



**UNIVERSIDADE FEDERAL DE CAMPINA GRANDE
CENTRO DE CIÊNCIAS E TECNOLOGIA
UNIDADE ACADÊMICA DE FÍSICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA**

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

**OBSERVAÇÃO DE OSCILAÇÕES DE 3-4 DIAS ATRAVÉS DAS EMISSÕES DO
AIRGLOW MESOSFÉRICO EM SÃO JOÃO DO CARIRI (7,4°S; 36,5°W)**

FÁBIO DO EGITO GOMES

**CAMPINA GRANDE- PB
2009.**

Livros Grátis

<http://www.livrosgratis.com.br>

Milhares de livros grátis para download.



**UNIVERSIDADE FEDERAL DE CAMPINA GRANDE
CENTRO DE CIÊNCIAS E TECNOLOGIA
UNIDADE ACADÊMICA DE FÍSICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA**

**OBSERVAÇÃO DE OSCILAÇÕES DE 3-4 DIAS ATRAVÉS DAS EMISSÕES DO
AIRLGOW MESOSFÉRICO EM SÃO JOÃO DO CARIRI (7,4°S; 36,5°W)**

FÁBIO DO EGITO GOMES

Dissertação de Mestrado apresentada ao Curso de Pós-Graduação em Física, em cumprimento
ao requisito exigido para obtenção do Título de Mestre em Física, orientada pelos
Drs. Ricardo Arlen Buriti e Amauri Fragoso de Medeiros.

**CAMPINA GRANDE- PB
2009.**

G633o

2009 Gomes, Fábio do Egito

Observação de oscilações de 3-4 dias através das emissões do airglow mesosférico em São João do Cariri (7,4°S; 36,5°W) / Fábio do Egito Gomes. — Campina Grande, 2009.
122 f.

Dissertação (Mestrado em Física) – Universidade Federal de Campina Grande, Centro de Ciências e Tecnologia.

Referências.

Orientadores: Prof. Dr. Ricardo Arlen Buriti da Costa, Prof. Dr. Amauri Fragoso de Medeiros.

1. Airglow. 2. Ondas de Kelvin Ultra-rápidas. 3. Mesosfera. 4. Ventos Mesosféricos. I. Título.

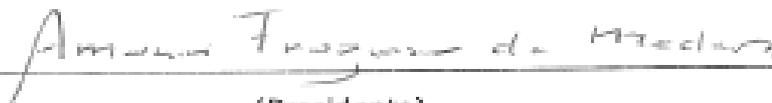
CDU – 551.510.413.3(043)

FÁBIO DO EGITO GOMES

**OBSERVAÇÃO DE OSCILAÇÕES DE 3-4 DIAS ATRAVÉS DAS EMISSÕES
DO AIRGLOW MESOSFÉRICO EM SÃO JOÃO DO CARIRI (7,4°S; 36,5°W)**

Dissertação aprovada em 13/02/2009

BANCA EXAMINADORA



(Presidente)

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



(Co-orientador)

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



(Membro externo)

Prof. Dr. Alexandre Álvares Pimenta
Divisão de Aeronomia - INPE



(Membro externo)

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

Não sei como pareço para o mundo, mas para mim, sinto-me apenas como um menino brincando na praia e divertindo-me, achando aqui e ali um seixo mais liso ou uma concha mais bonita do que o comum, enquanto o grande oceano da verdade permanece totalmente desconhecido diante de mim".

Sir Isaac Newton

*Este trabalho é dedicado especialmente a minha esposa Edjane,
aos meus pais José Gomes e Maria José e aos
meus irmãos Técio, Henrique, Leocárdia e Ana Lúcia
que sempre me apoiaram incondicionalmente.*

AGRADECIMENTOS

Agradeço ao Dr. Ricardo Arlen Buriti e ao Dr. Amauri Fragoso de Medeiros pela orientação na realização deste trabalho, bem como durante toda a minha iniciação científica.

Aos cidadãos brasileiros, que, através do pagamento de impostos, possibilitaram a CAPES me conceder apoio financeiro, o qual me permitiu dedicar-me integralmente a este trabalho.

Agradeço ao José Augusto pelo cuidado com os dados de fotômetro utilizados neste trabalho.

Ao Dr. Francisco de Assis Brito, coordenador da pós-graduação em Física.

Ao Dr. Hisao Takahashi pelas sugestões e discussões sobre este trabalho.

Aos colegas e professores da Unidade Acadêmica de Física pela agradável convivência durante toda a minha graduação e pós-graduação.

RESUMO

Neste trabalho foi investigada a ocorrência de oscilações de 3-4dias nas emissões do airglow mesosférico do OI5577, O₂b(0-1) e do OH(6-2) e na temperatura rotacional do OH entre janeiro de 1998 e julho de 2007, as quais têm sido atribuídas às ondas de Kelvin ultra-rápidas. A intensidade das emissões e a temperatura rotacional foram medidas por um fotômetro multicanal instalado em São João do Cariri (7,4°S; 36,5°W). A identificação das periodicidades foi feita através do periodograma de Lomb-Scargle. Foram analisadas séries temporais correspondentes a noventa e um períodos de observação do airglow, nas quais foi identificada a presença de oscilações de 3-4dias em quarenta e seis ocasiões. A maior parte dos eventos (34%) foi identificada na primavera. As amplitudes percentuais das oscilações de 3-4dias observadas no OI5577 e no O₂b(0-1) apresentaram uma maior variabilidade do que aquelas observadas no OH(6-2). Além disso, observou-se que as amplitudes percentuais, em média, crescem com a altitude. As amplitudes absolutas observadas na temperatura rotacional estão, em sua maioria, em bom acordo com aquelas que seriam provocadas por ondas de Kelvin ultra-rápidas em torno de 90 km de altitude. O comprimento de onda vertical das oscilações apresentou um amplo intervalo da variação e, em vinte ocasiões os valores obtidos estavam em acordo com aqueles já reportados na literatura para as ondas de Kelvin ultra-rápidas. A comparação dos resultados obtidos através do airglow com aqueles obtidos através dos ventos mesosféricos medidos em São João do Cariri em 2004 e 2005 revelou que em apenas uma das cinco ocasiões as oscilações de 3-4dias exibiram todas as características compatíveis com as de uma onda de Kelvin ultra-rápida.

Palavras-Chave: Airglow, Ondas de Kelvin ultra-rápidas, Mesosfera, Ventos mesosféricos.

3-4DAY OSCILLATIONS OBSERVED IN THE MESOSPHERIC AIRGLOW EMISSIONS AT SÃO JOÃO DO CARIRI (7,4°S; 36,5°W)

ABSTRACT

In this work was investigated the occurrence of 3-4day oscillations in the OI5577, O2b(0-1) and OH(6-2) mesospheric airglow emissions between January 1998 and July 2007, which have been attributed to ultra-fast Kelvin waves. The airglow emissions intensity and rotational temperature were measured by multichannel photometer installed at São João do Cariri (7.4°S, 36.5°W). The periodicities were identified by Lomb-Scargle periodogram. In a total of ninety one airglow observations periods which were analyzed temporal series, in forty six of them it was identified the presence of 3-4day oscillations. The most events (34%) was identified in the spring. The percentile amplitudes in the OI5577 and O2b(0-1) emissions showed a larger variability than those observed in the OH(6-2) emission. Moreover, it was observed that the percentile amplitudes, on average, grow with altitude. The absolute amplitudes in the rotational temperature are in good agreement with those that would be caused by ultra-fast Kelvin waves around 90 km of altitude. The oscillations vertical wavelength showed an ample interval of variation, and, in twenty occasions the obtained values were in agreement with that already reported in the literature for ultra-fast Kelvin waves. Comparison of the results obtained by airglow emissions with that obtained by mesospheric winds measured at São João do Cariri between 2004 and 2005 showed that only in one of the five occasions the 3-4day oscillations exhibit everyone features compatible with ultra-fast Kelvin waves.

KEYWORDS: Airglow, Ultra-fast Kelvin Waves, Mesosphere, Mesospheric Winds

SUMÁRIO

Pág.

LISTA DE FIGURAS

LISTA DE TABELAS

CAPÍTULO 1 – INTRODUÇÃO	17
1.1 – A ATMOSFERA EM MOVIMENTO.....	17
1.2 – VISÃO GERAL DA DISSERTAÇÃO.....	20
CAPÍTULO 2 – EMISSÕES DO AIRGLOW	22
2.1 – INTRODUÇÃO.....	22
2.1.1 – Um breve histórico.....	22
2.2 – AS PRINCIPAIS EMISSÕES.....	23
2.2.1 – A linha verde do oxigênio atômico: OI5577.....	24
2.2.2 – A banda OH (6-2).....	29
2.2.3 – A temperatura rotacional do OH(6-2).....	32
2.2.4 – A banda O ₂ (0-1).....	33
CAPÍTULO 3 – ONDAS NA ATMOSFERA	36
3.1- INTRODUÇÃO.....	36
3.2- AS EQUAÇÕES PRIMITIVAS NUMA ESFERA EM ROTAÇÃO.....	39
3.3- A SOLUÇÃO DAS EQUAÇÕES PRIMITIVAS.....	43
3.4 – ONDAS EQUATORIAIS.....	44
3.4.1 – A onda equatorial de Kelvin.....	48
3.4.2 – A observação de ondas de Kelvin ultra-rápidas na atmosfera.....	54
CAPÍTULO 4 – INSTRUMENTAÇÃO E METODOLOGIA	56
4.1 – O FOTÔMETRO.....	56
4.1.1 - Os filtros de interferência.....	57

4.1.2 - A fotomultiplicadora.....	58
4.2 – CALIBRAÇÃO.....	59
4.2.1 – A transmissão dos filtros.....	59
4.2.2 – Sensibilidade absoluta.....	61
4.3 – REDUÇÃO DOS DADOS.....	61
4.3.1 – Filtro F # 1: OI5577.....	62
4.3.2 – Filtro F # 4: OH(6-2).....	63
4.3.3 – Filtro F # 5: O2b(0-1)	67
4.4 – METODOLOGIA.....	70
4.4.1 – A análise das séries temporais.....	73
4.4.2 – Metodologia para a análise dos periodogramas de Lomb-Scargle.....	74
4.4 – O RADAR METEÓRICO E OS DADOS DE VENTO.....	76
CAPÍTULO 5 – RESULTADOS E DISCUSSÕES.....	78
5.1 – O COMPORTAMENTO DAS EMISSÕES E DA TEMPERATURA ROTACIONAL.....	78
5.2 – OSCILAÇÕES DE 3-4 DIAS NAS EMISSÕES E NA TEMPERATURA.....	81
5.3 – A AMPLITUDE DAS OSCILAÇÕES DE 3-4DIAS.....	86
5.4 – O COMPRIMENTO DE ONDA VERTICAL.....	90
5.5 – AS OSCILAÇÕES DE 3-4 DIAS OBSERVADAS NAS EMISSÕES E NOS VENTOS.....	94
5.5.1 – A oscilação identificada em setembro de 2004.....	95
5.5.2 – A oscilação identificada em dezembro de 2004.....	98
5.5.3 – A oscilação identificada em março de 2005.....	102
5.5.4 – A oscilação identificada em junho-julho de 2005.....	104
5.5.5 – A oscilação identificada em outubro-novembro de 2005.....	107
5.6 – DISCUSSÕES.....	109

CAPÍTULO 6 – CONCLUSÕES.....	114
REFERÊNCIAS.....	116

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 – Espectro noturno do airglow. Estão destacadas pelas caixas coloridas as emissões monitoradas no OLAP.....	24
Figura 3.1 – Esquema da localização de um ponto acima da superfície da Terra.....	39
Figura 3.2 – Direção da velocidade de fase c e velocidade de grupo c_g	50
Figura 3.3 – Perturbações provocadas por uma onda de Kelvin nos campos de geopotencial e do vento zonal. Max e Min denotam, respectivamente, regiões de máximos e mínimos na altura geopotencial e as setas indicam as perturbações no vento zonal.....	51
Figura 3.4 – Secção longitude-altura ao longo do equador mostrando as perturbações na velocidade, pressão e temperatura. Alta e Baixa indicam os máximos e mínimos de pressão, respectivamente. Quente e Frio denotam as regiões de máximos e mínimos nas perturbações de temperatura, respectivamente.....	52
Figura 3.5 – Balanço meridional de forças para uma onda de Kelvin equatorial.....	52
Figura 4.1 – Esquema da unidade ótica do fotômetro.....	57
Figura 4.2 – Esquema de um tubo fotomultiplicador.....	59
Figura 4.3 – Planilha eletrônica referente ao período de observação de 01 a 14 de março de 2005. Em destaque os dados referentes à emissão do OH (6-2).....	71
Figura 4.4 – Série temporal, onde estão aglomerados, na seqüência temporal em que foram obtidos, os dados referentes a um período de observação do airglow. Está sendo mostrada a série temporal do OH(6-2) referente ao período de 26 de outubro a 08 de novembro de 2005.....	72
Figura 4.5 – Exemplo de aplicação do teste de Horne e Baliunas à série temporal da intensidade do OH(6-2) obtida entre 26 de outubro e 08 de novembro de 2005.....	75
Figura 4.6 – Configuração das antenas transmissora e receptora do radar meteórico.....	77
Figura 5.1 – Periodograma de Lomb-Scargle das emissões do O2b(0-1), OI5577 e OH(6-2) e da temperatura rotacional do OH, medidos entre janeiro de 1998 e julho de 2007. A linha pontilhada corresponde a um nível de confiança de 95%.....	79
Figura 5.2 – Comportamento sazonal das emissões e da temperatura rotacional medidos em São João do Cariri entre janeiro de 1998 e julho de 2007. A linha vermelha representa um ajuste referente às oscilações anual e semi-anual.....	80
Figura 5.3 – Ocorrência de oscilações de 3-4 dias nas emissões do OI5577, O2b(0-1), OH (6-2) e temperatura rotacional do OH(6-2) de janeiro de 1998 a dezembro de 2002.....	82

Figura 5.4 – Mesmo que a Figura 5.2, mas para janeiro de 2003 a julho de 2007.....	82
Figura 5.5 – Distribuição anual da ocorrência de oscilações de 3-4 dias nas emissões e na temperatura rotacional e número total de períodos de observação do airglow cujas séries temporais foram analisadas.....	83
Figura 5.6 – Espectro das periodicidades na ocorrência das oscilações de 3-4 dias identificadas através do airglow. A linha horizontal representa um nível de confiança de 95% no periodograma.....	85
Figura 5.7 – Distribuição sazonal da ocorrência de oscilações de 3-4 dias identificadas nas emissões e na temperatura rotacional.....	86
Figura 5.8 – Amplitudes percentuais das oscilações de 3-4 dias observadas nas emissões do OI5577 (painel superior), O2b(0-1) (painel intermediário) e OH(6-2) (painel inferior).....	87
Figura 5.9 – Amplitudes percentuais (painel superior) e absolutas (painel inferior) das oscilações de 3-4 dias observadas na temperatura rotacional.....	88
Figura 5.10 – Periodograma de Lomb-Scargle das amplitudes percentuais das oscilações de 3-4 dias observadas nas emissões do OI5577, O2b(0-1) e OH (6-2) e na temperatura rotacional. Os círculos destacam possíveis periodicidades em torno de 24 meses	89
Figura 5.11 – Histograma das amplitudes percentuais das oscilações de 3-4 dias observadas nas emissões e na temperatura rotacional	90
Figura 5.12 – Séries temporais das emissões do O2b(0-1), OI5577 e OH(6-2) obtidas entre os dias 15 e 28 de maio de 2001. A curva contínua representa onda de aproximadamente três dias observada em todas as emissões através do periodograma L-S. A reta vertical ilustra a diferença de fase entre as emissões.....	91
Figura 5.13 – Estrutura vertical de fase da oscilação identificada entre os dias 15 e 28 de novembro de 2003. A reta em vermelho representa um ajuste linear.....	92
Figura 5.14 – Distribuição dos comprimentos de onda verticais inferidos a partir da diferença de fase entre as emissões.....	93
Figura 5.15 – Comprimento de onda vertical das oscilações de 3-4 dias identificadas no airglow entre janeiro de 1998 e julho de 2007, cujos valores estão entre 35 e 85 km.....	94
Figura 5.16 – Periodograma de Lomb-Scargle para as emissões e temperatura rotacional obtidos entre 07 e 19 de setembro de 2004. Os círculos destacam as periodicidades identificadas.....	95
Figura 5.17 – Estrutura vertical de fase da oscilação identificada nas emissões do O2b(0-1) e OH(6-2) entre os dias 07 e 19 de setembro de 2004.....	96
Figura 5.18 - Periodograma de Lomb-Scargle para a componente zonal do vento mesosférico entre os dias 06 e 20 de setembro de 2004 em altitudes distintas. A linha reta indica o nível de confiança de 95%.....	96

Figura 5.19 – O mesmo que a Figura 5.18, mas para a componente meridional do vento mesosférico.....	97
Figura 5.20 – Estrutura de fase vertical da oscilação de quase cinco dias observada no vento zonal entre 06 e 20 de setembro de 2004. A reta em vermelho representa um ajuste linear, cuja inclinação fornece a velocidade de fase vertical em km/dia.....	98
Figura 5.21 – Periodograma de Lomb-Scargle para as emissões e temperatura rotacional obtidos entre 02 e 13 de dezembro de 2004. Os círculos destacam as periodicidades identificadas.....	99
Figura 5.22 – Estrutura vertical de fase da oscilação identificada entre os dias 02 e 13 de dezembro de 2004. A reta em vermelho representa um ajuste linear, cuja inclinação fornece a velocidade de fase vertical em km/dia.....	99
Figura 5.23 - Periodograma de Lomb-Scargle para a componente zonal do vento mesosférico entre os dias 01 e 14 de dezembro de 2004 em altitudes distintas. A linha horizontal indica o nível de confiança de 95%.....	100
Figura 5.24 – O mesmo que a Figura 5.23, mas para a componente meridional do vento mesosférico.....	101
Figura 5.25 – Estrutura de fase vertical da oscilação de quase cinco dias observada no vento zonal entre 01 e 14 de dezembro de 2004. A reta em vermelho representa um ajuste linear, cuja inclinação dá a velocidade de fase vertical em km/dia.....	101
Figura 5.26 – Periodograma de Lomb-Scargle para as emissões e temperatura rotacional obtidos entre 01 e 14 de março de 2005.....	102
Figura 5.27 - Periodograma de Lomb-Scargle para a componente zonal do vento mesosférico entre os dias 01 e 16 de março de 2005 em altitudes distintas. A linha reta indica o nível de confiança de 95%.....	103
Figura 5.28 – O mesmo que a Figura 5.2527, mas para a componente meridional do vento mesosférico.....	103
Figura 5.29 - Estrutura vertical de fase das oscilações identificadas no airglow (a) e no vento zonal (b). A linha em vermelho representa um ajuste linear.....	104
Figura 5.30 - Periodograma de Lomb-Scargle para as emissões e temperatura rotacional obtidos entre 30 de junho e 11 de julho de 2005.....	105
Figura 5.31 – Periodograma de Lomb-Scargle para a componente zonal do vento mesosférico entre os dias 28 de junho e 13 de julho de 2005 em altitudes distintas. A linha reta indica o nível de confiança de 95%.....	105
Figura 5.32 – O mesmo que a Figura 5.3032, mas para a componente meridional do vento mesosférico.....	106

Figura 5.33 – Estrutura vertical de fase das oscilações identificadas em junho/julho de 2005 no airglow (a) e no vento zonal (b). A linha em vermelho representa um ajuste linear.....	107
Figura 5.34 – Periodograma de Lomb-Scargle para as emissões e temperatura rotacional obtidos entre 26 de outubro e 08 de novembro de 2005.....	107
Figura 5.35 – Periodograma de Lomb-Scargle para a componente zonal do vento mesosférico entre os dias 25 de outubro e 10 de novembro de 2005 em altitudes distintas. A linha reta indica o nível de confiança de 95%.....	108
Figura 5.36 – O mesmo que a Figura 5.35, mas para a componente meridional do vento mesosférico.....	108
Figura 5.37 – Estrutura vertical de fase das oscilações identificadas no airglow (a) e no vento zonal (b). A linha em vermelho representa um ajuste linear.....	109

LISTA DE TABELAS

Tabela 4.1 – Distribuição da quantidade de dias de monitoramento do airglow em cada período de observação.....	72
Tabela 5.1 – Componentes da oscilação semi-anual identificada nas emissões e na temperatura rotacional através do periodograma L-S. Os valores percentuais das amplitudes (entre parênteses) são referentes a média das emissões/temperatura durante o período nos quais esses dados foram obtidos.....	81
Tabela 5.2 – Frequência anual da ocorrência de oscilações de 3-4dias.....	84
Tabela 5.3 – Ocasões nas quais foi possível comparar os resultados obtidos através airglow e dos ventos.....	95

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

1.1 - A ATMOSFERA EM MOVIMENTO

A atmosfera terrestre comporta uma ampla variedade de movimentos que possuem as mais diversas escalas temporais e espaciais, cujas assinaturas são deixadas nos parâmetros que especificam o estado da atmosfera, como por exemplo, pressão, temperatura e velocidade dos ventos. A descrição quantitativa da dinâmica atmosférica é feita com base nas leis de conservação da massa, energia e momento. Tomando como ponto de partida essas leis de conservação, juntamente com a lei dos gases ideais, é possível, *em princípio*, descrever todo o comportamento dinâmico da atmosfera.

As variações dos campos atmosféricos que exibem um comportamento periódico são convenientemente descritas como perturbações ondulatórias que se propagam no tempo e no espaço. São as ondas atmosféricas. Inicialmente, admite-se que as ondas atmosféricas existem como pequenas perturbações nos campos atmosféricos sobre um estado básico de equilíbrio. Dessa forma é possível aplicar a teoria das perturbações para obter as soluções ondulatórias e, assim conhecer, em primeira aproximação, o estado da atmosfera. No método da perturbação os campos variáveis são divididos em duas partes: um estado básico, que normalmente assume-se que seja independente da longitude, e uma porção perturbada, que é um desvio local nos campos variáveis em relação ao estado básico de equilíbrio. As hipóteses básicas da teoria das perturbações são que as variáveis do estado básico satisfazem as equações fundamentais quando as perturbações são nulas e que as perturbações são suficientemente pequenas para que produtos que as envolvam possam ser desprezados. Com essas hipóteses, as equações diferenciais fundamentais, que inicialmente seriam não-lineares, são reduzidas a equações diferenciais lineares, que podem, então, ser resolvidas através dos métodos padrão (Holton, 1992).

As ondas atmosféricas são comumente divididas em três categorias de acordo com seu período de oscilação: as ondas de gravidade que têm períodos da ordem de minutos até algumas horas e possuem escala horizontal da ordem de alguns milhares de quilômetros, as marés atmosféricas cujos períodos de oscilação são submúltiplos dos dias solar e lunar e que

têm escala horizontal da ordem da circunferência da Terra e as ondas planetárias que também têm escala horizontal da ordem da circunferência da Terra, mas possuem períodos de oscilação maiores que um dia. As ondas atmosféricas são normalmente geradas nos níveis inferiores da atmosfera e então se propagam ascendentemente transportando energia e momento para níveis superiores até se dissiparem e transmitirem momento ao fluxo básico. Dessa forma, as ondas atmosféricas podem também atuar como forçantes de outras perturbações.

Uma técnica utilizada para estudar as ondas atmosféricas presentes na alta atmosfera numa região compreendida aproximadamente entre 80 e 100 km da altitude é o monitoramento do airglow. O airglow, também denominado de aeroluminescência ou luminescência atmosférica, é uma luminosidade natural que está continuamente sendo emitida por alguns átomos e moléculas existentes na alta atmosfera, principalmente na região compreendida entre 80 e 100 km de altitude que, por meio de reações químicas, são deixados em estados energéticos excitados. Quando uma onda passa por uma camada de airglow ela perturba a concentração dos constituintes envolvidos nas reações químicas que o produzem, bem como a temperatura ambiente, parâmetros dos quais as taxas de emissão do airglow são dependentes. Dessa forma, o monitoramento das emissões permite que as ondas atmosféricas que passam através das camadas de emissão do airglow sejam estudadas. Os principais responsáveis pelas emissões do airglow são o oxigênio atômico e molecular, a hidroxila e átomos metálicos como o sódio. Os principais instrumentos utilizados para monitorar o airglow são fotômetros, espectrômetros de rede de difração, interferômetros de Fabry-Perot e os interferômetros de Michelson. Além disso, também são utilizados imageadores que captam imagens das camadas de emissão, permitindo assim a visualização direta das estruturas ondulatórias presentes nessas camadas. Esses equipamentos podem ser instalados tanto no solo quanto a bordo de foguetes e satélites. Dentre esses instrumentos, o mais simples e menos oneroso é o fotômetro.

A dinâmica da alta atmosfera tem sido bastante estudada através do monitoramento das emissões do airglow. Takahashi *et al.* (1984) e Takahashi *et al.* (1998) estudaram os efeitos das marés atmosféricas sobre as emissões do airglow em baixas latitudes e em regiões equatoriais, respectivamente. Taylor *et al.* (1987) observaram simultaneamente através das imagens das emissões do oxigênio atômico (OI5577nm), do sódio mesosférico (NaD) e da hidroxila (OH) a propagação de ondas de gravidade. Buriti (1997) estudou as ondas de

gravidade em Shigaraki (35°N; 136°L) através de medidas simultâneas de radar MU e fotômetro. Medeiros (2002) utilizou imagens das emissões da hidroxila e do oxigênio atômico e molecular, obtidas por um imageador de todo o céu, para construir uma climatologia das ondas de gravidade de curto período sobre Cachoeira Paulista (23°S; 45°O). Teitelbaum *et al.* (1981) evidenciaram a assinatura de ondas planetárias de quase dois dias na linha verde do oxigênio atômico. Ward *et al.* (1997) identificaram a assinatura de uma onda de dois dias nas taxas de emissão da linha verde do oxigênio atômico na mesosfera medida pelo instrumento Wind Imaging Interferometer (WIND II) instalado à bordo do satélite UARS. Recentemente, Takahashi *et al.* (2002) e Buriti *et al.* (2005) registraram a assinatura de ondas planetárias nas emissões do airglow na região equatorial, onde destacaram uma oscilação de 3-4 dias nas taxas de emissão do airglow e na temperatura rotacional inferida a partir da taxa de emissão da hidroxila, as quais foram atribuídas às ondas de Kelvin ultra-rápidas.

