



**UNIVERSIDADE FEDERAL DE CAMPINA GRANDE
CENTRO DE TECNOLOGIA E RECURSO NATURAIS
UNIDADE ACADÊMICA DE CIÊNCIAS ATMOSFÉRICAS
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM METEOROLOGIA
CURSO DE MESTRADO EM METEOROLOGIA**

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

**IDENTIFICAÇÃO DE ONDAS ATMOSFÉRICAS ULTRA-RÁPIDAS
DE KELVIN NOS VENTOS METEÓRICOS DA ALTA MESOSFERA
EQUATORIAL SOBRE SÃO JOÃO DO CARIRI-PB (7,4°S; 36,5°O)**

EDVALDO DE OLIVEIRA ALVES

DCA - UFCG

Campina Grande – PB, BRASIL

Dezembro/2007

EDVALDO DE OLIVEIRA ALVES

**IDENTIFICAÇÃO DE ONDAS ATMOSFÉRICAS ULTRA-RÁPIDAS
DE KELVIN NOS VENTOS METEÓRICOS SOBRE SÃO JOÃO DO
CARIRI-PB (7,4°S; 36,5°O)**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Meteorologia da Unidade Acadêmica de Ciências Atmosféricas da Universidade Federal de Campina Grande como parte dos pré-requisitos para obtenção do título de mestre em Meteorologia.

Orientadores: Dr. Lourivaldo Mota Lima

Dr. Amauri Fragoso de Medeiros

Área de Concentração: Meteorologia de Meso e Grande Escalas

Sub-área: Sinótica-Dinâmica da Atmosfera Tropical

DCA - UFCG

Campina Grande – PB, BRASIL

Dezembro/2007

A474i Alves, Edvaldo de Oliveira
Identificacao de ondas atmosfericas ultra-rapidas de
kelvin nos ventos meteoricos sobre Sao Joao do Cariri-PB
(7,4?S; 36,5?O) / Edvaldo de Oliveira Alves.- Campina
Grande, 2007.
94 f. : il.

Dissertacao (Mestrado em Meteorologia) - Universidade
Federal de Campina Grande, Centro de Tecnologia e Recursos
Naturais.

1. Ventos (Meteorologia) I. Lima, Lourivaldo Mota, Dr.
II. Medeiros, Amauri Fragoso de, Dr. III. Universidade
Federal de Campina Grande - Campina Grande (PB) IV. Título

CDU 551.55(813.3)(043)

EDVALDO DE OLIVEIRA ALVES


IDENTIFICAÇÃO DE ONDAS ATMOSFÉRICAS ULTRA-RÁPIDAS DE KELVIN NOS
VENTOS METEÓRICOS SOBRE SÃO JOÃO DO CARIRI-PB (7,4°S; 36,5°O)

DISSERTAÇÃO APROVADA EM 19/12/2007

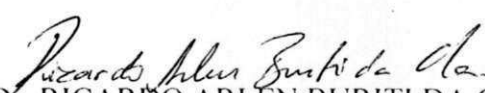
BANCA EXAMINADORA



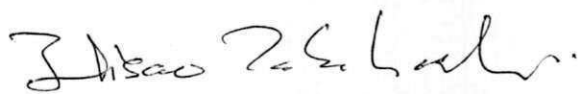
Prof. Dr. LOURIVALDO MOTA LIMA
Departamento de Física
Universidade Estadual da Paraíba



Prof. Dr. AMAURI FRAGOSO DE MEDEIROS
Unidade Acadêmica de Física
Universidade Federal de Campina Grande



Prof. Dr. RICARDO ARLEN BURITI DA COSTA
Unidade Acadêmica de Física
Universidade Federal de Campina Grande



Prof. Dr. HISÃO TAKAHASHI
Ciências Espaciais e Atmosféricas
Divisão de Aeronomia
Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais

Palavras chave: Ondas de Kelvin, Radar Meteorológico, Dinâmica da Alta Atmosfera

Keywords: Kelvin Waves, Meteor Radar, Dynamics of the High Atmosphere

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE CAMPINA GRANDE
CENTRO DE CIÊNCIAS E RECURSOS NATURAIS
UNIDADE ACADÊMICA DE CIÊNCIAS ATMOSFÉRICAS
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM METEOROLOGIA
CURSO DE MESTRADO EM METEOROLOGIA**

**IDENTIFICAÇÃO DE ONDAS ATMOSFÉRICAS ULTRA-RÁPIDAS DE KELVIN
NOS VENTOS METEÓRICOS SOBRE SÃO JOÃO DO CARIRI-PB (7,4°S; 36,5°O)**

Edvaldo de Oliveira Alves

Campina Grande–PB, 19 de dezembro de 2007.

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Lourivaldo Mota Lima (Orientador – DF-UEPB)

Prof. Dr. Amauri Fragoso de Medeiros (Orientador – UAF-UFCG)

Prof. Dr. Hisao Takahashi (Examinador Externo – INPE)

Prof. Dr. Ricardo Arlen Buriti da Costa (Examinador Interno – UAF-UFCG)

Prof. Dr. Ênio Pereira de Souza (Examinador Interno Suplente– UACA-UFCG)

Dedicatória.

Este trabalho é dedicado às mulheres que, com coragem e determinação, vencem preconceitos e avançam nas conquistas que lhes são suas por direito. Em especial gostaria de homenagear minha vó Dona França (in memoriam), Dona Judi (mamãe), Julieta, Jura e Juberlita (minhas tias), Elinalva e Eliane (minhas irmãs) e Nilzicleide (minha esposa) a companheira que sempre tem me apoiado nas mais árduas empreitadas e nos grandes desafios que enfrento. A vocês, todo meu carinho e admiração.

AGRADECIMENTOS

Deposito neste espaço os meus mais sinceros agradecimentos a todos que contribuíram para a realização deste trabalho, particularmente:

À Unidade Acadêmica de Ciências Atmosféricas da Universidade Federal de Campina Grande, que através do programa de Pós-Graduação em Meteorologia proporcionou esta conquista que ora se concretiza.

Ao Departamento de Física da Universidade Estadual da Paraíba e aos meus colegas daquele Departamento, que compreenderam a importância desta Pós-Graduação e seguiram me incentivando sempre.

Ao INPE (Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais) pela cessão dos dados, pois sem eles esta pesquisa não seria possível.

Ao OLAP (Observatório de Luminescência Atmosférica da Paraíba) que na parceria com o INPE, proporciona aos pesquisadores da área a disponibilidade dos dados.

Ao professor Lourivaldo Mota, pela orientação e os momentos de ricas discussões e, principalmente, pela serenidade na separação entre a amizade e o compromisso do trabalho de pesquisa, o que nos tornou melhores e mais maduros.

Ao professor Amauri Fragoso, pela orientação, pelas discussões técnicas e pelos momentos de reflexões filosóficas que ajudaram a melhorar minha visão de mundo,

Ao professor Ricardo Buriti, pelas discussões, pelas contribuições no trabalho e pelo bom humor nos momentos difíceis.

A Joaquim Fachine pelos dados do SABER e pelas palavras de incentivo nos momentos em que tivemos oportunidade de conversar.

Aos professores do programa de Pós-Graduação em Meteorologia, que se empenham para que tanto aqueles alunos oriundos de outras áreas como os alunos de Meteorologia possam adquirir conhecimentos que os permitam seguir com suas pesquisas e contribuir com a área.

Aos colegas de curso, pelos incentivos, pelos momentos de socialização das angústias, pela alegria das conquistas e por todos os momentos que compartilhamos ao longo desta caminhada.

Aos alunos de Iniciação Científica do Grupo de Física da Atmosfera da UEPB, que ao nos questionarem para aprender, nos ensinam muito mais que imaginam.

A toda minha família que, na maioria das vezes, não compreendia que pesquisa eu estava desenvolvendo, mas em momento algum deixou de acreditar e me incentivar na tarefa que escolhi concretizar.

Ao povo brasileiro que através do pagamento de seus impostos financiam a educação e a pesquisa. Espero que eu possa devolver a sociedade pelos menos na mesma proporção que ela me deu.

IDENTIFICAÇÃO DE ONDAS ATMOSFÉRICAS ULTRA-RÁPIDAS DE KELVIN NOS VENTOS METEÓRICOS SOBRE SÃO JOÃO DO CARIRI-PB (7,4°S; 36,5°O)

RESUMO

Medidas de vento meteóricas obtidas em São João do Cariri-PB (7,4 S; 36,5 O), Brasil, durante 2005, foram usadas para examinar as características de ondas ultra-rápidas de Kelvin nas regiões da mesopausa e na baixa termosfera. Os ventos horários foram submetidos à análise espectral e os resultados revelaram a presença de ondas de 3-4 dias em quatro episódios ao longo do ano. Os parâmetros observados foram usados para conferir se as oscilações de 3-4 dias satisfazem a relação de dispersão para ondas de Kelvin. Os resultados dos dados de vento mostraram que apenas as ondas ocorridas em fevereiro-março e maio-junho (primeiro e segundo eventos) são compatíveis com a propagação de ondas equatoriais ultra-rápidas de Kelvin, com número de onda zonal $s = 1$. Durante estes dois eventos, as amplitudes dos ventos zonais alcançaram valores máximos de 25 m/s e 20 m/s respectivamente. A estrutura de fase vertical mostrou fase descendente compatível com a propagação ascendente da energia de onda, e comprimentos de onda vertical de cerca de 40 km foram encontrados para ambos os eventos. Adicionalmente, resultados das estruturas em longitude-tempo das oscilações com períodos de ~4 dias para as temperaturas obtidas pelo instrumento TIMED/SABER durante os quatro episódios foram usados e eles indicaram propagação de fase para leste com número de onda zonal igual a 1. Estes resultados reforçam aqueles obtidos através dos dados de vento para os dois primeiros episódios. Foram feitas comparações com resultados obtidos para outros locais e divulgados na literatura.

Palavras-chave: Ondas de Kelvin; Ondas Planetárias; Radar Meteórico; Mesosfera Superior, Dinâmica da Alta Atmosfera.

**ULTRA-FAST KELVIN WAVES IDENTIFICATION IN THE METEORIC WINDS
OVER SÃO JOÃO DO CARIRI-PB (7,4°S; 36,5°W)**

ABSTRACT

Meteor wind measurements obtained from São João do Cariri-PB (7.4° S, 36.5° W), Brazil, during 2005, have been used to examine the ultra-fast Kelvin wave characteristics in the mesopause and lower thermosphere region. The hourly winds were subjected to wavelet analysis and the results revealed the presence of 3-4 days waves in four episodes along the year. The observed parameters were used to check if the 3-4 days oscillations satisfy the dispersion relation for Kelvin waves. The results showed that only the oscillations occurred in February-March and May-June (first and second events), are compatible with equatorial ultra-fast Kelvin wave propagation, with zonal wave number $s = 1$. During these two events, the zonal wind amplitudes reached maximum values of 25m/s and 20m/s respectively. The vertical phase structure showed descending phase, compatible with ascending wave energy, and vertical wavelengths of about 40 km were found for both events. Additionally, longitude-time structures of the oscillations with periods near 4 days for the temperatures by TIMED/SABER instrument obtained during the four episodes were used and the results indicated eastward phase propagation with zonal wavenumber 1. These results reinforced those obtained from meteor wind data for two first episodes. Comparisons have been made with those for other sites and already reported in the literature.

Keywords: Kelvin Wave, Planetary-Waves; Meteor Radar; Upper Mesosphere, High Atmosphere Dynamics

SUMÁRIO

	Pág.
LISTA DE FIGURAS.....	9
LISTA DE SÍMBOLOS.....	12
1 INTRODUÇÃO.....	19
2 REVISÃO DA LITERATURA.....	24
2.1 ESTRUTURA BÁSICA DA ATMOSFERA.....	24
2.2 ONDAS ATMOSFÉRICAS.....	27
2.3 ONDAS EQUATORIAIS	30
2.3.1 Teoria Linear para as Ondas Equatoriais.....	31
2.3.2 Ondas Atmosféricas Equatoriais de Kelvin.....	37
2.3.3 Determinação do Comprimento de Onda Horizontal para as Ondas de Kelvin .	40
3 MATERIAIS E MÉTODO.....	42
3.1 RADAR METEÓRICO	42
3.1.1 Trilha Meteórica como Traçador de Ventos.....	43
3.1.2 Características dos Meteoros	44
3.1.3 Estimativa das Componentes do Vento.....	46
3.1.4 Radar Interferométrico SKiYMET	48
3.2 ANÁLISE DOS VENTOS	50
3.3 ANÁLISE DE SINAIS	51
3.3.1 A Série de Fourier	51
3.3.2 A Transformada de Fourier (TF)	53
3.3.3 Convolução	54
3.3.4 A Transformada de Fourier Janelada	55
3.3.5 A Transformada em Ondaletas (Wavelets) de Morlet	56

3.4 ANÁLISE DOS DADOS DE TEMPERATURA	59
3.4.1 O satélite TIMED	60
3.4.2 O instrumento SABER	62
4 RESULTADOS E DISCUSSÕES	66
4.1 CARACTERÍSTICAS DOS VENTOS MÉDIOS.....	66
4.2 ESPECTROS DOS VENTOS	68
4.3 EVOLUÇÃO TEMPORAL DAS OSCILAÇÕES DE 3-4 DIAS NOS VENTOS ..	73
4.4 OSCILAÇÕES DE 3-4 DIAS	74
4.5 ESTRUTURA VERTICAL DAS OSCILAÇÕES DE 3-4 DIAS	76
4.6 DIREÇÃO DE PROPAGAÇÃO DAS OSCILAÇÕES DE 3-4 DIAS.....	77
4.7 DISCUSSÃO	82
5 CONSIDERAÇÕES FINAIS	86
REFERÊNCIAS	88
ANEXOS	93

LISTA DE FIGURAS

FIGURA 2.1 – Perfil vertical anual médio da temperatura e da pressão em 5° S. Os valores foram tomados do modelo CIRA-86 (The COSPAR International Reference Atmosphere).....	25
FIGURA 2.2 - Distribuição das perturbações da velocidade e pressão num plano para ondas mistas de Rossby-gravidade.....	36
FIGURA 2.3 – Distribuição das perturbações da velocidade e pressão num plano para ondas de Kelvin.....	39
FIGURA 2.4 – Balanço de forças meridional para as ondas equatoriais de Kelvin.....	39
FIGURA 2.5 – Seção de altura em função da longitude ao longo do equador que mostra as perturbações na velocidade, pressão e temperatura.....	40
FIGURA 3.1 – Localização do radar meteórico.....	42
FIGURA 3.2 – Esquema da geometria usada para determinar a velocidade do vento radial com um radar Doppler.....	46
FIGURA 3.3 – Periodograma em ondaleta.....	58
FIGURA 3.4 – Concepção Artística do TIMED em Órbita.....	61
FIGURA 3.5 –Esquema mostrando a região específica das sondagens do TIMED/SABER dentro de 18 áreas de 20° x 20° centradas no equador ao longo do círculo latitudinal compreendido entre 10° N e 10° S.....	65
FIGURA 3.6 – Esquema representando a trajetória diária que o TIMED descreve durante as sondagens.....	65
FIGURA 4.1 – Vento médio anual para 2005. (a) vento médio zonal, (b) vento médio meridional.....	67
FIGURA 4.2 –Transformada de ondaletas de Morlet para densidade média anual da energia da componente zonal dos ventos meteóricos observados em São João Cariri durante 2005.....	68
FIGURA 4.3 – O Mesmo da figura 4.2, porém para a componente meridional dos ventos meteóricos.....	69

FIGURA 4.4 – Transformada de ondaletas de Morlet da densidade de energia para a componente zonal dos ventos meteóricos observados em São João Cariri durante 2005.....	71
FIGURA 4.5 – O mesmo da figura 4.4, porém para a componente meridional dos ventos meteóricos.....	72
FIGURA 4.6 – Oscilações em torno de 3.5 dias na componente do vento zonal e meridional observada em 2005 para as sete camadas atmosféricas.	73
FIGURA 4.7 – Componentes do vento horário (a) zonal e (b) meridional e as respectivas amplitudes das oscilações de 3-4 dias, obtidas da aplicação de filtro passa-banda com períodos de corte em 2,8 e 4,2 dias, para as observações obtidas sobre São João do Cariri, durante os dias 48-78 e 130-160 nas altitudes de 87, 90 e 93 km.	75
FIGURA 4.8 – O mesmo que a Figura 4.7, porém para os dados obtidos durante os dias 200-230 e 300-330.	76
FIGURA 4.9 – Perfis verticais da amplitude de ondas de 3-4 dias e deslocamento de fase como uma função da altitude.....	77
FIGURA 4.10 – Seção Transversal em longitude-tempo das oscilações de ~4 dias nos dados de temperatura obtidos durante o primeiro episódio para as altitudes de 80 km e 90 km.....	78
FIGURA 4.11 – O mesmo que a Figura 4.10, porém para o segundo episódio (dias 120-160).....	79
FIGURA 4.12 – O mesmo que a Figura 4.10, porém para o terceiro episódio (dias 180-230).....	80
FIGURA 4.13 – O mesmo que a Figura 4.10, porém para o quarto episódio (dias 290-330).....	81
FIGURA A.1 – Radar Meteórico – SKiYMET em São João do Cariri.....	93
FIGURA A.2 – Diagrama de blocos do Radar Meteórico – SKiYMET.	94

LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1 - Principais características do TIMED.....	62
Tabela 3.2 - Principais características do instrumento SABER.	63
Tabela 3.3 - Canais espectrais do SABER e suas respectivas aplicações científicas. ...	64
Tabela 4.1 - Valores estimados dos parâmetros das ondas de 3-4 dias durante os quatro episódios	84

LISTA DE SÍMBOLOS

- A - Coeficiente de Einstein (s^{-1})
- a - Raio terrestre; pelo parâmetro que governa as frequências na transformada de ondaletas
- c - Velocidade de fase relativa ao solo
- C - Integral de Fresnel
- c_g - Velocidade de grupo
- D - Coeficiente de difusão ambipolar; Número quântico
- e - Carga do elétron; Exponencial
- f - Frequência; parâmetro de Coriolis no plano Beta
- g - Aceleração da gravidade
- $G_{T,R}$ - Ganho das antenas transmissora e receptora
- H - Escala de altura; Polinômio de Hermite
- h - Constante de separação, referida como “profundidade equivalente”
- I - Intensidade relativa
- J - Taxa de entrada de calor por unidade de massa
- k - Número de onda horizontal
- L - Operador diferencial de Laplace
- m - Número de onda vertical; Massa do elétron
- N - Frequência de Brunt-Väisälä
- p - Pressão
- P_R - Potência do eco meteórico

- P_T - Potência transmitida pelo radar
- q - Densidade linear de elétrons
- R - Constante universal dos gases; Alcance do eco
- r - Raio da trilha meteórica
- s - Número de onda zonal
- S - Integral de Fresnel
- T - Temperatura; Período
- t - Tempo
- u - Velocidade zonal
- v - Velocidade meridional
- v_r - Velocidade radial
- V - Taxa de emissão volumétrica, velocidade de entrada do meteóro
- w - Velocidade vertical
- y - Distância meridional
- z - Altitude
- β - Plano beta
- ε - Erro
- τ - Constante de decaimento; Período
- θ - Temperatura potencial
- ϕ - Latitude; Fase
- Ω - Taxa de rotação da Terra
- λ - Longitude; Comprimento de onda
- Φ - Geopotencial
- ν - Freqüência

- ω - Frequência angular; Frequência
- ξ - Coordenada meridional adimensional
- ρ - Densidade
- σ_e - Seção transversal de espalhamento de um elétron livre
- μ_o - Permeabilidade magnética do ar

1 INTRODUÇÃO

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

O estudo dos processos dinâmicos da região próxima a mesopausa, compreendida entre 80-100 km de altura, também referida na literatura como alta mesosfera e baixa termosfera (MLT), é realizado em termos de propagação de ondas atmosféricas, uma vez que esta região é caracterizada por comportar uma variedade de

oscilações periódicas de diferentes escalas de espaço e tempo, as quais estão superpostas aos campos médios. A investigação das variáveis atmosféricas tem se concentrado nas análises de dados observados e de estudos teóricos através de modelos numéricos, uma vez que a realização destes estudos requer o entendimento da influência dos movimentos ondulatórios no balanço de momentum e no transporte de massa na média atmosfera.

A média atmosfera terrestre comporta vários processos dinâmicos e uma das características da circulação zonal média dessa região é a presença de oscilações de grandes amplitudes e de longos períodos. Enquanto o escoamento zonal médio da média atmosfera experimenta uma oscilação anual em médias e altas latitudes, na região equatorial e na região de baixas latitudes os ventos são caracterizados por uma oscilação quase bienal (Quase-Biennial Oscillation - QBO) na estratosfera e por uma oscilação semi-anual (Semi-Annual Oscillation - SAO) acima de 35 km de altura (Andrews et al., 1987; Holton, 1992). Medidas realizadas com sensores a bordo de foguetes e de satélites mostraram que as máximas amplitudes da oscilação semi-anual ocorrem em torno de 50 km, na estratopausa, e próximo de 85 km, na mesopausa, enquanto as amplitudes mínimas são registradas em torno de 65 km de altura. Observa-se, ainda, que os máximos da estratopausa e mesopausa estão em anti-fase (Hirota, 1978; Lieberman et al., 1993).

