda_z \sim 60\text{km}$
Jiang et al. (2008) 30,5°N	radar meteórico	$\sim 14,5\text{m/s}$	
Jiang et al. (2008) 20,75°N	radar meteórico	$\sim 25,7\text{m/s}$	
Jiang/2008 8,67°N	radar MF	$\sim 12,02\text{m/s}$	
Yee et al. (2001)	HRDI		$\lambda_z(50\text{km} - 60\text{km})$
Talaat et al. (2001)	HRDI	$\sim 30\text{m/s}$	$\lambda_z \sim 60\text{km}$

APÊNDICE B - CÁLCULO DO COMPRIMENTO DE ONDA VERTICAL DA ONDA DE $\sim 6,5$ dias

Neste apêndice está posto a Equação utilizada para o cálculo do comprimento de onda vertical λ_z da onda de $\sim 6,5$ dias, bem como a Equação utilizada por (HOCKING; KUMAR, 2011) para o cálculo do comprimento de onda vertical da onda de ~ 7 dias.

Para o cálculo do comprimento de onda vertical λ_z foi utilizado neste trabalho a seguinte Equação:

$$\lambda_z = \alpha T, \quad (\text{B.1})$$

em que α é o coeficiente angular obtido através do ajuste da curva do perfil de fase e T é o período revelado no periodograma de Lomb-Scargle para as épocas em que a onda de $\sim 6,5$ dias apresentou-se intensa.

O comprimento de onda vertical também pode ser obtido através da relação (ANDREWS et al., 1987):

$$\lambda_z = 2\pi \left[\frac{N^2(z)}{gh} - \frac{1}{4H^2} \right]^{-\frac{1}{2}}, \quad (\text{B.2})$$

em que λ_z é o comprimento de onda vertical, N^2 é o quadrado da frequência de Brunt-Väisälä, g representa o módulo da aceleração da gravidade, h é a profundidade equivalente 4-5 km para onda de 7 dias (HOCKING; KUMAR, 2011). E H é a escala de altura. A frequência de Brunt-Väisälä (N) pode ser obtida através da seguinte relação (NAPPO, 2002):

$$N = \left[\frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (\text{B.3})$$

em que θ é denominado de temperatura potencial e é dado por:

$$\theta = T \left(\frac{1000}{P} \right)^{\frac{R}{c_p}}, \quad (\text{B.4})$$

em que $c_p = 1005 \text{ Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$ é o calor específico a pressão constante e R é a constante universal dos gases que para o ar seco assume o valor $R=287 \text{ Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$ sendo

$R/c_p=0,286$. A temperatura potencial é a temperatura que uma parcela de ar teria se tivesse sido trazido para baixo adiabaticamente a partir de uma altura em que a pressão é p a uma altura em que a pressão é de 1000 mb, isto é, na superfície do solo (NAPPO, 2002). Na Equação B.4 podemos entender que θ é a temperatura no nível de pressão $P=1000$ mb e T é a temperatura no nível de pressão P . Hocking e Kumar (2011) tem utilizado a Equação B.2 para o cálculo do comprimento de onda vertical para onda de ~ 7 dias.