As ondas de Kelvin são oscilações nos campos atmosféricos confinadas na região equatorial que se propagam zonal e verticalmente na atmosfera. Acredita-se que elas são geradas na troposfera pela liberação de calor latente em grandes complexos convectivos na região equatorial (Andrews, 1987, p.213). As ondas de Kelvin são caracterizadas por perturbarem apreciavelmente os campos atmosféricos apenas na direção zonal. Perturbações estas que, propagam-se na direção zonal apenas para leste. Além disso, a teoria linear prevê que a amplitude dessas perturbações tem a forma de uma função gaussiana centrada no equador. As ondas de Kelvin são divididas em três categorias de acordo com sua velocidade de fase horizontal: as ondas de Kelvin lentas, descobertas por Wallace e Gutzwiller (1968) através de rádio sondagens na baixa estratosfera, que têm velocidade de fase entre 20 e 40m/s e comprimento de onda vertical em torno de 10km; as ondas de Kelvin rápidas, descobertas por Hirota (1978) na alta estratosfera e mesosfera através de dados de foguetes meteorológicos e de satélites, que têm velocidade de fase horizontal entre 50 e 80m/s e comprimento de onda vertical em torno de 20km; e as ondas de Kelvin ultra-rápidas, descoberta por Salby *et al.* (1984) através de medidas de satélite, que têm velocidade de fase horizontal entre 100 e 120m/s e comprimento de onda vertical da ordem de 40km ou superior. Esses modos são normalmente identificados com número de onda zonal um, dois ou três. As ondas de Kelvin desempenham um papel importante na dinâmica da atmosfera, uma vez que há evidências de que essas ondas atuam como forçantes da oscilação quase-bianual observada no regime de ventos da baixa estratosfera e da oscilação semi-anual observada na estratosfera e mesosfera. Previsões teóricas indicam que os dois primeiros modos das ondas do tipo

Kelvin são amortecidas por dissipação térmica, uma vez que têm comprimentos de onda vertical relativamente curtos (<20km), podendo se propagar apenas até a mesosfera, enquanto o modo ultra-rápido, devido a seu comprimento de onda vertical relativamente longo, pode se propagar acima da mesopausa e atingir até 150km de altitude (Forbes, 2000). Na região da MLT (acrônimo em inglês de Mesosphere and Lower Thermosphere), as ondas de Kelvin são principalmente estudadas através de radares que fornecem informações sobre a velocidade dos ventos nessa região, como pode ser visto, por exemplo, nos trabalhos de Vincent e Lesicar (1991), Riggins *et al.* (1997), Yoshida *et al.* (1999), Kovalam *et al.* (1999), Sridharan *et al.* (2002), Younger e Mitchell (2006) e Lima *et al.* (2008). Com referência à modelagem, Forbes (2000), indicou em seu modelo dinâmico que o modo ultra-rápido deve influenciar as emissões do airglow provenientes da região entre 90 e 110km de altitude. Posteriormente, Lichstein *et al.* (2002), utilizando o campo de ondas de Forbes (2000) em um modelo químico dinâmico unidimensional demonstraram que perturbações de 3-4 dias observadas nas taxas de emissão do airglow eram consistentes com as que seriam provocadas por ondas de Kelvin ultra-rápidas.

Motivado no sentido de tentar consolidar a utilização de medidas de airglow como ferramenta para se estudar ondas planetárias, neste trabalho serão utilizados dados das emissões da linha verde do oxigênio atômico (OI5577mesosférico, posteriormente referido apenas como OI5577), da banda (0-1) do oxigênio molecular e da banda (6-2) da hidroxila, além da temperatura rotacional da hidroxila, medidos por um fotômetro multicanal instalado em São João do Cariri (7,4°S; 36,5°O) entre janeiro de 1998 e julho de 2007, com o intuito de identificar e caracterizar as oscilações de 3-4 dias identificadas nesses parâmetros. Além disso, serão discutidas maneiras de confirmar se essas periodicidades de 3-4 dias são consistentes com aquelas que seriam provocadas por ondas de Kelvin ultra-rápidas. Para tanto, também serão utilizadas informações dos ventos mesosféricos obtidas por um radar meteorológico instalado em São João do Cariri.

1.2 – VISÃO GERAL DA DISSERTAÇÃO

No capítulo 2 é dada uma visão geral das emissões do airglow, onde são ressaltados: alguns aspectos históricos, o espectro de emissão, as principais emissões e o cálculo das taxas de emissão e da temperatura rotacional.

No capítulo 3 é apresentada a teoria aplicada às ondas atmosféricas, destacando-se as ondas confinadas na região equatorial, em especial as ondas de Kelvin, sobre as quais são mostrados os principais aspectos teóricos e observacionais.

No capítulo 4 são apresentados os instrumentos utilizados para obtenção dos dados de airglow e dos ventos, bem como a metodologia utilizada na obtenção, organização e análise dos dados.

No capítulo 5 são apresentados os resultados obtidos no trabalho, bem como uma discussão sobre a consistência das oscilações de 3-4 dias identificadas nas emissões do airglow serem interpretadas como ondas de Kelvin ultra-rápidas.

No capítulo 6 são apresentadas as principais conclusões e algumas sugestões para trabalhos futuros.

CAPÍTULO 2

EMISSÕES DO AIRGLOW

2.1 - INTRODUÇÃO

A atmosfera superior da Terra emite continuamente radiação eletromagnética devido a vários processos físico-químicos, dentre os quais, podemos citar as colisões e reações químicas entre os constituintes atmosféricos em regiões mesosféricas. Nesses processos os constituintes tanto ganham como perdem energia e, no caso de ficarem com excesso de energia, podem emitir fótons para retornarem aos níveis energéticos fundamentais.

Denomina-se luminescência atmosférica ou airglow a luz que os átomos ou moléculas presentes na alta atmosfera terrestre emitem quando estão em estados energéticos excitados, ininterruptamente e numa ampla faixa espectral, que vai do ultravioleta distante até o infravermelho próximo.

2.1.1- Um breve histórico

A luminosidade devida ao airglow é por vezes confundida com aquela proveniente das auroras. Enquanto a primeira resulta de reações químicas entre constituintes atmosféricos e ocorre em todas as latitudes, a aurora tem sua origem na interação do vento solar com o campo geomagnético e ocorre em altas latitudes. Além disso, o airglow tem uma história relativamente curta, com início no começo do século XX, enquanto que, a história da aurora remonta a época dos filósofos Anaxímenes, Anaxinágoras e Aristóteles.

O airglow foi descoberto por Newcomb em 1901. Ele atribuiu essa luz do céu noturno (observável por contraste quando um objeto opaco é segurado acima da cabeça à noite) ao fluxo de radiação de miríades de estrelas, muito fracas para serem vistas individualmente (Chapman, 1967). Por algum tempo essa luminosidade do céu noturno foi bastante confundida com as auroras.

Segundo Chapman (1967), a luminosidade atmosférica foi bastante estudada de 1915 em diante no observatório Lowell, em Flagstaff, Arizona, por Slipher (1919, 1933), que observou que a linha auroral 5577\AA estava sempre presente em seu espectro. A fonte dessa linha, o oxigênio atômico, foi explicada por McLennan e Shrum (1924). Muitas outras radiações foram observadas em Flagstaff, incluindo duas linhas vermelhas do oxigênio

atômico, 6300 e 6364Å, proeminentes também na aurora (Chapman, 1967). Gradualmente, tornou-se claro que o espectro da luz do céu noturno diferia daquele observado na aurora, no qual seu potencial de excitação é pequeno Chapman (1967).

A distinção entre a luminosidade auroral e a luz do céu noturno foi claramente reconhecida por Rayleigh (1931) que deu o nome de “aurora não-polar”, fazendo uma referência à linha 5577nm do oxigênio atômico presente no espectro das auroras. Seu novo termo e o nome “luz do céu noturno”, foram gradualmente substituídos pelo termo *airglow*, proposto por Elvey sob a sugestão de O. Struve (Chapman, 1967).

Duffay (1933), baseado em seu conhecimento miríades de estrelas fracas de diferentes magnitudes, mostrou que a explicação de Newcomb para a origem da luminosidade do céu noturno era inadequada: a maior parte dessa luminosidade deveria vir da luz zodiacal e da autoluminescência da atmosfera (Chapman, 1967). Em português, também se utiliza o termo *airglow* para expressar a luminosidade da atmosfera, mas os termos luminescência atmosférica e aeroluminescência também são utilizados.

A explicação inicial para a emissão do *airglow* invocava a um fluxo contínuo de elétrons altamente energéticos (10^{10} eV) provenientes do Sol (Chapman, 1967). No entanto, Chapman (1931), propôs uma teoria muito diferente, agora geralmente aceita, que o *airglow* é devido à emissão de fótons associados com a recombinação de partículas ionizadas e, mais particularmente, partículas dissociadas produzidas pela absorção da luz do Sol durante o dia (Chapman, 1967).

De acordo com o horário do dia no qual o *airglow* é observado, ele recebe denominações distintas. Dessa forma, o *airglow* observado durante o dia é denominado de *dayglow*; quando se observa o *airglow* durante o crepúsculo, ele é denominado de *twilightglow*; já quando o *airglow* é medido durante a noite ele é denominado de *nightglow*. Durante o dia e também no crepúsculo o *airglow* é bastante contaminado pela luz do Sol. Dessa forma, as medidas do *airglow* são normalmente realizadas durante a noite.

2.2 – AS PRINCIPAIS EMISSÕES

O *airglow* tem um amplo espectro de emissão. No entanto, as principais emissões ocorrem no espectro visível e no infravermelho próximo. Elas são devidas a emissões do

radical hidroxila OH, também conhecidas como bandas de Meinel; do oxigênio atômico e molecular e de átomos metálicos, dentre os quais se destaca o sódio.

No observatório de luminescência atmosférica da Paraíba (OLAP), são monitoradas as emissões das bandas (6-2) e (0-1) da hidroxila e oxigênio molecular, respectivamente, a partir das quais é inferida a temperatura da atmosfera na região de emissão de cada uma dessas duas bandas. Além disso, são monitoradas as linhas verde e vermelha do oxigênio atômico e a linha amarela do sódio. A Figura 2.1 mostra o espectro noturno do airglow, onde são destacadas as emissões monitoradas no OLAP.

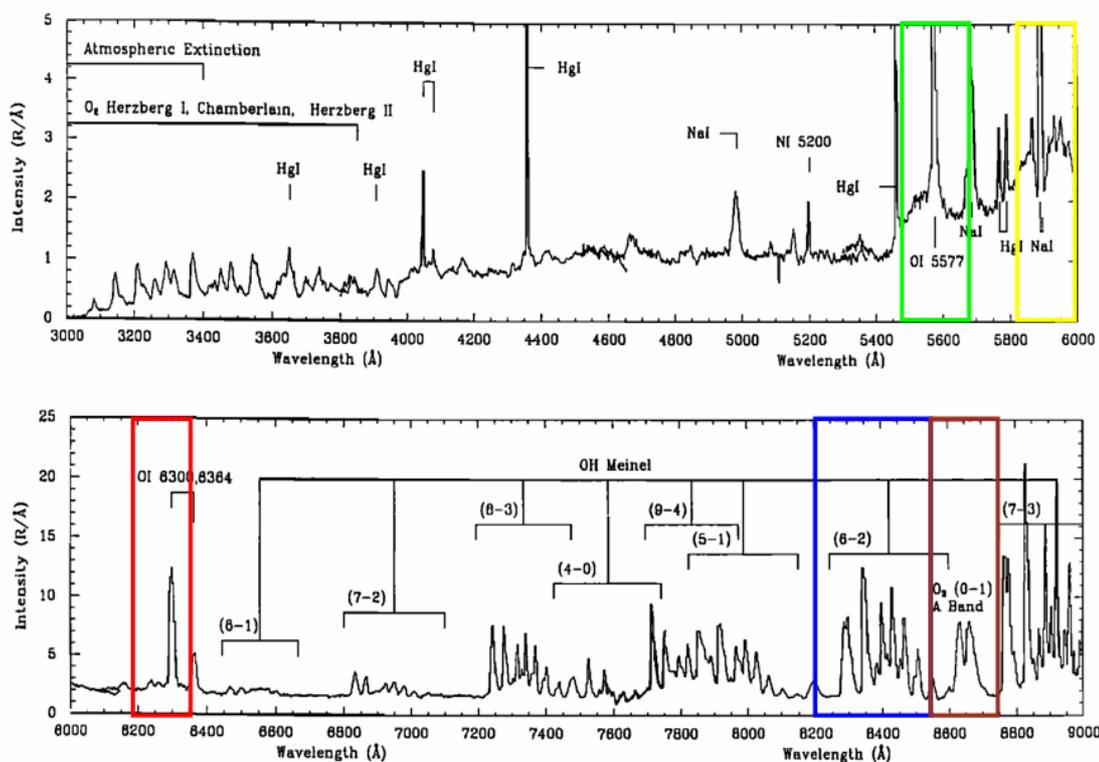


Figura 2.1 – Espectro noturno do airglow. Estão destacadas pelas caixas coloridas as emissões monitoradas no OLAP (Adaptado de Jonhston e Broadfoot, 1993).

A seguir serão descritas as principais características e os processos fotoquímicos envolvidos em cada emissão estudada neste trabalho.

2.2.1 – A linha verde do oxigênio atômico: OI5577

Essa linha do oxigênio atômico é emitida quando há uma transição eletrônica do estado $O(^1S)$ para o estado $O(^1D)$. O tempo de vida radioativa do estado excitado é de 0,74s (Tillu, 1973). Na atmosfera, a linha verde é emitida em duas altitudes distintas: uma na região

da mesopausa em torno de 97 km de altitude e a outra na termosfera em torno de 250 km de altitude. Em cada uma dessas regiões os mecanismos de transferência de energia que deixam o átomo no estado excitado $O(^1S)$ são distintos. Na mesopausa, o mecanismo de transferência de energia ocorre em duas etapas de acordo por Barth (1961), sendo representado pelas seguintes reações químicas:



onde O_2^* representa um estado excitado eletrônico e vibracional do O_2 que é formado diretamente da reação de recombinação e M representa a molécula média da atmosfera (normalmente N_2 e O_2). Como é possível perceber das reações químicas acima, a emissão do OI5577 é diretamente relacionada com a concentração de oxigênio atômico.

Na termosfera, o mecanismo de transferência de energia ocorre por meio da recombinação dissociativa entre elétrons e íons O_2^+ (Peterson e Van Zandt, 1969):



Quando a linha verde é monitorada por instrumentos no solo, mede-se a intensidade devida às emissões que provenientes tanto da mesosfera quanto da termosfera. Em situações nas quais estão sendo estudados fenômenos que ocorrem na mesosfera, como neste trabalho, por exemplo, deve-se estimar a contribuição devida a emissão proveniente da mesosfera. Como será visto mais adiante, os processos que excitam as linhas verde e vermelha do oxigênio atômico na termosfera são semelhantes. Esse fato é utilizado para estimar a contribuição da linha verde do oxigênio atômico proveniente da termosfera em termos da intensidade da linha vermelha. Assim, monitorando-se a linha vermelha é possível estimar contribuição das emissões da linha verde provenientes da mesosfera e da região-F para a intensidade total medida no solo. Estima-se que a intensidade da linha verde da região-F corresponde a cerca de 20% da intensidade da linha vermelha (Fagundes *et al.*, 1995).

No OLAP também é monitorada a linha vermelha do oxigênio atômico, referida como OI630.0nm. Essa linha, proveniente termosfera, tem seu pico de emissão situado em torno de 250 km de altitude e ocorre quando um elétron do oxigênio atômico sofre uma transição do estado excitado $O(^1D)$ para o estado $O(^3P)$. Essa espécie excitada também existe na região da MLT. No entanto, não é possível medi-la porque seu tempo de vida radioativa, que é da ordem 100s, é muito longo quando comparado a frequência de colisão nessa região. Dessa forma, os átomos de oxigênio atômico que estão no estado $O(^1D)$ são desativados por colisão antes que possam emitir radiação.

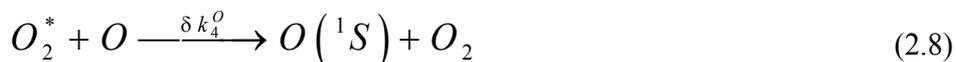
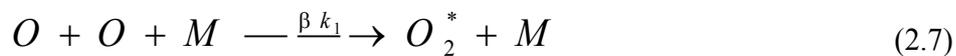
Uma forma de monitorar quantitativamente uma emissão é determinando sua taxa de emissão volumétrica, que é definida como a quantidade de fótons emitidos por unidade de volume e de tempo. Em geral, a taxa de emissão volumétrica é expressa em $fótons/cm^3s$. Matematicamente, ela é expressa como o produto entre a concentração do constituinte emissor e a probabilidade de ocorrer a emissão. Para o OI5577, temos então que:

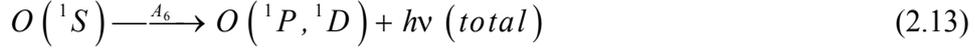
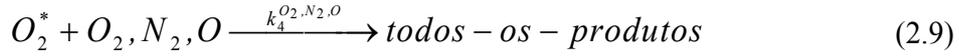
$$V_{OI5577} = A_5 [O(^1S)] \quad (2.6)$$

onde A_5 é probabilidade de transição e $[O(^1S)]$ a concentração de oxigênio atômico no estado excitado.

Para calcular a taxa de emissão se deve conhecer os processos fotoquímicos de produção e perda do constituinte emissor e, então, considerar que esses processos estão em equilíbrio fotoquímico.

As equações (2.1) e (2.2) expressam os processos envolvidos na produção de $O(^1S)$ e a equação (2.3) expressa a perda deste constituinte pela emissão de fótons na linha verde. Há ainda outros processos de perda do $O(^1S)$ que devem ser considerados. A seguir listamos todos os processos de produção e perda envolvidos na emissão do OI5577 acompanhados de seus respectivos coeficientes de reação, com as unidades apropriadas, de acordo com McDade *et al.* (1986):





As constantes mostradas acima das setas são as constantes da reação, que em geral dependem da temperatura do meio. No caso da letra *A* (maiúscula) acompanhada do subscrito numérico, representa a probabilidade de determinada transição.

No equilíbrio fotoquímico tem-se que a produção, (P), de $O(^1S)$ é numericamente igual a perda, (L), deste constituinte. Então, pode-se escrever que:

$$P[O(^1S)] = L[O(^1S)] \quad (2.14)$$

A produção de $O(^1S)$, que ocorre através do mecanismo de Barth, pode ser expressa utilizando-se a equação (2.8) da seguinte forma:

$$P[O(^1S)] = \delta k_4^O [O_2^*][O] \quad (2.15)$$

Já perda de $O(^1S)$, que ocorre por emissão de fótons e desativação por colisão (quenching), é expressa a partir das equações (2.13) e (2.11), respectivamente, da seguinte forma:

$$L[O(^1S)] = k_5 [O(^1S)][O_2] \quad (2.16)$$

$$L[O(^1S)] = A_6 [O(^1S)] \quad (2.17)$$

Então, no equilíbrio fotoquímico, tem-se que:

$$\delta k_4^O [O_2^*][O] = k_5 [O(^1S)][O_2] + A_6 [O(^1S)] \quad (2.18)$$

Com isso, pode-se escrever que:

$$[O(^1S)] = \frac{\delta k_4^O [O_2^*][O]}{A_6 + k_5 [O_2]} \quad (2.19)$$

O estado excitado O_2^* do oxigênio molecular é um precursor do $O(^1S)$, logo se deve considerar seus processos de produção e perda para o cálculo da taxa de emissão do OI5577. A produção e perda do O_2^* são dadas pelas seguintes expressões:

$$P(O_2^*) = \beta k_1 [O][O][M] \quad (2.20)$$

$$L(O_2^*) = k_4^{O_2} [O_2^*][O_2] \quad (2.21)$$

$$L(O_2^*) = k_4^O [O_2^*][O] \quad (2.22)$$

$$L(O_2^*) = k_4^{N_2} [O_2^*][N_2] \quad (2.23)$$

$$L(O_2^*) = A_4 [O_2^*] \quad (2.24)$$

No equilíbrio fotoquímico $P(O_2^*) = L(O_2^*)$, pode-se escrever das equações (2.20) a (2.24) que:

$$\beta k_1 [O]^2 [M] = [O_2^*] (\delta k_4^O [O] + k_4^{O_2} [O_2] + k_4^O [O] + k_4^{N_2} [N_2] + A_4) \quad (2.25)$$

Com isso, tem-se que:

$$[O_2^*] = \frac{\beta k_1 [O]^2 [M]}{k_4^{O_2} [O_2] + k_4^O [O] + k_4^{N_2} [N_2] + A_4} \quad (2.26)$$

Substituindo (2.26) em (2.19), obtem-se que:

$$[O(^1S)] = \frac{\delta k_4^O \beta k_1 [M][O]^3}{(A_6 + k_5 [O_2]) (k_4^{O_2} [O_2] + k_4^{N_2} [N_2] + k_4^O [O] + A_4)} \quad (2.27)$$

Assim, a taxa de emissão volumétrica do OI5577 será dada por:

$$V_{015577} = A_5 \frac{\delta k_4^O \beta k_1 [O]^3 [M]}{(A_6 + k_5 [O_2])(k_4^{O_2} [O_2] + k_4^{N_2} [N_2] + k_4^O [O] + A_4)} \quad (2.28)$$

2.2.2 – A banda OH (6-2)

O radical hidroxila é responsável por várias bandas de emissão no espectro do airglow como pode ser observado na Figura 2.1. Essas bandas foram descobertas por Meinel (1950), e em sua homenagem, foram denominadas de bandas de Meinel. Elas são devidas a transições vibra-rotacionais experimentadas pela molécula que ocorrem no estado eletrônico fundamental, cujo tempo de vida radiativa é da ordem de algumas dezenas de milissegundos (Takahashi et al., 2005a)

A principal fonte de produção do OH em níveis vibracionais excitados até $v \leq 9$ é a reação exotérmica entre hidrogênio e ozônio proposta por Bates e Nicolet, (1950):



onde $f(v)k_1$ é o coeficiente de reação.

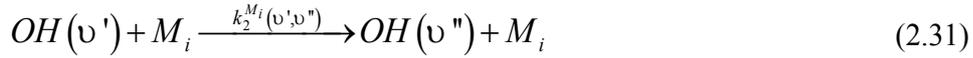
Apesar da reação (2.29) ser considerada a principal fonte de produção do OH excitado, há também dois outros processos secundários que podem deixar o OH em estados excitados: a cascata radiativa e a cascata colisional. No primeiro há uma transição com emissão de fótons de um estado excitado superior, v' , para um estado inferior, v'' , ainda excitado. Na cascata colisional o processo é semelhante, mas neste, a transição entre os estados excitados v' e v'' ocorre através de colisões com outras moléculas, geralmente N_2 e O_2 , sem a emissão de fótons.

A cascata radiativa pode ser descrita da seguinte forma:



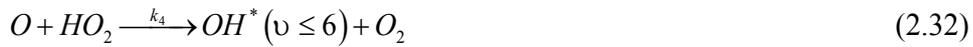
onde $A(v',v'')$ é a probabilidade de transição entre os estados v' e v'' , também chamada de *coeficiente de Einstein* e $h\nu$ a energia do fóton emitido na transição.

Enquanto a cascata colisional é descrita da seguinte maneira:



onde M_i representa as moléculas envolvidas na reação (N_2 e O_2) e $k_2^{M_i}(v',v'')$ é uma constante da reação que representa o decaimento através de colisões entre os estados v' e v'' .

Além desses processos, a reação entre oxigênio atômico e dióxido de hidrogênio tem sido apontada como uma fonte secundária para a produção do OH em estados excitados em níveis vibracionais $v \leq 6$ (Krassovsky, 1971, 1972; Nicolet, 1970):



onde k_4 é o coeficiente da reação cuja dependência com temperatura é dada por $k_4 = 3.10^{-12} T^{1/2} cm^3 s^{-1}$ (Nicolet, 1970).

A reação (2.32) foi proposta para explicar a discrepância entre as taxa de emissão do OH em níveis vibracionais $v \leq 6$ calculada através dos processos de produção acima mencionados e os valores observados experimentalmente, que eram bem maiores. No entanto, há indícios que contestam a eficiência na produção do OH excitado através da reação (2.32).

Os processos de perda do OH em estados excitados são devidos à emissão espontânea de radiação e à desativação colisional (quenching).



onde $A(v')$ é o inverso do tempo de vida do OH no estado v'



A taxa de emissão volumétrica do OH (6-2) é dada por:

$$V_{OH(6-2)} = A(6,2)[OH(v=6)] \quad (2.35)$$

onde $A(6,2)$ é o coeficiente de Einstein para a transição entre os estados $v'=6$ e $v''=2$ e $[OH(6)]$ é a concentração da hidroxila no estado $v'=6$.

Considerando os processos fotoquímicos de produção e perda envolvidos na emissão do OH (6-2), e, admitindo o equilíbrio fotoquímico entre eles, pode-se determinar uma expressão para a taxa de emissão dessa espécie química.

Podemos expressar a produção do $[OH(6)]$ através das seguintes expressões:

$$P([OH(6)]) = f(v=6)k_1[H][O_3] \quad (2.36)$$

$$P([OH(6)]) = \sum_{v=7}^9 A(v,6)[OH(v)] \quad (2.37)$$

$$P([OH(6)]) = \sum_{v=7}^9 [OH(v)] \left\{ \sum_{M_i} k_2^{Q_i}(v,6)[M_i] \right\} \quad (2.38)$$

Já a perda do $[OH(6)]$ pode ser expressa pelas seguintes equações:

$$L([OH(6)]) = [OH(6)] \sum_{M_i} k_L^{M_i}(6)[M_i] \quad (2.39)$$

$$L([OH(6)]) = A(6)[OH(6)] \quad (2.40)$$

No equilíbrio fotoquímico temos $P([OH(6)]) = L([OH(6)])$. Assim, a partir das equações (2.36) a (2.40), podemos escrever:

$$f(6)k_1[H][O_3] + \sum_{v=7}^9 A(v,6)[OH(v)] + \sum_{v=7}^9 [OH(v)] \left\{ \sum_{M_i} k_2^{Q_i}(v,6)[M_i] \right\} =$$

$$[OH(6)] \sum_{M_i} k_L^{M_i}(6)[M_i] + A(6)[OH(6)] \quad (2.41)$$

Com isso, a concentração de OH (6) será dada por:

$$[OH(6)] = \frac{\left\{ f(6)k_1[H][O_3] + \sum_{\nu=7}^9 A(\nu,6)[OH(\nu)] + \sum_{\nu=7}^9 [OH(\nu)] \left\{ \sum_{M_i} k_2^{O_i}(\nu,6)[M_i] \right\} \right\}}{\sum_{M_i} k_L^{M_i}(6)[M_i] + A(6)} \quad (2.42)$$

A taxa de emissão volumétrica do OH (6-2) será dada então por:

$$V_{OH(6-2)} = \frac{\left\{ A(6,2)f(6)k_1[H][O_3] + \sum_{\nu=7}^9 A(\nu,6)[OH(\nu)] + \sum_{\nu=7}^9 [OH(\nu)] \left\{ \sum_{M_i} k_2^{O_i}(\nu,6)[M_i] \right\} \right\}}{\sum_{M_i} k_L^{M_i}(6)[M_i] + A(6)} \quad (2.43)$$

2.2.3 – A temperatura rotacional do OH(6-2)

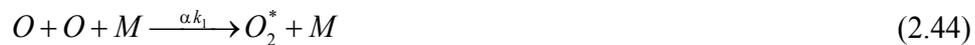
A emissão da hidroxila resulta de transições vibra-rotacionais dentro do estado eletrônico fundamental $OH(^2\Pi)$, cujos termos de energia vibracional e rotacional são dados pelas aproximações do oscilador anarmônico e do rotor rígido, respectivamente. Medindo-se a intensidade de pelo menos duas linhas rotacionais é possível inferir a temperatura rotacional da molécula a partir da razão entre as intensidades dessas linhas. A ideia básica para calcular a temperatura consiste em determinar o espectro teórico de emissão da banda e compará-lo com as medidas efetuadas pelo fotômetro. A temperatura rotacional da molécula pode ser utilizada como uma estimativa da temperatura cinética da atmosfera na região da camada de emissão da hidroxila porque o número de colisões dessa molécula, por unidade de tempo, com os constituintes majoritários na região de emissão é suficientemente maior do que seu tempo de vida radiativa. Com isso, as populações rotacionais podem atingir o equilíbrio térmico com o ambiente antes da emissão de fótons. Várias bandas têm sido utilizadas para determinar a temperatura rotacional. Por exemplo, Gobbi (1993) e Wrasse *et al.*, (2004) utilizaram medidas das bandas OH(9-4) e OH(8-3), respectivamente, para determinar a temperatura rotacional. É necessário que pelo menos a intensidade de duas linhas rotacionais da molécula sejam medidas para se determinar a temperatura rotacional. Neste caso da banda OH(6-2) são medidas as linhas P1(2) e P1(4). Detalhes do cálculo do espectro teórico dessa banda e dos

procedimentos experimentais empregados no cálculo da temperatura rotacional podem ser obtidos em diversos trabalhos (Buriti, 1997; Bangeston, 2005).