Acredita-se que a circulação zonal média, assim como as oscilações semi-anuais da média atmosfera equatorial e de baixas latitudes, sejam controladas principalmente por ondas atmosféricas que são geradas na baixa atmosfera e se propagam horizontal e verticalmente, sob condições favoráveis, alcançando alturas próximas à mesopausa. A deposição de momentum associada com a quebra ou a dissipação destas ondas, bem como mecanismos convectivos, desempenham um papel importante na manutenção da circulação

atmosférica global da média atmosfera (Vincent e Lesicar, 1991; Vincent, 1993; Yoshida et al., 1999).

Na atmosfera equatorial, os processos dinâmicos se distinguem dos processos das demais regiões e os movimentos ondulatórios de grande escala assumem características diferentes daqueles observados em médias e altas latitudes. Na região equatorial existem ondas que combinam algumas características de ondas de gravidade e de ondas de Rossby, sendo a onda de Kelvin, juntamente com a onda mista de Rossby-Gravidade, dois importantes exemplos (Matsuno, 1966; Holton, 1992). Uma característica fundamental das ondas equatoriais é o fato de elas serem confinadas em latitude e, portanto, a propagação dessas ondas ocorre apenas ao longo do equador e suas amplitudes decrescem com a latitude.

As ondas equatoriais desempenham um papel importante no balanço de energia da atmosfera equatorial. Por exemplo, através da análise das variações sazonais de ondas de Kelvin ultra-rápidas mostrou-se que as variações das amplitudes dessas ondas claramente foram dominadas por uma periodicidade semi-anual, sugerindo uma relação entre essas e as oscilações semi-anuais mesosféricas e/ou estratosféricas (Yoshida *et al.*, 1999). Acredita-se que o transporte de momentum atribuído às ondas equatoriais é responsável, em parte, pela forçante da oscilação quase bienal da estratosfera (Andrews *et al.*, 1987).

As observações das ondas de Kelvin na estratosfera e mesosfera equatorial mostraram que estas são de escala global em longitude e os estudos, baseados em dados de satélite, indicam que boa parte da sua variância é encontrada para os números de onda zonal entre 1 e 3 e ocorrem em três velocidades de fase distintas. A estrutura vertical e as características de propagação das ondas ultra-rápidas de Kelvin foram investigadas em

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

Resultados de estudos recentes mostraram algumas características dos ventos médios, do comportamento das marés atmosféricas, da onda de quase dois dias, como também das oscilações de aproximadamente 6,5 e 16 dias observadas na região da alta mesosfera e baixa termosfera em 23° S (Batista *et al.*, 2004; Lima *et al.*, 2004; Lima *et al.*, 2005, Lima *et al.*, 2006). Embora existam trabalhos publicados sobre o tema, o entendimento da dinâmica da região próxima a mesopausa equatorial e de baixas latitudes do hemisfério sul ainda é escasso, demonstrando assim a necessidade de mais estudos que contribuam para a sua melhor compreensão através da identificação, caracterização e classificação de movimentos periódicos de pequena e de grande escala.

Apesar dos vários artigos dedicados ao estudo das ondas equatoriais observadas na alta mesosfera e baixa termosfera, algumas questões permanecem em aberto, como por exemplo, o impacto da deposição de momentum e energia nos campos de ventos médios. Por sua vez, as estimativas dos parâmetros das ondas equatoriais, em particular as ondas ultra-rápidas de Kelvin, fornecem informações que ajudam inferir o impacto causado pelo transporte e deposição de momentum e energia na região da alta mesosfera e baixa termosfera equatorial.

Neste trabalho investigamos as ondas atmosféricas de escala planetária nos ventos meteorológicos da alta mesosfera equatorial do nordeste brasileiro sobre São João do Cariri-PB

(7,4°S; 36,5°O). Fizemos a caracterização das oscilações com períodos de 3-4 dias presentes nos ventos obtidos durante o ano de 2005 e identificamos nessas oscilações a presença das ondas ultra-rápidas de Kelvin. Adicionalmente utilizamos dados de temperatura obtidos através do instrumento Sounding of the Atmosphere by Broadband Emission Radiometer (SABER), a bordo do satélite Thermosphere-Ionosphere-Mesosphere Energetics and Dynamics (TIMED) para identificar a direção de propagação dessas ondas.

Nosso objetivo principal nesta pesquisa foi estimar os parâmetros de ondas equatoriais com períodos compreendidos entre 3-4 dias, enfatizando as características das ondas ultra-rápidas de Kelvin, observadas na região da alta mesosfera e baixa termosfera (entre 78 e 102 km de altura) utilizando-se para este estudo os ventos horários obtidos em São João do Cariri-PB (7,4° S, 36,5° O) no período de janeiro a dezembro de 2005.

A investigação iniciou-se com a obtenção dos ventos horizontais em suas componentes zonal e meridional para essa localidade, compreendendo o intervalo de 78 a 102 km de altura. Construimos as séries temporais dos ventos, os espectros dos ventos e identificamos as assinaturas espectrais associadas a ondas equatoriais. A partir deste passos, estimamos os parâmetros das ondas equatoriais identificadas e determinamos as estruturas verticais e o comportamento da fase e, em seguida, caracterizamos as oscilações com períodos de 3-4 dias e identificamos, nessas oscilações, as ondas ultra-rápidas de Kelvin.

2 REVISÃO DA LITERATURA

2.1 ESTRUTURA BÁSICA DA ATMOSFERA

De acordo com o comportamento vertical do gradiente de temperatura, a estrutura da atmosfera terrestre é convencionalmente dividida em camadas, as quais são separadas por regiões de transição referidas como pausas. Na Figura 2.1 observamos a distribuição vertical anual média da temperatura e da pressão atmosférica obtida do modelo The COSPAR International Reference Atmosphere (CIRA-86), para uma latitude de 5° Sul no mês de Fevereiro, e a identificação das camadas atmosféricas.

É na camada inferior, troposfera, onde ocorrem os fenômenos de interesse meteorológico. A partir da Figura 1 observamos que nesta camada a temperatura decresce com a altitude a partir de aproximadamente 300 K à superfície, até atingir cerca de 200 K. Este valor encontra-se em torno de 11 km nas regiões polares e 16 km na região equatorial, dependendo da estação do ano. A taxa de decréscimo, nesta região, é quase constante e está

em torno de 6,5 K/km. O decréscimo em altura da temperatura é resultado da radiação solar que atinge a Terra, que por sua vez aquece o ar acima dela. Como o aquecimento da superfície terrestre não é uniforme e o ar aquecido tende a subir enquanto o ar mais frio tende a descer, processos convectivos e turbulentos são gerados nesta camada. A absorção da radiação solar direta pela superfície terrestre é o principal processo de aquecimento na troposfera, tendo como contribuição secundária, o aquecimento causado pela absorção da radiação no infravermelho pelos gases: dióxido de carbono (CO_2), metano (CH_4), vapor d'água (H_2O) e outros.

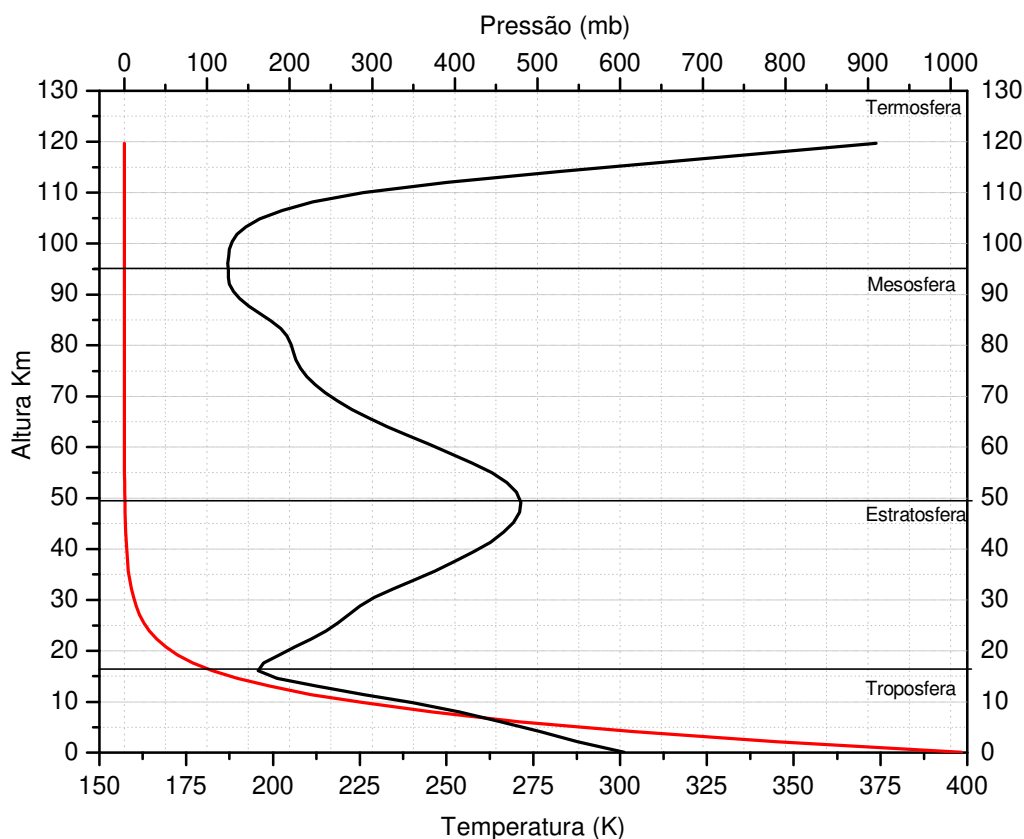


FIGURA 2.1 – Perfil vertical anual médio da temperatura e da pressão em 5° S. Os valores foram tomados do modelo CIRA-86 (The COSPAR International Reference Atmosphere).

A estratosfera é a camada acima da tropopausa, na qual a temperatura aumenta com a altitude, atingindo cerca de 270 K em torno de 50 km, resultado da absorção da radiação ultravioleta solar pelo ozônio, cuja razão de mistura volumétrica alcança o máximo em torno dos 35 km de altura.

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

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

Na mesosfera, as principais fontes de energia são: a absorção da radiação ultravioleta solar pelo ozônio nas bandas de Hartley, entre 242 e 310 nm; a desativação colisional (*quenching*) do oxigênio atômico no nível 1D , geradas por fotólise do O_3 e O_2 ; quantidades significativas de energia são devidas à liberação de energia potencial química da recombinação de três corpos do oxigênio atômico e da reação exotérmica que envolve o hidrogênio (H), e o O_3 ; as interações dinâmicas nas quais ondas de gravidade, marés atmosféricas e ondas planetárias são dissipadas; e o aquecimento e resfriamento devido a movimentos verticais, dentre os quais aqueles relacionados às marés atmosféricas. Já o resfriamento mesosférico decorre dos processos radiativos que envolvem óxido nítrico (NO), O , O_3 e do CO_2 , sendo que este último desempenha um papel dominante. No caso da baixa termosfera, a absorção da radiação no extremo ultravioleta, precipitação de partículas magnetosféricas aurorais, e dissipação de correntes elétricas na ionosfera local decorrentes de várias fontes, são efeitos responsáveis pela deposição de energia na região (Salby, 1995).

2.2 ONDAS ATMOSFÉRICAS

A atmosfera terrestre é capaz de comportar um amplo espectro de movimentos ondulatórios, cujos períodos se estendem da ordem de segundos até a escala de anos (Volland, 1988). Ondas atmosféricas são variações dos campos atmosféricos que se propagam no espaço e no tempo e são causadas por perturbações que provocam o desequilíbrio dos campos a partir de um estado básico, e são possíveis graças às forças restauradoras, as quais, por oposição às perturbações, comportam oscilações locais nas propriedades dos campos atmosféricos. A circulação zonal média é controlada principalmente por ondas atmosféricas que são geradas na baixa atmosfera e se propagam

horizontal e verticalmente, sob condições favoráveis, alcançando regiões da alta atmosfera (Beer, 1975; Holton, 1992).

De acordo com o seu período, as principais ondas atmosféricas de interesse geofísico são categorizadas como ondas de gravidade, marés atmosféricas e ondas planetárias. Na atmosfera terrestre, as ondas governadas por forças de compressibilidade do ar são as ondas acústicas; as ondas devidas à força da gravidade são as ondas de gravidade; e aquelas devidas às forças rotacionais são as ondas de escala planetária Rossby (Beer, 1975; Holton, 1992).

Quanto à natureza da propagação e do deslocamento, as ondas atmosféricas podem ser divididas em três classes: as ondas que se propagam horizontalmente e cujos deslocamentos são verticais denominam-se de ondas verticais transversas; as ondas que se propagam horizontalmente com deslocamento horizontal perpendicular à direção de propagação são denominadas de ondas horizontais transversas; e ondas cujo deslocamento está na mesma direção da propagação são ditas ondas longitudinais. De forma geral, o movimento das ondas atmosféricas pode ser pensado como uma combinação desses três tipos de ondas (Beer, 1975). Todas essas ondas podem ser tratadas como pequenas variações em torno do estado básico da atmosfera e, portanto, elas irão satisfazer equações lineares.

As ondas de gravidade são tipos de ondas com escala horizontal relativamente pequena (da ordem de centenas a milhares de km) em comparação a escala global. Em geral, para essas ondas, o período e o comprimento de onda são curtos e a velocidade de fase é baixa. Ondas de gravidade normalmente se propagam com velocidades bem menores do que as ondas sonoras, sendo sua existência devida principalmente ao empuxo

(flutuabilidade), resultante do desbalanço entre força de gradiente de pressão e a força de gravidade.

As marés atmosféricas são oscilações em escala global, produzidas por uma combinação das ações gravitacionais do Sol e da Lua sobre a Terra e pela ação térmica do sol, cujos períodos são sub-harmônicos de um dia solar ou lunar. Marés solares migrantes são induzidas por mecanismos térmicos devido à absorção periódica atmosférica de radiação solar, principalmente pela absorção de radiação do infravermelho próximo pela água e vapor d'água na troposfera; do ultravioleta pelo ozônio na estratosfera e baixa mesosfera; nas bandas e contínuo de Schumann-Runge pelo O_2 e N_2 na baixa termosfera; e do ultravioleta extremo pelo O na alta termosfera.

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

Dentro desses movimentos ondulatórios destaca-se a onda de Kelvin. Ela é assim chamada por causa de sua semelhança com a onda de Kelvin aprisionada na costa oceânica, que foi descoberta por Lord Kelvin em 1879. As ondas de Kelvin têm direção de propagação para leste e sua estrutura vertical é idêntica a de uma onda de gravidade que se propaga para leste. A estrutura latitudinal das perturbações nos campos de pressão e de velocidade zonal, devido a estas ondas, é gaussiana e simétrica em relação ao equador, enquanto a componente de velocidade meridional é desprezível (Matsuno, 1966; Younger e Mitchell, 2006). Ondas de Kelvin são ondas aprisionadas na região equatorial, pois

necessitam de um contorno (duto) para propagar-se e, na atmosfera, quem faz o papel do contorno é o parâmetro de Coriolis que muda de sinal em torno do equador (Matsuno, 1966; Holton, 1992). A literatura considera que as ondas de Kelvin sejam originadas pela liberação de calor latente associada com convecção na troposfera e podem ser observadas no vento atmosférico, nos campos de temperatura e pressão e são fontes de momento na média atmosfera (Holton, 1972; Salby e Garcia, 1987).

Ondas de Kelvin podem ser classificadas em três distintas classes segundo os seus períodos e velocidades de fase. As ondas lentas são aquelas com períodos entre 15 a 20 dias, velocidade de fase horizontal de 20-40 m/s, e comprimento de onda vertical de 10 km (Wallace e Kousky, 1968). As ondas com períodos entre 6 e 10 dias são denominadas de ondas rápidas de Kelvin, se propagam com velocidade de fase horizontal de 50-80 m/s e comprimento de onda vertical de 20 km (Hirota, 1978). As ondas de Kelvin com período em torno de 3-4 dias são denominadas ondas ultra-rápidas de Kelvin, a velocidade de fase horizontal é de 120 m/s e o comprimento de onda vertical é de aproximadamente 40 km (Salby et al., 1984).

2.3 ONDAS EQUATORIAIS

Ondas Equatoriais constituem-se numa importante classe de ondas que se propagam para leste e para oeste e que estão aprisionadas em torno do equador, isto é, elas decaem ao afastarem-se meridionalmente da região equatorial. Aquecimento diabático por convecção tropical organizada pode excitar movimentos ondulatórios equatoriais. Através de tais ondas os efeitos de tempestades convectivas podem ser comunicados sobre longas distâncias nos trópicos. Essas ondas podem produzir respostas remotas a fontes localizadas de calor. Além disso, influenciando o padrão de convergência da mistura em baixo nível

elas podem parcialmente controlar a distribuição espacial e temporal de aquecimento convectivo.

Para se introduzir a teoria de ondas equatoriais, parte-se da teoria das marés de Laplace. Assumindo-se processos adiabáticos não viscosos e movimentos de pequena escala, investigam-se teoricamente as ondas atmosféricas através do uso de equações perturbadas dos movimentos atmosféricos derivados das equações fundamentais da dinâmica, tais como: as equações de movimento, primeira lei da termodinâmica, equação da continuidade e a equação de estado dos gases ideais. A força restauradora para essas ondas é provida pela estabilidade da densidade estratificada da atmosfera, denominada de flutuabilidade e pela rotação da Terra, que é representada pelo parâmetro de coriolis (Tsutsumi, 1995, p 6).

2.3.1 Teoria Linear para as Ondas Equatoriais

A estrutura horizontal dos vários modos de ondas equatoriais pode ser elucidada claramente considerando-se oscilações livres dentro do contexto de águas rasas. Por simplicidade, considera-se as equações linearizadas do momentum e da continuidade para um sistema fluido de profundidade média h_e num estado básico sem movimento. Desde que o interesse, neste trabalho, é apenas entre os trópicos, utiliza-se a geometria cartesiana sobre um plano β equatorial. Nesta aproximação, os termos proporcionais ao $\cos\phi$ são substituídos pela unidade e os termos proporcionais ao $\sin\phi$ são substituídos por y/a em que y é a distância de um círculo de latitude ao equador e a é o raio da Terra. O parâmetro de Coriolis neste contexto é aproximadamente dado por:

$$f = \beta y, \tag{1}$$

em que $\beta = 2\Omega/a$, e Ω é a velocidade angular da Terra. As equações linearizadas resultantes para perturbações sobre um estado básico sem movimento e profundidade média h_e podem ser escritas como:

$$\begin{aligned}\frac{\partial u'}{\partial t} - \beta y v' &= -\frac{\partial \Phi'}{\partial x}, \\ \frac{\partial v'}{\partial t} + \beta y u' &= -\frac{\partial \Phi'}{\partial y}, \\ \frac{\partial \Phi'}{\partial t} + gh_e \left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} \right) &= 0.\end{aligned}\tag{2}$$

As duas primeiras equações em (2) descrevem o movimento e a terceira é a equação da continuidade. Em que $\Phi' = gh'$ é a flutuação do geopotencial e as variáveis com linhas (apóstrofe) representam as perturbações nos campos.

As dependências de x e t podem ser separadas especificando as soluções na forma de ondas zonalmente propagantes:

$$\begin{pmatrix} u' \\ v' \\ \Phi' \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{u}(y) \\ \hat{v}(y) \\ \hat{\Phi}(y) \end{bmatrix} \exp[i(kx - \nu t)],\tag{3}$$

A substituição de (3) em (2) fornece um conjunto de equações diferenciais ordinárias em y para as funções $\hat{u}, \hat{v}, \hat{\Phi}$ da estrutura meridional:

$$\begin{aligned}-i\nu \hat{u} - \beta y \hat{v} &= -ik \hat{\Phi}, \\ -i\nu \hat{v} + \beta y \hat{u} &= -\frac{\partial \hat{\Phi}}{\partial y}, \\ -i\nu \hat{\Phi} + gh_e \left(ik \hat{u} + \frac{\partial \hat{v}}{\partial y} \right) &= 0.\end{aligned}\tag{4}$$

Solucionando a primeira equação de (4) para \hat{u} e substituindo o resultado nas outras duas equações obtém-se:

$$\begin{aligned} (\beta^2 y^2 - v^2) \hat{v} &= ik\beta y \hat{\Phi} + i\nu \frac{\partial \hat{\Phi}}{\partial y}, \\ (v^2 - gh_e k^2) \hat{\Phi} + i\nu gh_e \left(\frac{\partial \hat{v}}{\partial y} - \frac{k}{v} \beta y \hat{v} \right) &= 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Substituindo-se a segunda equação de (5) na primeira, para eliminar $\hat{\Phi}$, encontra-se uma equação diferencial de segunda ordem na variável \hat{v} :

$$\frac{\partial^2 \hat{v}}{\partial y^2} + \left[\left(\frac{v^2}{gh_e} - k^2 - \frac{k}{v} \beta \right) - \frac{\beta^2 y^2}{gh_e} \right] \hat{v} = 0. \quad (6)$$

A equação (6) é homogênea e espera-se que a solução trivial satisfazendo a condição de decaimento para grandes valores de $|y|$ exista apenas para certos valores de v , correspondendo a frequências de perturbações de modo normal. Antes de discutir essa equação em detalhes é interessante considerar os limites assintóticos que ocorrem quando ambos $h_e \rightarrow \infty$ ou $\beta \rightarrow 0$. No presente caso, é equivalente assumir que o movimento é não divergente, então (6) reduz-se para:

$$\frac{\partial^2 \hat{v}}{\partial y^2} + \left[-k^2 - \frac{k}{v} \beta \right] \hat{v} = 0. \quad (7)$$

Soluções existem na forma $\hat{v} \sim \exp(i ly)$, contanto que v satisfaça a relação de dispersão da onda de Rossby, $v = \frac{-\beta k}{(k^2 + l^2)}$. Isso ilustra que a dinâmica equatorial para o fluxo barotrópico não divergente não é uma forma especial. A rotação da Terra entra apenas na forma do efeito β ; ele não é dependente de f . Por outro lado se $\beta = 0$, toda

influência da rotação é eliminada e a equação (6) reduz-se ao modelo de onda de gravidade de águas-rasas, que possui solução não trivial dada por:

$$v = \pm [gh_e(k^2 + l^2)]^{\frac{1}{2}}. \quad (8)$$

A partir da equação (6), as soluções para a distribuição meridional de \hat{v} submetida à condição de contorno de que $|y| \rightarrow \infty$ (Essa condição de contorno é necessária uma vez que a aproximação de que $f \approx \beta y$ não é válida para latitudes muito além de $\pm 30^\circ$), resultam em ondas que podem ser equatorialmente aprisionadas se elas estão em boa aproximação com a solução exata sobre a esfera.

A equação (6) difere da equação clássica para um oscilador harmônico em y porque o coeficiente quadrático nos parênteses não é constante, mas é uma função de y . Para y suficientemente pequeno esse coeficiente é positivo e as soluções oscilam em y , enquanto que para grandes valores de y , as soluções crescem ou decaem em y . Apenas as soluções com decaimento podem satisfazer as condições de contorno. Desta forma as soluções da equação (6), que satisfazem as condições de decaimento em pontos distantes do equador, apenas existem quando a parte constante do coeficiente quadrático nos parênteses satisfaz a relação:

$$\frac{\sqrt{gh_e}}{\beta} \left(-\frac{k}{v} \beta - k^2 + \frac{v^2}{gh_e} \right) = 2n + 1. \quad (9)$$

com: $n = 0, 1, 2, 3, \dots$

Esta é uma equação de dispersão cúbica determinando as frequências permitidas de oscilações livres equatorialmente aprisionadas para o número de onda zonal k e para o

número n do modo meridional. Essas soluções podem ser expressas mais convenientemente se y é substituído pela coordenada meridional adimensional, assim:

$$\xi \equiv \left(\frac{\beta}{\sqrt{gh_e}}\right)^{\frac{1}{2}} y, \quad (10)$$

Cuja solução tem a forma:

$$\hat{v}(\xi) = H_n(\xi) \exp\left(-\frac{\xi^2}{2}\right). \quad (11)$$

com $H_n(\xi)$ designando o n -ésimo polinômio de Hermite e sendo os primeiros desses polinômios dados por: $H_0(\xi) = 1$; $H_1(\xi) = 2\xi$; $H_2(\xi) = 4\xi^2 - 2$. Então o índice n corresponde ao número de modos no perfil de velocidade no domínio $|y| < \infty$.

Em geral, as três soluções $H_n(\xi)$ apresentadas podem ser interpretadas como ondas de gravidade equatorialmente aprisionada movendo-se para leste, movendo-se para oeste e ondas equatoriais de Rossby movendo-se para oeste, respectivamente. O caso $n = 0$ (para o qual a velocidade da perturbação meridional tem uma distribuição Gaussiana centrada no equador) pode ser tratado separadamente. Neste caso a relação de dispersão (9) é fatorada como:

$$\left(\frac{v}{\sqrt{gh_e}} - \frac{\beta}{v} - k\right) \left(\frac{v}{\sqrt{gh_e}} + k\right) = 0. \quad (12)$$

A raiz $\frac{v}{k} = -\sqrt{gh_e}$ corresponde à onda de gravidade propagando-se para oeste, o que não é permitido, pois o segundo termo nos parênteses em (12) foi implicitamente

considerado não tender a zero quando as equações em (5) foram combinadas para eliminar $\hat{\Phi}$. As raízes obtidas pelo primeiro termo nos parênteses em (12) são:

$$\mathbf{v} = k\sqrt{gh_e} \left[\frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \left(1 + \frac{4\beta}{k^2\sqrt{gh_e}} \right)^{\frac{1}{2}} \right]. \quad (13)$$

As raízes positivas correspondem à ondas equatoriais inércio-gravitacionais propagando-se para leste, enquanto que raízes negativas correspondem a ondas propagando-se para oeste, as quais se assemelham a uma onda inércio-gravitacional com uma grande escala zonal ($k \rightarrow 0$) e assemelham-se a uma onda de Rossby para escalas com características de perturbação de escala sinóticas. Este modo é sempre referido como uma onda de Rossby-Gravidade. A estrutura horizontal da solução $n = 0$ propagando-se para oeste é mostrada na Figura 2.2.

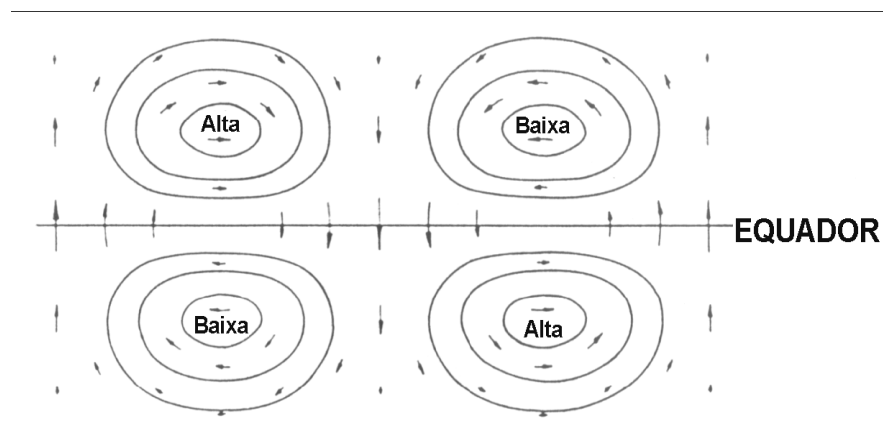


FIGURA 2.2 - Distribuição das perturbações da velocidade e pressão num plano para ondas mistas de Rossby-gravidade.

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

2.3.2 Ondas Atmosféricas Equatoriais de Kelvin

Em adição aos modos já discutidos acrescenta-se outro modo, de grande importância prática, chamado de onda de Kelvin. A onda atmosférica de Kelvin é um tipo de onda que existe apenas na região equatorial. O balanço de força que governa este tipo de onda é controlado pela estratificação do ar e pela mudança do sinal da força de Coriolis no equador. Ela é uma onda que se move para leste, não possui componente de velocidade meridional e é observada principalmente com comprimentos de onda igual à circunferência da Terra ou metade dele, isto é, com número de onda 1 e 2. Essas ondas propagam-se verticalmente, com uma amplitude que aumenta exponencialmente com a altura, até um nível em que as condições são tais que a onda se dissipa e transfere energia para o fluxo básico (Timmermans, 2005).

Essa transferência de energia ou momentum influencia a velocidade e a direção do fluxo básico e faz um importante papel na Oscilação Quase Bienal (QBO) no vento zonal médio na estratosfera tropical abaixo de 35km. Em maiores alturas na atmosfera, a dissipação de ondas de Kelvin contribui para as Oscilações Semi-Anuais (SAO) vistas no vento zonal médio na estratosfera superior (acima de 35 km) e baixa mesosfera. Ondas de Kelvin induzem flutuações nas velocidades vertical e zonal do vento, na altura geopotencial e na temperatura (Timmermans, 2005). Para este modo, a perturbação na velocidade meridional anula-se e as equações de (2) tornam-se:

$$\begin{aligned}
 -\dot{v}\hat{u} &= -ik\hat{\Phi}, \\
 \beta y\hat{u} &= -\frac{\partial\hat{\Phi}}{\partial y}, \\
 -\dot{v}\hat{\Phi} + gh_e(ik\hat{u}) &= 0.
 \end{aligned}
 \tag{14}$$

Ao se combinar a primeira e a terceira equação em (14) para eliminar $\hat{\Phi}$, obtém-se a relação de dispersão para onda de Kelvin e observa-se que ela é idêntica aquela obtida para as ondas de gravidade ordinárias em águas-rasas:

$$c^2 \equiv \left(\frac{v}{k} \right)^2 = gh_e. \quad (15)$$

De acordo com esta equação a velocidade de fase c pode ser tanto positiva quanto negativa, mas se a primeira e a segunda equação de (14) forem combinadas para eliminar $\hat{\Phi}$, obtém-se uma equação diferencial de primeira ordem para determinar a estrutura meridional:

$$\beta y \hat{u} = -c \frac{\partial \hat{u}}{\partial y}, \quad (16)$$

A qual quando integrada produz:

$$\hat{u} = u_o \exp\left(-\frac{\beta y^2}{2c}\right). \quad (17)$$

em que u_o é a amplitude da perturbação da velocidade zonal no equador. A equação (17) mostra que se as soluções decaindo ao afastar do equador existem, a velocidade de fase deve ser positiva ($c > 0$). Então, ondas de Kelvin são ondas propagando-se para leste e tem velocidade zonal e perturbação de geopotencial que variam em latitude como uma função Gaussiana centrada no equador.

O vento perturbado e a estrutura geopotencial para ondas de Kelvin e o balanço de forças meridional são mostrados no plano nas Figuras 2.3 e 2.4. Na direção zonal, o balanço das forças é exatamente aquele de uma onda de gravidade em águas rasas propagando-se para leste. O balanço de forças meridional para o modo Kelvin está num

exato balanço geostrófico entre a velocidade zonal e o gradiente meridional de pressão. É a mudança no sinal do parâmetro de Coriolis no equador que permite este tipo especial de modo equatorial existir. A estrutura da onda no plano xz é semelhante aquela de uma onda interna gravidade. A Figura 2.5 mostra uma secção da altura-longitude com as perturbações na velocidade, pressão e temperatura ao longo do equador. Para uma onda de Kelvin com $|m| < \frac{1}{2H}$, as perturbações na temperatura poderão levar perturbações no vento zonal por $\frac{1}{4}$ de ciclo. Esta aproximação denominada de aproximação "Boussinesq" funciona razoavelmente para ondas lentas de Kelvin na estratosfera inferior.

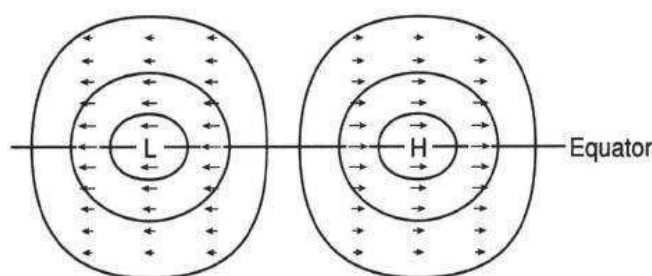


FIGURA 2.3 – Distribuição das perturbações da velocidade e pressão num plano para ondas de Kelvin.

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

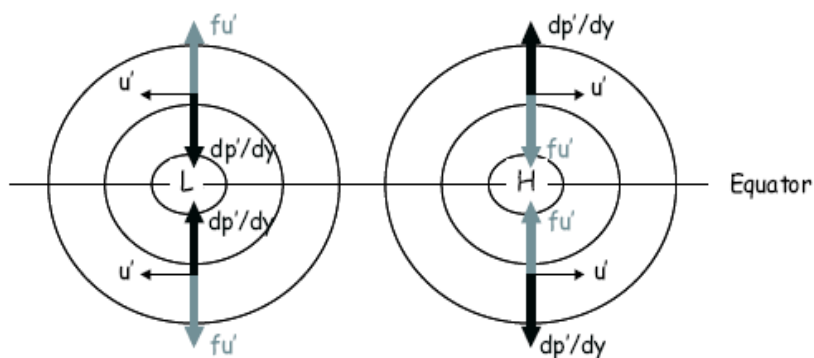


FIGURA 2.4 – Balanço de forças meridional para as ondas equatoriais de Kelvin.

FONTE: Adaptado de Timmermans(2005)

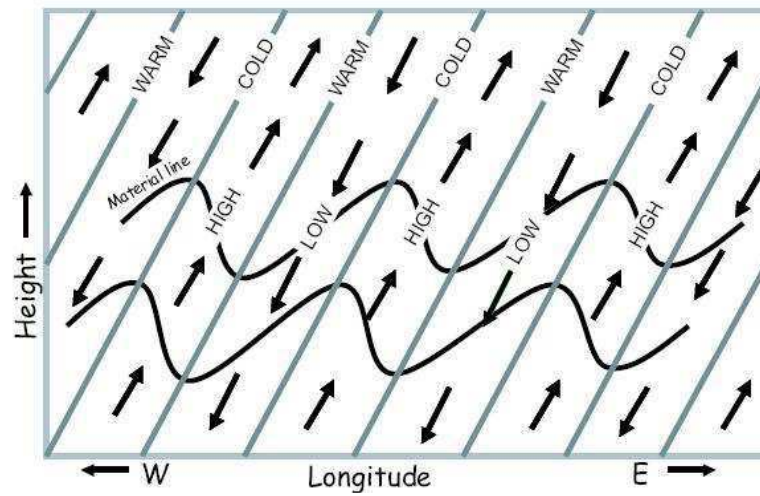


FIGURA 2.5 – Seção de altura em função da longitude ao longo do equador que mostra as perturbações na velocidade, pressão e temperatura. High (alto) e Low (baixo) denotam regiões de perturbações positivas e negativas de pressão. Warm (quente) e Cold (frio) denotam, respectivamente, a localização de máximos e mínimos nas perturbações de temperatura.

FONTE: Adaptado de Timmermans (2005)

2.3.3 Determinação do Comprimento de Onda Horizontal para as Ondas de Kelvin

Temos que, (Andrews, 1987; Holton, 1992):

$$\begin{aligned} L_x &= \frac{2}{k}, \\ L_z &= \frac{2}{m}, \\ L_x &= c_x. \end{aligned} \tag{18}$$

Sabemos ainda que:

$$\begin{aligned} * &= -k\bar{u}, \\ &= -\frac{Nk}{m}. \end{aligned} \tag{19}$$

$$\text{Então: } \frac{2}{m} = -\frac{NK}{m} - k\bar{u} \Rightarrow \frac{2}{m} = -k \left[\frac{N}{m} + \bar{u} \right] = -\frac{2}{L_x} \left[\frac{NL_z}{2} + \bar{u} \right],$$

simplificando-se vem:

$$L_x = \left[\frac{NL_z}{2} + \bar{u} \right]. \quad (20)$$

Através da equação (20), podemos estimar o comprimento de onda horizontal das ondas atmosféricas de. Em que L_x é o comprimento de onda horizontal, L_z é o comprimento de onda vertical, τ é o período da onda, N é a frequência natural (frequência de Brunt Väissälä) e \bar{u} é a velocidade média do vento zonal.

3 MATERIAIS E MÉTODO

3.1 RADAR METEÓRICO

A pesquisa desenvolvida nesta dissertação teve como base as observações de ventos horizontais da região próxima a mesopausa. Os dados de ventos horizontais foram estimados a partir das informações registradas pelo radar meteorológico que opera em São João do Cariri-PB ($7,4^{\circ}\text{S}$; $36,5^{\circ}\text{O}$) no período compreendido de janeiro a dezembro de 2005.

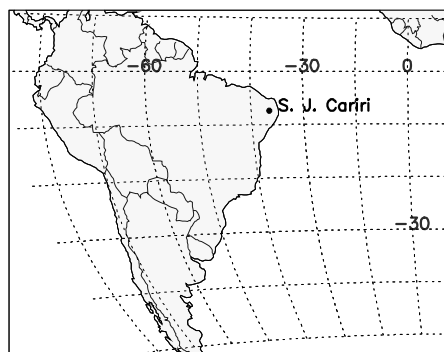


FIGURA 3.1 – Localização do radar meteorológico cujos dados foram utilizados nesta dissertação.

FONTE: adaptado de Lima (2004,)

3.1.1 Trilha Meteórica como Traçador de Ventos

Quando os meteoróides ingressam na atmosfera terrestre, eles colidem com as moléculas gasosas. As colisões entre os meteoróides e as moléculas atmosféricas produzem ablação e, assim, formam-se trilhas contendo gás ionizado que podem refletir ondas de rádio. O mecanismo de reflexão depende da densidade de elétrons livres na trilha meteórica. Quando a densidade linear de elétrons em uma trilha ionizada é suficientemente alta, o meteoro é dito sobredenso e quando a densidade linear de elétrons livres é baixa, o meteoro é dito subdenso (Tsutsumi, 1995).

A densidade linear limite de elétrons, q , entre esses dois tipos de meteoros é dada por:

$$q = \pi^3 \frac{r_o^2}{\lambda} (2,4 \times 10^{14}) \quad (21)$$

em que q é dado em elétrons por metro, r_o é o raio inicial da trilha e λ é o comprimento de onda do radar (McKinley, 1961). Quando uma trilha tem densidade menor que este valor, todos o ecos recebidos tornam-se subdensos e o sinal do radar penetra na trilha e é refletido parcialmente por cada elétron independentemente. Quando o eco é sobredenso o tempo de vida dele torna-se maior que o tempo disponível de medida do radar e, neste caso, a informação produzida não nos permite inferir a velocidade. O raio inicial da trilha é encontrado através da expressão:

$$\log_{10} r_o = 0,019h - 1,92 + \log_{10} \left(\frac{V}{40} \right) \quad (22)$$

Com o resultado expresso em metros; h é a altitude (em km) e V é a velocidade de entrada do meteoro (em km/s). Esta velocidade, em média, encontra-se no intervalo 11 – 73 km/s (Tsutsumi, 1995).

3.1.2 Características dos Meteoros

No modelo básico para uma trilha meteórica cuja densidade de elétrons livres é baixa, os efeitos devidos à expansão radial, recombinação, junção ou difusão de elétrons, bem como movimentos de distorção devido ao vento neutro não são considerados. De acordo com a teoria de decaimento do eco meteórico para 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:

$$\Delta P_R = \frac{P_T G_T G_R \lambda^2 \sigma_e}{64\pi^3 R^4}, \quad (23)$$

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

$$\sigma_e = \frac{\mu_o e^4}{16\pi^2 m^2}, \quad (24)$$

em que μ_o , e , e m são a permeabilidade do ar, a carga e a massa do elétron, respectivamente. Após integração, para todos os elétrons, da Equação (23) e tomando-se uma média temporal dentro de um curto intervalo de tempo, obtém-se a seguinte expressão para a potência do eco quase-instantânea, P_R , recebida de todos os elétrons da trilha (McKinley, 1961):

$$P_R = 2.5 \times 10^{-32} P_T G_T G_R q^2 \left(\frac{\lambda}{R_o} \right)^3 \frac{C^2 + S^2}{2}, \quad (25)$$

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

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

$$P(t) = P_o \times e^{\left(-\frac{32\pi^2 D t}{\lambda^2} \right)}, \quad (26)$$

em que D é o coeficiente de difusão ambipolar, P_o é a potência inicial e t é o tempo decorrido. A constante de decaimento de $\frac{1}{e}$, τ , é definida como:

$$\tau = \frac{\lambda^2}{32\pi^2 D}. \quad (27)$$

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

$$D \propto \frac{T}{\rho} \sqrt{2}. \quad (28)$$

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

$$v_r = \frac{\lambda}{2} \Delta f. \quad (29)$$

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

3.1.3 Estimativa das Componentes do Vento

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

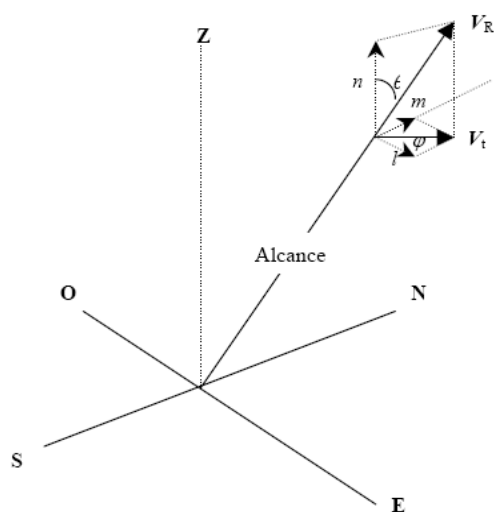


FIGURA 3.2 – Esquema da geometria usada para determinar a velocidade do vento radial com um radar Doppler.

FONTE: Adaptado de Lima (2004).