2.2.4 – A banda O₂(0-1)

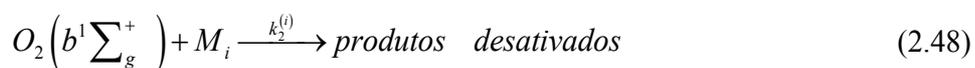
Essa emissão é uma das bandas vibracionais resultantes da transição eletrônica $b^1 \sum^+ g \rightarrow X^3 \sum^- g$. Além da banda (0-1), há ainda a banda O₂(0-0) presente nas emissões do oxigênio molecular. No entanto, a banda (0-0) não pode ser medida do solo uma vez que é absorvida na baixa e média atmosfera. Tais bandas estão centradas nos comprimentos de onda de 761,9nm e 864,5nm, respectivamente.

O processo de produção do estado excitado $O_2(b^1 \sum_g^+)$ é semelhante ao da produção do O(¹S), responsável pela emissão da linha verde do oxigênio atômico. Em ambos, a transferência de energia para a espécie emissora ocorre em duas etapas (mecanismo de Barth). A diferença é no caso do OI5577 a energia é transferida para o oxigênio atômico, enquanto que na banda O₂(0-1) a energia é transferida para o oxigênio molecular.



Onde αk_1 e $\gamma k_*^{(2)}$ são os coeficientes da reação.

Para se determinar uma expressão para a taxa de emissão volumétrica do O₂b(0,1) deve-se conhecer os processos fotoquímicos responsáveis pela perda desta espécie emissora e pelo agente precursor O_2^* .





Admitindo o equilíbrio fotoquímico, pode-se escrever das equações (2.45) e (2.48) a (2.50) uma expressão para a concentração do oxigênio molecular no estado $b^1 \sum_g^+$:

$$\gamma k_*^{(2)} [O_2^*] [O_2] = k_2^{(i)} \sum_i [M_i] [O_2(b^1 \sum_g^+)] + A_5 [O_2(b^1 \sum_g^+)] \quad (2.51)$$

Assim, tem-se que a concentração do $O_2(b^1 \sum_g^+)$ será dada por:

$$\left[O_2(b^1 \sum_g^+) \right] = \frac{\gamma k_*^{(2)} [O_2^*] [O_2]}{A_5 + k_2^{(i)} \sum_i [M_i]} \quad (2.52)$$

Analogamente ao que foi feito para o OI5577, deve-se determinar uma expressão para a concentração do precursor O_2^* . Admitindo novamente o equilíbrio fotoquímico, pode-se escrever das equações (2.44) e (2.46) a (2.47) que:

$$\alpha k_1 [O][O][M] = k_*^{(i)} [O_2^*] \sum_i [M_i] + A_* [O_2^*] \quad (2.53)$$

De (2.53), tem-se então, que:

$$[O_2^*] = \frac{\alpha k_1 [O][O][M]}{A_* + k_*^{(i)} \sum_i [M_i]} \quad (2.54)$$

Substituindo (2.54) em (2.52), tem-se finalmente que:

$$\left[O_2(b^1 \sum_g^+) \right] = \frac{\gamma k_*^{(2)} \alpha k_1 [O]^2 [O_2][M]}{\left(A_5 + k_2^{(i)} \sum_i [M_i] \right) \left(A_* + k_*^{(i)} \sum_i [M_i] \right)} \quad (2.55)$$

Portanto, a taxa de emissão volumétrica do $O_2(b^1 \sum_g^+)$ será dada por:

$$V_{O_2(b^1 \sum_g^+)} = A_4 \frac{\gamma k_*^{(2)} \alpha k_1 [O]^2 [O_2][M]}{\left(A_5 + k_2^{(i)} \sum_i [M_i] \right) \left(A_* + k_*^{(i)} \sum_i [M_i] \right)} \quad (2.56)$$

CAPÍTULO 3

ONDAS NA ATMOSFERA

3.1- INTRODUÇÃO

A atmosfera terrestre comporta um amplo espectro de movimentos com as mais diversas escalas espaciais e temporais. A descrição quantitativa desses movimentos é feita aplicando-se as Leis da Física à atmosfera. Nesse nível de interesse, a Física Clássica fornece uma descrição satisfatória dos movimentos atmosféricos. No caso da atmosfera neutra, as leis do movimento de Newton, juntamente com as leis da conservação da massa e da energia, além da lei dos gases ideais, são suficientes para explicar os diversos tipos de movimentos existentes na atmosfera.

O ponto de partida para estudar os movimentos atmosféricos consiste em identificar as forças que atuam sobre a atmosfera neutra. Basicamente, têm-se as seguintes forças:

Forças devidas a gradientes de pressão;

Força de atração gravitacional;

Forças friccionais

Forçantes externos.

Deve-se lembrar ainda que a Terra executa um movimento de rotação. Portanto, ela não é um referencial inercial como requer a mecânica clássica para que as leis do movimento de Newton sejam aplicadas. Assim, para aplicar as leis de Newton, deve-se considerar as forças fictícias que surgem devido à aceleração do referencial (Terra). Essas forças fictícias são: a força centrífuga e a força de Coriolis. A primeira atua radialmente para fora do eixo de rotação da Terra. A segunda surge apenas quando há movimento em relação à Terra, alterando a trajetória do corpo que está em movimento, sem, no entanto, realizar trabalho, uma vez que essa força é perpendicular ao movimento. A força centrífuga e a força de Coriolis não são forças no sentido usual da palavra; elas são introduzidas artificialmente como resultado da necessidade de se escrever uma equação semelhante a 2ª lei de Newton que seja ao mesmo tempo válida em um referencial não-inercial (Marion e Thornton, 1995).

Conhecendo-se as forças que atuam sobre a atmosfera é possível escrever a 2ª lei de Newton para o movimento do fluido. Essa equação estabelece um balanço entre as diferentes forças que atuam sobre uma parcela de fluido na atmosfera. Tem-se, então, que:

$$\frac{d\vec{U}}{dt} = -2\vec{\Omega} \times \vec{U} - \frac{1}{\rho} \nabla p + \vec{g} + \vec{F}_r \quad (3.1)$$

onde

\vec{U} é a velocidade do fluido

$\vec{\Omega}$ é a velocidade angular da Terra

ρ é a densidade do fluido

p é a pressão no fluido

\vec{F}_r representa forças friccionais e forçantes externos

$\frac{d\vec{U}}{dt}$ é a aceleração da parcela de fluido

$-2\vec{\Omega} \times \vec{U}$ é aceleração de Coriolis

$-\frac{1}{\rho} \nabla p$ é a aceleração devida ao gradiente de pressão

\vec{g} é a aceleração da gravidade

Na atmosfera as forças friccionais devidas à viscosidade e às forças hidromagnéticas dissipam a energia dos movimentos, tendendo, assim, a atenuá-los. A perda de energia pela ação dessas forças ocorre devido ao aquecimento por efeito Joule e por condução térmica.

A contribuição da viscosidade para a equação do movimento pode ser expressa através da seguinte equação:

$$\mu \nabla^2 \vec{U} + (\lambda + \mu) \nabla (\nabla \cdot \vec{U}) \quad (3.2)$$

onde μ e λ são o primeiro e segundo coeficientes de viscosidade, respectivamente.

Os coeficientes μ e λ são proporcionais a $1/\rho$. Com isso, à medida que a altura aumenta e, conseqüentemente, a densidade atmosférica diminui, a viscosidade aumenta, tornando-a importante na alta atmosfera. O efeito da viscosidade consiste em difundir o momento macroscópico da atmosfera entre as partículas.

A força hidromagnética é causada pelas colisões entre partículas carregadas (principalmente íons) e a atmosfera neutra. Através dessas colisões com as partículas carregadas, a atmosfera neutra sofre dissipação de energia. As partículas carregadas estão presentes na atmosfera a partir de aproximadamente 60 km de altitude onde se inicia a ionosfera. Então, a força hidromagnética se torna importante na alta atmosfera. Os íons são os principais responsáveis pela dissipação de energia da atmosfera neutra por colisões, uma vez que sua massa ser bem maior que a dos elétrons.

A força hidromagnética é proporcional às correntes \vec{J} geradas na alta atmosfera. Matematicamente é expressa da seguinte forma:

$$\vec{F}_h = \frac{\vec{J} \times \vec{B}_0}{\rho} \quad (3.3)$$

onde \vec{B}_0 é o campo magnético terrestre.

Aqui é importante informar que a aceleração da gravidade presente na equação do movimento é a resultante da atração gravitacional sofrida pela parcela do fluido e da força centrífuga devida à rotação da Terra. Com isso, a aceleração da gravidade é ligeiramente menor que a atração gravitacional.

Cada solução da equação (3.1) corresponde a um tipo de movimento que a atmosfera pode suportar.

As outras equações, que em conjunto com a equação (3.1), descrevem os movimentos atmosféricos são: equação da continuidade da massa; a Primeira Lei da Termodinâmica (que reflete a conservação da energia) e a equação de estado para um gás ideal, respectivamente:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{U}) = P - L \quad (3.4)$$

onde ρ é a densidade do fluido, P e L são, respectivamente, os termos de produção e perda de uma determinada espécie química.

$$c_v \frac{dT}{dt} + p \frac{d\alpha}{dt} = Q \quad (3.5)$$

onde c_v é o calor específico à volume constante, T é a temperatura absoluta, p a pressão, $\alpha = 1/\rho$ é o volume específico e Q é a taxa de aquecimento por unidade de massa.

$$p = \rho RT \quad (3.6)$$

onde $R = R^*/\bar{M}$, R^* é a constante universal dos gases ideais e \bar{M} é a massa molecular média da atmosfera.

O conjunto de equações (3.1) e (3.4) a (3.6) é suficiente para descrever quantitativamente todo o espectro de movimentos atmosféricos.

3.2- AS EQUAÇÕES PRIMITIVAS NUMA ESFERA EM ROTAÇÃO

O passo seguinte na busca pelas soluções das equações básicas da mecânica dos fluidos é a escolha do sistema de coordenadas mais adequado à geometria do problema. Devido à esfericidade da Terra, é mais adequado utilizar a geometria esférica para escrever as equações primitivas. A Figura 3.1 mostra um esquema da localização de um ponto num sistema de coordenadas com geometria esférica.

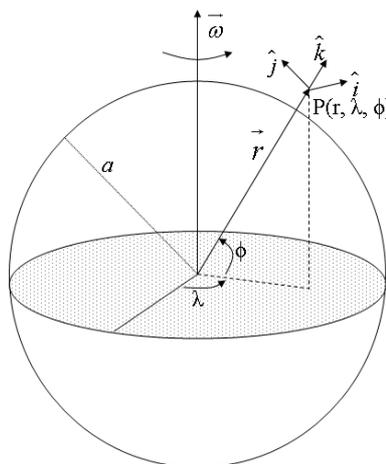


Figura 3.1 – Esquema da localização de um ponto acima da superfície da Terra.

Neste sistema a localização de um ponto P é definida por sua distância ao centro da Terra (r), sua longitude (λ) e sua latitude (ϕ). A coordenada vertical r é normalmente

substituída pela altura acima da superfície (z^*). Assim, a coordenada vertical é escrita como $z^* = r - a$, onde a é o raio da Terra. Os vetores unitários \hat{i} , \hat{j} , \hat{k} apontam na direção longitudinal, latitudinal e vertical, respectivamente, com sentido positivo para leste, para norte e para cima, respectivamente.

O vento (velocidade do fluido), em termos de suas componentes zonal (u : leste-oeste), meridional (v : norte-sul) e vertical (w), pode ser escrito da seguinte forma:

$$\vec{U} = u\hat{i} + v\hat{j} + w\hat{k} \quad (3.7)$$

Cada componente é expressa, em termos das coordenadas utilizadas, da seguinte forma:

$$u = r \cos \lambda \frac{d\lambda}{dt} \quad (3.8)$$

$$v = r \frac{d\phi}{dt} \quad (3.9)$$

$$w = \frac{dz^*}{dt} \quad (3.10)$$

Em termos dessas coordenadas, a equação do movimento pode ser escrita, em termos das componentes zonal, meridional e vertical, da seguinte forma:

$$\frac{du}{dt} = uv \frac{\tan \phi}{r} - \frac{uw}{r} + 2\Omega v \sin \phi - 2\Omega w \cos \phi - \frac{1}{\rho r \cos \phi} \frac{\partial p}{\partial \lambda} + F_\lambda \quad (3.11)$$

$$\frac{dv}{dt} = -u^2 \frac{\tan \phi}{r} - \frac{uw}{r} - 2\Omega u \sin \phi - \frac{1}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial \phi} + F_\phi \quad (3.12)$$

$$\frac{dw}{dt} = \frac{u^2 + v^2}{r} + 2\Omega \cos \phi - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g + F_z \quad (3.13)$$

onde F_λ , F_ϕ e F_z representam as forças friccionais e os forçantes externos nas direções zonal, meridional e vertical, respectivamente.

A equação (3.13) que exprime o balanço de forças na vertical pode ser simplificada considerando-se o equilíbrio hidrostático, no qual apenas as forças devidas ao gradiente vertical de pressão e a força da gravidade são mantidas na equação do movimento. Estas duas forças estão em equilíbrio e, assim, a equação pode ser escrita da seguinte forma:

$$\frac{dp}{dz^*} = -\rho g \quad (3.14)$$

Ainda é introduzido outro parâmetro nas equações primitivas: o geopotencial. O geopotencial é definido como sendo o trabalho necessário para deslocar verticalmente uma massa unitária do nível médio do mar até uma altura z^* (Andrews, 1987).

$$\Phi = \int_0^{z^*} g dz^* \quad (3.15)$$

Utilizando-se o geopotencial e a equação dos gases ideais, a equação hidrostática (3.15) pode ser escrita como segue:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z^*} = \frac{RT}{H} \quad (3.16)$$

A coordenada vertical (z^*) é comumente substituída pela coordenada log-pressão, definida da seguinte forma (Andrews, 1987):

$$z \equiv -H \ln \left(\frac{p}{p_s} \right) \quad (3.17)$$

onde p_s é a pressão em um nível de referência e H é a altura de escala média $\left(H \equiv \frac{RT_s}{g} \right)$ com T_s sendo a temperatura (constante) no mesmo nível de referência de p_s .

Com essas considerações, e ainda admitindo uma atmosfera rasa, na qual $a \gg z^* \Rightarrow r \approx a$, as equações do movimento podem ser expressas da seguinte forma:

$$\frac{du}{dt} = uv \frac{\tan \phi}{a} + 2\Omega v \sin \phi - \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} + F_\lambda \quad (3.18)$$

$$\frac{dv}{dt} = -u^2 \frac{\tan \phi}{a} - 2\Omega u \sin \phi - \frac{1}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial \phi} + F_\phi \quad (3.19)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} - \frac{RT}{H} = 0 \quad (3.20)$$

Já as equações da conservação da energia e da massa podem ser escritas, respectivamente, como segue:

$$\frac{dT}{dt} + \frac{\kappa T w}{H} = Q \quad (3.21)$$

$$\frac{1}{a \cos \phi} \left[\frac{du}{d\lambda} + \frac{d(v \cos \phi)}{d\phi} \right] + \frac{1}{\rho_0} \frac{d(\rho_0 w)}{dz} = 0, \quad (3.22)$$

onde $\kappa = \frac{R}{c_p}$ e c_p é o calor específico a pressão constante, $\rho_0 = \rho_s e^{-\frac{z}{H}}$ e ρ_s é a densidade em um nível de referência.

É comum também utilizar a temperatura potencial (θ) ao invés da temperatura (T). O uso dessa nova variável simplifica algumas das equações que descrevem o fluido. A temperatura potencial é definida como sendo a temperatura que uma parcela de ar (fluido), com temperatura T e pressão p , teria se fosse comprimida ou expandida adiabaticamente até uma pressão padrão p_s . A temperatura potencial é definida da seguinte forma (Holton, 1992):

$$\theta = T \left(\frac{p_s}{p} \right)^\kappa \quad (3.23)$$

Com o conceito de temperatura potencial, as equações hidrostática e da energia, respectivamente, podem ser reescrita para tomarem a seguinte forma:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = R H^{-1} e^{-\kappa z/H} \quad (3.24)$$

$$\frac{d\theta}{dt} = Q \quad (3.25)$$

Assim, as equações (3.18), (3.19), (3.22), (3.24) e (3.25) constituem o conjunto das equações primitivas que descrevem o movimento do fluido numa esfera em rotação. Esse conjunto de equações requer algumas condições de contorno para que possam ser resolvidas. As principais condições são: a periodicidade longitudinal da solução, a continuidade latitudinal nos pólos. Ainda se deve ter uma condição de contorno na superfície e no topo da atmosfera.

3.3- A SOLUÇÃO DAS EQUAÇÕES PRIMITIVAS

A solução do conjunto de equações primitivas é feita através do método da perturbação. Nesse método, assume-se que todos os campos variáveis divididos em duas partes, uma porção do estado básico, que normalmente é assumido ser independente do tempo e de longitude, e uma porção perturbada, que é um desvio local do campo de seu estado básico (Holton, 1992). Assume-se ainda que se as perturbações são nulas, o estado básico dos campos devem ser soluções das equações primitivas e que as perturbações são suficientemente pequenas para que produtos envolvendo-as sejam desprezados nas equações primitivas.

Assim, o conjunto de equações primitivas linearizadas sob um fluxo básico zonalmente simétrico, estacionário, que é puramente zonal e não-forçado, pode ser escrito da seguinte forma:

$$\frac{\bar{d}u'}{dt} + \left[\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial(\bar{u} \cos \phi)}{\partial \phi} - f \right] v' + \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} w' + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \Phi'}{\partial \lambda} = F'_\lambda \quad (3.26)$$

$$\frac{\bar{d}v'}{dt} + \left[\frac{2\bar{u}}{a} \tan \phi + f \right] u' + \frac{1}{a} \frac{\partial \Phi'}{\partial \phi} = F'_\phi \quad (3.27)$$

$$\frac{\partial \Phi'}{\partial z} = H^{-1} R \theta' e^{-\kappa z/H} \quad (3.28)$$

$$\frac{1}{a \cos \phi} \left[\frac{\partial u'}{\partial \lambda} + \frac{\partial(v' \cos \phi)}{\partial \phi} \right] + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial(\rho_0 w')}{\partial z} = 0 \quad (3.29)$$

$$\frac{\overline{d\theta}'}{dt} + \frac{1}{a} \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial \phi} v' + \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial z} w' = Q' \quad (3.30)$$

onde $\frac{\overline{d}}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\overline{u}}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda}$ é a derivada total para o fluxo básico

Neste caso de perturbações linearizadas sobre o fluxo médio zonal, os campos variáveis assumiram a seguinte forma:

$$\begin{aligned} u &= \overline{u} + u' \\ v &= v' \\ w &= w' \\ \Phi &= \overline{\Phi} + \Phi' \\ \theta &= \overline{\theta} + \theta' \end{aligned}$$

Uma das propriedades dinâmicas da atmosfera é sua capacidade de suportar movimentos ondulatórios (Andrews, 1987). Ondas em fluidos resultam da ação de forças restauradoras sob parcelas do fluido que foram deslocadas de sua posição de equilíbrio (Holton, 1992). As forças restauradoras que atuam na atmosfera são devidas a sua estratificação e à rotação planetária. Assim, as soluções procuradas para as equações primitivas devem ser ondulatórias e, devem também obedecer às condições de contorno apropriadas.

3.4 – ONDAS EQUATORIAIS

O tratamento matemático das ondas equatoriais pode ser feito sem a complexidade matemática daquele dispensado às marés atmosféricas. É possível tratar matematicamente as ondas equatoriais através da aproximação de um plano- β equatorial, uma vez que os movimentos são restritos às proximidades do equador. A aproximação do plano- β consiste em expandir o parâmetro de Coriolis, $f = 2\Omega \sin \phi$, em torno de uma latitude e utilizar a geometria cartesiana ao invés da esférica, quando um movimento atmosférico ocorre em torno de alguma latitude ϕ_0 . Então, substituem-se as coordenadas esféricas (λ, ϕ) pelas coordenadas cartesianas (x, y) , onde x é a distância na direção zonal (positiva para leste) e y a distância na direção meridional (positiva para norte) em relação a alguma origem (λ_0, ϕ_0) . A expansão do

parâmetro de Coriolis em torno de uma latitude ϕ_0 é feita em séries de Taylor considerando-se os termos até primeira ordem. Então, obtém-se a seguinte expressão:

$$f' = f_0 + \beta y \quad (3.31)$$

onde $f_0 = 2\Omega \sin\phi_0$ e $\beta = 2\Omega a^{-1} \cos\phi_0$

Em torno do equador, onde $\phi_0 = 0$, tem-se que $f_0 = 0$ e $\beta = 2\Omega a^{-1}$. Dessa forma, as equações primitivas tomam a seguinte forma:

$$\frac{d\bar{u}'}{dt} + \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \beta y \right) v' + \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} w' + \frac{\partial \Phi'}{\partial x} = F'_x \quad (3.32)$$

$$\frac{d\bar{v}'}{dt} + \beta y u' + \frac{\partial \Phi'}{\partial y} = F'_y \quad (3.33)$$

$$\frac{\partial \Phi'}{\partial z} = H^{-1} R \theta' e^{-kz/H} \quad (3.34)$$

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial (\rho_0 w')}{\partial z} = 0 \quad (3.35)$$

$$\frac{d\bar{\theta}'}{dt} + \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} v' + \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} w' = Q' \quad (3.36)$$

$$\beta y \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = -H^{-1} R \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} e^{-kz/H} \quad (3.37)$$

onde $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x}$, Q' são forçantes externos e a equação (3.37) é a equação do vento térmico linearizada sob um fluxo básico (Andrews, 1987).

O tratamento inicial das equações primitivas pode ser feito através de algumas simplificações que diminuem a complexidade matemática do problema. Considera-se

inicialmente a ausência de processos dissipativos ($F'_x = F'_y = F'_z = 0$) e de forçantes externos ($Q' = 0$), e ainda admite-se um vento básico nulo ($\bar{u} = 0$). Com isso, $\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = 0$ e $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t}$.

Conseqüentemente, da equação do vento térmico, tem-se que:

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} = 0 \quad (3.38)$$

A frequência de Brünt-Vaisala, que é a frequência natural de oscilação de uma parcela de ar que sofre uma compressão ou expansão adiabática, pode ser escrita da seguinte forma:

$$N^2(z) = H^{-1}R \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} e^{-\kappa z/H} \Rightarrow \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = HR^{-1} e^{\kappa z/H} \quad (3.39)$$

Da equação hidrostática (3.34), é possível escrever que:

$$\theta' = HR^{-1} e^{\kappa z/H} \frac{\partial \Phi'}{\partial z} \quad (3.40)$$

Usando (3.38) e (3.39) é possível escrever a equação da conservação da energia (4.36) da seguinte forma:

$$\frac{\partial \theta'}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} w' = 0 \quad (3.41)$$

Substituindo (3.39) e (3.40) em (3.41), obtém-se que:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \Phi'}{\partial z} \right) + N^2 w' = 0 \quad (3.42)$$

Após serem feitas todas as aproximações citadas anteriormente, as equações do balanço de momento zonal e meridional, (3.32) e (3.33), respectivamente, e a equação da continuidade (3.35), assumem a seguinte forma:

$$\frac{\partial u'}{\partial t} - \beta y v' + \frac{\partial \Phi'}{\partial x} = 0 \quad (3.43)$$

$$\frac{\partial v'}{\partial t} + \beta y u' + \frac{\partial \Phi'}{\partial y} = 0 \quad (3.44)$$

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 w') = 0 \quad (3.45)$$

A equação (3.42), em conjunto com as equações (3.43) a (3.45), descrevem os movimentos atmosféricos devidos às perturbações nos campos variáveis.

Uma aproximação adicional também pode ser feita sem perder a generalidade na descrição física. Considera-se, por simplicidade que a frequência de Brünt-Vaisala é constante (Andrews, 1987).

As soluções procuradas para as equações primitivas perturbadas devem ter uma forma ondulatória, com periodicidade zonal e vertical, e com as amplitudes das perturbações dependentes da distância ao equador, de modo que tendam a se anular quando se afasta do equador. Matematicamente, isto pode ser expresso da seguinte forma:

$$\begin{pmatrix} u' \\ v' \\ w' \\ \Phi' \end{pmatrix} = e^{z/2H} \begin{pmatrix} \hat{u}(y) \\ \hat{v}(y) \\ \hat{w}(y) \\ \hat{\Phi}(y) \end{pmatrix} e^{i(kx+mz-\omega t)} \quad (3.46)$$

onde $\hat{u}(y), \hat{v}(y), \hat{w}(y), \hat{\Phi}(y)$ são as amplitudes das perturbações, ω é a frequência angular da onda e k e m são os números de onda zonal e vertical, respectivamente.