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

$$\mathbf{v}_{ri}^{\Gamma} = v_{ri} \hat{i}_{ri}, \quad (30)$$

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

$$l_i = \text{sen}\theta_i \cos\phi_i, \quad (31)$$

$$m_i = \text{sen}\theta_i \text{sen}\phi_i, \quad (32)$$

$$n_i = \cos\theta_i. \quad (33)$$

Já o vento médio é descrito como segue:

$$\overset{1}{V} = u\hat{i} + v\hat{j} + w\hat{k}, \quad (34)$$

em que u , v e w representam as componentes zonal, meridional e vertical do vento, respectivamente. A grandeza vr_i , é a projeção do vetor velocidade média do vento sobre o vetor da linha de visada do radar, $\overset{1}{i}_{ri}$, ou seja:

$$vr_i = \overset{1}{V} \cdot \overset{1}{i}_{ri}. \quad (35)$$

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

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

$$\varepsilon^2 = \sum_{i=1}^N [(ul_i + vm_i + wn_i) - V_{Ri}]^2. \quad (36)$$

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

3.1.4 Radar Interferométrico SKiYMET

O sistema de radar meteórico interferométrico HF/VHF All-Sky (chamado SKiYMET) é um receptor multicanal coerente de pulsos de radar, utilizando software e técnicas de cálculos sofisticados para adquirir, detectar, analisar e mostrar eventos meteóricos. Vários cálculos são feitos em tempo real sobre os meteoros detectados. Os resultados desses cálculos podem fornecer várias informações acerca desses meteoros.

Quando um meteoróide entra na atmosfera, rapidamente ele sofre ablação deixando uma trilha de gás ionizado ao longo do caminho por onde passou. Essa trilha, de tempo de vida curto, pode ser detectada através do radar meteórico. O radar na terra transmite um curto pulso de energia eletromagnética através de uma pequena antena. Esse pulso ocorre na forma de onda de rádio em Alta ou Muito Alta Frequência (em inglês: HF/VHF respectivamente). Parte da energia transmitida é refletida pela trilha meteórica e é detectada num conjunto de antenas receptoras e suas características são armazenadas pelo radar meteórico. Um arranjo de antenas Yagi é usado para a transmissão e recepção dos sinais.

A trilha meteórica resultante é levada (advectada) pelo vento eletricamente neutro. Observando-se como a trilha desloca-se no tempo, vários cálculos são realizados com os dados dos ecos detectados, assim deduções podem ser feitas acerca da velocidade e direção do vento atmosférico na altitude na qual o meteoro foi observado. O vento é obtido através da medida da velocidade radial de todos os meteoros detectados e combinando-se esses resultados. Os instrumentos detectam um número suficiente de ecos meteóricos durante o dia que permitem um compreensível quadro do campo de ventos obtido.

O sistema (SKiYMET Meteor Radar System) em São João do Cariri-PB, opera continuamente na frequência de 35.24 MHz e potência de pico de 12kW. Os ventos horizontais são determinados para sete camadas com 4 km de espessura e centradas nas altitudes de 81, 84, 87, 90, 93, 96 e 99 km. Os dados de ventos correspondem à média horária dos eventos que são detectados pelo radar.

O radar meteórico VHF foi projetado para operar em frequências com alta repetição de pulsos. A detecção do meteoro é realizada através de dois processos sucessivos. Primeiro é feita a identificação do potencial do sinal, através de análise da fase e quadratura. No segundo estágio, esses sinais são detalhadamente examinados e confirmados como sinais meteóricos ou não.

Com respeito a aplicações atmosféricas, através desse radar se é capaz de determinar ventos e temperaturas nas regiões cujas alturas na atmosfera estão compreendidas entre 80 e 100 km, utilizando as trilhas meteóricas deixadas por pequenos meteoróides ao entrarem na atmosfera. Cada trilha de plasma é carregada pelo vento e a trilha no vento neutro é monitorada através do uso de uma combinação de técnicas interferométrica e Doppler. Podem-se utilizar estas informações para medir os ventos na atmosfera superior. Através da medida da taxa de expansão da trilha, podem-se determinar também as temperaturas dos níveis superiores. Ele é capaz de detectar tipicamente entre 2.000 e 20.000 ecos por dia, dependendo dos parâmetros do sistema, época do ano e das atividades meteóricas existentes no local. Devido ao design deste radar, pode-se monitorar uma grande parte do céu simultaneamente – conseqüentemente este é um sistema que tem capacidade "all-sky" (visada de todo céu).

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

3.2 ANÁLISE DOS VENTOS

As velocidades radiais foram determinadas através de funções de auto-correlação e correlação cruzada associadas aos meteoros detectados e o uso da taxa de mudança de fase no intervalo próximo a zero. O sistema opera automaticamente durante todo o dia, possibilitando a obtenção da média horária do vento em intervalos de 2 km, entre 78 e 102 km. A metodologia utilizada para estimativa dos ventos horizontais é a mesma descrita por Lima (2004b).

Em geral, as ondas atmosféricas de escala planetária ocorrem como manifestações transitórias de atividades de ondas durante determinados intervalos de tempo que se prolongam por semanas ou até meses. Conseqüentemente fez-se necessário avaliar a distribuição temporal do espectro de frequências. Para tanto, o emprego da transformada de ondaletas mostrou-se uma ferramenta útil na análise de séries não estacionárias (Kumar e

Foufoula-Georgiou, 1997; Torrence e Compo, 1998). Dada a sua simplicidade, a transformada de ondaletas de Morlet, a qual tem sido utilizada na investigação da presença ou não de perturbações ondulatórias nos ventos neutros da região próxima à mesopausa (Pancheva e Mukhtarov, 2000; Lima et al., 2005), foi empregada no presente trabalho. Para estudar a evolução temporal de cada uma das oscilações de interesse, os dados foram submetidos a filtros passa banda, cujas frequências, superior e inferior, permitem selecionar períodos específicos das oscilações. As amplitudes e as estruturas de fases referentes a essas oscilações foram obtidas através de análise harmônica.

Os resultados obtidos para os parâmetros das ondas de 3-4 dias observadas em São João do Cariri foram comparados com os resultados divulgados para outros locais e também foram comparados com os resultados teóricos.

3.3 ANÁLISE DE SINAIS

3.3.1 A Série de Fourier

O estudo de sinais não-estacionários exige abordagens matemáticas robustas de análise para que se possam compreender os fenômenos físicos que estão agindo em qualquer sistema natural. Na análise de séries temporais o objetivo básico é o de aproximar uma função do tempo por uma combinação linear de harmônicos (Morettin, 1999). Uma destas ferramentas é a Transformada em Ondaletas (Wavelets)¹, que nos permite analisar séries-temporais obtidas de qualquer sistema físico. A Transformada em Ondaletas pode

¹ O vocábulo “ondaleta” é utilizado por Morettin (1999) dada a conotação diminutiva do termo original “ondellete”, do francês (cuja correspondência em inglês é wavelet). Embora o vocábulo “ondeleta” seja utilizado, neste trabalho, optamos pelo vocábulo utilizado por Morettin.

ser aplicada nas mais diversas áreas do conhecimento, como por exemplo, nos estudos sobre turbulência atmosférica, processamento de sinais, assim como em sistemas hidrológicos. O uso desta ferramenta se faz necessário devido ao fato de que as séries-temporais, tomadas de qualquer sistema físico, possuem características não-estacionárias. Entenda-se como característica não-estacionária as séries-temporais cujo seus momentos estatísticos (média, variância, etc), variam em quaisquer segmentos tomados desta série (Morettin, 1999).

Antes de 1930, Joseph Fourier, com sua teoria de análise de frequência afirmou que qualquer função periódica, $f(x)$, pode ser expressa por um somatório de funções senos e co-senos na seguinte forma:

$$f(x) = a_0 + \sum_{k=1}^{\infty} [a_k \cos(kx) + b_k \sin(kx)] \quad (37)$$

sendo que: a_0 , a_k e b_k são os coeficientes de Fourier os quais determina-se através das seguintes integrais:

$$a_0 = \frac{1}{2L} \int_{-L}^L f(x) dx \quad (38)$$

$$a_k = \frac{1}{L} \int_{-L}^L f(x) \cos\left(\frac{k\pi x}{L}\right) dx \quad (39)$$

$$b_k = \frac{1}{L} \int_{-L}^L f(x) \sin\left(\frac{k\pi x}{L}\right) dx \quad (40)$$

com L sendo o período genérico da função $f(x)$.

3.3.2 A Transformada de Fourier (TF)

A Transformada de Fourier (TF) é uma ferramenta que nos permite determinar a contribuição, de cada componente seno e co-seno presente na série, na energia total da série temporal. O par de Transformadas de Fourier é dado como:

(a) Transformada inversa de Fourier de $F(\omega)$:

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) e^{i\omega t} d\omega = F^{-1}[F(\omega)], \quad (41)$$

(b) Transformada direta de Fourier de $f(t)$:

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt, = F[f(t)], \quad (42)$$

sendo ω a frequência e $f(t)$ a série temporal.

Assim, uma função não-periódica $f(t)$ pode ser representada em termos de funções exponenciais em todo o intervalo $(-\infty < t < \infty)$. A equação (41) representa $f(t)$ como uma soma contínua de funções exponenciais com frequências compreendidas no intervalo $(-\infty < \omega < \infty)$. As amplitudes das componentes de qualquer frequência ω são proporcionais a $F(\omega)$. Portanto, $F(\omega)$ representa o espectro de frequências de $f(t)$ e é chamada de função densidade espectral. Neste caso, diferentemente de uma função periódica que possui um espectro discreto de frequências, o espectro para uma função não-periódica é contínuo. A Transformada de Fourier é uma ferramenta que decompõe determinado sinal nas suas componentes. A representação no domínio do tempo especifica uma função em cada instante de tempo, enquanto que a representação no domínio da

frequência especifica as amplitudes relativas das componentes de frequência da função. Em geral a função $F(\omega)$ é complexa e necessita de dois gráficos para sua representação gráfica.

$$F(\omega) = |F(\omega)|e^{j\theta(\omega)} \quad (43)$$

Deste modo, $F(\omega)$ pode ser representada por um gráfico de amplitude $|F(\omega)|$ e um gráfico de fase $\theta(\omega)$.

3.3.3 Convolução

A convolução (operação representada por $*$) é uma das mais eficazes ferramentas na análise de frequência. Ela é um tipo especial de multiplicação. Dadas duas funções $f_1(t)$ e $f_2(t)$, a convolução, de forma geral, é definida através da seguinte integral:

$$f_1(t) * f_2(t) = f(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f_1(t) f_2(t - \tau) d\tau, \quad (44)$$

A convolução pode ser:

(a) No tempo.

$$\text{Se: } f_1(t) \rightarrow F_1(\omega) \text{ e } f_2(t) \rightarrow F_2(\omega),$$

pode-se mostrar que:

$$f_1(t) * f_2(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f_1(t) f_2(t - \tau) d\tau \leftrightarrow F_1(\omega) F_2(\omega). \quad (45)$$

(b) Na frequência.

$$\text{Se: } f_1(t) \rightarrow F_1(\omega) \text{ e } f_2(t) \rightarrow F_2(\omega),$$

pode-se mostrar que:

$$f_1(t)f_2(t) \leftrightarrow \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F_1(u)F_2(\omega - u)du, \quad (46)$$

Ou seja:

$$f_1(t)f_2(t) \leftrightarrow \frac{1}{2\pi} [F_1(\omega) * F_2(\omega)]. \quad (47)$$

Portanto, tem-se que a convolução de duas funções no domínio do tempo é equivalente à multiplicação dos seus espectros no domínio da frequência e, que a multiplicação de duas funções no domínio do tempo é equivalente a convolução dos seus espectros no domínio da frequência. Na convolução de $f_1(t)$ com $f_2(t)$, a função $f_1(t)$ representa uma série temporal qualquer e $f_2(t)$ representa uma filtro cuja função principal é identificar e seleccionar o período de cada uma das componentes presentes na série temporal (Bolzan, 2004).

3.3.4 A Transformada de Fourier Janelada

Na natureza, a maioria das séries temporais é não-estacionária, entretanto, a Transformada de Fourier (TF) é aplicada a series temporais estacionárias. As séries temporais estacionárias são séries cujos seus momentos estatísticos como a média, variância e etc, não variam ao longo do tempo (Morettin, 1999). Em 1946, essa limitação de aplicabilidade em séries-temporais não estacionárias foi percebida por Gabor.

Ele procurou modificar a Transformada de Fourier da seguinte forma: Ele dividiu uma série-temporal em vários segmentos de comprimentos fixo, depois aplicou a TF em cada um desses segmentos separadamente. Este procedimento é extremamente importante

porque ao separar a série-temporal em segmentos, inseriu-se automaticamente uma informação no tempo da ação de cada componente da série, comportamento este impossível pela TF aplicada a toda série-temporal (Morettin, 1999). A idéia de Gabor ficou conhecida como a Transformada de Fourier Janelada (TFJ).

3.3.5 A Transformada em Ondaletas (Wavelets) de Morlet

A transformada de Fourier é uma ferramenta amplamente utilizada para muitos fins científicos, mas ela é adequada apenas para o estudo de sinais estacionários onde todas as frequências possuem um tempo de coerência infinito. A análise Fourier traz apenas informação global que não são suficientes para detectar padrões compactos.

Embora a TFJ de Gabor tenha dado uma contribuição enorme para o estudo de séries-temporais não estacionárias, havia dois problemas: um é que a janela da TFJ é fixa, não podendo ser modificada após o início do processo de aplicação e, portanto, tornando-se difícil, através dela, capturar as componentes de alta e de baixa frequência simultaneamente (Morettin, 1999); o outro problema é que as funções trigonométricas possuem energia infinita, ou seja, estas funções são limitadas apenas entre $-\infty$ e ∞ (Bolzan, 2004)

No início da década de 1980, Jean Morlet percebeu estes dois problemas da TFJ e apresentou a transformada de Wavelet (Transformada de Ondaletas), a fim de ter uma coerência tempo proporcional ao período. Pode-se pensar ondaletas como alternativas a outros sistemas de funções usados como base para representação de funções pertencentes a certos espaços, com a vantagem de que elas funcionam como uma janela que diminui para capturar as componentes de altas frequências e aumenta para capturar as componentes de

baixas frequências. Morlet e Alex Grossman buscaram funções matemáticas base, ψ , que fossem como pequenas ondas que possuíam energia finita e cuja melhor maneira desta base cobrir todo o eixo dos reais era através de translações da base em todo o comprimento da série-temporal. Ao reunir estas duas propriedades, dilatação e translação, em um único protótipo de função base, chegaram às chamadas funções ondaletas, onde as dilatações e as translações são dadas por duas variáveis, j e k , respectivamente (Morettin, 1999; Bolzan, 2004).

O termo ondaleta ou ondeleta refere-se a um conjunto de funções com forma de pequenas ondas geradas por dilatações, $\psi(t) \rightarrow \psi(2t)$, e translações (compressões), $\psi(t) \rightarrow \psi(t + 1)$, de uma função base geradora simples $\psi(t)$, a ondaleta-mãe. Logo, através da ondaleta-mãe podem ser geradas as chamadas ondaletas filhas (Bolzan, 2004). A função ondaleta-mãe é expressa como:

$$\Psi_{a,b}(x) = |a|^{-1/2} \Psi\left(\frac{x-b}{a}\right), \quad (48)$$

com: $a, b \in \mathbb{R}$, $a \neq 0$. Em geral, consideram-se valores especiais para a e b : $a = 2^{-j}$, $b = k2^{-j}$ e $j, k \in \mathbb{R}$.

A idéia central da análise em ondaletas consiste em decompor um sinal em diferentes níveis de resolução, processo conhecido como Multiresolução. A representação de Multiresolução fornece uma moldura hierárquica simples para interpretação de informações da série-temporal. Com diferentes resoluções, os detalhes de um sinal geralmente caracterizam diferentes estruturas físicas do mesmo. Com uma resolução mais grosseira, estes detalhes geralmente caracterizam as grandes estruturas que fornecem o contexto. Com o aumento da resolução, obtemos detalhes mais finos.

O processo de decomposição ocorre da seguinte forma: considere-se uma série-temporal com um comprimento de s pontos. Coloca-se este número como potência de 2, tal que $s = 2^n$. Por exemplo, se $s = 1024$ pontos, então $1024 = 2^n \rightarrow n = 10$. Isso significa que 10 escalas ou freqüências que se pode encontrar através das ondaletas. A primeira escala que a função ondaleta irá atuar é na escala de $n - 1 = 9$, e isto implica que a série-temporal será dividida em duas partes iguais, cada uma com $n - 1 = 9 \rightarrow 2^9 = 512$ pontos. A função ondaleta-mãe será comprimida pela metade e aplicada na primeira metade da série-temporal. Em seguida, será transladada para a segunda parte da mesma série-temporal (Bolzan, 2004).

Para o próximo nível de resolução $n - 2 = 8 \rightarrow 2^8 = 256$ pontos. Isto equivale a dividir pela metade cada uma das duas séries anteriores. Com isso, a função ondaleta deve também ser novamente comprimida pela metade de modo a caber dentro do primeiro segmento da série de 256 pontos para, em seguida, ser translada para os demais segmentos da série-temporal. Este processo se repetirá até a última escala $n = 1 \rightarrow 2^1 = 2$ pontos. Isto proporcionará um diagrama que é conhecido como periodograma de ondaleta, como mostrado esquematicamente na Figura 3.3.

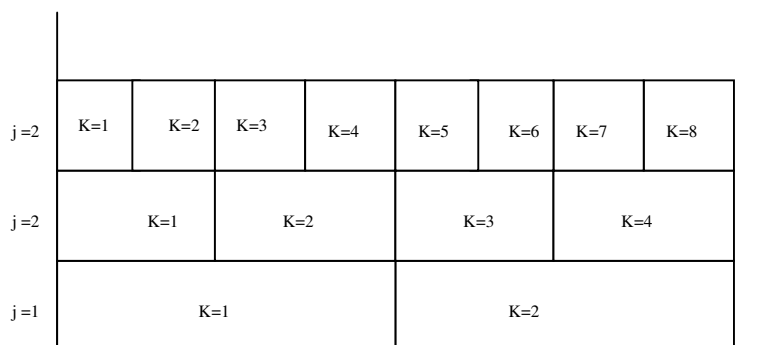


FIGURA 3.3 – Esquema mostrado o resultado da análise de multiresolução dada pela função ondaleta que é conhecido como periodograma em ondaleta.

Existem dois tipos de funções ondaletas, as contínuas e as discretas, cada qual útil para determinadas aplicações. As ondaletas discretas são utilizadas para a decomposição e filtragem de qualquer série-temporal. A sua aplicabilidade neste aspecto advém do fato de que estas ondaletas não provocam redundâncias de coeficientes entre escalas (frequências). As ondaletas contínuas são geralmente utilizadas para visualizar, através de um periodograma, a relação existente entre as componentes de diferentes frequências em função da escala temporal da série-temporal estudada. As ondaletas contínuas mais comuns são: a Morlet e a Chapéu Mexicano, dentre outras (Morettin, 1999).

Do ponto de vista físico, em um sistema natural qualquer, é importante buscar relações entre os diversos fenômenos físicos atuantes neste sistema. Neste caso, as ondaletas contínuas propiciam um meio matemático adequado para buscar estas relações através do diagrama. O diagrama de uma série-temporal é construído de forma que: o eixo das ordenadas é dedicado a escala das frequências, o eixo das abscissas é dedicado a escala do tempo, e por fim, um terceiro eixo dedicado a intensidade de energia o qual é comumente representado por uma escala de cores ou uma escala de cinza (Morettin, 1999).

3.4 ANÁLISE DOS DADOS DE TEMPERATURA

Adicionalmente, utilizamos dados de temperatura obtidos através do instrumento **Sounding of the Atmosphere by Broadband Emission Radiometer (SABER)**, a bordo do satélite **Thermosphere-Ionosphere-Mesosphere Energetics and Dynamics (TIMED)**.

3.4.1 O satélite TIMED

O satélite TIMED foi lançado em 7 de dezembro de 2001 da base aérea de Vandenberg, na Califórnia, EUA. Ele descreve uma órbita circular de 625 km de altitude e 74,1° de inclinação, realizando 14 voltas em torno da Terra por dia. A missão TIMED está estudando as influências do sol e dos seres humanos sobre a região menos explorada e compreendida da atmosfera da Terra - a Mesosfera e a Baixa Termosfera/Ionosfera (MLTI). O TIMED está focado numa porção desta região situada aproximadamente de 60 a 180 km acima da superfície da Terra (TIMED Web Site, 2005).

O objetivo científico da missão TIMED é estudar pressão, temperatura e ventos básicos, da região MLTI, os quais resultam da transferência de energia para dentro e para fora desta região. O TIMED é a primeira missão para realizar um estudo global compreensivo da MLTI, incluindo se: sua estrutura básica e equilíbrio térmico; o acoplamento da Mesosfera à Termosfera/Ionosfera; como a região de MLTI está acoplada ao espaço; como a MLTI está acoplada a baixa atmosfera; e como a energia é transportada verticalmente e horizontalmente através desta região. Essa missão está estabelecendo uma linha básica diante da qual estudos futuros de mudanças dentro desta região poderão ser comparados e analisados (TIMED Web Site, 2005). Dentre outros, destacam-se os seguintes objetivos específicos da missão:

- Estudar a estrutura da MLT incluindo suas variações sazonais, latitudinais e temporais;
- Investigar a energética e a distribuição de espécies radiativamente ativas em condições de ambiente fora do equilíbrio termodinâmico, ou condições de **Equilíbrio Termodinâmico não Local (n-LTE)**;

- Estudar a importância relativa das fontes e sumidouros radiativos, químicos e dinâmicos de energia na MLT;
- Analisar a química do O_y e HO_y e seu acoplamento com a energética e a dinâmica da MLT;
- Estudar o papel da dinâmica no balanço de energia da MLT;
- Desenvolver uma climatologia dos principais parâmetros atmosféricos entre 60 e 130 km, i.e., na região central de observação do satélite TIMED.

A Figura 3.4 mostra uma concepção artística do TIMED em órbita e na Tabela 3.1 apresentamos alguns dados deste satélite.



FIGURA 3.4 – Concepção Artística do TIMED em Órbita.
Fonte: TIMED Web Site (2007).

Tabela 3.1 - Principais características do TIMED.

Fonte: TIMED Web Site (2007)

Massa	587 kg
Dimensões	2,72 m de altura 1,61 m de largura no lançamento 11,73 m de largura com painéis solares abertos 1,20 m de profundidade
Consumo	400 watts por órbita
Transferência de dados	4 megabits por segundo
Memória	5 gigabits
Controle de atitude	Dentro de 0,5 grau

3.4.2 O instrumento SABER

O instrumento SABER é um dos quatro instrumentos lançados a bordo do satélite TIMED. O experimento SABER consiste de um radiômetro multi-espectral operando no infravermelho próximo entre 1,27 μm e 17 μm capaz de medir perfis verticais de emissões de vários gases da atmosfera terrestre. Através de uma visada de limbo o SABER é capaz de sondar continuamente a atmosfera terrestre durante o dia e a noite, permitindo assim o estudo da variabilidade diária dos principais parâmetros atmosféricos, dentro de uma cobertura global. A Tabela 3.2 apresenta as principais características do instrumento SABER.

Tabela 3.2 - Principais características do instrumento SABER.

Fonte: TIMED Web Site (2007)

Massa	65,6 kg
Potência elétrica	76,5 W
Taxa de transferência de dados	4 kbps
Dimensões	77 x 104 x 63 cm
Potência de aquecimento	11,0 W
Intervalo de medidas	10 a 180 km
Resolução vertical	0,4 km
Projeto e construção	Space Dynamics Laboratory (USU)
Tempo de vida	> 2 anos

O experimento SABER foi construído a partir do conhecimento adquirido em vários instrumentos de sondagem de limbo, lançados a bordo de satélite nas últimas três décadas. Entretanto, o projeto e a construção do SABER foram baseados diretamente no bem sucedido instrumento Nimbus-7 LIMS (Limb Infrared Monitor of the Stratosphere). Os perfis verticais das radiâncias medidas pelo SABER são analisados usando uma variedade de modelos de n-LTE com o objetivo de derivar perfis de temperatura cinética, de concentração de espécies minoritárias, além de taxas de perda de energia, de aquecimento solar, de aquecimento químico e de resfriamento radiativo. Na tabela 3.3 apresentamos os canais espectrais do SABER e suas respectivas aplicações.

Tabela 3.3 - Canais espectrais do SABER e suas respectivas aplicações científicas.

Fonte: TIMED Web Site (2007)

Parâmetro	$\lambda(\mu\text{m})$	Aplicação Científica	Altitude (km)
CO ₂	15	Temperatura cinética, medidas de pressão e altitude, taxas de resfriamento pela emissão em infravermelho, estudo da natureza de não-LTE e LTE do CO ₂ .	10 - 135
O ₃	9,6	Concentração de O ₃ , taxa de resfriamento, taxa de aquecimento solar, estudos de química e dinâmica básica da atmosfera.	15 - 100
O ₂ (¹ Δ)	1,27	Concentração de O ₃ diurno, perda de energia, inferência de oxigênio atômico a noite.	50 - 105
CO ₂	4,3	Concentração de CO ₂ e aquecimento solar na alta mesosfera, traçador dinâmico acima de 90 km.	85 - 140
OH(v)	2,0 e 1,6	Emissão usada para inferir [H] e [O], perda de energia por quimiluminescência, dinâmica da mesosfera, nuvens mesosféricas polares, aquecimento químico.	80 - 100
NO	5,3	Resfriamento termosférico e química do Nox.	90 - 180
H ₂ O	6,9	Fonte de hidrogênio, traçador dinâmico, resfriamento da baixa mesosfera.	15 - 80

O perfil vertical de temperatura cinética é construído a partir das observações das emissões do CO₂ com uma precisão de 3 K abaixo de 100 km (Mertens et al., 2004). Neste estudo foram utilizados os dados de temperatura cinética disponíveis no nível 2A do SABER, medidos em 2005. Consideramos os perfis verticais de temperatura obtidos ao longo do círculo latitudinal compreendido entre 10° N e 10° S para verificar a direção de propagação das ondas de Kelvin detectadas. A Figura 3.5 mostra a região específica das sondagens do TIMED/SABER dentro de 18 áreas de 20° x 20° centradas no equador ao

longo do círculo latitudinal compreendido entre 10° N e 10° S. A Figura 3.6 mostra a trajetória diária que o TIMED descreve durante a realização das sondagens.

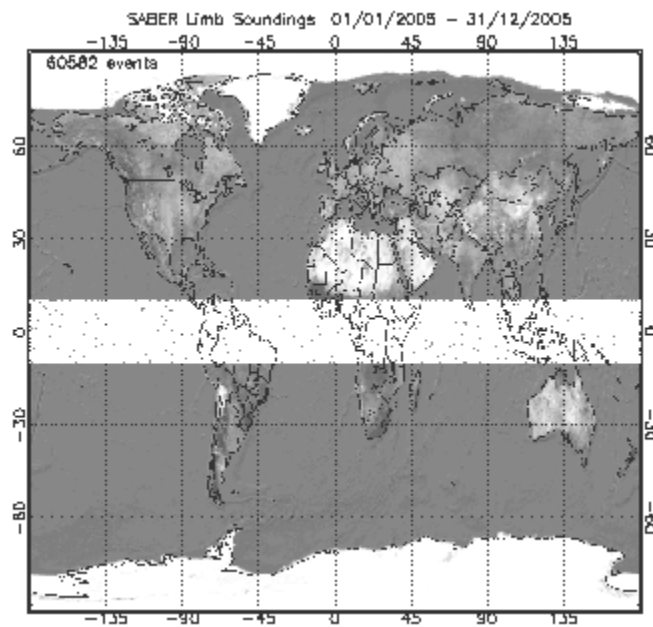


FIGURA 3.5 – Esquema mostrando a região específica das sondagens do TIMED/SABER dentro de 18 áreas de $20^{\circ} \times 20^{\circ}$ centradas no equador ao longo do círculo latitudinal compreendido entre 10° N e 10° S.

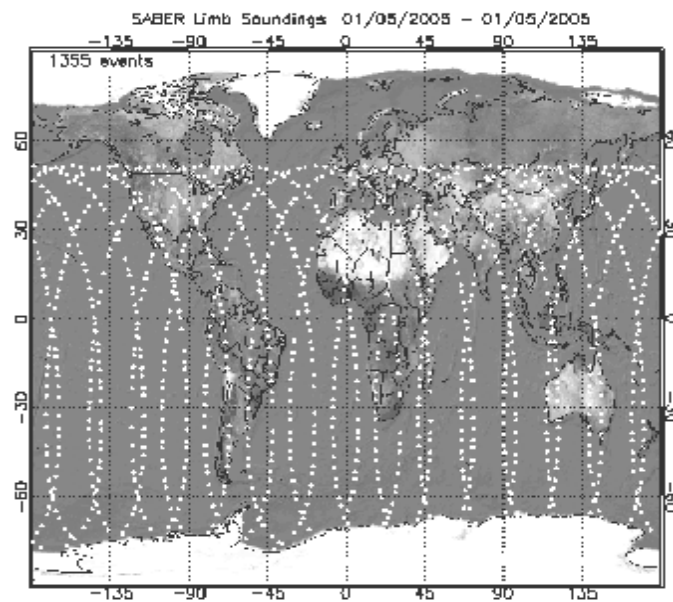


FIGURA 3.6 – Esquema representando a trajetória diária que o TIMED descreve durante as sondagens.

4 RESULTADOS E DISCUSSÕES

4.1 CARACTERÍSTICAS DOS VENTOS MÉDIOS

Os ventos médios anual zonal e meridional observados na região da mesopausa e da baixa termosfera (MLT), sobre São João do Cariri, durante ano 2005 estão representados nas Figuras 4.1(a,b) respectivamente. Os intervalos entre os contornos correspondem a 10 m/s e as regiões em cinza escuro correspondem aos movimentos com valores positivos (para o leste ou para o norte). A partir da Figura 4a, é possível observar que a estrutura tempo-altitude do vento zonal médio é caracterizada por uma oscilação semi-anual (SAO) com ventos que sopram para o oeste (valores negativos) em toda a faixa de altitudes durante o período que vai de fevereiro até meados de abril e no período do final de julho até outubro. De abril até o fim de julho, o vento zonal médio é para o leste (valores positivos) para as altitudes abaixo de 96 km, com amplitudes máximas no começo de junho para altitudes abaixo de 87 km. Para altitudes acima 93 km, o vento zonal médio é predominantemente para o oeste.

O vento meridional médio anual é fraco, com amplitude máxima não excedendo 10m/s, predominantemente para o sul (valores negativos) de abril até setembro. Nos intervalos de janeiro a março e de outubro a dezembro, o vento médio meridional é predominantemente na direção ao norte (valores positivos). Este comportamento indica que o vento meridional médio apresenta uma oscilação inter-anual.

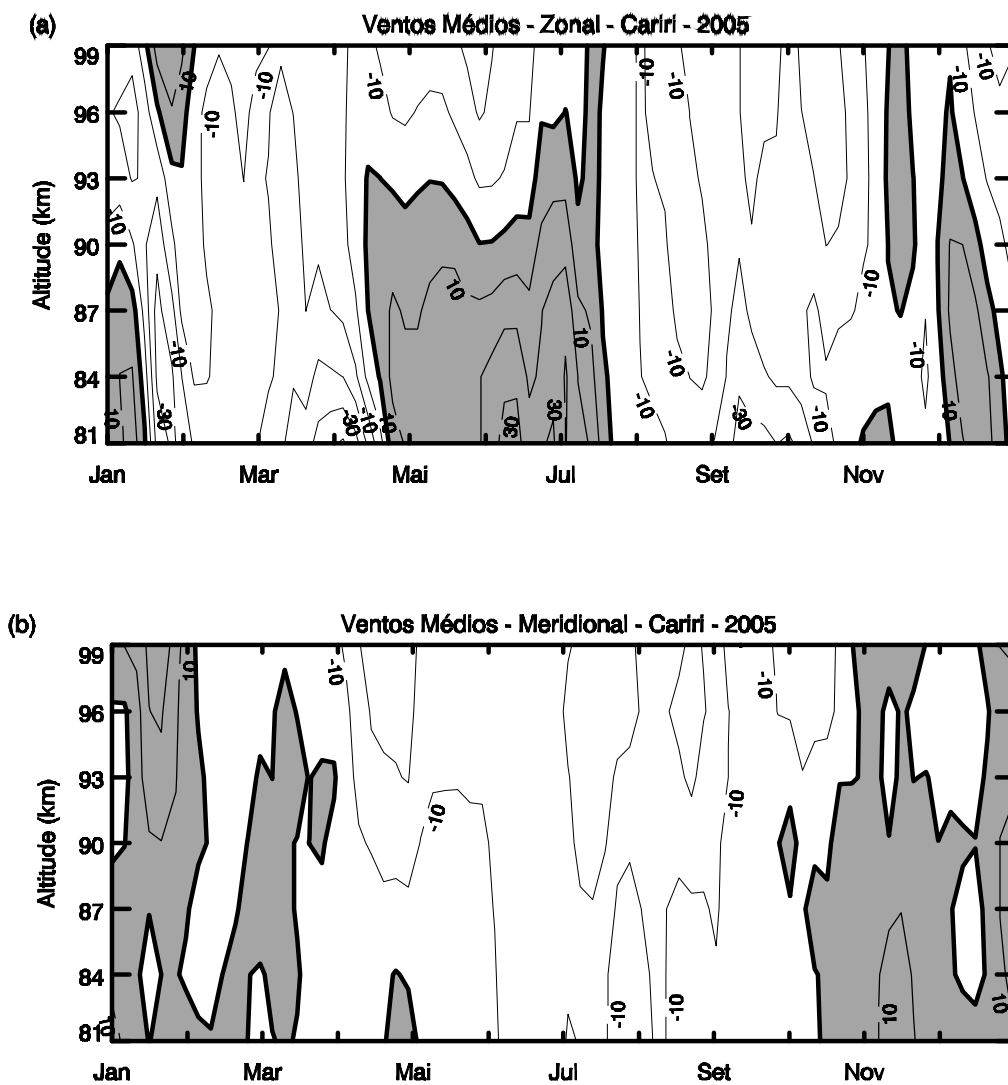


FIGURA 4.1 – Vento médio anual para 2005. (a) vento médio zonal, (b) vento médio meridional.

FONTE: Adaptado de Lima *et al* (2007)

4.2 ESPECTROS DOS VENTOS

Nas Figuras 4.2 e 4.3 a seguir são mostrados os comportamentos temporal dos espectros médio anual dos ventos zonal e meridional observados entre 81 e 99 km em São João do Cariri-PB durante os anos de 2005. Os espectros foram calculados através da transformada de ondaletas de Morlet, considerando-se os períodos no intervalo de 1 a 8 dias.

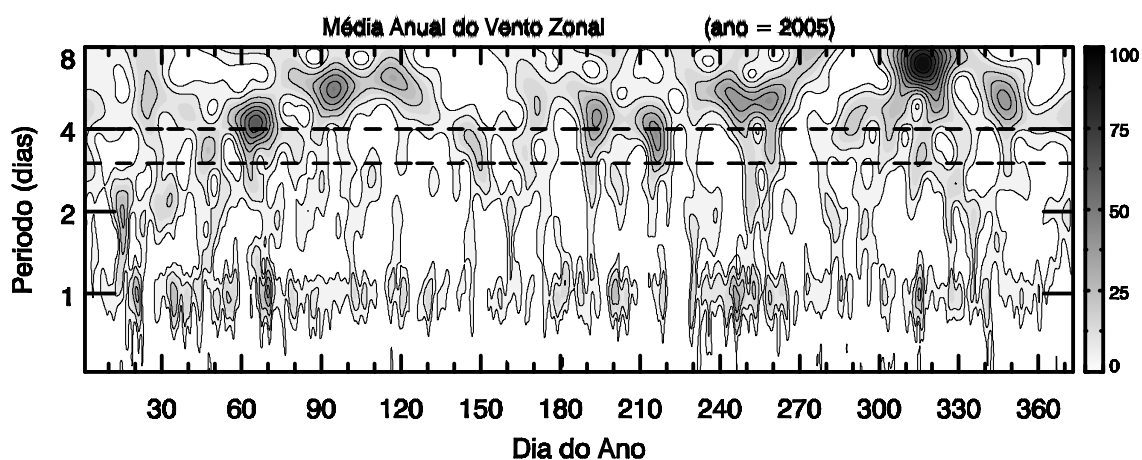


FIGURA 4.2 – Transformada de ondaletas de Morlet para densidade média anual da energia da componente zonal dos ventos meteorológicos observados em São João Cariri durante 2005. Os resultados são para sete camadas atmosféricas centradas em: 81 km, 84 km, 87 km, 90 km, 93 km, 96 km e 99 km. As linhas tracejadas indicam os períodos de 3 e 4 dias. Nas ordenadas temos o período das oscilações (escala logarítmica) e nas abscissas os dias do ano. A escala de cinza representa a densidade espectral normalizada

FONTE: Adaptado de Lima *et all* (2007)

Considerando-se os gráficos, podemos ver da Figura 4.2 que o espectro zonal mostra ocasiões de intensificação da energia para o período da maré diurna como também para oscilações de quase-dois dias. Entretanto, o espectro da componente zonal do vento é rico em energia associada com oscilações de 3-4 dias e 6-7 dias. A energia espectral com

períodos entre 3-4 dias ocorre principalmente durante o intervalo de tempo em torno dos dias 48-78 (17/Fev-19/Mar), 130-160 (9/mar-8/jun), 200-230 (19/jul-18/ago), e 300-330 (27/out-26/nov). Da Figura 4.3, podemos observar que a componente meridional é caracterizada pela presença de energia espectral associada com a maré diurna durante todo o ano, e fortes picos associados com ondas de quase-dois dias durante os intervalos dos dias 5-40 (05/jan-09/fev), 190-200 (09-19/jul), e em torno dos dias 255-285 (12/set-12/out). Apesar disto, nenhum pico próximo ao período de 3-4 dias é significativo no espectro do vento meridional.

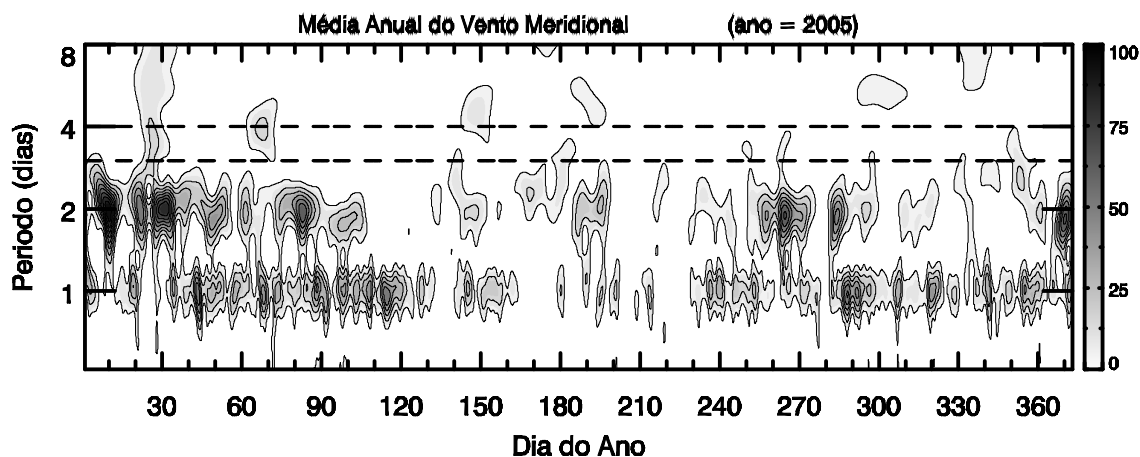


FIGURA 4.3 – O Mesmo da figura 4.2, porém para a componente meridional dos ventos meteóricos.

FONTE: Adaptado de Lima *et all* (2007)

Nas Figuras 4.4 (a, b, c) e 4.5(a, b, c) são apresentadas as densidades espectrais dos ventos para as componentes zonal e meridional para três diferentes alturas (84km, 90km, 96km, respectivamente). Considerando-se os gráficos, podemos ver com mais riqueza de detalhes que o comportamento, como devíamos esperar, é semelhante aquele das médias anuais. Da Figura 4.4, observamos que o comportamento do espectro zonal mostra ocasiões de intensificação da energia para o período da maré diurna como também para

oscilações de quase-dois dias em todas as alturas consideradas. Vemos também que o espectro da componente zonal do vento é rico em energia associada com oscilações de 3-4 dias e 6-7 dias. A energia espectral com períodos entre 3-4 dias ocorre, principalmente durante quatro episódios, no intervalo de tempo em torno dos dias 48-78 (17/fev-19/mar), 130-160 (9/mai-8/Jun), 200-230 (19/jul-18/aug), e 300-330 (27/out-26/nov). Notamos que para a altura de 90 km, a densidade espectral de energia para as oscilações de 3-4 dias apresenta maior intensidade no primeiro episódio em torno dos dias 48 e 78 e no terceiro entre os dias 200 e 230. Para o segundo episódio que ocorre entre os dias 130 e 160 e o quarto episódio entre os dias 300 e 330 a intensificação acontece para a altura de 96 km.

Da Figura 4.5, podemos observar mais detalhadamente que a componente meridional é caracterizada pela presença muito forte de energia espectral associada com a maré diurna, durante todo o ano, e fortes picos associados com ondas de quase-dois dias durante os intervalos dos dias 5-40, 190-200, e em torno dos dias 255-285. Para ondas com período em torno de 3-4 dias, da mesma forma que aconteceu com o espectro mostrado na Figura 4.3, nos espectros do vento meridional da Figura 4.5, também não observamos níveis significativos de energia para estas ondas nas três alturas consideradas.