Substituindo as soluções ondulatórias mostradas na equação (3.46) nas equações (3.42) a (3.45), obtém-se, respectivamente:

$$\omega \left(m - \frac{i}{2H} \right) \hat{\Phi} + N^2 \hat{w} = 0 \quad (3.47)$$

$$-i\omega \hat{u} - \beta y \hat{v} + ik \hat{\Phi} = 0 \quad (3.48)$$

$$-i\omega \hat{v} + \beta y \hat{u} + \frac{\partial \hat{\Phi}}{\partial y} = 0 \quad (3.49)$$

$$ik\hat{u} + \frac{\partial \hat{v}}{\partial y} + i\left(m + \frac{i}{2H}\right)\hat{w} = 0 \quad (3.48)$$

Utilizando as equações (3.47) e (3.50) é possível eliminar a amplitude da perturbação vertical \hat{w} , e assim, reduzir o número das equações primitivas que descrevem as ondas equatoriais quando se utilizando aproximação do plano- β equatorial. Assim, têm-se as seguintes equações governantes:

$$-i\omega \hat{u} - \beta y \hat{v} + ik\hat{\Phi} = 0 \quad (3.51)$$

$$-i\omega \hat{v} + \beta y \hat{u} + \frac{\partial \hat{\Phi}}{\partial y} = 0 \quad (3.52)$$

$$ik\hat{u} + \frac{\partial \hat{v}}{\partial y} - i\frac{\omega}{N^2}\left(m^2 + \frac{1}{4H^2}\right)\hat{\Phi} = 0 \quad (3.53)$$

Esse conjunto de equações diferenciais descreve a estrutura meridional de uma onda confinada à região equatorial.

3.4.1 – A onda equatorial de Kelvin

A onda equatorial de Kelvin é aquela que tem amplitude de perturbação meridional desprezível. Dessa forma, um ponto de partida razoável para estudar esse tipo de onda é considerar $\hat{v} = 0$ nas equações (3.51) a (3.53). Procedendo dessa forma, obtém-se que:

$$-i\omega \hat{u} + ik\hat{\Phi} = 0 \Rightarrow \hat{u} = \frac{k}{\omega} \hat{\Phi} \quad (3.54)$$

$$\beta y \hat{u} + \frac{\partial \hat{\Phi}}{\partial y} = 0 \quad (3.55)$$

$$ik\hat{u} - i\frac{\omega}{N^2}\left(m^2 + \frac{1}{4H^2}\right)\hat{\Phi} = 0 \quad (3.56)$$

Uma aproximação geralmente feita no tratamento teórico dispensado às ondas equatoriais é chamada “aproximação de Boussinesq”, na qual o termo $m^2 + 1/4H^2$ é substituído por m^2 . Esta aproximação é válida para ondas com comprimento de onda vertical menor do que cerca de 15 km. No entanto, para ondas de Kelvin rápidas e ultra-rápidas, as quais têm comprimento de onda superior a 20 km, essa aproximação se torna duvidosa (Andrews, 1987. p.202).

Fazendo manipulações algébricas com as equações (3.54) a (3.56), obtém-se a relação de dispersão e a velocidade de grupo vertical, respectivamente:

$$\omega = \pm \frac{Nk}{m\sqrt{1 + 1/4m^2H^2}} \Leftrightarrow m^2 = \frac{N^2k^2}{\omega^2} - \frac{1}{4H^2} \quad (3.57)$$

$$c_g^{(z)} \equiv \frac{\partial \omega}{\partial m} = \mp \frac{Nkm}{\left(\sqrt{m^2 + 1/4H^2}\right)^{3/2}} \Rightarrow c_g^{(z)} = \mp \frac{\omega^3 m}{N^2k^2} \quad (3.58)$$

Para média atmosfera, a raiz positiva da equação (3.58) será mais relevante, uma vez que corresponde a uma onda que se propaga da troposfera para altitudes mais elevadas (Andrews, 1987). Para que isso ocorra, deve-se tomar o sinal negativo em (3.55). Com isso, tem-se que:

$$\omega = - \frac{Nk}{m\sqrt{1 + 1/4m^2H^2}} \quad (3.59)$$

Também são obtidas, de manipulações algébricas com as equações (3.54) a (3.56), equações para a estrutura meridional do geopotencial e da velocidade zonal:

$$\frac{d\hat{\Phi}}{dy} + \beta y \frac{k\hat{\Phi}}{\omega} = 0 \quad (3.60)$$

$$\frac{\omega}{k} \frac{d\hat{u}}{dy} + \beta y \hat{u} = 0 \quad (3.61)$$

Cujas soluções são, respectivamente, dadas por:

$$\hat{\Phi}(y) = \Phi_0 e^{-\frac{1}{2} \frac{k}{\omega} \beta y^2} \quad (3.62)$$

$$\hat{u}(y) = u_0 e^{-\frac{1}{2} \frac{k}{\omega} \beta y^2} \quad (3.63)$$

Portanto, observa-se que a estrutura meridional da amplitude de uma onda Kelvin tem um comportamento de uma função Gaussiana centrada no equador.

A principal característica de uma onda de Kelvin é que as perturbações meridionais nos campos atmosféricos diminuem à medida que a distância ao equador aumenta, até que se tornem nulas. Analisando as equações (3.62) e (3.63), verifica-se que as perturbações nos campos de geopotencial e velocidade zonal só serão nulas quando a distância ao equador (y) crescer. No entanto, isso implica em se ter $\frac{k}{\omega} > 0$. Mas o termo $\frac{k}{\omega}$ é exatamente a velocidade de fase zonal. Portanto, a onda de Kelvin deve se propagar exclusivamente para leste. A equação (3.59) implica que o número de onda vertical deve ser negativo, pois a frequência angular deve ser positiva. Como a frequência de Brünt-Vaisala deve ser sempre positiva, bem como o número de onda horizontal, como já foi mencionado anteriormente, as superfícies de fase constante, $(kx + mz - \omega t)$, de uma onda de Kelvin se propagam para leste e para baixo com o tempo. A Figura 3.2 ilustra a direção de propagação de energia e das superfícies de fase constante.

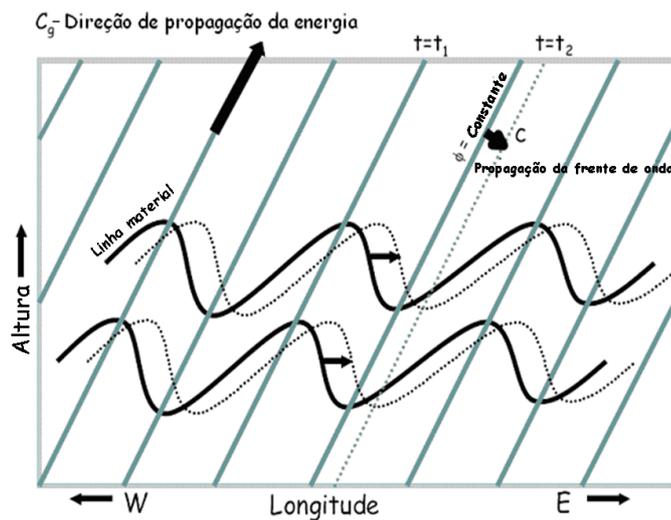


Figura 3.2 – Direção da velocidade de fase c e velocidade de grupo c_g . (Adaptado de Timmermans, 2005).

A relação de dispersão para as ondas de Kelvin, bem como as demais expressões, foram obtidas considerando o vento zonal médio nulo. No entanto, na prática isso não ocorre. Deve-se, portanto, considerar a presença de um fluxo zonal básico nas equações que regem a dinâmica das ondas de Kelvin. A presença de um fluxo zonal básico provoca um deslocamento Doppler na frequência medida por um observador na Terra.

Considerando a presença de um vento zonal básico \bar{u} , todas as outras relações obtidas anteriormente permanecem as mesmas, exceto a que expressa frequência, uma vez que o vento básico atua no sentido de modificar a frequência observada devido ao deslocamento Doppler. Assim, frequência intrínseca da onda, ω^* , está relacionada à frequência observada, ω , da seguinte forma:

$$\omega^* = \omega - k\bar{u} \quad (3.64)$$

Analisando-se a equação 4.64, observa-se que, quando o vento básico sopra para leste (oeste) a frequência observada aumenta (diminui), reduzindo (aumentando) o período da onda.

A Figura 3.3 mostra a estrutura das perturbações por uma onda de Kelvin nos campos de geopotencial e do vento zonal.

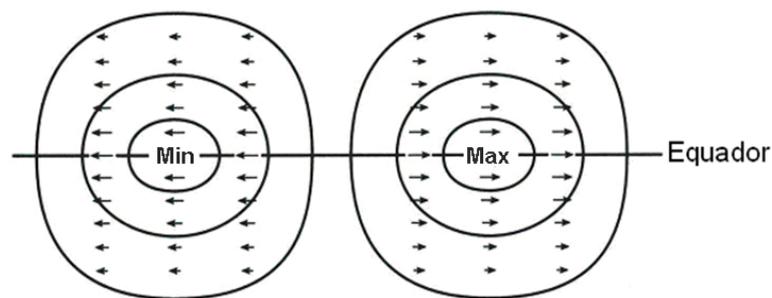


Figura 3.3 – Perturbações provocadas por uma onda de Kelvin nos campos de geopotencial e do vento zonal. Max e Min denotam, respectivamente, regiões de máximos e mínimos na altura geopotencial e as setas indicam as perturbações no vento zonal. (Adaptada de Timmermans, 2005).

A estrutura da onda de Kelvin, num plano de longitude-altura, assemelha-se à de uma onda de gravidade interna, como pode ser visto na Figura 3.4.

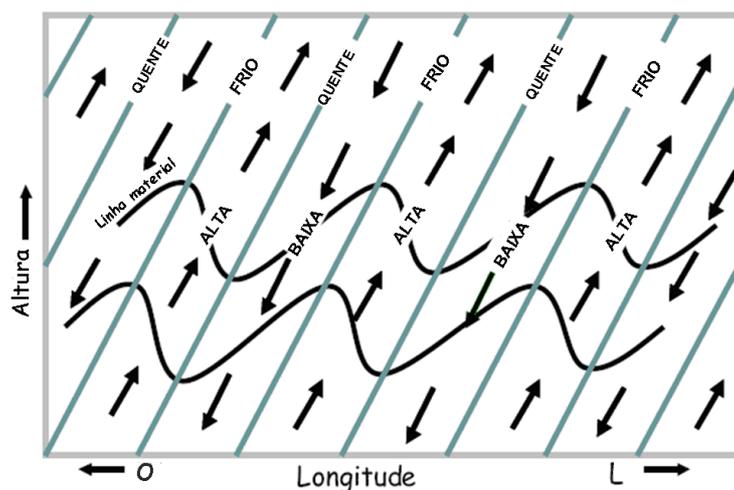


Figura 3.4 – Seção longitude-altura ao longo do equador mostrando as perturbações na velocidade, pressão e temperatura. Alta e Baixa indicam os máximos e mínimos de pressão, respectivamente. Quente e Frio denotam as regiões de máximos e mínimos nas perturbações de temperatura, respectivamente. (Adaptado Timmermans, 2005).

A onda de Kelvin existe devido à mudança do sinal (sentido) do parâmetro de Coriolis no equador. Isso permite que haja um balanço meridional exato entre o gradiente de pressão e a perturbação na velocidade zonal, como pode ser visto na Figura 3.5.

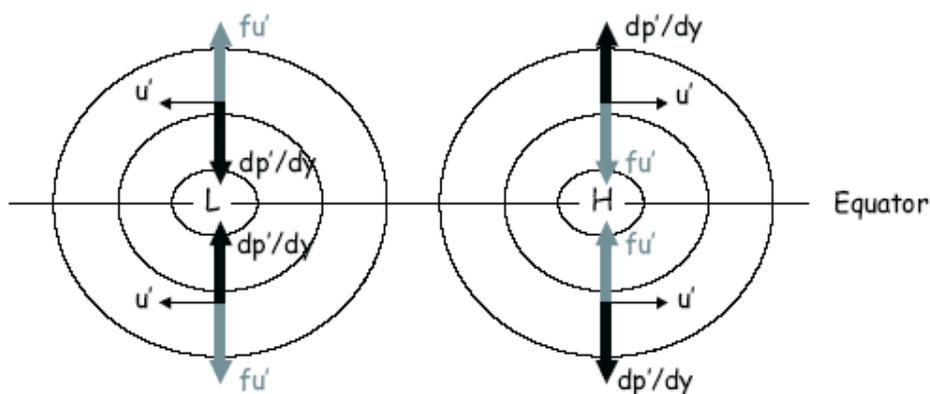


Figura 3.5 – Balanço meridional de forças para uma onda de Kelvin equatorial. (Adaptado, Timmermans, 2005).

De forma concisa, é possível dizer que a onda de Kelvin é uma oscilação de escala planetária confinada na região equatorial, cuja propagação na direção zonal ocorre exclusivamente para leste, e que induz perturbações nos campos altura geopotencial, velocidade zonal e vertical e na temperatura. As ondas de Kelvin são divididas em três categorias de acordo com sua velocidade de fase: as *ondas de Kelvin lentas*, referidas como

SK (acrônimo em inglês de Slow Kelvin waves); as *ondas de Kelvin rápidas*, referidas como FK (acrônimo em inglês de Fast Kelvin waves) e as *ondas de Kelvin ultra-rápidas*, referidas como UFK (acrônimo em inglês de Ultra-fast Kelvin waves). Essas ondas foram inicialmente observadas na região da estratosfera.

Wallace e Kousky (1968) foram os primeiros a observar as ondas de Kelvin, identificando uma oscilação em torno de quinze dias com escala horizontal de cerca de 40.000km, que posteriormente foi classificada como uma onda de Kelvin lenta. A onda de Kelvin lenta tem velocidade de fase horizontal entre 20 e 40 m/s e comprimento de onda vertical de aproximadamente 10km.

Hirota (1978) observou uma onda se propagando para leste com período entre sete e dez dias, cuja velocidade fase horizontal era maior que a da onda de Kelvin lenta identificada por Wallace e Kousky. Esta oscilação foi denominada de onda de Kelvin rápida. Essa onda identificada por Hirota possui velocidade de fase horizontal entre 50 e 80m/s e comprimento de onda vertical em torno de 20 km.

Já as ondas de Kelvin ultra-rápidas, que possuem períodos entre três e quatro dias, foram observadas inicialmente por Salby *et al.* (1984). Essa onda tem velocidade de fase horizontal entre 100 e 120m/s e comprimento de onda vertical da ordem ou superior a 40 km.

As ondas lentas e rápidas de Kelvin têm sido observadas na estratosfera e mesosfera, mas devido a seu comprimento de onda vertical relativamente curto (10-20 km), acredita-se que elas não se propagam acima da mesopausa devido ao amortecimento por dissipação térmica. Já as ondas ultra-rápidas de Kelvin, identificadas inicialmente por Salby na estratosfera, devido a seu comprimento de onda vertical relativamente longo e sua velocidade de fase relativamente alta podem se propagar acima da mesopausa (Forbes, 2000).

As ondas de Kelvin desempenham um papel importante na dinâmica da atmosfera equatorial, uma vez que elas transportam grandes quantidades de momento na direção zonal. Acredita-se que as ondas de Kelvin atuam como um dos forçantes da oscilação quase-bianual observada nos ventos da baixa estratosfera e da oscilação semi-anual observada na estratosfera e mesosfera (Timmermans, 2004). Além desse papel desempenhado na dinâmica da atmosfera neutra, o modo ultra-rápido deve influenciar a dinâmica da ionosfera. Forbes (2000), previu em seu modelo que esse modo pode atingir altitudes de cerca de 150km e ter

efeitos significativos sobre a geração do dínamo de campos elétricos. Além disso, as ondas de Kelvin são uma fonte de variabilidade de temperatura de larga escala na estratosfera e mesosfera tropical (Timmermans, 2005). Alguns estudos observacionais a respeito do efeito das ondas de Kelvin sobre a ionosfera têm sido realizados. Por exemplo, Takahashi *et al.* (2005b) mostraram a presença de variações de aproximadamente quatro dias na altura virtual da base da camada F-ionosférica, as quais acreditam ser possivelmente provocadas por ondas de Kelvin ultra-rápidas. Takahashi *et al.* (2007) relataram pela primeira vez a propagação de uma onda de Kelvin ultra-rápida de troposfera para a ionosfera.

3.4.2 – A observação de ondas de Kelvin ultra-rápidas na atmosfera.

As ondas de Kelvin foram inicialmente observadas a partir de rádio-sondagens na baixa estratosfera. O advento dos foguetes e satélites tornou possível a observação dessas ondas na alta estratosfera e mesosfera. Outra técnica de observação bastante difundida utiliza radares instalados no solo para medir os ventos na estratosfera e mesosfera.

Na região da MLT, as ondas de Kelvin foram observadas pela primeira vez por Vincent e Lesicar (1991) e Vincent (1993), os quais observaram nos ventos zonais oscilações com períodos de 3-10 dias utilizando um radar de média frequência (MF) localizado em Christmas Island (2° S) *apud* (Takahashi *et al.* 2002). Riggan *et al.* (1997) investigando as características de uma onda de três dias observada por dois radares instalados em Jakarta e Christmas Island, indicaram que a onda de Kelvin de três dias é um aspecto bastante persistente da mesosfera equatorial. Posteriormente, Yoshida *et al.* (1999) investigaram o comportamento de ondas de Kelvin ultra-rápidas e constataram a presença de uma periodicidade semi-anual na atividade dessas ondas, indicando assim, uma possível interação com a oscilação semi-anual da mesosfera. Sridharan *et al.* (2002), utilizaram dados de um radar de média frequência (MF) instalado em Tirunelveli (8,7°N; 77,8° L) para examinar as características das ondas de Kelvin ultra-rápidas. Eles observaram uma variabilidade semi-anual dessas ondas em torno de 85km de altitude, onde a oscilação semi-anual da mesosfera é máxima. Além disso, foi observado também que os eventos com grandes amplitudes ocorrem preferencialmente quando o vento de fundo sopra para oeste. Younger e Mitchell (2006), com um radar meteorológico instalado em Christmas Island (8°S, 14°O), investigaram os campos de vento médio, marés atmosféricas e ondas de baixa frequência, dentre elas ondas com períodos próximos a três dias, que são normalmente associadas às ondas de Kelvin ultra-rápidas, entre outubro de 2001 a outubro de 2002. As amplitudes das ondas de três dias apresentaram uma

equi-partição entre as componentes zonal e meridional. Isso foi interpretado como, em média, as ondas de Kelvin ultra-rápidas não contribuem significativamente para o campo de ondas sobre Ascension Island durante o período de estudo. Apesar disso, indicaram que as ondas de Kelvin ultra-rápidas de fato ocorrem sobre Ascension Island, mas apenas em curtas “manifestações” que contribuem pouco para a atividade total de ondas. A ocorrência relativamente infreqüente das ondas de Kelvin ultra-rápidas, sugere que ondas de inércia-gravidade e ondas mistas de Rossby-gravidade são os principais componentes do campo de ondas com período próximos a dois dias. Lima *et al.* (2008) identificaram ocorrências de ondas ultra-rápidas de Kelvin sobre São João do Cariri (7,4°S; 35,6°O) no ano de 2005 utilizando um radar meteórico. Em duas ocasiões, das quatro nas quais observaram a presença de oscilações de 3-4 dias no vento zonal, as ondas satisfizeram a relação de dispersão para ondas ultra-rápidas de Kelvin.

CAPÍTULO 4

INSTRUMENTAÇÃO E METODOLOGIA

Neste trabalho, as medidas da intensidade das emissões do airglow foram efetuadas por um fotômetro multicanal denominado de Multi-3, que está instalado no Observatório da Luminescência Atmosférica da Paraíba (OLAP), localizado na cidade de São João do Cariri (7,4°S, 36,5°O) e que foi construído no Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE).

4.1 – O FOTÔMETRO

Basicamente, o fotômetro é um equipamento que mede a intensidade da radiação que incide sobre ele. É um equipamento simples e amplamente utilizado nas medições do airglow devido à facilidade de operação e manuseio, além de seu baixo custo, quando comparado a outros equipamentos utilizados nas medidas de airglow. Para medir a intensidade do airglow é preciso, basicamente, selecionar o comprimento de onda que se deseja medir e avaliar a intensidade da radiação selecionada. O fotômetro utiliza a técnica dos filtros de interferência para selecionar o comprimento de onda da radiação a ser medida e uma fotomultiplicadora para medir a intensidade dessa radiação.

O Multi-3 é constituído basicamente por cinco filtros de interferência que selecionam os comprimentos de onda que devem ser medidos, uma lente convergente e um diafragma, que determinam o campo de visão do equipamento, uma fotomultiplicadora que atua como fotodetector e um microcomputador que controla e gerencia todo o funcionamento do equipamento. O sistema ótico tem uma abertura de sessenta milímetros (60mm) de diâmetro, que corresponde a um ângulo de visão de dois graus (2°), e permanece sempre apontado para o zênite local. A Figura 4.1 mostra um esquema da parte ótica do fotômetro.

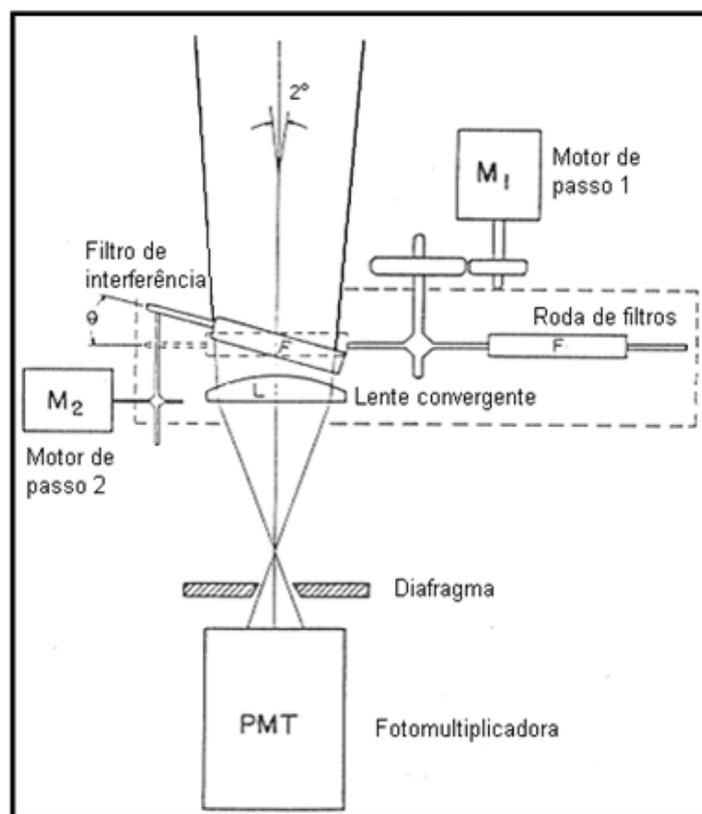


Figura 4.1 – Esquema da unidade ótica do fotômetro. (Adaptado de Melo *et al.*, 1993)

Percebe-se da Figura acima que além dos componentes citados no início desta seção, há ainda dois motores de passo. O motor de passo número 1, denominado de M1, é utilizado para mover a roda de filtros, possibilitando assim, a mudança do filtro de interferência. Já o motor de passo número 2, chamado de M2, é utilizado para inclinar o filtro de interferência em relação ao seu eixo ótico, possibilitando uma varredura em comprimento de onda em torno do comprimento de onda central. A seguir, são descritos mais detalhes a cerca dos filtros de interferência e da fotomultiplicadora que são os elementos principais do fotômetro.

4.1.1 - Os filtros de interferência

Cada um dos cinco filtros de interferência do Multi-3 é utilizado para a observação do airglow em regiões distintas do espectro eletromagnético juntamente com a radiação de fundo. Eles ficam alojados numa bandeja giratória denominada “roda de filtros”. Quando um filtro está na posição de efetuar a medida, o motor de passo M2 faz com que ele se incline, possibilitando assim, uma varredura em comprimento de onda. A relação entre o ângulo de inclinação do filtro e o deslocamento em comprimento de que o filtro permite a passagem é dada por (Eather e Reasoner, 1969):

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = -\frac{\theta^2}{2\mu^2} \quad (4.1)$$

onde θ é o ângulo de inclinação do filtro, $\Delta\lambda$ é o deslocamento em comprimento de onda, λ_0 é comprimento de onda central do filtro, quando sua inclinação é nula ($\theta=0$), e μ é o índice de refração efetivo do filtro. O motor de passo M2 tem uma resolução de deslocamento angular de $0,9^\circ$, possibilitando com inclinações distintas para cada filtro. Cada uma das diferentes inclinações do filtro é denominada de canal. Dessa forma, cada um dos filtros tem 100 canais disponíveis para as medidas do airglow, que vão de 0 a 99, com cada um desses canais permitindo a passagem de um comprimento de onda diferente. Com isso, deve-se saber que canais permitem a passagem dos comprimentos de onda nos quais são medidas as intensidades das emissões do airglow. A determinação dos canais nos quais o fotômetro medirá as intensidades do airglow é feita em laboratório utilizando-se um monocromador que seleciona os comprimentos de onda desejados para as medições do airglow. Para o comprimento de onda no qual se mede o airglow é feita uma varredura na inclinação do filtro e, então, para cada comprimento de onda do airglow, observa-se em qual canal é registrada a transmissão máxima. É esse canal o escolhido para a medição de cada comprimento de onda do airglow.

4.1.2 - A fotomultiplicadora

Uma fotomultiplicadora é um dispositivo que converte luz (fótons) em corrente elétrica contínua ou pulsos elétricos. Seu princípio de funcionamento está fundamentado no efeito fotoelétrico e na emissão secundária de elétrons. Na figura 4.2 é mostrado esquema de uma fotomultiplicadora. Basicamente, a fotomultiplicadora é constituída por um tubo de vidro evacuado, um fotocatodo, um conjunto de dinodos¹, um anodo e um contador de pulsos elétricos. Ela funciona da seguinte forma: os fótons selecionados pelo sistema ótico atingem o catodo da fotomultiplicadora, que por meio do efeito fotoelétrico, emite elétrons. Os fotoelétrons emitidos são acelerados por uma diferença de potencial em direção ao primeiro dinodo, onde são liberados mais elétrons via emissão secundária. Esses elétrons emitidos são novamente acelerados na direção do próximo dinodo, liberando mais elétrons. Ocorre então uma reação em cadeia que libera cada vez mais elétrons por emissão secundária. Ao fim do processo, os elétrons atingem o anodo da fotomultiplicadora, onde são coletados e dão origem

¹ Um de uma série de eletrodos dentro de uma fotomultiplicadora.

a um pulso, que por sua vez é amplificado e transformado num pulso TTL², que por fim, é encaminhado para um sistema eletrônico que efetua contagem dos pulsos. Um dos parâmetros importantes da fotomultiplicadora é a sua eficiência quântica, que é definida como a razão entre o número de fóton-elétrons ejetados do foto-cátodo e o número de fótons incidentes no cátodo. A eficiência da conversão de fótons em elétrons varia fortemente com a frequência da radiação incidente. Então, a fotomultiplicadora escolhida como fotodetector deve ter uma boa eficiência quântica na região do espectro de emissão da aeroluminescência que se deseja medir.