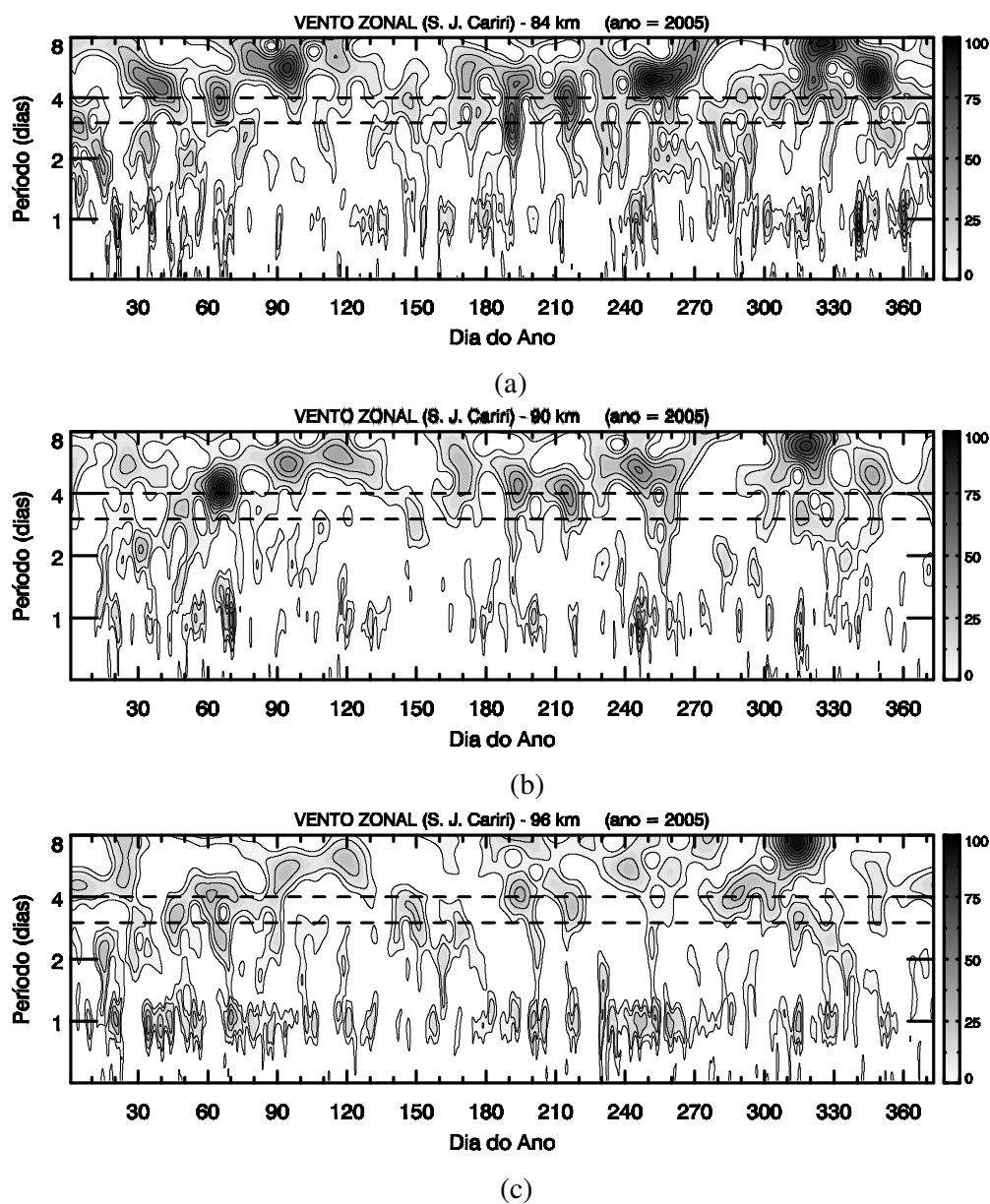


FIGURA 4.4 – Transformada de ondaletas de Morlet da densidade de energia para a componente zonal dos ventos meteorológicos observados em São João Cariri durante 2005. Os resultados são para as camadas atmosféricas centradas em: (a) 84 km, (b) 90 km e (c) 96 km. As linhas tracejadas indicam os períodos de 3 e 4 dias. Nas ordenadas temos o período das oscilações (escala logarítmica) e nas abscissas os dias do ano.

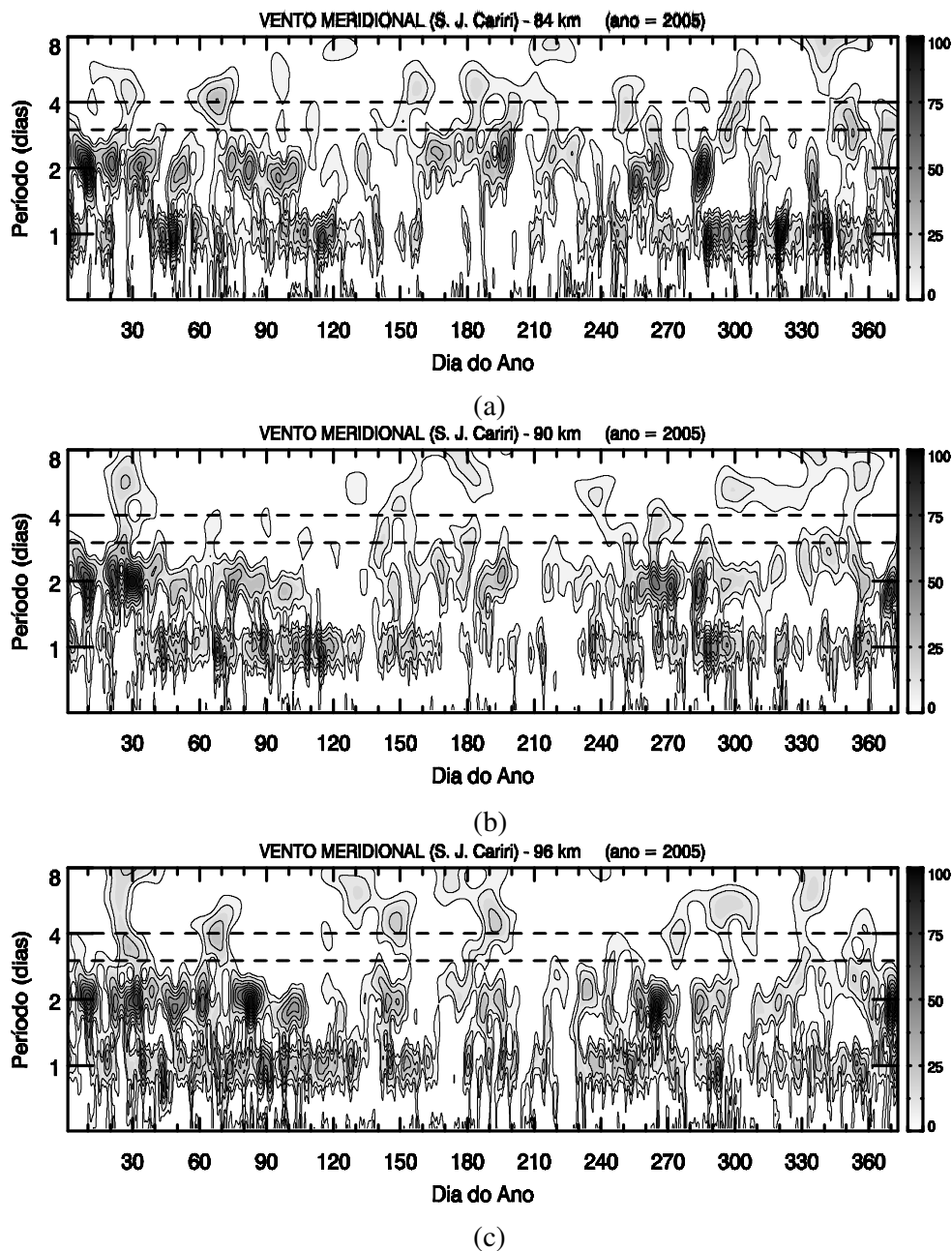


FIGURA 4.5 – O mesmo da figura 4.4, porém para a componente meridional dos ventos meteóricos.

Como as ondas de Kelvin são caracterizadas por perturbações nos ventos nas direções zonal e vertical, e como a perturbação na componente meridional do vento é negligenciável para ondas de 3-4 dias, iremos analisar os quarto episódios nos quais foram observadas evidências de oscilações de 3-4 dias na componente zonal do vento.

4.3 EVOLUÇÃO TEMPORAL DAS OSCILAÇÕES DE 3-4 DIAS NOS VENTOS

Os dados de ventos observados em 2005, para as sete camadas atmosféricas, foram submetidos a um filtro passa banda com frequências de corte de 0.33 e 0.20 ciclo/dia, correspondendo à banda periódica de 3,0-5,0 dias. As amplitudes resultantes do processo de filtragem mostram o comportamento temporal das oscilações de 3-4 dias e podem ser vistas na Figura 4.6.

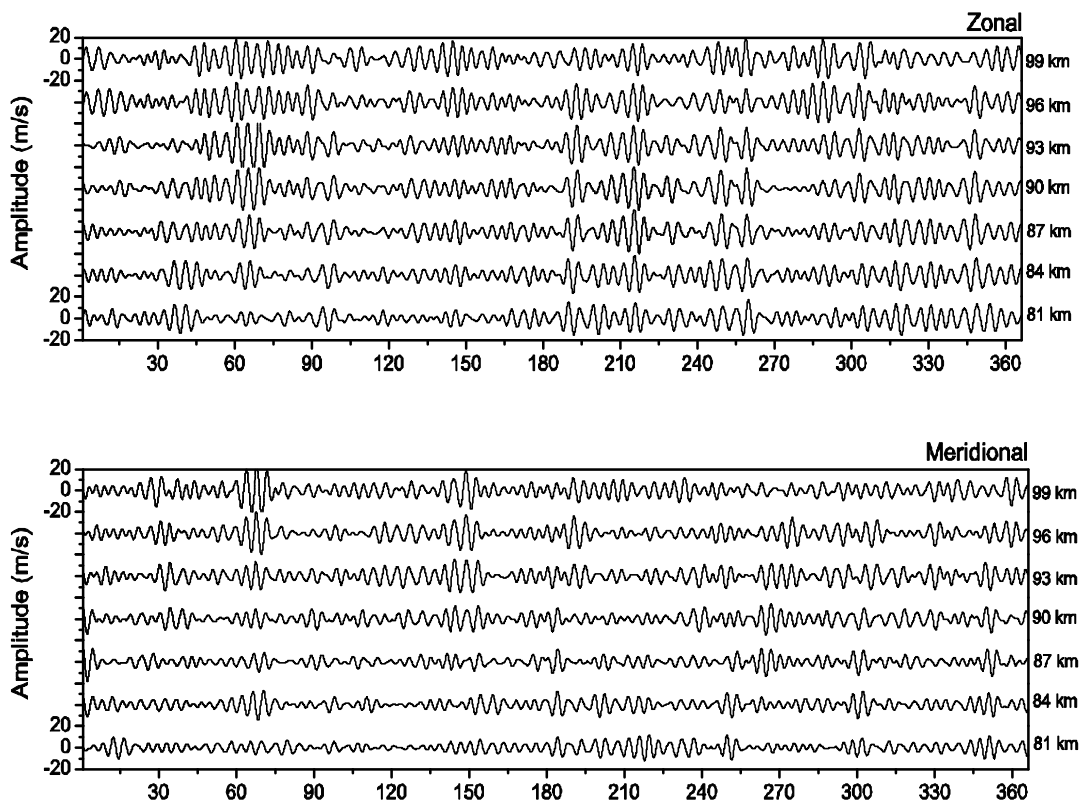


FIGURA 4.6 – Oscilações em torno de 3.5 dias na componente do vento zonal (painel superior) e meridional (painel inferior) observada em 2005 para as sete camadas atmosféricas. Os dados de ventos foram submetidos a um filtro passa banda com frequências de corte de 0.33 e 0.20 ciclo/dia.

Em geral, as ocorrências de intensificação das amplitudes das oscilações de 3-4 dias correspondem aos períodos em que foram registradas presenças de picos de energia espectral, referentes a estas oscilações, ou seja, durante os dias 48-78 (17/fev-19/mar), 130-160 (9/mai-8/jun), 200-230 (19/jul-18/ago), e 300-330 (27/out-26/nov). A partir da Figura 4.6 é possível observar, além da evolução temporal, a variação das amplitudes com a altitude e a defasagem vertical de fase das oscilações. Verifica-se também que as amplitudes das oscilações para a componente zonal são maiores do que as da componente meridional.

Como as ondas de Kelvin nos ventos são caracterizadas por perturbações nas componentes zonal e vertical, com perturbações desprezíveis na componente meridional, enfocaremos aos quatro episódios em que foram evidenciadas oscilações de 3-4 dias.

4.4 OSCILAÇÕES DE 3-4 DIAS

A Figura 4.7 mostra os ventos horários para as componentes (a) zonal e (b) meridional juntamente com as amplitudes das oscilações de 3-4 dias, obtidas da aplicação emprego do filtro passa-banda, para três altitudes para os episódios entre os dias 48-78 (17/fev-19/mar) e 130-160 (9/mai-8/jun). No caso da componente zonal, conforme mostrado no gráfico (a), torna-se evidente a presença das ondas de 3-4 dias, bem como que o vento zonal é modulado por esta onda, principalmente durante o primeiro seguimento, quando as amplitudes das ondas de 3-4 dias são mais intensas. Como ilustrado no gráfico (b), observamos que as perturbações de 3-4 dias nos ventos são desprezíveis para a componente meridional durante ambos os seguimentos de tempo.

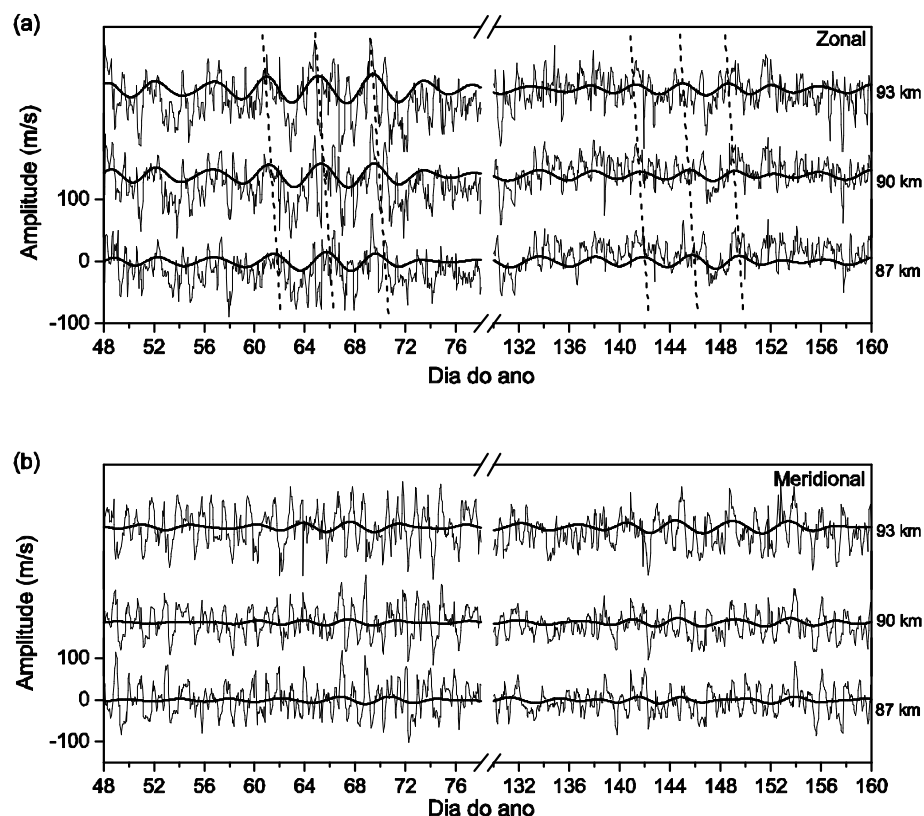


FIGURA 4.7 – Componentes do vento horário (a) zonal e (b) meridional e as respectivas amplitudes das oscilações de 3-4 dias, obtidas da aplicação de filtro passa-banda com períodos de corte em 2,8 e 4,2 dias, para as observações obtidas sobre São João do Cariri, durante os dias 48-78 e 130-160 nas altitudes de 87, 90 e 93 km.

FONTE: Adaptado de Lima *et all* (2007)

Os valores horários e as respectivas amplitudes das oscilações de 3-4 dias, obtidas da aplicação emprego do filtro passa-banda, para ambos as componentes (a) zonal e (b) meridional para os seguimentos de tempo 200-230 (19/jul-18/ago) e 300-330 (27/out-26/nov) são ilustrados na Figura 4.8. Novamente, como podemos ver no gráfico (a), o vento horário zonal é modulado por uma oscilação de 3-4 dias durante ambos os episódios, enquanto que a componente do vento meridional não exhibe oscilação de 3-4 dias apreciável.

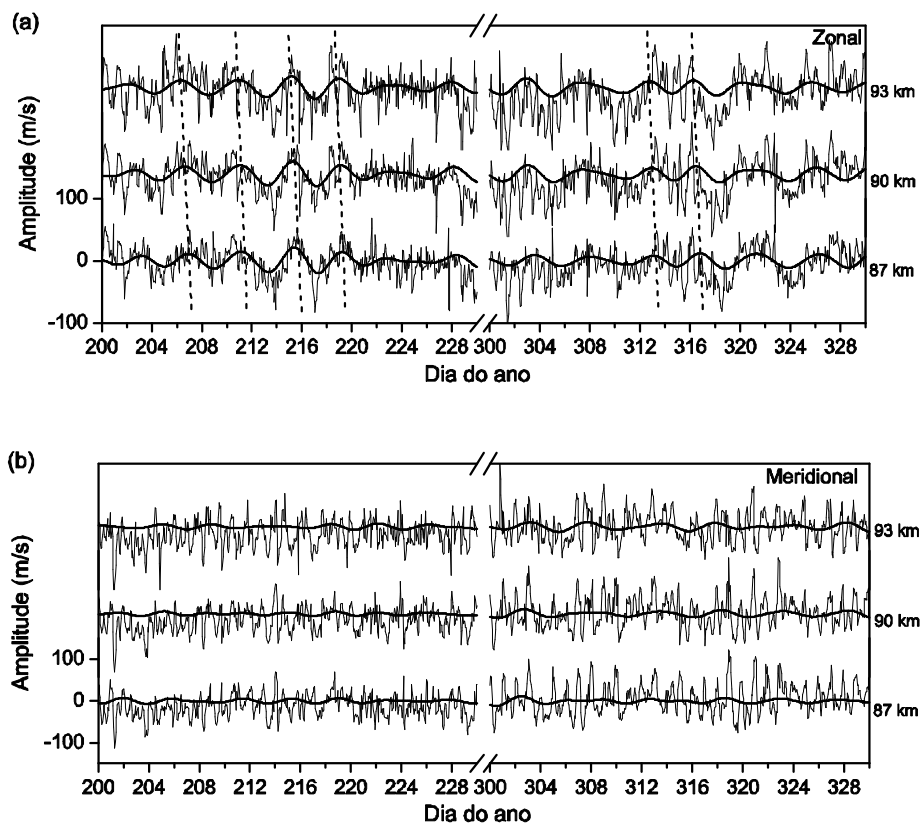


FIGURA 4.8 – O mesmo que a Figura 4.7, porém para os dados obtidos durante os dias 200-230 e 300-330.

FONTE: Adaptado de Lima *et all* (2007)

4.5 ESTRUTURA VERTICAL DAS OSCILAÇÕES DE 3-4 DIAS

Os perfis de amplitude e fase para a componente zonal, avaliados através de análise harmônica para os intervalos de tempo entre os dias 58 e 70, 140 e 152, 205 e 217 e 310 e 322 podem ser vistos na Figura 4.9. Durante o primeiro episódio (dias 58-70) a amplitude aumenta com a altura até 90 km onde ela atinge um valor máximo de cerca de 25m/s. Para o segundo evento, terceiro e o último episódio, amplitudes máximas de cerca 20m/s, 18m/s e 22 m/s ocorrem em torno de 99 km, 87 km e 93 km, respectivamente. Os

comportamentos da fase com a altura mostraram propagação de fase descendente para todos os episódios, sugerindo propagação de energia ascendente e os comprimentos de onda vertical foram estimados em torno de $43,8 \pm 3,6$ km, $42,4 \pm 2,8$ km, $82,0 \pm 6,1$ km e $79,8 \pm 3,5$ km, para o primeiro, segundo, terceiro e quarto episódios, respectivamente.

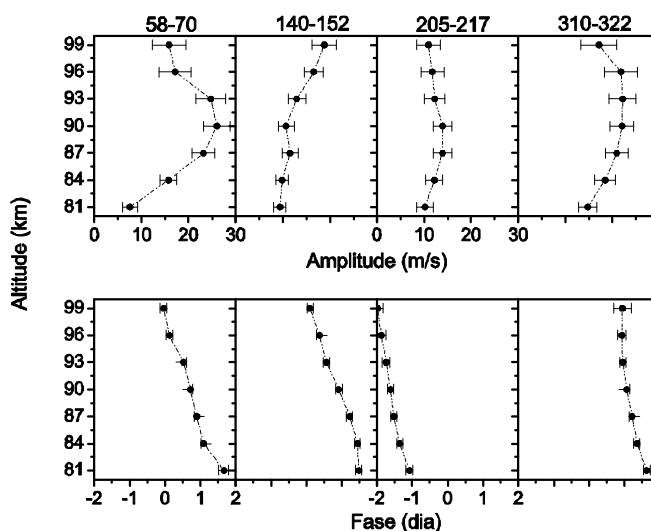


FIGURA 4.9 – Perfis verticais da amplitude de ondas de 3-4 dias (superior) e deslocamento de fase (inferior), como uma função da altitude, obtidas para os intervalos de tempo entre os dias 58 e 70, 140-152, 205-217 e 310-322. FONTE: Adaptado de Lima *et al* (2007)

4.6 DIREÇÃO DE PROPAGAÇÃO DAS OSCILAÇÕES DE 3-4 DIAS

Nas Figuras 4.10, 4.11, 4.12 e 4.13 estão representadas as estruturas em longitude-tempo das oscilações com períodos ~ 4 dias para as temperaturas obtidas pelo instrumento TIMED/SABER durante os quatro episódios considerados, para as altitudes de 80 e 90 km. Os dados usados correspondem aos perfis verticais médios diários das temperaturas registradas ao longo da faixa circular de latitudes entre 10° Sul e 10° Norte para o ano de 2005. Nos gráficos, os valores positivos de longitude significam valores à leste do equador

enquanto as regiões dos contornos mais escuros representam as variações de temperatura para positivo.

Na Figura 4.10, que corresponde ao primeiro episódio (aproximadamente entre os dias 58 e 70), é possível identificar um padrão de perturbação de escala global com período de ~4 dias para ambas as altitudes. A estrutura em longitude-tempo da oscilação sugere que a onda se propaga de oeste para leste em torno da faixa de latitude, indicando um número de onda zonal igual a 1. Neste intervalo a onda é bastante intensa em conformidade com a significativa amplitude da onda que modula o vento como mostrado na Figura 4.7(a).

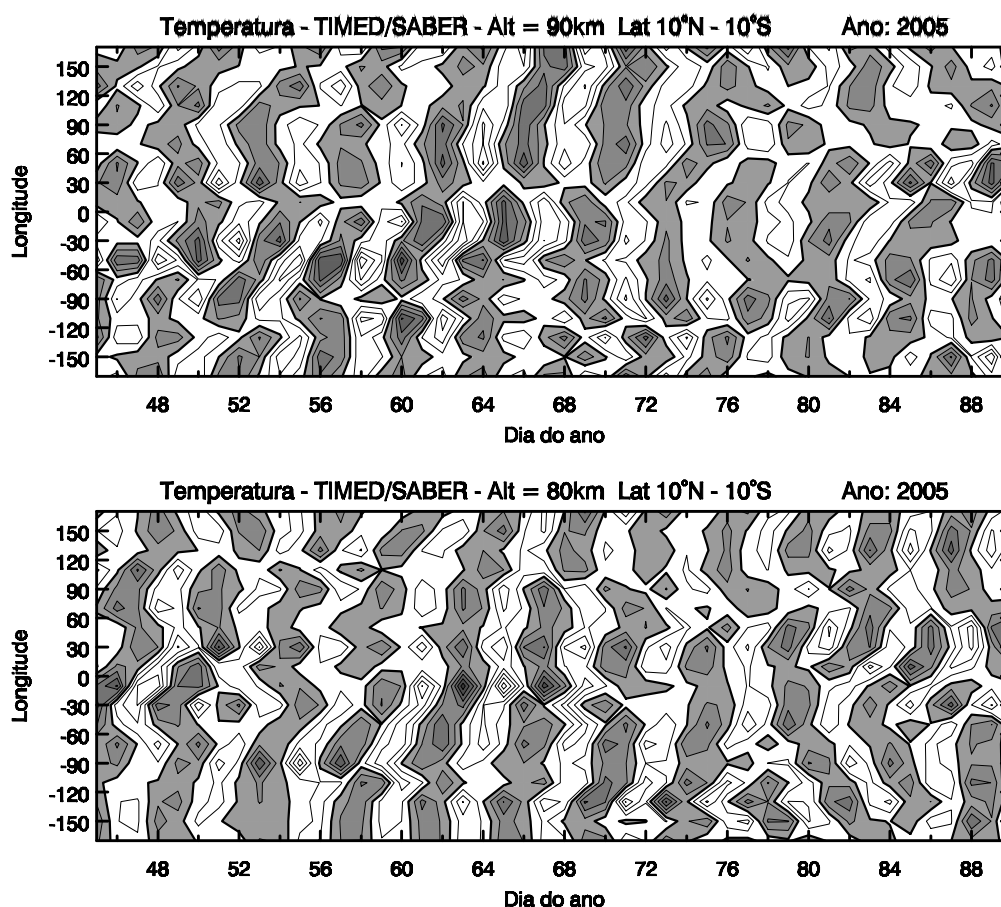


FIGURA 4.10 –Seção Transversal em longitude-tempo das oscilações de ~4 dias nos dados de temperatura obtidos durante o primeiro episódio para as altitudes de 80 km (painel inferior) e 90 km (painel superior). As regiões escuras representam as variações de temperatura para positivo. As temperaturas foram obtidas do instrumento SABER/TIMED.

Para o segundo episódio, conforme ilustrado na Figura 4.11, verifica-se que o padrão da oscilação de ~4 dias encontra-se melhor definido apenas em torno dos dias 136 - 150. A partir dos resultados mostrados na Figura 4.7(b) podemos observar que a amplitude da onda é baixa e, portanto, dificultando sua definição. Apesar disto, é possível observar que o padrão propaga-se para leste com número de onda zonal 1. Fora deste intervalo o padrão perde sua regularidade indicando que a onda se dissipou.

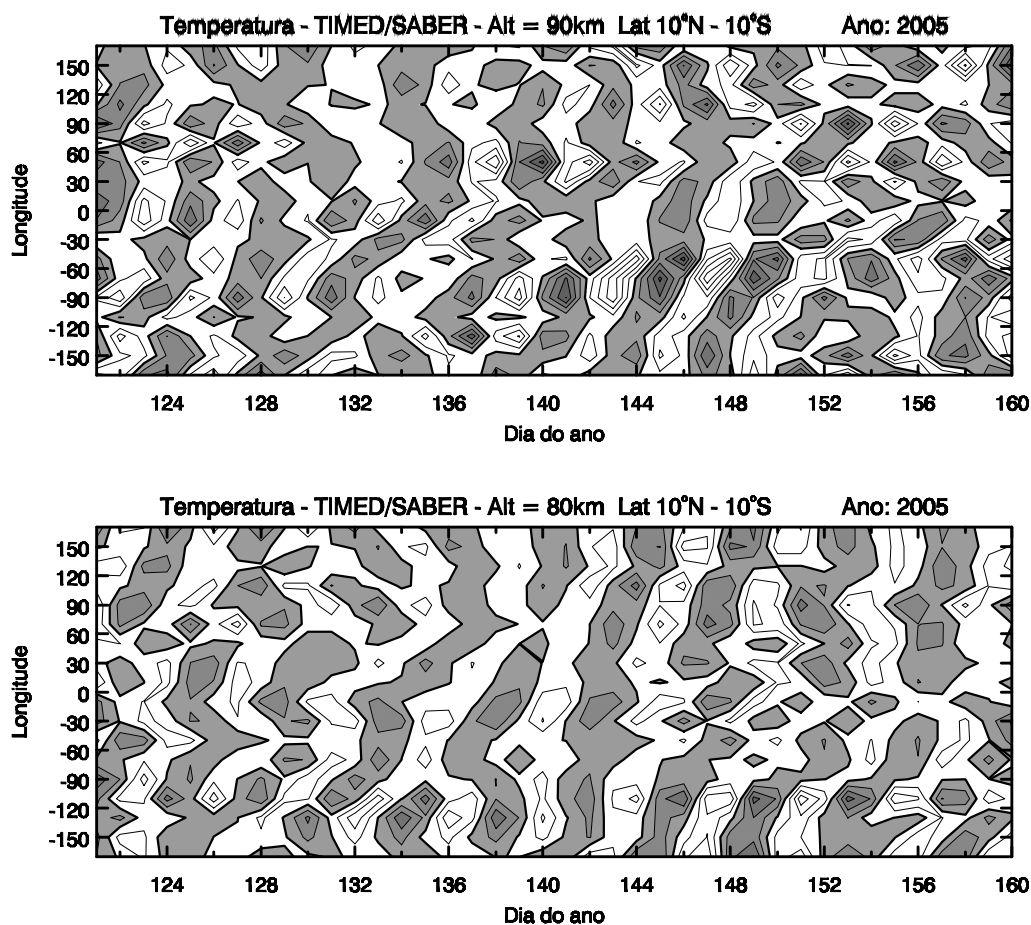


FIGURA 4.11 – O mesmo que a Figura 4.10, porém para o segundo episódio (dias 120-160).

Para o terceiro episódio, mostrado nas Figuras 4.12 (a, b), verificamos que o padrão da oscilação de ~4 dias é muito bem definido em todo o intervalo, propagando-se para leste

e com número de onda zonal igual a 1. Observamos ainda que a regularidade do padrão começa a se desfazer em torno do dia 224. Para este episódio, conforme mostrado na Figura 4.8 (a), vimos que o vento é claramente modulado pela onda de ~3-4 dias, a qual apresenta amplitudes elevadas.

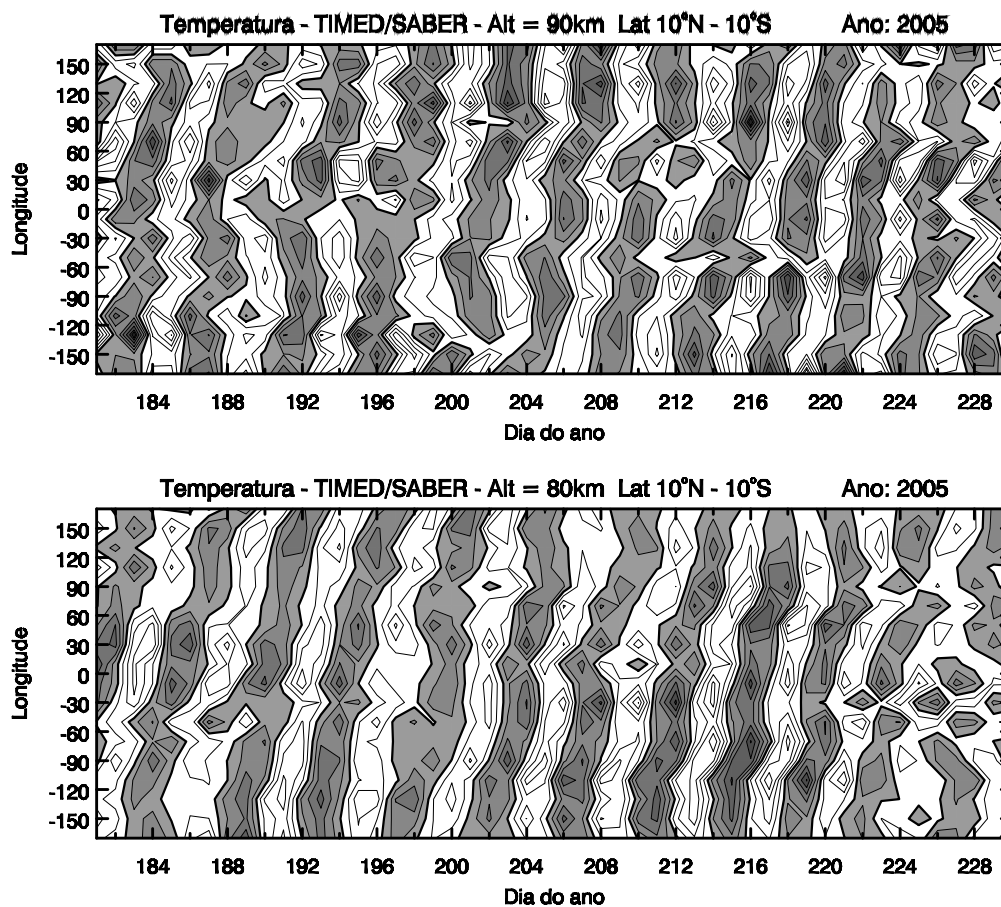


FIGURA 4.12 – O mesmo que a Figura 4.10, porém para o terceiro episódio (dias 180-230)

Os gráficos da Figura 4.13 correspondem aos perfis longitude-tempo da temperatura para o quarto episódio da oscilação de ~4 dias, para as altitudes de 80km e de 90 km, respectivamente. Para esta situação, o padrão encontra-se melhor definido no

intervalo entre os dias 312 e 318. No restante do intervalo, devido à baixa amplitude da onda, conforme mostra a Figura 4.8(b), o padrão da oscilação de ~4 dias se desorganiza e, em torno do dia 300, a fase apresenta-se mais desorganizada. É possível observar, entretanto, que o padrão corresponde a uma oscilação de ~4 dias, propagando-se para leste com número de onda zonal igual a 1.

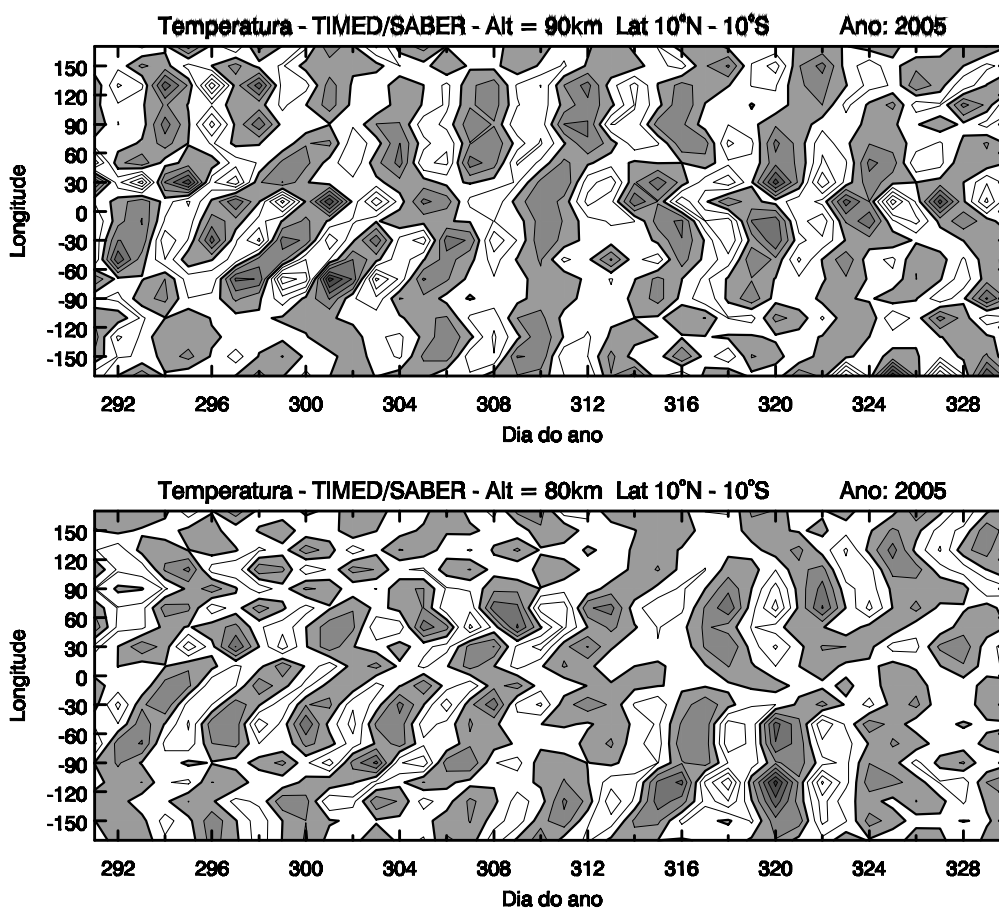


FIGURA 4.13 – O mesmo que a Figura 4.10, porém para o quarto episódio (dias 290-330).

4.7 DISCUSSÃO

Como pode ser observado, o espectro referente à componente zonal dos ventos (Figura 4.2) mostra energia espectral para a banda periódica de 3-4 dias durante os intervalos em torno dos dias 43-73, entre os dias 140-170, dias 187-198, como também entre os dias 210-221, dias 246-260 e em torno dos dias 320-336. O espectro mostra ainda energia espectral para banda periódica em torno de 6-7 dias em várias ocasiões. O espectro do vento referente à componente meridional (4.3) mostra episódios de energia espectral fraca na banda periódica de 3-4 dias em torno do dia 60, entre os dias 140-155 e próximo aos dias 182 e 265. Uma característica do espectro meridional é presença de energia em torno de 2 dias, principalmente durante os meses de janeiro e fevereiro.

As amplitudes resultantes do processo de filtragem mostram o comportamento temporal das oscilações de 3-4 dias para a componente zonal, como podem ser vistas na Figura 4.6. Em geral, as ocorrências de intensificação das amplitudes das oscilações de 3-4 dias correspondem aos períodos em que foram registradas presenças de energia espectral. A partir da Figura 4.8 foi possível observar, além da evolução temporal, a variação das amplitudes com a altitude e a defasagem vertical de fase das oscilações.

A partir dos parâmetros das oscilações de 3-4 dias obtidos, encontrou-se que para o intervalo entre os dias 187-198, a presença de energia espectral entre 3-4 dias deveu-se ao largo pico de energia espectral centrado em torno de 5 dias. Para os intervalos de dias 210-221 e 246-260, os comprimentos de onda verticais encontrados foram de 83 e de 70 km para a componente zonal da oscilação, valores muito acima do previsto para ondas ultrarápidas de Kelvin (~40 km). Durante o intervalo de 187-198 as amplitudes das oscilações de 3-4 dias não ultrapassam valores de 7 m/s.

As oscilações de 3-4 dias observadas nos intervalos dos dias 45-70, 140-170 e 320-336 apresentaram amplitudes maiores na componente zonal do que na meridional, e as estruturas verticais de fase meridional (Figura não inclusa) não mostraram padrão compatíveis de propagação ascendente de onda e, portanto, os aspectos observados sugerem que essas oscilações sejam ondas ultra-rápidas de Kelvin. Esses resultados são da mesma magnitude dos encontrados para ondas de Kelvin de 3.5 dias em Tirunelveli (8.7°N, 77.8°E), com amplitudes em torno de 10-15 m/s e comprimentos de onda verticais entre 31 e 57 km, para componente zonal dos ventos (Sridharan et al., 2002) e para Ascension Island com amplitudes de ~30 m/s e comprimentos de onda verticais de ~47 km (Younger e Mitchell, 2006).

O fato de que as oscilações de 3-4 dias são significantes apenas na componente do vento zonal é uma indicação de estes episódios podem ser ondas de Kelvin, mas isto não pode ser considerado como evidência conclusiva. Informações adicionais, tais como: vento médio, estruturas verticais e aspectos teóricos podem ser usados para confirmar se estas oscilações satisfazem a relação de dispersão para ondas atmosféricas de Kelvin, as quais podem ser expressas da seguinte forma:

$$L_x \approx \tau \left[\bar{u} + NL_z / 2\pi \right], \quad (49)$$

onde L_x e L_z são os comprimentos de onda zonal e vertical, \bar{u} , N ($\approx 3 \times 10^{-2} s^{-1}$ na alta mesosfera) e τ são o vento zonal médio, a frequência natural (Brünt Väisälä) e o período, respectivamente (Andrews *et al.*, 1987). Para verificar se as oscilações de 3-4 dias satisfazem a relação de dispersão para ondas de Kelvin, utilizamos os parâmetros estimados, da onda, sumarizados na Tabela 4.1.

Tabela 4.1 - Valores estimados dos parâmetros das ondas de 3-4 dias durante os quatro episódios

Episódios	τ (dias)	A_{max} (m/s)	L_z (km)	\bar{u} (m/s)
1	4.0	25	43.8 ± 3.6	15
2	3.6	20	42.4 ± 2.8	10
3	4.0	18	82.0 ± 6.1	10
4	3.5	22	79.8 ± 3.5	<10

A partir da equação (49), para o primeiro episódio, quando a magnitude do vento zonal médio foi de 15m/s, o período estimado da onda de 4 dias com comprimento de onda vertical de ~44 km, temos um comprimento de onda zonal correspondente a uma onda planetária de número de onda zonal 1. Durante o segundo episódio, quando o vento zonal médio foi de 10m/s, período da onda estimado em 3,6 dias e comprimento de onda vertical de cerca de 42 km, temos novamente número de onda zonal igual a 1. Porém, o comprimento de onda vertical para as ondas de 3-4 dias no terceiro e quarto episódios foram estimados em 82 km e em 76 km, respectivamente.

Os resultados das estruturas em longitude-tempo das oscilações com períodos ~4 dias para as temperaturas obtidas pelo instrumento TIMED/SABER durante os quatro episódios considerados, reforçaram aqueles resultados obtidos através dos dados de vento para o primeiro e segundo episódios, isto é, os resultados indicam que os padrões de ondas ali existentes propaga-se para leste e possuem número de onda 1.