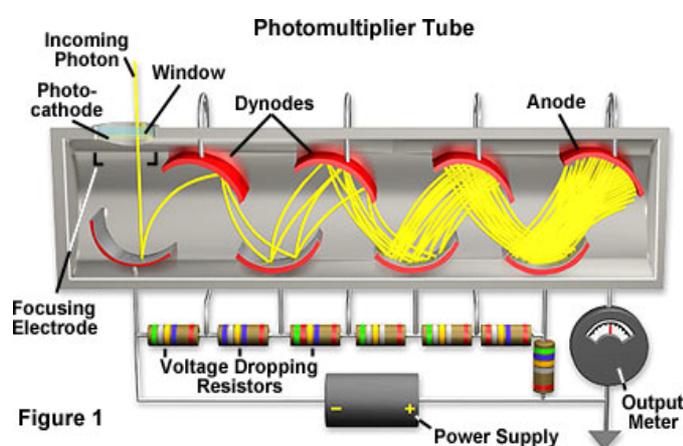


Figura 4.2 – Esquema de um tubo fotomultiplicador
(fonte: <http://micro.magnet.fsu.edu/primer/digitalimaging/concepts/photomultipliers.html>)

4.2 – CALIBRAÇÃO

A calibração do instrumento é necessária para que se possa avaliar suas características e, assim, medir-se a intensidade do airglow corretamente. As características do fotômetro que devem ser conhecidas são a transmissão e a sensibilidade absoluta dos filtros de interferência. O esquema e o apparatus experimental para determinar os parâmetros na calibração do fotômetro podem ser encontrados nos trabalhos de Melo *et al.* (1993) e Wrasse (2000).

4.2.1-A transmissão dos filtros

A transmissão de um filtro de interferência é definida como uma fração da radiação incidente que atravessa o filtro num comprimento de onda específico. No caso do fotômetro, para determinar a transmissão dos filtros, deve-se saber como ele responde à incidência de uma luz quase monocromática. De acordo com Melo *et al.* (1993), essa resposta é dada por:

² Acrônimo em inglês de Transistor-Transistor Logic.

$$J_1(\lambda) = C\eta(\lambda)T(\lambda)\Phi_\lambda\Delta\lambda \quad (4.2)$$

onde $J_1(\lambda)$ é a resposta do fotômetro em pulsos por segundo, C um fator instrumental (dimensional), $\eta(\lambda)$ é a eficiência quântica da fotomultiplicadora, $T(\lambda)$ é a transmissão do filtro, Φ_λ é a potência espectral emitida por uma fonte padrão e $\Delta\lambda$ é resolução espectral do monocromador. Então, da equação (4.2), obtém-se uma expressão para a transmissão dos filtros.

$$T(\lambda) = \frac{C\eta(\lambda)\Phi_\lambda\Delta\lambda}{J_1(\lambda)} \quad (4.3)$$

Mas, sob o ponto de vista prático, as curvas de transmissão de cada filtro são obtidas através da razão entre a resposta do fotômetro com e sem o filtro de interferência. Sem o filtro de interferência, a resposta do fotômetro é dada por:

$$J_1^*(\lambda) = C\eta(\lambda)\Phi_\lambda\Delta\lambda \quad (4.4)$$

Assim, de (4.2) e (4.4), a curva de transmissão de cada filtro pode ser determinada a partir da seguinte expressão:

$$T(\lambda) = \frac{J_1(\lambda)}{J_1^*(\lambda)} \quad (4.5)$$

A fim de melhor avaliar as particularidades de um filtro, determina-se o valor percentual da transmissão máxima, T_{\max} , isto é, a relação (4.5) obtida no pico de transmissão.

Em geral, para cada posição de um filtro de interferência, a filtragem da radiação não ocorre num comprimento de onda específico, mas sim em torno de um pequeno intervalo do comprimento de onda específico do canal onde o filtro se encontra. Com isso, define-se um parâmetro denominado largura efetiva do filtro, $\Delta\lambda_{eff}$, dada por:

$$\Delta\lambda_{eff} = \int t(\lambda)d\lambda \quad (4.6)$$

onde $t(\lambda)$ é a transmissão relativa do filtro, definida por:

$$t(\lambda) = \frac{T(\lambda)}{T(\lambda_{max})} \quad (4.7)$$

4.2.2 – Sensibilidade absoluta

A sensibilidade absoluta é um parâmetro característico do fotômetro que engloba aspectos da ótica e da eletrônica do equipamento. Em termos da resposta do fotômetro a radiação de uma fonte luminosa, a sensibilidade absoluta pode ser expressa da seguinte forma (Gobbi, 1993):

$$S(\lambda) = \frac{J(\lambda)}{B\Delta\lambda_{eff}} \quad (4.8)$$

onde B é a radiação espectral.

4.3 – REDUÇÃO DOS DADOS

A redução dos dados trata de como a intensidade absoluta de cada emissão é calculada a partir da resposta do fotômetro a uma emissão do airglow e dos parâmetros determinados na experiência de calibração. De acordo com Takahashi (1981), a resposta do fotômetro a uma emissão do airglow é expressa como:

$$J_{\nu} = B_{\nu}S_{\nu} + \int S_{\nu}(\lambda)G_{\nu}(\lambda)d\lambda \quad (4.9)$$

onde B_{ν} representa a intensidade da linha ν observada em Rayleighs (R), $S_{\nu}(\lambda)$ a sensibilidade absoluta do fotômetro para um dado comprimento de onda em $R^{-1}s^{-1}$ e $G_{\nu}(\lambda)$ a intensidade espectral do contínuo da radiação de fundo em Rnm^{-1} .

Lembrando que a integral se trata de uma soma, a maior contribuição será aquela onde $\lambda = \lambda_{max}$. Considerando ainda a definição da largura efetiva do filtro, a equação (4.9) pode ser escrita, aproximadamente, da seguinte forma:

$$J_{\nu} \approx B_{\nu}S_{\nu} + S_{\nu}(\lambda_{max})G_{\nu}(\lambda_{max})(\Delta\lambda_{eff})_k \quad (4.10)$$

onde as quantidades S e G_λ nos picos de transmissão dos filtros ($\lambda = \lambda_{max}$) e o índice k indica a posição do filtro.

A seguir, é mostrado como são obtidas, a partir da resposta do fotômetro a uma emissão do airglow e dos parâmetros obtidas na experiência de calibração, as intensidades da linha verde do oxigênio atômico (referida como OI5577) e das bandas (6-2) do radical hidroxila (referida com OH (6-2)) e (0-1) do oxigênio atmosférico (referida como O₂b(0,1)) que foram utilizadas neste trabalho.

4.3.1 – Filtro F # 1: OI5577

O filtro utilizado na medição da intensidade do OI5577 possibilita duas posições, uma para medir a intensidade da linha verde do oxigênio atômico em $\lambda = 557,7\text{nm}$ (posição P1) e a outra para estimar a radiação de fundo (posição P2) em $\lambda = 554,0\text{nm}$.

Utilizando a equação (4.10), é possível escrever a resposta do fotômetro nas posições P1 e P2 da seguinte forma:

$$J_1 = I_{5577} S_1 + G S_1 (\Delta\lambda_{eff})_1 \quad (4.11)$$

$$J_2 = I_{5577} (S_2)_{\lambda 5577} + G S_2 (\Delta\lambda_{eff})_2 \quad (4.12)$$

onde termo $(S_2)_{\lambda 5577} = S_2 \frac{t_2(\lambda 557.7)}{t_2(\lambda 554.0)}$ surge devido a superposição das curvas de transmissão nas duas posições do filtro.

Utilizando (4.12), a radiação de fundo pode ser expressa da seguinte forma:

$$G = \frac{J_2 - I_{5577} (S_2)_{\lambda 5577}}{S_2 (\Delta\lambda_{eff})_2} \quad (4.13)$$

Substituindo (4.13) em (4.11), tem-se que:

$$J_1 = I_{5577} S_1 + \frac{J_2 - I_{5577} (S_2)_{\lambda 5577}}{S_2 (\Delta\lambda_{eff})_2} S_1 (\Delta\lambda_{eff})_1 \quad (4.14)$$

Define-se uma relação sintética que relaciona a sensibilidade absoluta e a largura efetiva do filtro nas diferentes posições do filtro:

$$A_k = \frac{S_k (\Delta\lambda_{eff})_k}{S_m (\Delta\lambda_{eff})_m} \quad \forall k=1, \dots, m-1 \quad (4.15)$$

onde m é o número de posições do filtro.

Neste caso, tem-se $m=2$, então (4.14) pode ser escrita da seguinte forma:

$$I_{5577} = \frac{J_1 - J_2 A_1}{S_1 (1 - C A_1)} \quad (4.16)$$

onde $C = (S_2)_{\lambda=5577} / S_1$

Assim, a partir da resposta do fotômetro e dos parâmetros obtidos na calibração, é possível calcular a intensidade da linha verde do oxigênio atômico através da equação (4.16).

3.3.2 – Filtro F # 4: OH (6-2)

Esse filtro é utilizado para medir a banda (6-2) do radical hidroxila. O filtro ocupa quatro posições distintas para medir essa banda. Na posição P1 é medida a linha P₁(4) em $\lambda=846,6$ nm, na posição P2 é medida a linha P₁(3) em $\lambda=843,1$ nm, na posição P3 é medida a linha P₁(2) em $\lambda=839,9$ nm e na posição P4 é medida a radiação de fundo em $\lambda=848,0$ nm.

A resposta do fotômetro nessas quatro posições pode ser expressa da seguinte forma:

$$J_1 = \sum_{\alpha} I_{\alpha} (S_1)_{\alpha} + G S_1 (\Delta\lambda_{eff})_1 \quad (4.17)$$

$$J_2 = \sum_{\beta} I_{\beta} (S_2)_{\alpha} + G S_2 (\Delta\lambda_{eff})_2 \quad (4.18)$$

$$J_3 = \sum_{\gamma} I_{\gamma} (S_3)_{\alpha} + G S_3 (\Delta\lambda_{eff})_3 \quad (4.19)$$

$$J_4 = G S_4 (\Delta\lambda_{eff})_4 \quad (4.20)$$

onde $I_{\alpha,\beta,\gamma}$ é a intensidade das linhas rotacionais dentro da curva de transmissão do filtro nas posições 1, 2 e 3, respectivamente.

As sensibilidades absolutas $(S_{1,2,3})_{\alpha,\beta,\gamma}$ em cada uma dessas três posições para cada linha rotacional dentro da banda pode ser expressa da seguinte forma:

$$(S_{1,2,3})_{\alpha,\beta,\gamma} = S_{1,2,3} (t_{1,2,3})_{\alpha,\beta,\gamma} \quad (4.21)$$

onde $S_{1,2,3}$ são as sensibilidades absolutas do filtro no comprimento de onda no qual a transmissão relativa é máxima e $(t_{1,2,3})_{\alpha,\beta,\gamma}$ são as transmissões relativas para cada linha rotacional dentro da curva de transmissão do filtro nas posições 1, 2 e 3.

É comum expressar a intensidade de uma linha rotacional dentro de uma banda em termos da intensidade normalizada. A intensidade normalizada de uma linha rotacional é definida pela razão entre a intensidade de uma determinada linha e a intensidade total da banda (somatório de todas as linhas dentro da banda). Matematicamente, expressa-se a intensidade normalizada da seguinte forma:

$$i_v = \frac{I_v}{\sum_v I_v} \Rightarrow I_v = i_v \cdot I_{total} \quad (4.22)$$

onde I_v e i_v são as intensidades absoluta e relativa de uma determinada linha pertencente à banda e $\sum_v I_v$ é intensidade total da banda.

Assim, substituindo (4.21) e (4.22) nas equações (4.17) a (4.19) e usando (4.20) para reescrever a radiação de fundo, tem-se que:

$$J_1 - \frac{J_4}{S_4(\Delta\lambda_{eff})_4} S_1(\Delta\lambda_{eff})_1 = S_1 \sum_{\alpha} i_{\alpha} \cdot I_{OH(6-2)}(t_1)_{\alpha} \quad (4.23)$$

$$J_2 - \frac{J_4}{S_4(\Delta\lambda_{eff})_4} S_2(\Delta\lambda_{eff})_2 = S_2 \sum_{\beta} i_{\beta} \cdot I_{OH(6-2)}(t_2)_{\beta} \quad (4.24)$$

$$J_3 - \frac{J_4}{S_4 (\Delta\lambda_{eff})_4} S_3 (\Delta\lambda_{eff})_3 = S_3 \sum_{\beta} i_{\beta} \cdot I_{OH(6-2)}(t_3)_{\beta} \quad (4.25)$$

onde $I_{OH(6-2)}$ denota a intensidade total da banda.

Assim, pode-se escrever que:

$$\frac{J_1 - A_1 J_4}{S_1} = I_{OH(6-2)} \sum_{\alpha} i_{\alpha} (t_1)_{\alpha} \quad (4.26)$$

$$\frac{J_2 - A_2 J_4}{S_2} = I_{OH(6-2)} \sum_{\beta} i_{\beta} (t_2)_{\beta} \quad (4.27)$$

$$\frac{J_3 - A_3 J_4}{S_3} = I_{OH(6-2)} \sum_{\gamma} i_{\gamma} (t_3)_{\gamma} \quad (4.28)$$

onde se usou a relação sintética (4.15) para $m=4$.

O cálculo da temperatura rotacional e da intensidade da banda (6-2) da hidroxila através das medidas do fotômetro é feito comparando-se as quantidades experimentais com a previsão teórica. Primeiramente determina-se a temperatura rotacional e, a partir dela, calcula-se a intensidade da banda. O cálculo da temperatura rotacional é feito a partir da razão entre duas linhas rotacionais pertencentes à banda e medidas pelo fotômetro. No caso do Multi-3, a temperatura rotacional é calculada a partir da razão entre as linhas $P_1(2)$ e $P_1(4)$, então, deve-se calcular a razão entre a resposta do fotômetro nas posições P3 e P1:

$$\frac{J_3 - A_3 J_4 \left(\frac{S_1}{S_3} \right)}{J_1 - A_1 J_4 \left(\frac{S_1}{S_3} \right)} = \frac{\sum_{\gamma} i_{\gamma} (t_3)_{\gamma}}{\sum_{\alpha} i_{\alpha} (t_1)_{\alpha}} \quad (4.29)$$

A partir da razão entre as intensidades normalizadas, no lado direito da equação (4.29), define-se uma função teórica \mathcal{M} que é monotonicamente dependente da temperatura rotacional (Gobbi, 1993). Assim,

$$\mathcal{M} = \frac{\sum_{\gamma} i_{\gamma} (t_3)_{\gamma}}{\sum_{\alpha} i_{\alpha} (t_1)_{\alpha}} \quad (4.30)$$

Tem-se que $\mathcal{M} = \mathcal{M}(T)$, no entanto, deseja-se obter a temperatura rotacional. Para tanto, utiliza-se uma função de ajuste inversa do tipo polinomial de grau- p :

$$T = T(\mathcal{M}_{P+Q}) = \sum_{n=0}^p a_n (\mathcal{M}_{P+Q})^n \quad (4.31)$$

A partir do espectro teórico dessa banda calculam-se os valores teóricos da função $\mathcal{M}(T)$ para diferentes temperaturas. Com isso, determinam-se os coeficientes da função de ajuste polinomial para a temperatura que, posteriormente, serão utilizados para determinar temperatura rotacional.

Da equação (4.29), obtêm-se os valores observados da função $\mathcal{M}(T)$. Assim, tem-se que:

$$\{\mathcal{M}(T)\}_{obs} = \frac{J_3 - A_3 J_4}{J_1 - A_1 J_4} \left(\frac{S_1}{S_3} \right) \quad (4.32)$$

Como a cada valor da função $\mathcal{M}(T)$ corresponde a uma única temperatura, cada valor de $\{\mathcal{M}(T)\}_{obs}$ corresponde a certa temperatura, que é determinada a partir da função de ajuste (4.31), cujos coeficientes foram determinados a partir dos valores teóricos da função $\mathcal{M}(T)$. Portanto, a temperatura rotacional do OH(6-2) é determinada através da seguinte relação:

$$T = \sum_{n=0}^p a_n \left(\{\mathcal{M}(T)\}_{obs} \right)^n \quad (4.33)$$

A intensidade da banda é calculada utilizando-se um raciocínio semelhante ao utilizado para calcular a temperatura rotacional. A partir de uma das equações que expressam a resposta do fotômetro à emissão do OH(6-2), colocadas na forma das equações (4.26) a (4.28), determina-se uma função teórica, $S\mathcal{M}(T)$, que depende monotonicamente da temperatura:

$$S\mathcal{M}(T) = \sum_{\alpha} i_{\alpha}(t_1)_{\alpha} \quad (4.34)$$

Para expressar a dependência da função $S\mathcal{M}(T)$, utiliza-se uma função de ajuste polinomial de grau-q:

$$S\mathcal{M}(T) = \sum_{n=0}^q b_n T^n \quad (4.35)$$

Os coeficientes da função de ajuste (4.35) são determinados a partir dos valores teóricos da função (4.35) e de seus correspondentes valores de temperatura. Com os coeficientes são determinados os valores observados da função (4.34), $\{S\mathcal{M}(T)\}_{obs}$, que correspondem à temperatura rotacional do OH(6-2) calculada através da equação (4.33).

Para finalmente obter uma expressão para a intensidade do OH(6-2), utiliza-se uma das equações que foram utilizadas no cálculo da temperatura rotacional. Então, opta-se pela equação (4.26) ou (4.28). Utilizando a primeira, é possível escrever que:

$$I_{OH(6-2)} = \frac{J_1 - A_1 J_4}{S_1 \{S\mathcal{M}(T)\}_{obs}} \quad (4.36)$$

4.3.3 – Filtro F # 5: O₂ (0-1)

A medida dessa banda de emissão do oxigênio molecular é efetuada em três posições distintas do filtro. Na posição P1, que corresponde ao centro da mistura dos ramos P+Q, a medida é feita em $\lambda=858,1\text{nm}$. Na posição P2 a medida é feita em $\lambda=866,0$, que corresponde ao pico da mistura dos ramos P+Q. A posição P3 é utilizada para avaliar a radiação de fundo em $\lambda=857,2\text{nm}$. A resposta do fotômetro nessas três posições pode ser escrita da seguinte forma:

$$J_1 = \sum_{\alpha}^{P+Q} I_{\alpha} (S_1)_{\alpha} + GS_1 (\Delta\lambda_{eff})_1 \quad (4.37)$$

$$J_2 = \sum_{\beta}^{P+Q} I_{\beta} (S_1)_{\beta} + GS_2 (\Delta\lambda_{eff})_2 \quad (4.38)$$

$$J_3 = GS_3 (\Delta\lambda_{eff})_3 \quad (4.39)$$

onde α e β são as linhas rotacionais do ramo P+Q

As equações (4.37) e (4.38) podem ser reescritas em termos das intensidades normalizadas, definidas em (3.22), da seguinte forma:

$$J_1 = I_{O_2} S_1 \sum_{\alpha}^{P+Q} i_{\alpha}(t_1)_{\alpha} + \frac{J_3}{S_3(\Delta\lambda_{eff})_3} S_1(\Delta\lambda_{eff})_1 \quad (4.40)$$

$$J_2 = I_{O_2} S_2 \sum_{\beta}^{P+Q} i_{\beta}(t_2)_{\beta} + \frac{J_3}{S_3(\Delta\lambda_{eff})_3} S_2(\Delta\lambda_{eff})_2 \quad (4.41)$$

onde utilizamos a equação (4.39) para expressar a radiação de fundo e o fato que $(S_{1,2})_{\alpha,\beta} = S_{1,2}(t_{1,2})_{\alpha,\beta}$.

Utilizando a relação sintética (4.15) para $m=3$, reescreve-se as equações (4.40) e (4.41) da seguinte forma:

$$\frac{J_1 - A_1 J_3}{S_1} = I_{O_2} \sum_{\alpha}^{P+Q} i_{\alpha}(t_1)_{\alpha} \quad (4.42)$$

$$\frac{J_2 - A_2 J_3}{S_2} = I_{O_2} \sum_{\beta}^{P+Q} i_{\beta}(t_2)_{\beta} \quad (4.43)$$

Os procedimentos para a obtenção de expressões para a intensidade e para a temperatura rotacional do $O_2(0-1)$ são análogos àqueles adotados no caso do OH (6-2), onde as quantidades experimentais são comparadas com a previsão teórica. Assim, deve ser calculada a razão entre as equações (4.42) e (4.43), como segue:

$$\frac{J_1 - A_1 J_3}{J_2 - A_2 J_3} \left(\frac{S_2}{S_1} \right) = \frac{\sum_{\alpha}^{P+Q} i_{\alpha}(t_1)_{\alpha}}{\sum_{\beta}^{P+Q} i_{\beta}(t_2)_{\beta}} \quad (4.44)$$

Analogamente ao OH(6-2), define-se a seguinte função teórica que é monotonicamente dependente da temperatura rotacional:

$$\mathcal{M}_{P+Q} = \frac{\sum_{\alpha}^{P+Q} i_{\alpha}(t_1)_{\alpha}}{\sum_{\beta}^{P+Q} i_{\beta}(t_2)_{\beta}} \quad (4.45)$$

Para obter uma relação entre \mathcal{M}_{P+Q} e a temperatura, define-se uma função de ajuste inversa do tipo polinomial de grau- p :

$$T = T(\mathcal{M}_{P+Q}) = \sum_{n=0}^p a_n (\mathcal{M}_{P+Q})^n \quad (4.46)$$

Então, com os valores teóricos de \mathcal{M}_{P+Q} definidos por (4.45), determina-se os coeficientes da função de ajuste.

Da equação (4.44), escreve-se que:

$$\left(\mathcal{M}_{P+Q}\right)_{obs.} = \frac{J_1 - A_1 J_3}{J_2 - A_2 J_3} \left(\frac{S_2}{S_1}\right) \quad (4.47)$$

Dessa forma, a partir dos valores observados de J_1 , J_2 e J_3 e dos parâmetros A_2 , A_3 , S_2 e S_3 , obtidos na experiência de calibração do instrumento, determina-se a temperatura rotacional da banda (0-1) do oxigênio atmosférico através da função de ajuste (4.46):

$$T_{obs} = \sum_{n=0}^p a_n \left(\left(\mathcal{M}_{P+Q}\right)_{obs}\right)^n \quad (4.48)$$

Deve-se observar que para a determinação da temperatura rotacional da banda (0-1) não é preciso determinar a intensidade absoluta da banda, mas apenas calcular a razão entre algumas linhas pertencentes à banda.

A determinação da intensidade absoluta da banda é feita de forma semelhante à determinação da temperatura. Define-se uma relação teórica para a intensidade normalizada da banda e transmitância relativa do filtro, definida pelos somatórios sobre os ramos rotacionais presentes no lado direito das equações (4.42) e (4.43). Utilizando a primeira, tem-se que:

$$X_{P+Q} = \sum_{\alpha}^{P+Q} i_{\alpha} (t_1)_{\alpha} \quad (4.49)$$

A relação (4.49) é uma função da temperatura, então, constrói-se uma função de ajuste polinomial de grau- q para essa dependência:

$$\left(X_{P+Q}(T) \right)_{teor.} = \sum_{n=0}^q b_n T^n \quad (4.50)$$

Com isso, a partir dos valores teóricos da função X_{P+Q} , são determinados os coeficientes da função de ajuste definida por (4.49). Então, com o valor da temperatura determinado em (4.48), sabe-se qual o valor observado da relação X_{P+Q} . De posse desses dados, determina-se a intensidade da banda (0-1) utilizando a equações (4.42). Assim, tem-se que:

$$\frac{J_1 - A_1 J_3}{S_1} = I_{O_2} (X_{P+Q})_{obs.} \Rightarrow I_{O_2} = \frac{J_1 - A_1 J_3}{S_1 (X_{P+Q})_{obs.}} \quad (3.51)$$

De acordo com Takahashi *et al.*(2002) os erros nas medida das intensidades absolutas das emissões e da temperatura rotacional são os seguintes: aproximadamente 5% para OI5577, em torno de 10% para o OH(6-2) e o O2b(0-1) devido ao aumento do erro sistemático na calibração e $\pm 3K$ para a temperatura rotacional do OH.

4.4 – METODOLOGIA

O estudo desenvolvido neste trabalho foi realizado utilizando-se as medidas da intensidade do airglow obtidas pelo fotômetro Multi-3, descrito na seção anterior. Foram utilizadas as emissões do oxigênio atômico e molecular e da hidroxila, bem como de sua temperatura rotacional. As observações do airglow ocorrem durante a noite e sempre em torno do período de lua nova, durante cerca de treze noites. As medições são restritas ao período de lua nova porque durante este intervalo de tempo, não há contaminação espectral devida à luminosidade da lua durante a noite. As medidas do airglow e da temperatura rotacional têm uma resolução temporal de aproximadamente dois minutos. Para cada período de observações, são geradas planilhas eletrônicas com as intensidades de cada emissão e da temperatura rotacional, como está ilustrado na Figura 4.3.

	A	B	C	D	E	F	G	H	I	J	K	L	M	N	O
1	HORA	01/03/05	02/03/05	03/03/05		05/03/05	06/03/05	07/03/05	08/03/05	09/03/05	10/03/05	11/03/05	12/03/05	13/03/05	14/03/05
2		1591.15	1206.66	1427.64		1738.5	2016.55	1397.14	1513.33	1714.82	1978.13	1343.19	1457.85	1752.54	1187.98
3		109.714	212	231.095		326.509	205.394	418.621	187.795	205.961	469.325	575.736	147.088	401.981	386.974
4	18.03														
5	18.065														
6	18.1														
7	18.134														
8	18.169														
9	18.203														
10	18.238														
11	18.272														
12	18.307														
13	18.341						1498								
14	18.376						1620								
15	18.41						1647			1456					
16	18.445						1621			1371					
17	18.479						1682			1468					
18	18.514	1486					1829			1337	1873				1171
19	18.548	1457					1851			1479	1920	1644	1141	1219	
20	18.583	1511		1216			1796		1501	1287	1940	1651	1200	1237	
21	18.618	1497		1210			1836		1489	1144	1949	1673	1266	1251	
22	18.652	1524		1228			1864		1462	1131	2029	1724	1307	1251	
23	18.686	1508		1235			1806		1491	1270	2010	1769	1220	1286	
24	18.721	1554		1259			1813		1542	1146	2043	1755	1226	1287	
25	18.756	1562		1259			1883		1637	1363	2076	1712	1192	1277	1294
26	18.79	1554		1300			1815		1684	1358	2089	1737	1183	1316	1289
27	18.825	1611		1300			1856	1937	1674	1403	2031	1738	1172	1312	1366
28	18.859	1616		1255			1796	1899	1738	1250	2056	1752	1214	1292	1341
29	18.894	1541		1332			1826	1925	1642	1361	2096	1754	1187	1311	1308
30	18.928	1555		1321			1874	1998	1642	1724	2099	1742	1214	1305	1327
31	18.963	1523		1316			1892	1964	1646	1603	2099	1741	1202	1262	1339
32	18.997	1582		1339			1907	1876	1572	1317	2216	1763	1214	1339	1390
33	19.032	1506		1351			1903	1895	1625	1521	2241	1787	1242	1361	1282
34	19.066	1430		1325			1910	1853	1664	1398	2213	1807	1249	1353	1246
35	19.101	1455		1310			1907	1873	1620	1403	2205	1877	1317	1367	1352
36	19.135	1452		1356			1871	1928	1629	1452	2178	1828	1328	1402	1373
37	19.17	1470		1357			1882	1883	1630	1455	2356	1860	1294	1419	1379
38	19.205	1504		1353			1894	1865	1641	1360	2247	1894	1310	1401	1396
39	19.239	1534		1365			1901	1766	1512	1513	2119	1881	1368	1440	1354
40	19.273	1514		1369		1976	1948	1817	1460	1671	2117	1848	1395	1381	1348
41	19.308	1491		1369		1995	1929	1774	1400	1768	2122	1824	1350	1370	1320

Figura 4.3 – Planilha eletrônica referente ao período de observação de 01 a 14 de março de 2005. Em destaque os dados referentes à emissão do OH (6-2).

Na coluna da esquerda, que está destacada em cinza, está o tempo, medido em horas. Cada coluna à direita da coluna do tempo contém as intensidades de cada noite de observação. Este padrão é repetido para as emissões e para a temperatura rotacional.

A construção das séries temporais para estudar as ondas planetárias de 3-4 dias ocorre da seguinte forma: os dados referentes a cada noite de observação são dispostos numa única série obedecendo à seqüência temporal na qual foram adquiridos. Na Figura 4.4 é mostrado o exemplo de uma série temporal da emissão do OH(6-2) correspondente ao período de observação do airglow entre os dias 26 de outubro e 08 de novembro de 2005.

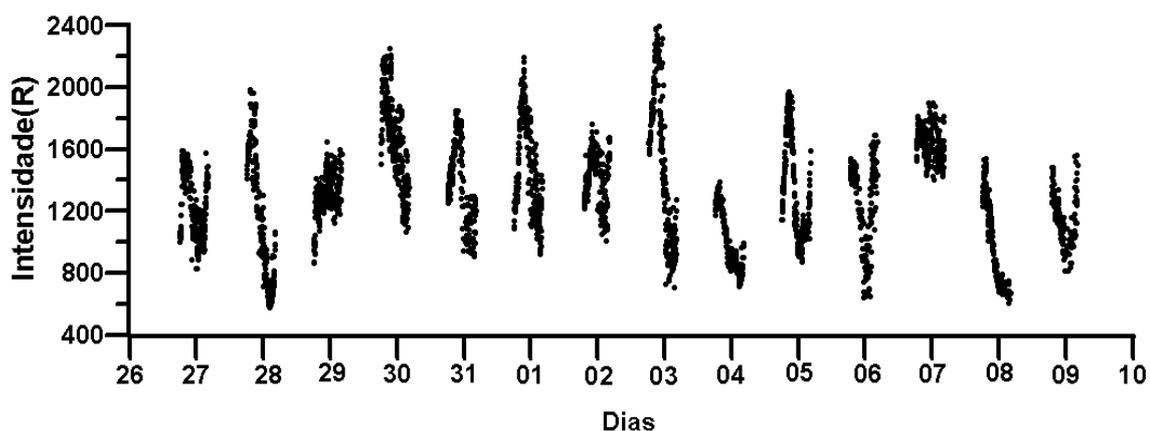


Figura 4.4 – Série temporal, onde estão aglomerados, na seqüência temporal em que foram obtidos, os dados referentes a um período de observação do airglow. Está sendo mostrada a série temporal do OH(6-2) referente ao período de 26 de outubro a 08 de novembro de 2005.

Para estudar as ondas de 3-4 dias através do airglow é necessário estabelecer alguns critérios que devem ser satisfeitos por cada conjunto de dados. Assim, serão considerados nesse trabalho apenas períodos de observação com pelo menos oito noites de dados, onde cada uma das noites de observação deve ter pelo menos três horas de dados. Com isso, garante-se que as ondas de 3-4 dias possam executar pelo menos duas oscilações completas. A Tabela 3.1 mostra os meses nos quais as séries temporais satisfizeram os critérios estabelecidos anteriormente, bem como, o número de noites nas quais foram coletados dados.

Tabela 4.1 – Distribuição da quantidade de dias de monitoramento do airglow em cada período de observação

	Jan	Fev	Mar	Abr	Mai	Jun	Jul	Ago	Set	Out	Nov	Dez	TOTAL
1998	10	13	12	11	15	13	10	8	12	12	13	13	142
1999	13	17	12	17	12	13	11	12	11	12	12	11	153
2000	--	10	--	9	11	--	--	10	9	9	12	10	80
2001	12	12	9	10	12	9	10	8	10	8	9	12	121
2002	10	--	9	9	8	8	8	10	11	12	13	12	110
2003	11	--	8	8	10	9	11	--	12	8	11	--	88
2004	--	--	12	9	8	--	--	--	13	--	--	9	51
2005	8	--	13	13	9	--	9	9	--	14	11	--	86
2006	--	--	11	8	11	--	--	8	11	11	10	8	78
2007	9	--	9	8	--	8	9	---	--	--	--	--	43

4.4.1-A análise das séries temporais.

Depois de construídas, as séries temporais foram analisadas com o intuito de se identificar as oscilações de 3-4dias nas emissões e na temperatura rotacional. A técnica utilizada para identificar as periodicidades de 3-4 dias é a do periodograma de Lomb-Scargle, que será referido posteriormente por L-S. A técnica de Lomb-Scargle é amplamente utilizada no meio científico, especialmente na análise de dados astronômicos, na identificação de periodicidades presentes em séries temporais que não são amostradas em intervalos de tempo constantes e está baseada nos trabalhos de Lomb (1976), Scargle (1982) e Horne e Baliunas (1986). A definição do periodograma L-S, utilizada para estimar a contribuição de uma certa frequência ω para composição de todo o sinal, para uma série temporal $X(t_i)$, onde $i = 1, 2, \dots, N_0$ é o número de dados amostrados, é dada por:

$$P_X(\omega) = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\left[\sum_{j=1}^{N_0} X_j \cos \omega(t_j - \tau) \right]^2}{\sum_{j=1}^{N_0} \cos^2 \omega(t_j - \tau)} + \frac{\left[\sum_{j=1}^{N_0} X_j \text{sen} \omega(t_j - \tau) \right]^2}{\sum_{j=1}^{N_0} \text{sen}^2 \omega(t_j - \tau)} \right\} \quad (4.52)$$

Onde o termo τ tem seguinte definição:

$$\tan(2\omega\tau) = \frac{\left(\sum_{j=1}^{N_0} \text{sen} 2\omega t_j \right)}{\left(\sum_{j=1}^{N_0} \cos 2\omega t_j \right)} \quad (4.53)$$

A definição de τ mostrada acima faz com que o periodograma se torne equivalente a ajustar funções senos e cossenos de um conjunto de dados, para uma dada frequência ω , através do método dos mínimos quadrados. Além disso, a constante τ torna o periodograma invariante com respeito a um deslocamento da origem do tempo (Lomb, 1976). A principal diferença do periodograma L-S para a análise de Fourier é que enquanto a última pondera os dados com base no intervalo entre as amostras, o método de L-S pondera os dados com base nos pontos, estimando as componentes *seno* e *cosseno* apenas quando os dados são amostrados.

Apesar de ser um método bastante útil, tendo em vista que muitas séries temporais na ciência não são amostradas em intervalos de tempo iguais, há alguns problemas que, no entanto, podem ser minimizados. Um deles é o vazamento espectral. O vazamento espectral ocorre quando a energia espectral associada a certa frequência ω_0 , escapa para outras frequências devido ao comprimento finito da janela de dados e às irregularidades no espaçamento dos dados (Horne e Baluinas, 1986). O vazamento espectral que ocorre de altas para baixas frequências é denominado de *aliasing*. Horne e Baluinas (1986) sugeriram um procedimento para minimizar os problemas devidos ao vazamento espectral num periodograma L-S. Eles sugeriram subtrair uma senóide dos dados originais correspondente ao pico mais significativo no identificado no periodograma. Em seguida, recalcula-se um novo periodograma. Nesse novo periodograma, deve desaparecer tanto o pico referente à frequência ajustada, quanto aqueles que são devidos ao vazamento espectral. Dessa forma, os picos remanescentes devem ser devidos a sinais realmente presentes nos dados.

Esse procedimento foi aplicado a todas as séries temporais nas quais foram identificadas periodicidades de 3-4 dias. A seguir são mostrados os procedimentos que foram seguidos para a análise das séries temporais utilizando o método de L-S.

4.4.2 - Metodologia para a análise dos periodogramas de Lomb-Scargle.

A análise das séries temporais através do método de L-S foi feita seguindo-se as seguintes etapas:

- 1- A partir das séries temporais correspondentes a todo o período de observação, foram geradas novas séries, calculando-se uma média temporal a cada 4 minutos;
- 2- As novas séries temporais são então submetidas ao periodograma L-S;
- 3- Identifica-se a presença de oscilações com períodos 3-4 dias em cada um das três emissões e na temperatura rotacional;
- 4- Considera-se que há oscilação de 3-4 dias no período de observações do airglow que está sendo analisado quando o padrão oscilatório de 3-4 dias está presente em pelo menos três dos quatro parâmetros analisados, em acordo com o critério utilizado por Buriti *et al.* (2005);

- 5- Nos períodos de observação do airglow onde é identificada a presença de oscilações de 3-4 dias, as séries temporais nas quais foram identificadas as oscilações são submetidas ao teste de Horne e Baliunas;
- 6- Admite-se que houve de fato uma modulação de 3-4 dias no período de observação do airglow quando as séries temporais desse período satisfazem o teste de Horne e Baliunas.

A Figura 4.5 mostra um exemplo da aplicação do teste de Horne e Baliunas à série temporal do OH (6-2) obtida entre 26 de outubro e 08 de novembro de 2005.

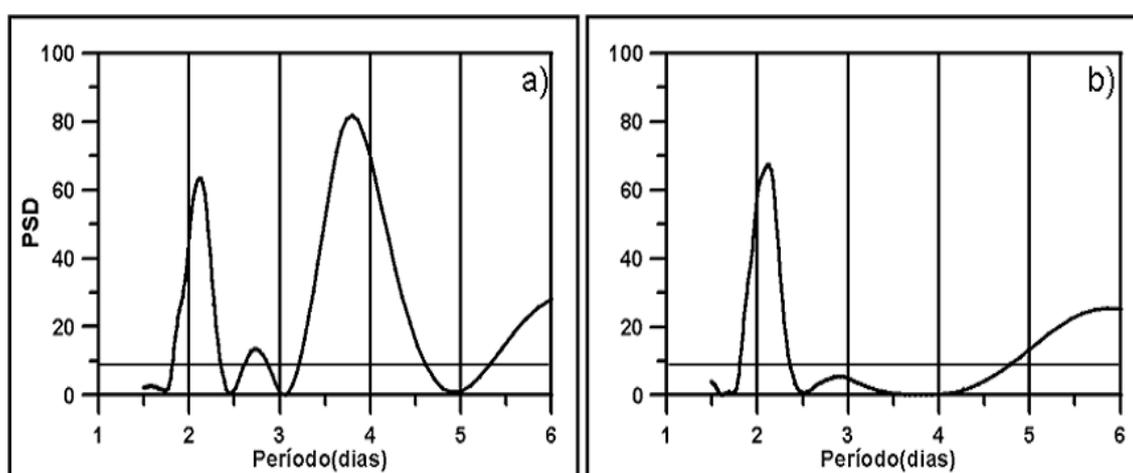


Figura 4.5 – Exemplo de aplicação do teste de Horne e Baliunas à série temporal da intensidade do OH(6-2) obtida entre 26 de outubro e 08 de novembro de 2005. A reta horizontal indica um nível de confiança de 95%.

A Figura 4.5-(a) mostra o periodograma L-S da série construída de acordo com os procedimentos descritos anteriormente. Nela observa-se que o pico mais significativo do periodograma é de aproximadamente 3,8 dias. Aplicando-se o teste de Horne e Baliunas, obtém-se uma nova série do qual foi subtraída uma cossenóide correspondente ao pico mais significativo identificado anteriormente. Recalculando-se um novo periodograma L-S, obtém-se o resultado mostrado na Figura 4.4-(b). No novo periodograma se observa que o pico subtraído da série original desapareceu e pico de quase dois dias permaneceu. Dessa forma, de acordo com o teste de Horne e Baliunas, conclui-se que os dois picos observados no periodograma original (Figura 4.4-(a)) devem realmente está presentes nos dados.

De todos os períodos de observação do airglow nos quais foi identificada a presença de oscilações de 3-4 dias, apenas o período referente ao mês junho de 2007 não satisfaz o teste de Horne e Baliunas e, portanto, foi excluído da análise feita neste trabalho.

4.4 - O RADAR METEÓRICO E OS DADOS DE VENTO

As informações sobre os ventos mesosféricos utilizadas neste trabalho foram obtidas através de um radar meteórico também instalado no OLAP em São João do Cariri. O radar meteórico utiliza a trilha ionizada que é deixada por meteoróides que penetram na atmosfera terrestre e são incinerados entre 80 e 120 km de altitude para estimar a velocidade dos ventos nessa região. Além disso, também é possível obter outros parâmetros atmosféricos através das informações obtidas pelo radar meteórico: a temperatura atmosférica, o coeficiente de difusão ambipolar e o fluxo de meteoros que penetraram na atmosfera.

A velocidade e a direção do vento neutro são determinadas através das informações fornecidas pelo radar meteórico da seguinte forma: quando um meteoróide penetra na atmosfera terrestre ele é vaporizado devido ao atrito com o ar deixando uma trilha de gás ionizado por onde passa. A trilha de gás ionizado, que é capaz de refletir ondas eletromagnéticas na frequência de rádio, é arrastada pelo vento neutro. Então, o radar meteórico emite um sinal de rádio que é refletido pela trilha de gás ionizado e captado por antenas receptoras, que via interferometria determinam o deslocamento Doppler do sinal captado e, assim, são estimados a velocidade e a direção do vento.

Os dados referentes às componentes zonal e meridional do vento entre 80 e 100 km de altitude são obtidas por um radar meteórico também instalado no OLAP em São João do Cariri. O radar meteórico consiste num conjunto de cinco antenas receptoras que formam um interferômetro e uma transmissora que emite um pulso de energia eletromagnética de 12KW com $13,5 \times 10^{-6}$ s de duração a cada $4,7 \times 10^{-4}$ s na frequência de 35,4MHz. O sinal emitido pelo radar é refletido por traços ionizados deixado por meteoróides que penetram na atmosfera terrestre entre 80 e 120km de altitude. Uma vez que o traço ionizado é levado pelo vento neutro, é possível calcular a velocidade e a direção desse vento a partir do deslocamento Doppler do sinal refletido. Na Figura 4.6 é mostrada a disposição das antenas transmissora e receptoras que compõem o radar meteórico, bem como uma ilustração da transmissão e recepção dos sinais emitidos e recebidos pelo radar meteórico..

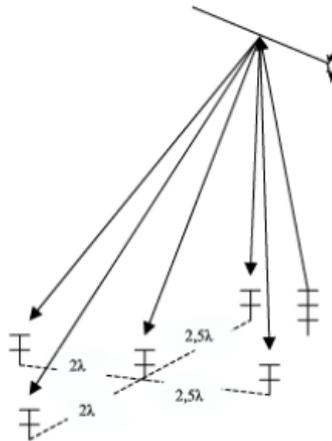


Figura 4.6 – Configuração das antenas transmissora e receptora do radar meteorológico. (Adaptado de Lima, 2004)

As componentes do vento médio, utilizadas neste trabalho, foram estimadas a cada duas horas e em seis altitudes distintas: 82, 85, 88, 91, 94, 98 km. A definição da janela para a análise dos dados de vento foi definida em função do período de observação do airglow. Em geral, as séries temporais dos dados de vento começam um ou dois dias antes do início das observações do airglow e terminam também um ou dois dias depois do fim das observações do airglow, dependendo da disponibilidade dos dados de vento.

CAPÍTULO 5

RESULTADOS E DISCUSSÕES

5.1 – COMPORTAMENTO DAS EMISSÕES E DA TEMPERATURA ROTACIONAL

Uma visão geral do comportamento das emissões e da temperatura rotacional medidos em São João do Cariri (7,4°S; 36,5°O) já foi previamente reportada por Takahashi *et al.* (2002) e por Buriti *et al.* (2004) durante a campanha PSMOS (Planetary Scale Mesopause Observing System). Nesses trabalhos foi destacada a presença de uma acentuada variação semi-anual tanto nas emissões quanto na temperatura rotacional. Esses trabalhos previamente publicados reportam o comportamento das emissões e da temperatura rotacional obtidos durante os quatro primeiros anos de monitoramento desses parâmetros (1998-2001) em São João do Cariri.

Uma visão mais completa pode agora ser mostrada, com uma significância estatística apreciável, uma vez que foram analisados dados de quase dez anos de observações, correspondentes ao período de janeiro de 1998 a julho de 2007. A identificação das periodicidades presentes nas emissões e na temperatura foi feita através da técnica L-S. Esta técnica é amplamente utilizada na análise de séries temporais com espaçamento desigual, como é o caso das séries temporais do airglow. Foram submetidas ao periodograma L-S as séries temporais correspondentes à intensidade média noturna das emissões do OI5577, O2b(0-1) e OH(6-2) e à temperatura rotacional do OH(6-2). Na Figura 5.1 são mostrados os resultados desses periodogramas.

Como é possível observar da Figura 5.1, o aspecto mais saliente no comportamento das emissões e da temperatura rotacional é a presença de uma acentuada oscilação semi-anual, evidenciada pelo forte e estreito pico de energia espectral associada a essa periodicidade no periodograma L-S nas três emissões e na temperatura rotacional. Essa é uma característica marcante das emissões e da temperatura rotacional na região equatorial, com pode ser observado no trabalho de Takahashi *et al.* (1995) que analisaram o comportamento das emissões e da temperatura rotacional medidas por um fotômetro instalado em Fortaleza (3,9°S; 38,4°O). Além da pronunciada oscilação semi-anual, também se observa a presença de um pico com considerável energia espectral associada a uma oscilação anual nas emissões do OI5577 e O2b(0-1), que no primeiro caso apresenta quase a mesma magnitude da oscilação semi-anual observada nessa emissão. Esta oscilação anual, por outro lado, não apresenta um

pico de energia espectral significativa no periodograma referente à emissão do OH(6-2). Já na temperatura rotacional do OH, há a presença de um pico, embora menos pronunciado em relação ao da oscilação semi-anual, com energia espectral acima do nível de confiança no periodograma, associada a periodicidade anual. Outro aspecto que merece atenção é a presença de um pico de energia espectral no periodograma associado a uma oscilação de quase dois anos na temperatura rotacional. Esta periodicidade na temperatura pode estar relacionada à oscilação quase-bianual e deve ser investigada detalhadamente em futuros trabalhos.

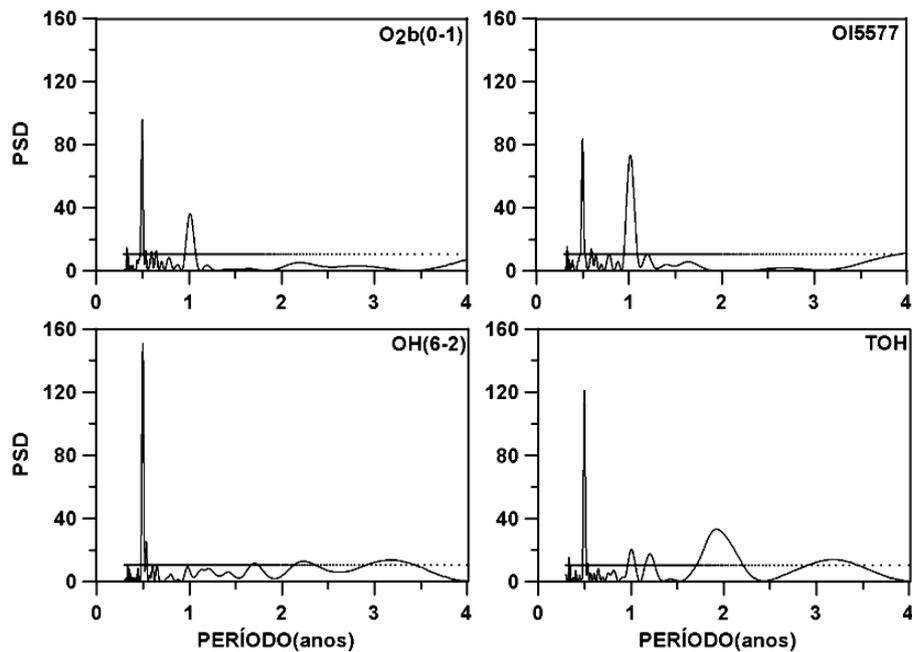


Figura 5.1- Periodograma de Lomb-Scargle das emissões do O2b(0-1), OI5577 e OH(6-2) e da temperatura rotacional do OH, medidos entre janeiro de 1998 e julho de 2007. A linha pontilhada corresponde a um nível de confiança de 95%.

Na figura 5.2 é mostrado o comportamento sazonal das emissões e da temperatura rotacional entre 1998 e 2007 onde é evidenciado através da curva de ajuste (em vermelho) as oscilações anual e semi-anual nas emissões e na temperatura rotacional. A intensidade/temperatura típica referente a cada dia do ano foi obtida calculando-se a média da intensidade/temperatura média noturna referentes ao mesmo dia.

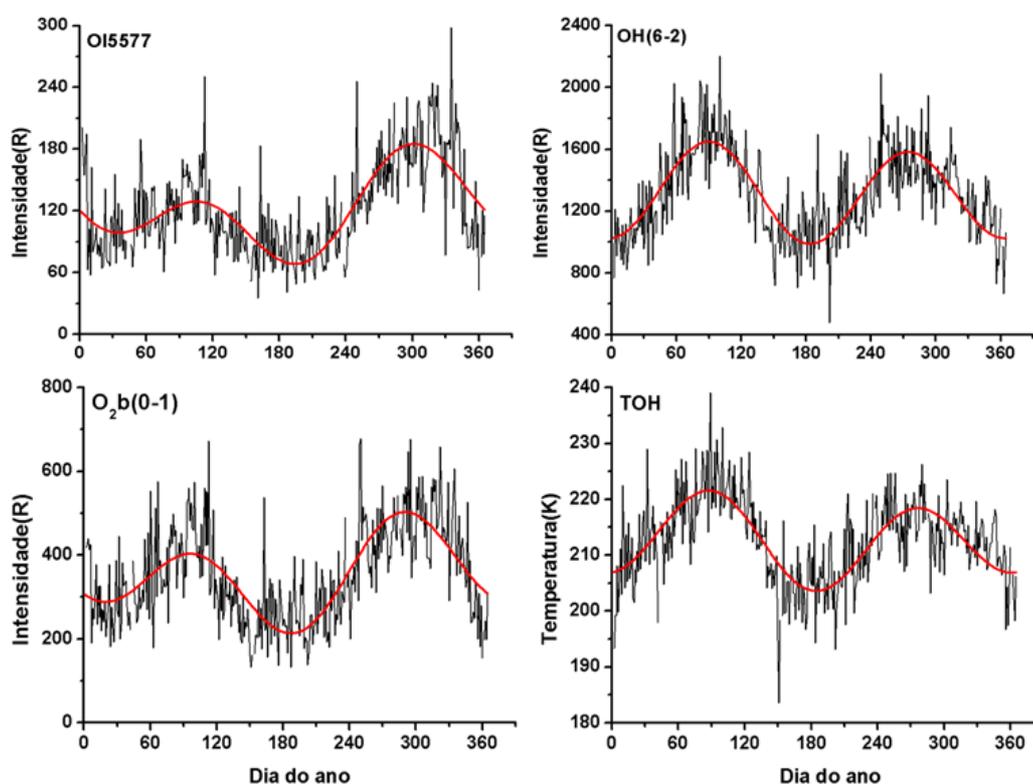


Figura 5.2– Comportamento sazonal das emissões e da temperatura rotacional medidos em São João do Cariri entre janeiro de 1998 e julho de 2007. A linha vermelha representa um ajuste referente às oscilações anual e semi-anual.

As características da oscilação semi-anual identificada através do periodograma L-S são mostradas na Tabela 5.1. A partir das informações contidas na Tabela 5.1, verifica-se que os máximos da oscilação semi-anual ocorrem nas proximidades dos equinócios e, conseqüentemente, os mínimos ocorrem nos solstícios. Observa-se também que o primeiro máximo ocorre mais tarde à medida que a altitude cresce, acontecendo primeiro na emissão do OH(6-2), em seguida na emissão do O₂b(0-1) e por último no OI5577. Além disso, verifica-se também a oscilação em fase da emissão do OH(6-2) e de sua temperatura rotacional. Outra peculiaridade que chama à atenção é o fato que a amplitude percentual das emissões aumenta com a altitude. Todos esses aspectos são bastante semelhantes àqueles observados previamente por Takahashi *et al.* (1995) em Fortaleza e por Buriti *et al.* (2004) em São João do Cariri.

Tabela 5.1 – Componentes anual e semi-anual das oscilações identificadas nas emissões e na temperatura rotacional através do periodograma L-S. Os valores percentuais das amplitudes (entre parênteses) são referentes a média das emissões/temperatura durante o período de aquisição dos dados.

	Amplitude semi-anual	Fase semi-anual (dias)	Amplitude anual	Fase anual (dias)
OI5577 (R)	34,9±2,4 (28,7%)	113,5±2,0	32,2±2,4 (26,5%)	325,3±4,4
O2b(0-1) (R)	98,4±6,3 (27,9%)	102,7±1,9	62,9±6,3 (17,8%)	322,9±5,8
OH(6-2) (R)	304,1±14,3 (22,9%)	90,9±1,4	38,3±14,3 R (2,9%)	61,5±21,8
TOH (K)	7,3 ± 0,4 (3,4%)	90,4±1,6	2,3±0,4 K (1,1%)	43.6±10,5

5.2 – OSCILAÇÕES DE 3-4 DIAS NAS EMISSÕES E NA TEMPERATURA

Neste trabalho foram analisadas séries temporais das emissões do OH(6-2), O₂b(0-1) e OI5577 e da temperatura rotacional do OH(6-2) com a finalidade de identificar a presença de oscilações de 3-4 dias nesses parâmetros, as quais têm sido atribuídas às ondas de Kelvin ultra-rápidas (Takahashi *et al.*, 2002; Lichstein *et al.*, 2002; Buriti *et al.*, 2005). Foram analisadas séries temporais obtidas entre janeiro de 1998 e julho de 2007. Durante este intervalo, 91 séries temporais, referentes às emissões e a temperatura rotacional, satisfizeram os critérios previamente estabelecidos para estudo das oscilações de 3-4 dias. De acordo com o critério estabelecido por Buriti *et al.* (2005) e já citado previamente, admite-se que num período de observação do airglow há uma modulação de 3-4 dias quando é identificada a presença desse padrão oscilatório em pelo menos três dos quatro parâmetros analisados. Utilizando esse critério, foram, então, identificadas oscilações de 3-4 dias em 46 períodos de observação do airglow no total de 91 analisados. As Figuras 5.3 e 5.4 mostram a distribuição da ocorrência de oscilações de 3-4 dias entre janeiro de 1998 e julho de 2007, onde as tonalidades de preto, cinza mais escuro, cinza mais claro e branco denotam em quais parâmetros foram identificadas as oscilações de 3-4 dias de acordo com legenda presente nas figuras. Inicialmente não se observa uma variabilidade interanual na presença das oscilações de 3-4 dias no airglow. No entanto, é perceptível que ao longo dos anos há uma tendência de diminuição na ocorrência das oscilações de 3-4 dias. Essa diminuição fica evidente a partir do ano de 2003. Apesar disso, não é possível afirmar que a ocorrência das periodicidades de 3-4

dias está diminuindo ao longo dos anos, pois a partir de 2003 o número de séries temporais que satisfizeram os critérios mínimos estabelecidos para se estudar esse tipo de periodicidade experimentou uma diminuição considerável. Para se ter uma ideia dessa diminuição, entre os anos de 1998 e 2002, apenas em cinco períodos de observação do airglow, num total de sessenta, não foi possível analisar as séries temporais. Por outro lado, a partir de 2003 foram analisadas apenas trinta e cinco séries temporais das emissões e da temperatura rotacional, num total de cinquenta e cinco períodos de observação do airglow possíveis. Os motivos pelos quais essas diferenças ocorreram serão discutidos mais adiante.