Com base nos resultados obtidos para os comprimentos de onda verticais, conjuntamente com o vento médio zonal e os períodos das ondas obtidos das observações e, considerando-se ainda a relação de dispersão das ondas atmosféricas de Kelvin, nossos

resultados sugerem que apenas as oscilações de 3-4 dias observadas no primeiro e segundo episódios podem ser interpretadas como ondas ultra-rápidas de Kelvin. Nossos resultados para o primeiro e segundo episódios concordam com as observações feitas em Tirunelveli (8.7°N, 77.8°E) para ondas de 3-4 dias, cujas amplitudes zonal atingiram valores de cerca de 10-15 m/s e cujos comprimentos de ondas foram estimados entre 37 e 57 km (Sridharan *et al.*, 2002). Eles também concordam com os resultados de Ascension Island, os quais indicaram amplitudes próximas a 30 m/s e comprimentos de onda aproximadamente de 47 km (Younger and Mitchell, 2006).

Para o terceiro e quarto episódios, as estruturas globais em longitude-tempo das oscilações de ~4 dias também sugerem progressão de fase para leste e número de onda zonal igual a 1, sendo mais evidente para o terceiro episódio. Porém, os comprimentos de onda verticais estimados a partir das estruturas de fase nos ventos, assumiram valores muito maiores do que aqueles previstos para ondas ultra rápidas de Kelvin (~40 km). No entanto, deve-se salientar que os parâmetros das ondas atmosféricas podem ser afetados em decorrência de diversos fatores tais como: cisalhamento horizontal e/ou vertical do vento básico, interação entre protótipos de ondas, força de arrasto decorrente de quebra de ondas, etc (Riggin *et al.*, 1997). Por exemplo, um comprimento de onda vertical de 50 km medido em uma altitude em que o vento básico seja nulo, assumirá um valor de aproximadamente 66 km numa outra altitude em que o vento básico seja -50 m/s

5 CONSIDERAÇÕES FINAIS

Neste trabalho, usamos medidas de ventos meteóricos obtidos durante 2005, em São João do Cariri, para estudar as características de ondas de Kelvin de 3-4 dias. Com a transformada de wavelet de Morlet foi possível identificar quatro picos de energia espectral potenciais para a banda periódica de 3-4 dias no vento zonal durante o ano. A amplitude das oscilações de 3-4 dias para a componente meridional do vento não foi apreciável durante os quatro episódios, sugerindo a possibilidade de ondas de Kelvin.

Da estrutura vertical das ondas de 3-4 dias obtida através de análise harmônica, observamos amplitudes variando de 18 m/s a 25 m/s para o vento zonal. Os perfis verticais de fase mostraram fase descendente para todos os eventos no vento zonal e o comprimento de onda vertical foi estimado ser em torno de 40 km para o primeiro e segundo episódios, e cerca de 80 km para o terceiro e quarto episódios.

Para confirmar se as ondas são realmente ondas de Kelvin comparamos o comprimento de onda vertical, os ventos médios zonal e o período das ondas observado

com aqueles valores esperados da relação de dispersão para uma onda de Kelvin. Nossos resultados sugerem que apenas os episódios de ondas de 3-4 dias observados durante o primeiro e segundo episódios podem ser interpretados como ondas ultra-rápidas de Kelvin. Os parâmetros das ondas inferidos durante estes dois episódios estão em acordo com aqueles com ondas de Kelvin de 3,5 dias observados em Tirunelveli e em Ascension Island.

Análises das estruturas em longitude-tempo das oscilações com períodos ~4 dias para as temperaturas obtidas pelo instrumento TIMED/SABER durante os quatro episódios considerados, e os resultados indicaram propagação de fase para leste com número de onda zonal igual a 1, compatível com ondas de Kelvin, reforçando os resultados obtidos através das análises dos ventos nos dois primeiros episódios. Para os dois últimos casos, estudos adicionais serão necessários para identificar os modos de oscilação com rigor.

Sugerimos para trabalhos futuros buscar dados de vento em longitudes distintas no o mesmo círculo de latitudes na região equatorial e fazer um estudo para confirmar a direção de propagação para leste destas ondas ultra-rápidas de Kelvin.

REFERÊNCIAS

ANDREWS, D. G.; HOLTON, J. R.; LEOVY, C. B. *Middle Atmosphere Dynamics*. Orlando: Academic press, 1987. v. 489p.

BEER, T. *Atmospheric Waves*. London: Adam Hilder, 1975. v. 300p.

BEIG, G.; KECKHUT, P.; LOWE, R. P.; ROBLE, R. G.; MLYNCZAK, M. G.; SCHEER, J.; FOMICHEV, V. I.; OFFERMANN, D.; FRENCH, W. J. R.; SHEPHERD, M. G.; SEMENOV, A. I.; REMSBERG, E. E.; SHE, C. Y.; LÜBKEN, F. J.; BREMER, J.; CLEMESHA, B. R.; STEGMAN, J.; SIGERNES, F. and FADNAVIS, S. Review of Mesospheric Temperature Trends. *Reviews of Geophysics*, 41, 4/1015. 2003

BLOOMFIELD, P. *Fourier analysis of time series: an introduction*. New York: John Wiley & Sons, 1976. v. 258p.

BOLZAN, M. J. A. Análise da transformada em ondeletas aplicada em sinal geofísico. *Revista Brasileira de Ensino de Física*, v. 26, n. 1, p. 37-41. 2004

BOLZAN, M. J. A. Transformada em ondeleta: Uma necessidade. *Revista Brasileira de Ensino de Física*, v. 28, n. 4, p. 563-567. 2006

CANZIANI, P. O.; HOLTON, J. R.; FISHBEIN, E.; FROIDEVAUX, L., and WATERS, J. W. Equatorial Kelvin Waves: A UARS MLS view. *Journal of the Atmospheric Sciences*, v. 51, n. 20, p. 3053-3076, Oct. 1994.

CEPLECHA, Z.; BOROVKA, J.; ELFORD W.G.; REVELLE D.O.; HAWKES, R.L.; PORUBAN, V.; SIMEK, M. Meteor phenomena and bodies. *Space Science Reviews*, v. 84, n. 3-4, p. 327-471, Apr. 1998.

CHAPMAN, S.; LINDZEN, R. S. *Atmospheric Tides*. Dordrecht: D. Reidel Publishing Company, 1970. 200p.

CRISTOPHER, J. M.; MLYNCZAK, M. G.; PUERTAS, M. L.; WINTERSTEINER, P. P.; PICARD, R. H.; WINICK, J. R.; GORDLEY, L. L. and RUSSELL III, J. M. Retrieval of mesospheric and lower thermospheric kinetic temperature from measurements of CO₂ 15 μ m Earth limb emission under non-LTE conditions. *Geophysical Research Letters*, vol. 28, no.7, p. 1391-1394, April, 2001.

CHUI, C. K. *An introduction to wavelets*. In: Chui, C. K. (ed.) *Wavelets analysis and its applications*. San Diego: Academic Press, 1992. v. 1, p. 266.

FORBES, J. M. Tidal and planetary waves. In: Johnson, R. M.; Killeen, T. L., (ed.) *The upper mesosphere e lower thermosphere: A review of experiment and theory geophysical monograph*. *American Geophysical Union*, Washington, 1995. v. Series 87, p. 67-87.

FORBES, J. M. Wave coupling between the lower and upper atmosphere: case study of an ultra-fast Kelvin wave. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, v. 62, n. 17-18, p. 1603-1621, Nov. 2000.

GENESIS SOFTWARE PTY Ltd, 10 Marian St. North Adelaide SA 5006. Austrália. In: <http://www.gsoft.com.au>, acessado em 10 de outubro de 2006.

HIROTA, I. Equatorial waves in the upper stratosphere and mesosphere in relation to the semiannual oscillation of the zonal wind. *Journal of the Atmospheric Sciences*, v. 35, n. 4, p. 714-722, Apr. 1978.

HIROTA, I. Kelvin waves in the equatorial middle atmosphere observed with Nimbus 5 SCR. *Journal of the Atmospheric Sciences*, v. 36, n. 2, p. 217-222, Feb. 1979.

HOCKING, W. K.; THAYAPARARI, T.; and JONES, J. Meteor decay and their use in determining a diagnostic mesospheric temperature-pressure parameter: methodology and one year of date. *Geophysical Researcher Letters*, vol. 24, No. 23, pages 2977-2980, December, 1997.

HOCKING, W. K. Temperature using radar-meteor decay times. *Geophysical Researcher Letters*, vol. 26, No. 21, pages 3297-3300, November, 1999.

HOCKING, W. K.; FULLER, B. and VANDEPEER, B. Real-time determination of meteor-related parameters utilizing modern digital technology. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 63 p.155-169. 2001

HOCKING, W. K. Radar meteor decay rate variability and atmospheric consequences. *Annales Geophysicae*, vol. 22, pages 3805-3805, November, 2004.

HOLTON, J. R. Waves in the equatorial stratosphere generated by tropospheric heat sources. *Journal of the Atmospheric Sciences*, v. 29, n. 2, p. 368-375, Feb. 1972.

HOLTON, J. R. *An introduction to dynamic meteorology*. 3. ed. San Diego: Academic Press, 1992. v. 511p.

JONES, W. The decay of radar echoes from meteors with particular reference to their use in the determination of temperature fluctuations near the mesopause. *Annales Geophysicae*, v. 13, n. 10, p. 1104-1106, Oct. 1995.

KUMAR, P.; FOUFOULA-GEORGIU, E. Wavelet analysis for geophysical applications. *Reviews of Geophysics*, v. 35, n. 4, p. 385-412, 1997.

LIMA, L. M. *Observações de ondas planetárias na região da mesopausa equatorial e de baixas latitudes do hemisfério sul*. 245p. Tese de Doutorado em Geofísica Espacial - INPE, São José dos Campos - SP. 2004.

LIMA, L. M.; BATISTA, P. P.; CLEMESHA, R. B. and TAKAHASHI, H. The 6.5-day Oscillations Observed in Meteor Winds over Cachoeira Paulista (22.7°S). *Advances in Space Research*, v. 36, n. 11, p. 2212-2217, Dec. 2005.

LIMA, L. M.; ALVES, O. A.; MEDEIROS, A. F.; BURITI, R. A.; BATISTA, P. P.; CLEMESHA, R. B. and TAKAHASHI, H. 3-4 day Kelvin waves observed in the MLT region at 7.4° S, Brazil. *Journal Geofísica Internacional*, Special issue, submetido. 2007

MANNING, L. A.; VILLARD, O. G.; PETERSON, A. M. Meteoric echo study of upper atmosphere winds. *Proceedings of the Institute of Radio Engineers*, v. 38, n.8, p.877-883, Aug. 1950.

MARDOC Inc. 18 Pitcarrie Cres. London, Ontario, N6G 4N4. Canada. In: <http://mardoc-inc.com/>, acessado em 10 de outubro de 2006.

MARUYAMA, T. Long-term behavior of Kelvin waves and mixed Rossby-gravity waves. *Journal of the Meteorological Society of Japan*, v. 47, n. 4, p. 245-254, Aug. 1969.

MATSUNO, T. Quasi-geostrophic motions in the equatorial area. *Journal of Meteorological Society of Japan*, v. 44, n. 1, p. 25-42, 1966.

MCKINLEY, D. W. R. *Meteor Science and Engineering*. New York: McGraw-Hill, 1961.

MERTENS, C. J.; MLYNCZAK, M. G.; LÓPES-PUERTAS, M.; WINTERSTEINER, P. P.; PICARD, R. H.; WINICK, J. R.; GORDLEY, L. L.; RUSSELL, J. M. Retrieval of mesospheric and lower thermospheric kinetic temperature from measurements of CO₂ 15µm Earth limb emission under non-LTE conditions. *Geophysical Research Letters*, v. 28, n. 7, p. 1391-1394, 2001.

MEYER, C. K.; FORBES, J. M. A 6.5-day westward propagating planetary wave: origin and characteristics. *Journal of Geophysical Research*, v. 102, n. D22, p. 26173-26178, Nov. 1997.

MORETTIN, P. A. *Ondas e ondaletas: da análise de Fourier à análise de ondaletas*. São Paulo: Edusp, 1999. 272p.

NAKAMURA, T.; MORITA, S.; TSUDA, T.; FUKUNISHI, H. and YAMADA, Y. Horizontal structure of wind velocity field around the mesopause region derived from meteor radar observations. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, v. 64, n. 8-11, p. 947- 958, May 2002.

PANCHEVA, D.; MUKHTAROV, P. Wavelet analysis on transient behavior of tidal amplitude fluctuations observed by meteor radar in the lower thermosphere above Bulgaria. *Annales Geophysicae*, v. 18, n. 3, p. 316-331, 2000.

RIGGIN, D. M.; FRITTS, D. C.; TSUDA, T.; NAKAMURA, T. and VINCENT, R. A. Radar observations of a 3-day Kelvin wave in the equatorial mesosphere. *Journal of Geophysical Research*, v. 102, n. D22, p. 26141-26157, Nov. 1997.

SALBY, M. L.; ROPER, R. G. Long-period oscillations in the meteor region. *Journal of the Atmospheric Sciences*, v. 37, n. 1, p. 237-244, Jan. 1980.

SALBY, M. L.; HARTMANN, D. L.; BAILCY, P. L. and GILLE, J. C. Evidence for equatorial Kelvin modes in Nimbus7 LIMS. *Journal of the Atmospheric Sciences*, v. 41, n. 2, p. 220-235, Jan. 1984.

SALBY, M. L. Survey of planetary-scale traveling waves: the state of theory and observations. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, v. 22, n. 2, p. 209-236, May 1984.

SALBY, M. L. and GARCIA, R. R. Transient Response to Localized Episodic Heating in the Tropics. Part I: Excitation and Short-Time Near-Field Behavior. *J. Atmos. Sci.*, 44, 458-498. 1987

SALBY, M. L. *Fundamentals of atmospheric Physics*. Academic Express. New York. USA. 1995.

SHEPHERD, T. G. The middle atmosphere. *Journal of Atmospheric and Solar Terrestrial Physics*, v. 62, n. 17-18, p. 1587-1601, Nov.-Dec. 2000.

SMITH, A. K. Observation of low frequency Kelvin waves in the mesosphere. *Earth Planets Space*, v. 51, n. 7-8, p. 649-646, July 1999.

SRIDHARAN, S. GURUBARAN; S., RAJARAM, R. Radar observations of the 3.5-day ultra-fast Kelvin wave in the low-latitude mesopause region. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, v. 64, n. 8-11, p. 1241-1250, 2002.

TAKAHASHI, H.; WRASSE, C. M.; FECHINE, J.; PANCHEVA, D.; ABDU, M. A.; BATISTA, I. S.; LIMA, L. M.; BATISTA, P. P.; CLEMESHA, B. R.; SCHUCH, N. J.; SHIOKAWA, K.; GOBBI, D.; MLYNCZAK, M. G. and RUSSELL, J. M. Signatures of ultra fast Kelvin waves in the equatorial middle atmosphere and ionosphere. *Geophysical Research Letters*. Vol. 34, L11108, doi: 10.1029/2007GL029612. 2007

TIMED WEB SITE. Timed – **a mission to explore one of the last frontiers in Earth's atmosphere**. Washington: NASA. Disponível em: <<http://www.timed.jhuapl.edu>> Acesso em 11 out. 2007.

TIMMERMANS, R. M. A. *Studies of atmospheric dynamics from space*. Doctor Thesis. Library Technische Universiteit Eindhoven, 2005.

THAYAPARAN, T. *Large and medium-scale dynamics in the mesosphere and lower thermosphere measured by MF and meteor VHF radars*. 1995. Thesis – University of Western Ontario, Ontario, Canada. 1995.

TORRENCE, C., COMPO, G. P. A practical guide to wavelet analysis. *Bulletin of the American Meteorological Society*. V. 79, n1, p. 61–78, 1998.

TOKUMOTO, A. S. *Ventos na Região de 80-100 Km de altura sobre Cachoeira Paulista (22,7°S; 45°W) medidos por Radar Meteorológico*. Dissertação de Mestrado em Geofísica Espacial. INPE, São José dos Campos – SP, 2002

TSUTSUMI, M.; TSUDA, T.; NAKAMURA, T. and FUKAO, S. Temperature fluctuations near the mesopause inferred from meteor observations with the middle and upper atmosphere radar. *Radio Science*, Volume 29, Number 3, pages 599-610, May – June 1994.

TSUTSUMI, M. *A Study of Atmospheric Dynamics near the Mesopause Using Radio Meteor Radar*. Thesis - Kyoto University, Kioto, 1995.

VINCENT, R. A.; LESICAR, D. Dynamics of the equatorial mesosphere: first results with a new generation partial reflection radar. *Geophysical Research Letters*, v. 18, n. 5, p. 825-828, May 1991.

VINCENT, R. A. Long-period motions in the equatorial mesosphere. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, v. 55, n. 7, p. 1067-1080, June 1993.

VOLLAND, H. *Atmospheric Tidal and Planetary Waves*. London: Kluwer Academic Publishers. 1988.

WALLACE, J. M.; KOUSKY, V. E. Observational evidence of Kelvin waves in the tropical stratosphere. *Journal of the Atmospheric Sciences*, v.25, p. 900-907, 1968.

YOSHIDA, S.; TSUDA T.; SHIMIZU A.; and NAKAMURA T. Seasonal variations of 3.0~3.8-day ultra-fast Kelvin waves observed with a meteor wind radar and radiosonde in Indonesia. *Earth Planets Space*, v. 51, n. 7-8, p. 675-684, July 1999.

YOUNGER, P. T.; MITCHELL, N. J. Waves with period near 3 days in the equatorial mesosphere and lower thermosphere over Ascension Island. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, v. 68, n. 3-5, p. 369-378, 2006.

ANEXOS



FIGURA A.1 –Radar Meteorológico – SKiYMET em São João do Cariri. (a) Equipamentos: transmissor, receptor e fonte da alimentação. (b) Antena transmissora Yagi de três elementos. (c) Sitio de localização do Radar meteorológico em São João do Cariri, com destaque para o arranjo das cinco antenas receptoras Yagi de dois elementos.

(FONTE: Adaptação de Medeiros, 2005).

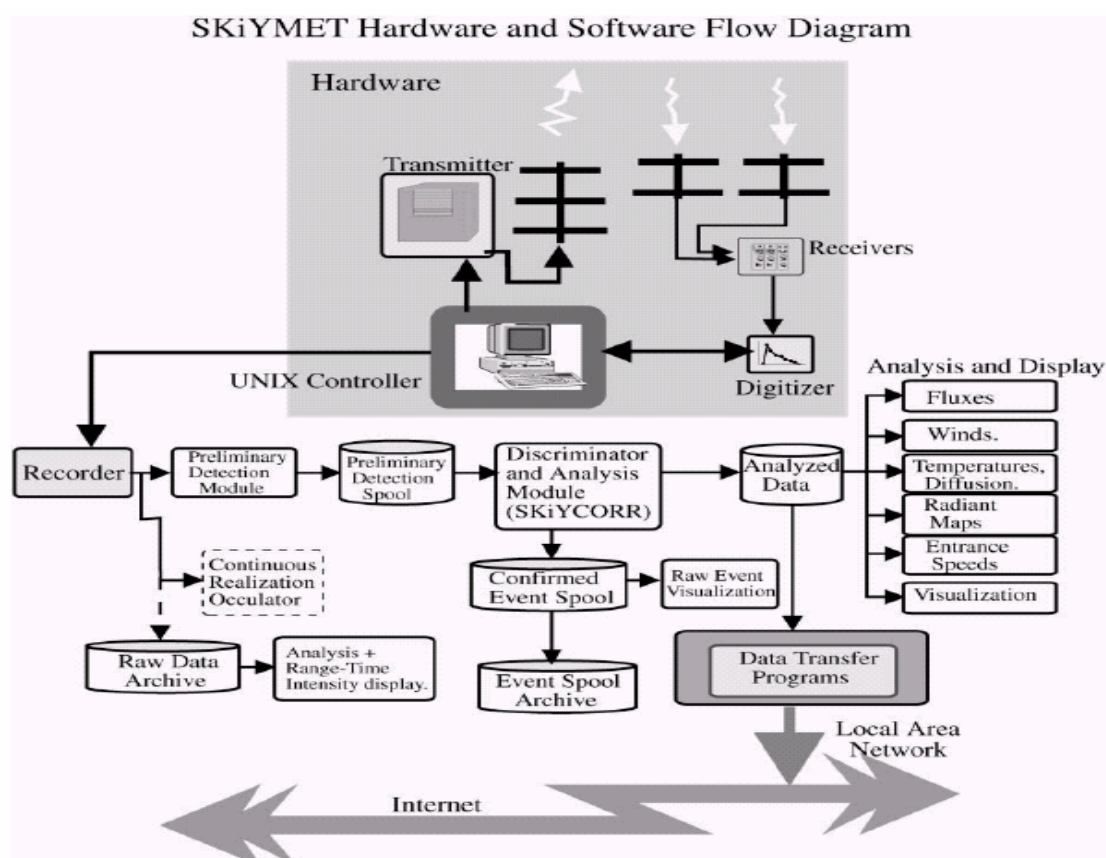


FIGURA A.2 –Diagrama de blocos do Radar Meteorológico – SKiYMET. Destacam-se os componentes do hardware (parte superior mais escura da figura) e os componentes de software (parte inferior).

(FONTE: Adaptação da Genesis Software Pty Ltd, 10 Marian St. North Adelaide SA 5006. Austrália. <http://www.gsoft.com.au>)