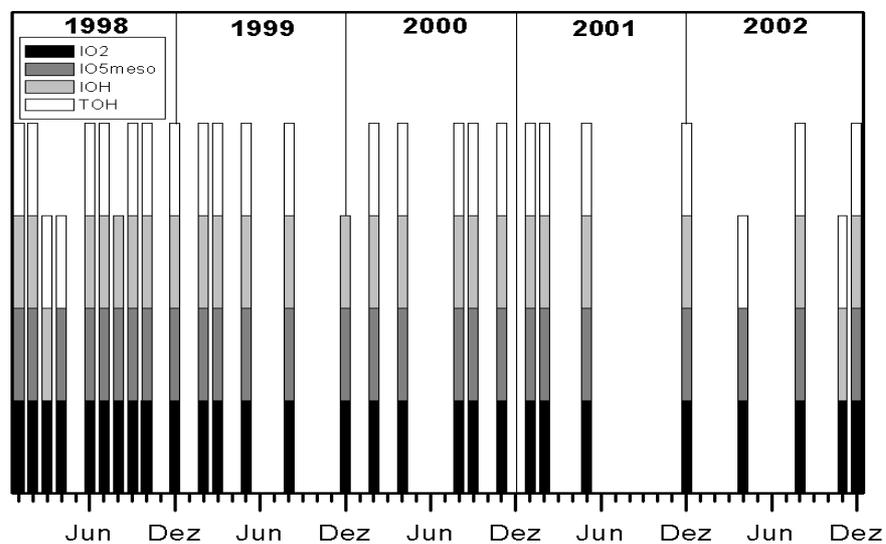


Figura 5.3 - Ocorrência de oscilações de 3-4 dias nas emissões do OI5577, O2b(0-1), OH(6-2) e temperatura rotacional do OH(6-2) de janeiro de 1998 a dezembro de 2002.

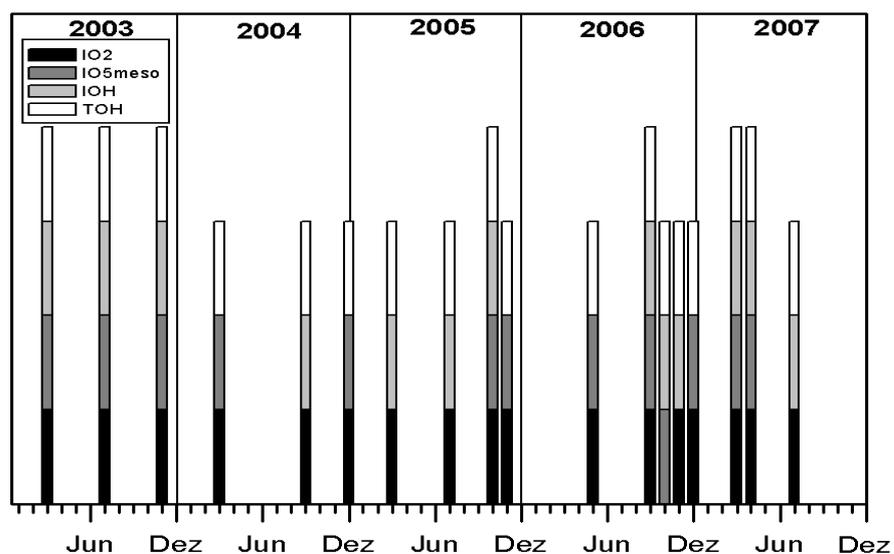


Figura 5.4 – Mesmo que a Figura 5.2, mas para janeiro de 2003 a julho de 2007.

Na Figura 5.5 é mostrada o número de ocorrências das oscilações de 3-4 dias entre 1998 e 2007 (ordenada direita) e o número total de períodos de observação do airglow em cada um desses anos, cujas séries temporais satisfizeram os critérios estabelecidos neste trabalho (ordenada esquerda). Observa-se que, apesar de haver uma tendência de diminuição no número de ocorrências, sua variação ao longo dos anos, no entanto, é relativamente pequena. A exceção ocorre no ano de 1998, foram identificadas oscilações de 3-4 dias em 10 dos 12 períodos de observação. Exatamente nesse ano foram observadas as melhores condições para as medidas do airglow.

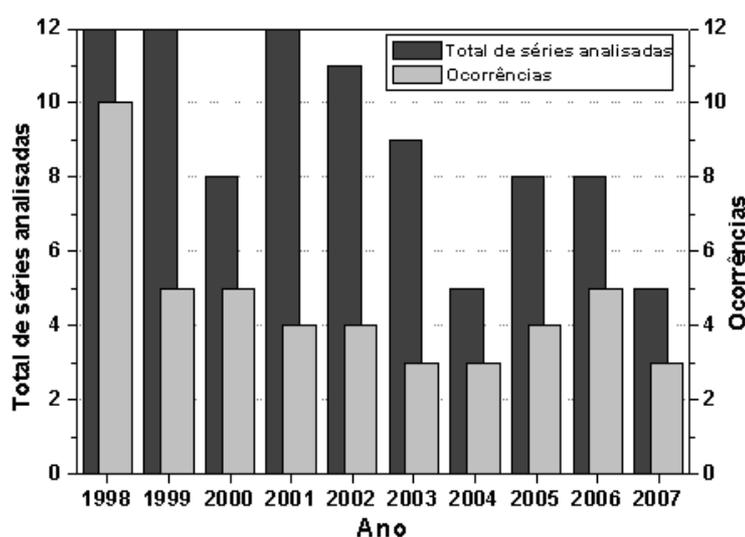


Figura 5.5 – Distribuição anual da ocorrência de oscilações de 3-4 dias nas emissões e na temperatura rotacional e número total de períodos de observação do airglow cujas séries temporais foram analisadas.

Como mencionado anteriormente, em alguns meses não houve disponibilidade dos dados referentes às emissões e a temperatura rotacional. Essa indisponibilidade de dados foi causada por problemas técnicos com o equipamento e por condições climáticas desfavoráveis. Além disso, durante alguns períodos de observação do airglow houve interrupções que prejudicaram a continuidade na obtenção dos dados, fazendo com que as séries temporais não satisfizessem os critérios previamente estabelecidos para se estudar as oscilações de 3-4 dias. Esses fatos podem, então, ocultar a frequência de ocorrência das oscilações de 3-4 dias ao longo dos anos. Para contornar esse problema, definiu-se um parâmetro denominado de frequência anual de ocorrência, o qual é definido como a razão entre o número de séries temporais nas quais se observou a presença do padrão oscilatório em questão num determinado ano e o número total de séries temporais analisadas durante este ano.

$$f_{an} = \frac{n_{3-4d}}{n_{total}} \quad (5.1)$$

Onde n_{3-4d} é o número de séries temporais com a presença de oscilações de 3-4 dias e n_{total} é o número total de séries temporais analisadas durante um ano.

A Tabela 5.2 mostra a frequência anual de ocorrência das oscilações de 3-4 dias para todos os anos analisados neste trabalho. A análise das informações contidas na tabela revela que há diferenças significativas em relação à variação anual da frequência de ocorrência das oscilações de 3-4 dias, em contraste ao que foi observado na distribuição anual da ocorrência dessas oscilações. Na tabela se observa que a ocorrência nos anos de 2001 a 2003 é relativamente menor que nos demais anos. Younger e Mitchell (2006) investigando a ocorrência de ondas de Kelvin ultra-rápidas através dos dados de vento, fornecidos por um radar meteorológico instalado em Ascension Island (8°S, 14°O), entre outubro de 2001 e outubro de 2002, observaram que, apesar de suas manifestações terem sido observadas, a assinatura de ondas de Kelvin ultra-rápidas foi pouco pronunciada durante o período analisado.

Tabela 5.2 – Frequência anual da ocorrência de oscilações de 3-4 dias.

	Freq. Anual		Freq. Anual
1998	75.0%	2003	33.3%
1999	41.7%	2004	60.0%
2000	62.5%	2005	50.0%
2001	33.3%	2006	62.5%
2002	36.4%	2007	60.0%

A investigação das periodicidades na ocorrência das ondas de 3-4 dias associadas às ondas de Kelvin ultra-rápidas durante longos períodos é bastante escassa, resume-se praticamente aos trabalhos de Yoshida *et al.* (1999) e Sridharan *et al.* (2002) que realizaram seus estudos analisando dados de vento de Jakarta (6,4°S; 106,7°L) e Tirunelveli (8,7°N; 77,8°L), respectivamente. Eles relataram a presença de uma periodicidade semi-anual na energia espectral associada às ondas de Kelvin ultra-rápidas. A investigação de possíveis periodicidades na ocorrência das oscilações de 3-4 dias identificadas no airglow foi realizada utilizando-se o periodograma L-S. Na Figura 5.6 é mostrado o resultado do periodograma, onde se destacam dois picos de energia espectral associados a periodicidades de cerca de doze e vinte e seis meses. A periodicidade de vinte e seis meses poderia estar associada à oscilação quase-bianual. No entanto, esse resultado deve ser visto com bastante cautela uma vez que

ambos os picos mencionados anteriormente estão abaixo do nível de confiança do periodograma L-S e, portanto, sua confiabilidade é questionável. Além disso, a ausência de dados durante alguns meses, principalmente após o ano de 2003, também pode ter influenciado no resultado do periodograma.

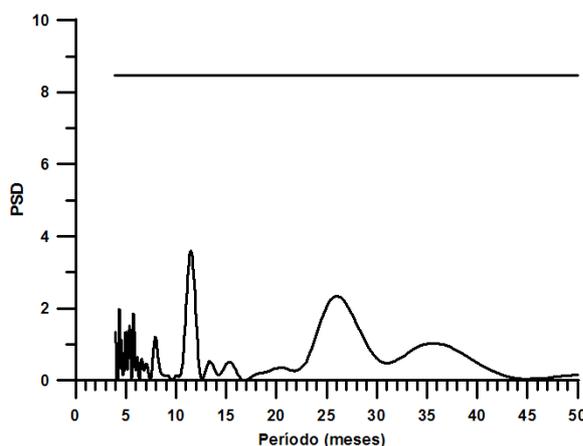


Figura 5.6 – Espectro das periodicidades na ocorrência das oscilações de 3-4 dias identificadas através do airglow. A linha horizontal representa um nível de confiança de 95% no periodograma.

Outro aspecto que deve ser observado é a sazonalidade na ocorrência das oscilações de 3-4 dias. Nos ventos, há relatos de uma variação sazonal na ocorrência de variações periódicas de 3-4 dias associadas às ondas ultra-rápidas de Kelvin, como pode ser visto no trabalho de Yoshida *et al.* (1999) que analisaram dados da velocidade horizontal dos ventos obtidos por um radar meteorológico próximo a Jakarta (6,4°S; 106,7°E), onde foi relatada uma intensificação na energia espectral associada às ondas de Kelvin ultra-rápidas duas vezes ao ano. O primeiro pico do ano foi significativamente realçado em Janeiro-Março de 1993 e 1994, mas em 1995-1997 ele ocorreu poucos meses mais tarde, em Março-Maio. O segundo pico do ano foi particularmente irregular, espalhando-se em Julho-Novembro.

A Figura 5.7 mostra a distribuição sazonal da ocorrência de oscilações de 3-4 dias identificadas no airglow entre janeiro de 1998 e julho de 2007. Observa-se que a maior parte das oscilações foram observadas na primavera (34%), enquanto que, nas demais estações a ocorrência é bastante semelhante. Devido à falta de continuidade dos dados, principalmente após o ano de 2003 há a possibilidade de que esses resultados não reflitam tão bem a realidade.

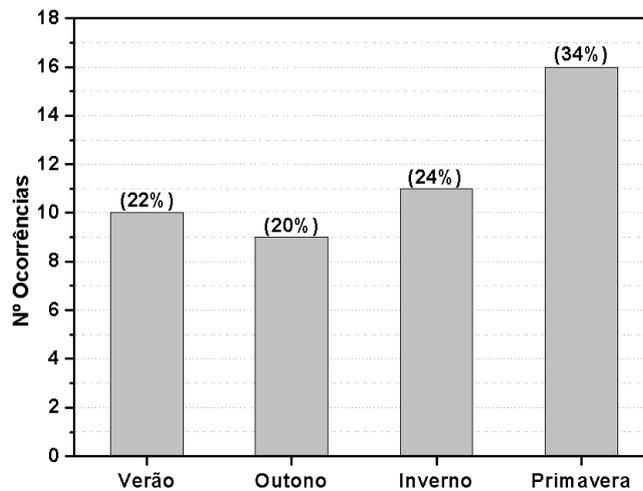


Figura 5.7 – Distribuição sazonal da ocorrência de oscilações de 3-4 dias identificadas nas emissões e na temperatura rotacional.

5.3 – A AMPLITUDE DAS OSCILAÇÕES DE 3-4 DIAS

Após ter sido caracterizada a ocorrência das oscilações de 3-4 dias agora serão caracterizadas as amplitudes dessas oscilações observadas nas emissões e na temperatura rotacional. As amplitudes das oscilações de 3-4 dias identificadas nas emissões e na temperatura rotacional foram determinadas através da análise harmônica. Com o período de oscilação identificado em cada emissão e na temperatura rotacional através do periodograma L-S, foi aplicada a análise harmônica e assim se determinou-se a amplitude e a fase da oscilação identificada em cada emissão e na temperatura rotacional. Para estudar o comportamento das amplitudes das oscilações de 3-4 dias foi utilizada a amplitude percentual ao invés da amplitude absoluta determinada da análise harmônica, uma vez que a intensidade de cada emissão possui valores distintos entre si, referentes às intensidades médias. Então, é mais apropriado se utilizar as amplitudes percentuais. As amplitudes percentuais das oscilações de 3-4 dias foram determinadas tomando-se a razão entre a amplitude absoluta da oscilação, determinada através da análise harmônica, e a média da intensidade/temperatura rotacional durante o período de observação do airglow no qual a oscilação foi identificada. Na figura 5.8 são mostrados os valores das amplitudes percentuais das oscilações de 3-4 dias identificadas nas emissões. Percebe-se que as amplitudes observadas nas emissões do OI5577 e O₂b(0-1) apresentam uma maior variabilidade do que aquelas observadas na emissão do OH(6-2). Acompanhando-se a variabilidade das amplitudes ao longo do tempo, verifica-se que as emissões do OI5577 e do O₂b(0-1) apresentam um comportamento semelhante. Além disso, observa-se que as amplitudes na emissão do OH(6-2) são menores que aquelas observadas no OI5577 e no O₂b(0-1) e, ainda que, estas duas últimas emissões exibem uma

maior variabilidade em suas amplitudes do que a emissão do OH(6-2). Esses pontos serão discutidos mais adiante.

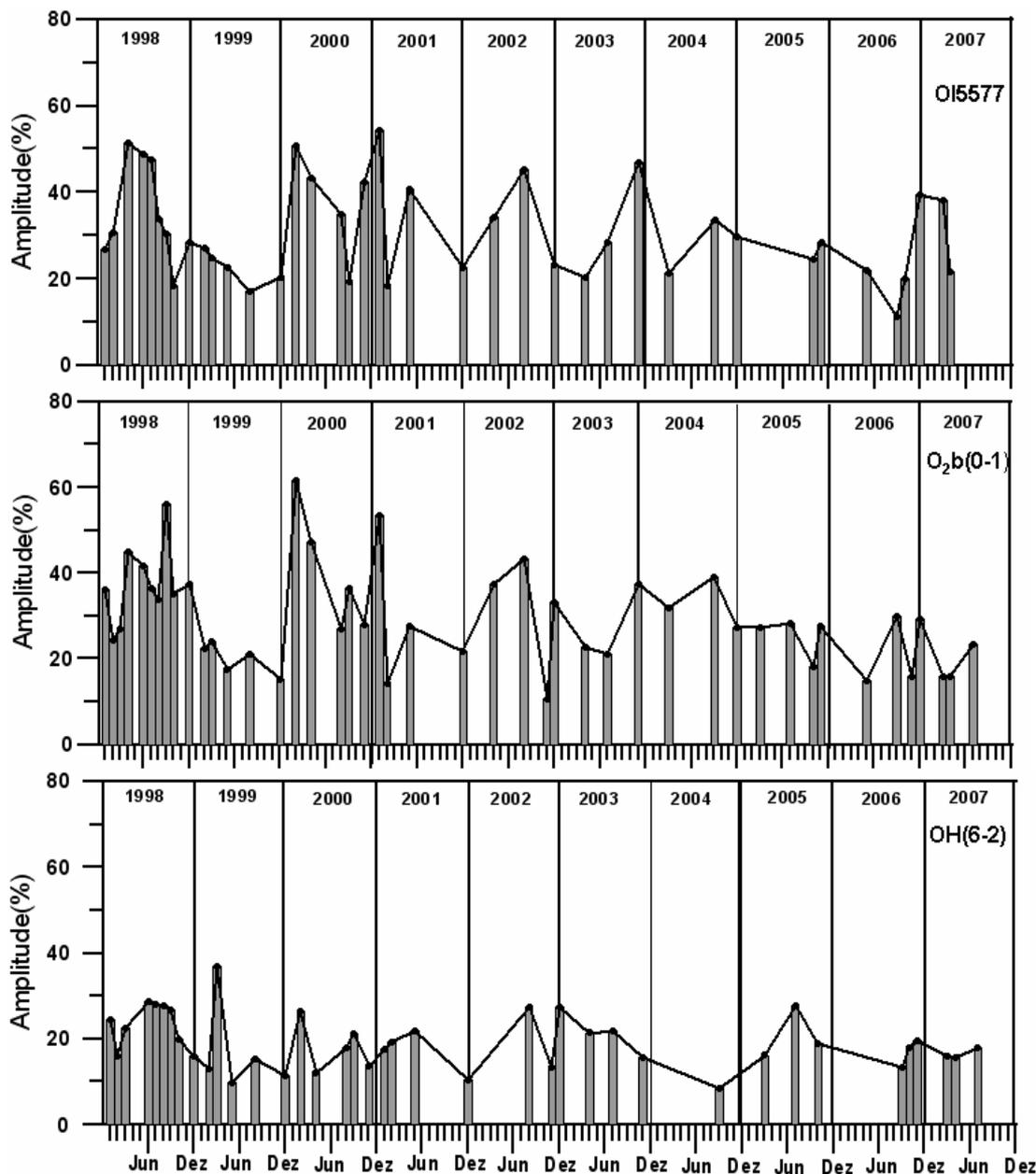


Figura 5.8 – Amplitudes percentuais das oscilações de 3-4 dias observadas nas emissões do OI5577 (painel superior), O₂b(0-1) (painel intermediário) e OH(6-2) (painel inferior).

Na Figura 5. são mostradas as amplitudes percentuais e absolutas provocada pelas oscilações de 3-4 dias na temperatura rotacional. As amplitudes percentuais e absolutas observadas na temperatura rotacional apresentam um comportamento um pouco distinto daquele observado na emissão do OH, apresentando uma maior variabilidade em comparação

a emissão do OH. As amplitudes mais elevadas foram observadas em 1998. Entretanto, a amplitude mais elevada de todas foi observada em setembro de 2004.

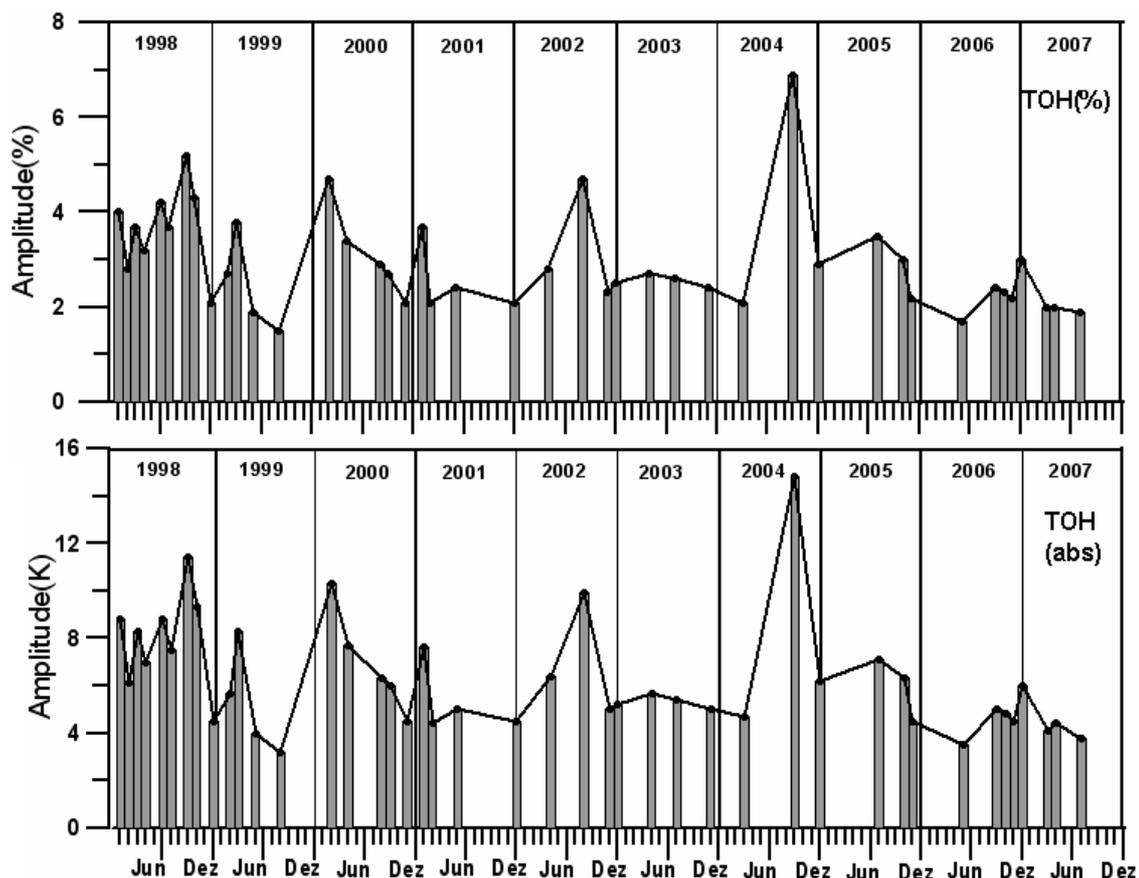


Figura 5.9 – Amplitudes percentuais (painel superior) e absolutas (painel inferior) das oscilações de 3-4 dias observadas na temperatura rotacional.

Com o intuito de identificar a presença de possíveis periodicidades nas amplitudes, observadas nas emissões e na temperatura rotacional, novamente foi aplicada a técnica do periodograma L-S, cujos resultados são mostrados na Figura 5.10. O periodograma apresentado nessa figura revela a presença de picos de energia espectral, evidenciados por círculos, associados a uma periodicidade em torno de vinte e quatro meses tanto nas emissões quanto na temperatura rotacional, evidenciando o que foi identificado qualitativamente nas Figuras 5.8 e 5.9. Esse resultado, entretanto, deve ser visto com certa cautela, uma vez que os picos nos periodogramas estão abaixo do nível de confiança, que neste caso é de 95%.

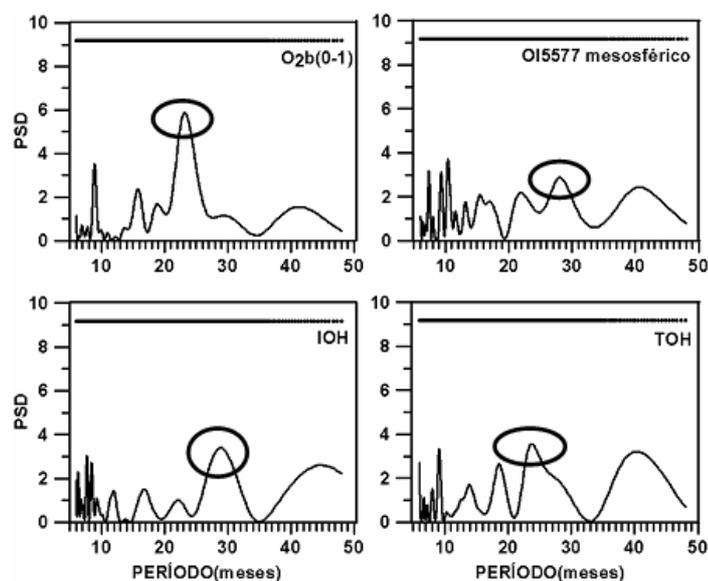


Figura 5.10 – Periodograma de Lomb-Scargle das amplitudes percentuais das oscilações de 3-4 dias observadas nas emissões do OI5577, O2b(0-1) e OH (6-2) e na temperatura rotacional. Os círculos destacam possíveis periodicidades em torno de 24 meses. A reta horizontal indica um nível de confiança de 95%.

Na Figura 5.11 são mostrados os histogramas das distribuições das amplitudes percentuais observadas nas emissões e na temperatura rotacional. A distribuição das amplitudes apresenta um amplo intervalo de variação, especialmente para as emissões do OI5577, que variam de 10 a 60%, e para a do O2b(0-1), que variam de 10 e 70%. As amplitudes observadas nas emissões do OI5577 e O2b(0-1) estão principalmente concentradas entre 20 e 30%, enquanto que, na emissão do OH(6-2) as amplitudes estão concentradas entre 10 e 20%. Já na temperatura rotacional, as oscilações de 3-4 dias provocam amplitudes percentuais que variam de 1 a 7% da temperatura média observada em cada período de observação, estando principalmente concentradas entre 2 e 3%. Em termos de valores absolutos, as amplitudes observadas na temperatura rotacional se concentraram principalmente entre 4 e 6K.

Quantitativamente, esses resultados são ligeiramente diferentes daqueles obtidos por Takahashi *et al.*(2002) e Buriti *et al.* (2005), que fizeram uma análise semelhante, mas que, no entanto, utilizaram um conjunto de dados menos extenso. Em seus trabalhos, Takahashi *et al.*(2002) e Buriti *et al.* (2005) observaram amplitudes percentuais que variaram de 10 a 40% nas emissões do OI5577 e O2b(0-1), de 6 a 20% na emissão do OH(6-2) e 0.5 a 4% na temperatura rotacional. Comparando qualitativamente os presentes resultados com aqueles obtidos por Takahashi *et al.*(2002) e Buriti *et al.* (2005), observa-se um aspecto semelhante: em todos os casos as amplitudes percentuais observadas nas emissões do OI5577 e O2b(0-1)

são, em média, superiores àquelas observadas na emissão do OH(6-2). Consta-se assim, uma tendência de aumento nas amplitudes das oscilações de 3-4 dias identificadas no airglow com o aumento da altitude. Nos ventos, as variações de 3-4 dias associadas às ondas de Kelvin ultra-rápidas apresentam amplitudes que, em média, crescem com a altitude, como pode ser observado nos trabalhos de Kovalam *et al.* (1999), Younger e Mitchell (2006) e Lima *et al.* (2008). O crescimento, em média, da amplitude da onda com a altitude poderia se explicado porque o fluxo de energia transportada pela onda é constante. Dessa forma, a amplitude da onda cresce para compensar a diminuição da densidade atmosférica com a altitude.

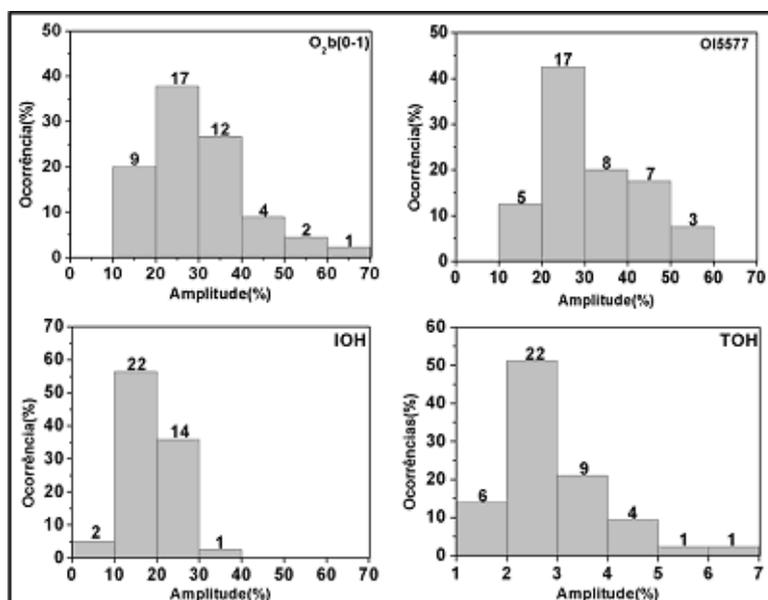


Figura 5.11 – Histograma das amplitudes percentuais das oscilações de 3-4 dias observadas nas emissões e na temperatura rotacional.

5.4 – O COMPRIMENTO DE ONDA VERTICAL

As ondas de Kelvin ultra-rápidas são caracterizadas por perturbarem apreciavelmente apenas as componentes zonais dos campos atmosféricos. Essas perturbações provocam variações periódicas entre três e quatro dias nesses campos. Esse tipo de onda tem número de onda zonal um ou dois, que correspondem a comprimentos de onda zonal (horizontal), no equador, de aproximadamente 40.000 e 20.000km, respectivamente, Enquanto que, o comprimento de onda vertical está em torno ou é superior a 40km.

O comprimento de onda vertical das oscilações de 3-4 dias identificadas no airglow é inferido a partir da diferença de fase observada entre as emissões. Como as camadas têm

espessura finita e estão situadas em altitudes distintas, quando a onda passa através de cada uma delas as intensidades máximas em cada uma das emissões devem ocorrer em instantes distintos. Assim, conhecendo-se a altitude aproximada dos picos das emissões é possível estimar o comprimento de onda vertical a partir da diferença de fase entre os máximos observados em cada emissão. Esse método já foi utilizado para determinar o comprimento de onda vertical das perturbações provocadas por marés atmosféricas no airglow por Takahashi *et al.* (1998). Para ilustrar a diferença de fase entre as emissões na Figura 5.12 são mostradas as séries temporais correspondentes às intensidades das emissões do O₂b(0-1), OI5577 e OH(6-2) obtidas entre os dias 15 e 28 de novembro de 2003. Nela se observa a curva de ajuste que corresponde a uma onda com período de aproximadamente três dias identificada através do periodograma L-S. Observa-se também a diferença de fase entre as emissões, que é ilustrada pela reta vertical, onde o primeiro, e os máximos seguintes, ocorrem mais tarde na medida em que a altitude diminui.

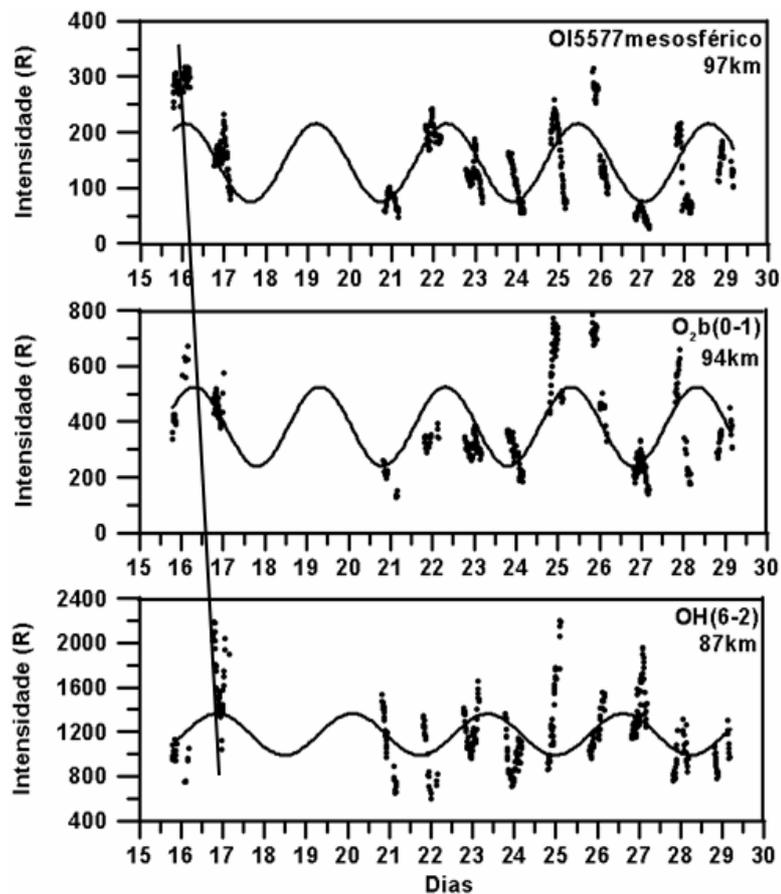


Figura 5.12 – Séries temporais das emissões do O₂b(0-1), OI5577 e OH(6-2) obtidas entre os dias 15 e 28 de maio de 2001. A curva contínua representa onda de aproximadamente três dias observada em todas as emissões através do periodograma L-S. A reta vertical ilustra a diferença de fase entre as emissões.

A Figura 5.13 mostra a estrutura vertical de fase da oscilação identificada entre os dias 15 e 28 de maio de 2001 nas emissões e na temperatura rotacional. Estrutura mostra uma onda com velocidade de fase vertical negativa. Este padrão de propagação de fase para baixo indica uma onda que se propaga e transporta energia ascendentemente.

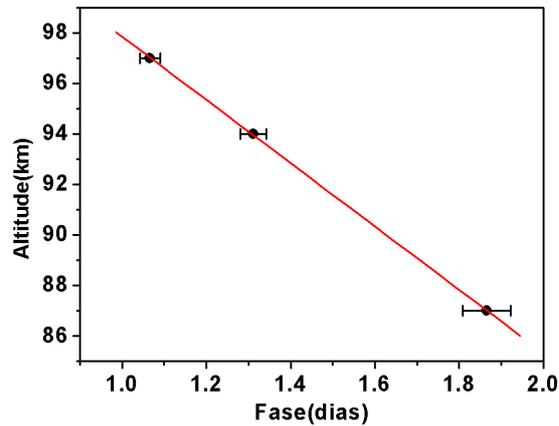


Figura 5.13 – Estrutura vertical de fase da oscilação identificada entre os dias 15 e 28 de novembro de 2003. A reta em vermelho representa um ajuste linear.

A primeira etapa para determinar o comprimento de onda vertical é obter a velocidade de fase vertical da onda, que é dada pela inclinação da curva de ajuste linear (reta em vermelho). O comprimento de onda vertical é, então, calculado da relação entre velocidade, comprimento de onda e frequência para ondas harmônicas.

$$v = \lambda f \Rightarrow \lambda_{vert} = v_{vert} T \quad (5.1)$$

onde v é a velocidade de fase da onda, λ é o seu comprimento de onda e f sua frequência que está relacionada o período da onda por $f = 1/T$.

No caso da onda identificada entre os dias 15 e 28 de novembro de 2003 a velocidade de fase vertical obtida do ajuste linear foi $v_{vert} = (-12,5 \pm 0,1) \text{ km}/\text{dia}$. O período de oscilação foi de aproximadamente três dias. Com isso, obtém-se um comprimento de onda vertical $\lambda_{vert} = (40,0 \pm 2,8) \text{ km}$.

De um total de quarenta e seis ocasiões nas quais foi identificada a presença de oscilações de 3-4 dias nas emissões e na temperatura rotacional, em trinta e seis casos, a estrutura vertical de fase observada era compatível com a de uma onda que se propaga

ascendentemente, possibilitando, assim, a determinação do comprimento de onda vertical a partir da diferença de fase entre as emissões. No entanto, houve ocasiões nas quais o erro associado ao comprimento de onda vertical apresentou valores elevados. Dessa forma, para efeito de comparação com os valores obtidos experimentalmente para as ondas de Kelvin ultra-rápidas, consideraram-se aqui, apenas comprimentos de onda cujos erros percentuais não excederam 30%. Com essa restrição, o número de ocasiões nas quais os comprimentos de onda verticais foram considerados se reduziu para vinte e seis. Na Figura 5.14 é mostrado um histograma no qual está a distribuição dos comprimentos de onda verticais das oscilações identificadas no airglow, consideradas as restrições impostas anteriormente.

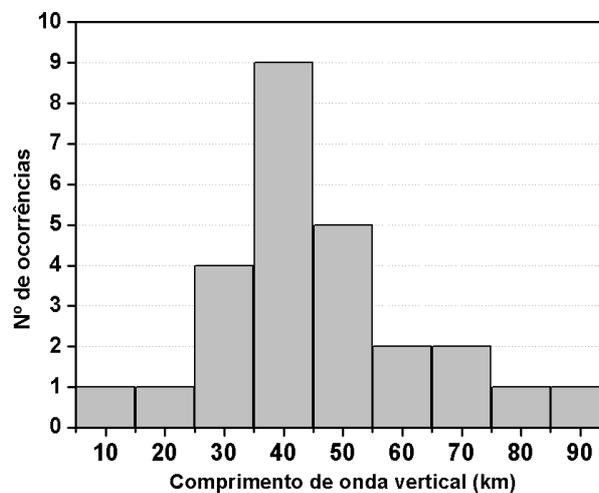


Figura 5.14 – Distribuição dos comprimentos de onda verticais inferidos a partir da diferença de fase entre as emissões.

A distribuição dos comprimentos de onda verticais mostrados no histograma da Figura 5.14 apresenta um intervalo de variação considerável. Os valores do comprimento de onda vertical variam de aproximadamente 6 a 89 km. Os valores do comprimento vertical, obtidos experimentalmente, para ondas de Kelvin ultra-rápidas estão em torno ou são superiores a 40 km, como pode ser visto nos trabalhos de Riggins *et al.* (1997), Sridharan *et al.* (1999), Kovalam *et al.* (1999), Younger e Mitchell (2006) e Lima *et al.* (2008). Aqui, as oscilações identificadas no airglow que exibiram comprimentos de onda verticais entre 35 e 85 km foram interpretadas como sendo compatíveis com aquelas que seriam provocadas por ondas de Kelvin ultra-rápidas. Em vinte ocasiões, as oscilações identificadas no airglow exibiram comprimentos de onda verticais dentro do intervalo citado anteriormente. A distribuição desses eventos durante o período de estudo é mostrada na Figura 5.15.

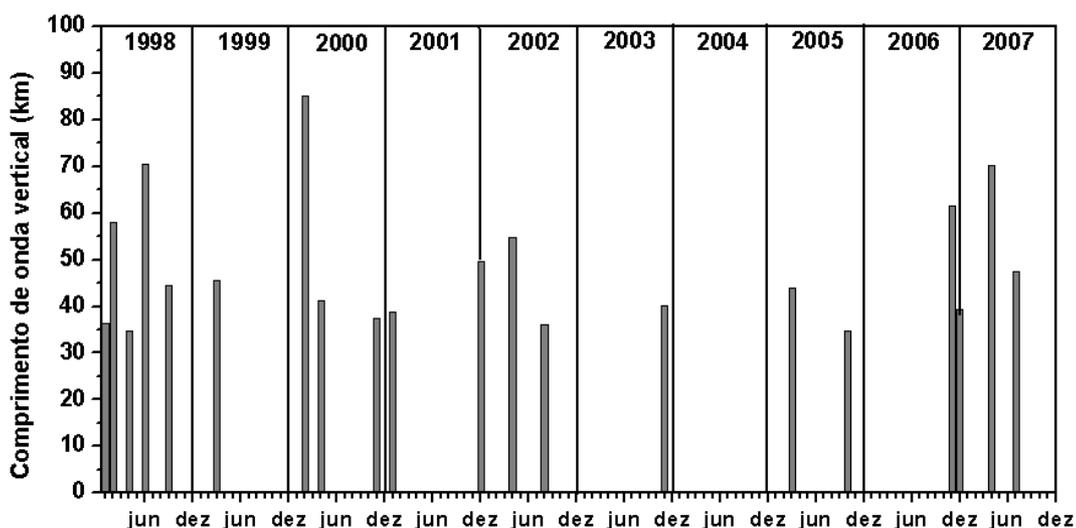


Figura 5.15-Comprimento de onda vertical das oscilações de 3-4 dias identificadas no airglow entre janeiro de 1998 e julho de 2007, cujos valores estão entre 35 e 85 km.

5.5 – AS OSCILAÇÕES DE 3-4 DIAS OBSERVADAS NAS EMISSÕES E NOS VENTOS

Em maio de 2004 foi instalado em São João Cariri um radar meteórico com o propósito de medir a velocidade dos ventos entre 80 e 100 km de altitude. O radar meteórico tem a vantagem de funcionar durante todo o dia e de não depender diretamente das condições climáticas. As ondas de Kelvin ultra-rápidas são bastante estudadas a partir de dados de ventos obtidos por radares. Dessa forma, é possível confrontar os resultados obtidos através das emissões com aqueles obtidos através de uma técnica já bastante consolidada.

Dentro da disponibilidade de dados foi possível comparar os resultados obtidos através do airglow com aqueles obtidos através da análise dos ventos em algumas ocasiões nos anos de 2004 e 2005. Neste período, foram identificadas seis ocasiões nas quais foi observada a presença de oscilações de 3-4 dias no airglow, das quais, em cinco delas foi possível confrontar os resultados obtidos através das duas técnicas. A Tabela 5.3 mostra as datas correspondentes às cinco ocasiões onde foram identificadas ondas de 3-4 dias no airglow para serem comparadas com os ventos.

Tabela 5.3 – Ocasões nas quais foi possível comparar os resultados obtidos através airglow e dos ventos.

2004	07-19/set	02-13/dez	--
2005	01-14/mar	30/Jun-13/Jul	26/out-08/nov

5.5.1 – A oscilação identificada em setembro de 2004

Entre os dias 07 e 19 de setembro de 2004, observou-se a presença de uma oscilação de quase quatro dias nas emissões do O₂b(0-1) e do OH(6-2) e na temperatura rotacional, como destacado na Figura 5.16 através dos círculos. Esta modulação, no entanto, não fica clara quando se observa o periodograma do OI5577.

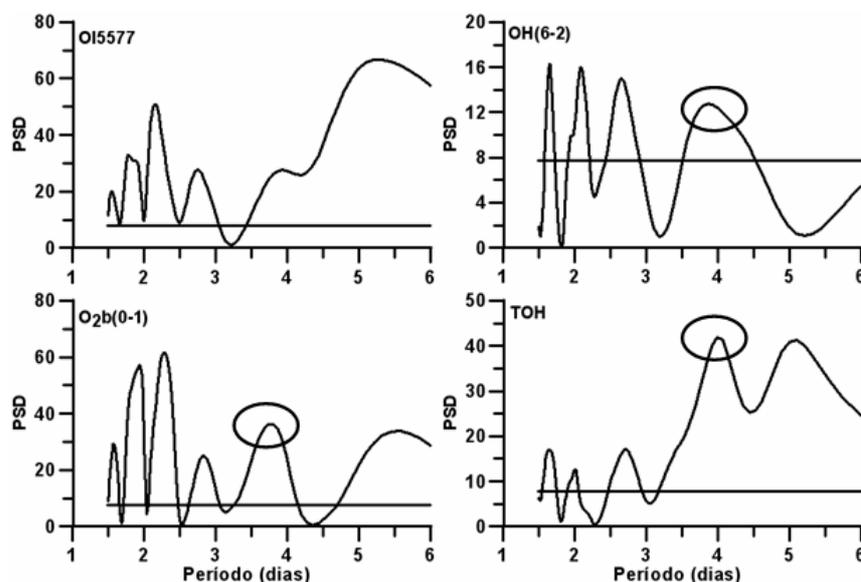


Figura 5.16 – Periodograma de Lomb-Scargle para as emissões e temperatura rotacional obtidos entre 07 e 19 de setembro de 2004. Os círculos destacam as periodicidades identificadas. A reta horizontal indica um nível de confiança de 95%.

A estrutura vertical de fase da oscilação identificada no airglow não mostra uma propagação de fase descendente, como seria esperado para uma onda que transporta energia desde regiões inferiores da atmosfera para as regiões superiores, ao contrário, verifica-se uma propagação de fase ascendente, como mostra a Figura 5.17. Entretanto, como foram utilizados apenas dois pontos para se obter a estrutura de fase, o resultado pode não está refletindo a realidade.

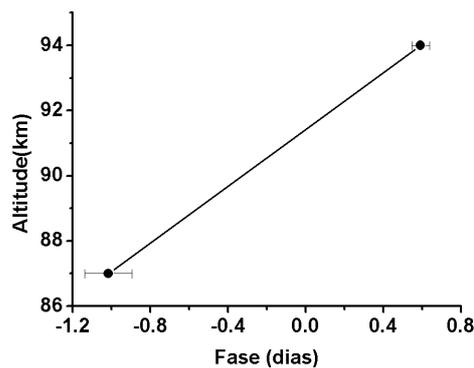


Figura 5.17 – Estrutura vertical de fase da oscilação identificada nas emissões do O2b(0-1) e OH(6-2) entre os dias 07 e 19 de setembro de 2004.

Com o intuito de verificar se as oscilações identificadas nas emissões e na temperatura rotacional foram observadas simultaneamente nos ventos, na Figura 5.18 é mostrado o periodograma de Lomb-Scargle para a componente zonal do vento mesosférico em altitudes entre 82 a 98 km. Observar-se no periodograma a ausência de energia espectral, acima do nível de confiança, associada à periodicidade de quase quatro dias observada no airglow. No entanto, percebe-se a presença energia espectral associada a uma oscilação de quase cinco dias entre 82 e 88 km de altura, que ainda persiste, apesar de mais fraca, em 91 km. Acima dessa altitude a oscilação desaparece, sugerindo então que a onda pode ter iniciado sua dissipação. Essa hipótese pode ser sustentada devido à diminuição da amplitude da onda com a altura. Em 82 km essa onda de quase 5-dias apresentou uma amplitude de 20m/s, que, gradualmente foi diminuindo até se tornar desprezível acima de 94 km.

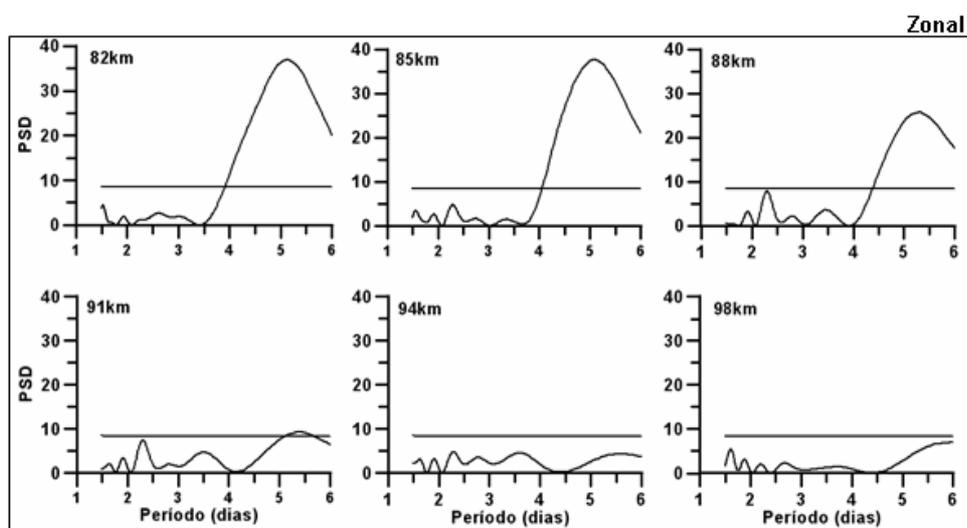


Figura 5.18 - Periodograma de Lomb-Scargle para a componente zonal do vento mesosférico entre os dias 06 e 20 de setembro de 2004 em altitudes distintas. A reta horizontal indica nível de confiança de 95%.

As ondas de Kelvin, de acordo com a teoria linear, devem provocar perturbações apreciáveis nos campos atmosféricos apenas na direção zonal. Sendo assim, a investigação do espectro do vento meridional pode fornecer informações adicionais sobre a oscilação observada no vento zonal. Na Figura 5.19 é mostrado o periodograma de L-S para a componente meridional do vento. Percebe-se a ausência da periodicidade de quase-5 dias que foi observada no espectro do vento zonal. Diante desse cenário, é possível que a onda observada no vento zonal seja realmente uma onda de Kelvin ultra-rápida. Um detalhe que deve ser considerado é o fato de que o período que aparece no espectro do vento zonal é o observado e não o intrínseco. Na época que foi identificada essa onda o vento médio de fundo sobre São João do Cariri sopra para oeste com uma velocidade média em torno de 20m/s na região de 90 km de altitude como pode ser identificado no trabalho de Buriti et al. (2008). Como foi mencionado anteriormente, quando o vento de fundo sopra para oeste o período observado de uma onda que se propaga para leste aumenta. Dessa, o período intrínseco da onda deve ser menor que o observado. Assim, com o vento de fundo soprando a 20m/s, o período da onda diminui de pouco mais de cinco dias para aproximadamente quatro dias, considerando uma onda com número de onda zonal 1.

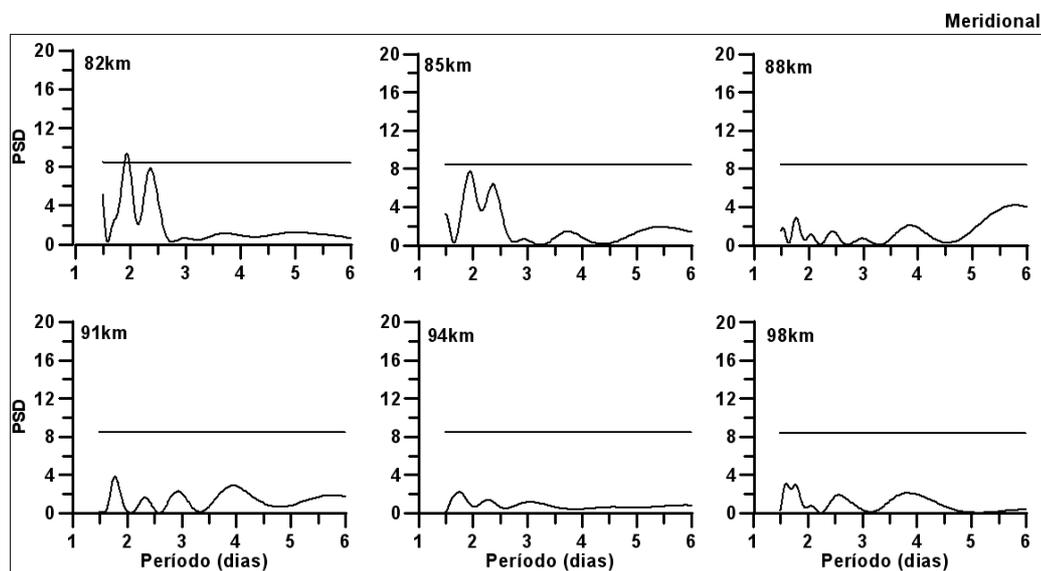


Figura 5.19 – O mesmo que a Figura 5.18, mas para a componente meridional do vento mesosférico.

Na tentativa de elucidar essa oscilação de quase 5-dias observada no vento zonal foi determinada a estrutura vertical de fase, a partir da qual é possível inferir o comprimento de onda vertical da oscilação. A Figura 5.20 mostra a estrutura vertical de fase desta periodicidade.

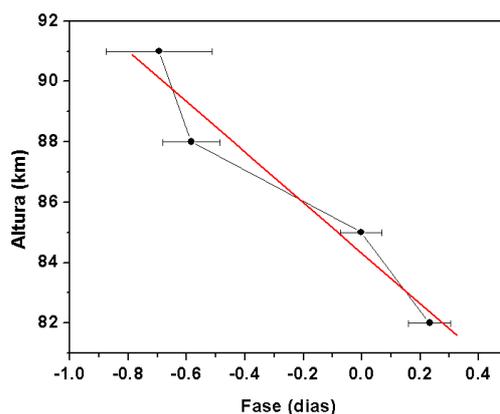


Figura 5.20 – Estrutura de fase vertical da oscilação de quase cinco dias observada no vento zonal entre 06 e 20 de setembro de 2004. A reta em vermelho representa um ajuste linear, cuja inclinação fornece a velocidade de fase vertical em km/dia.

A estrutura vertical mostrada na Figura 5.20 mostra uma propagação descendente de fase, o que indica uma onda que se propaga para cima. A partir da estrutura vertical, obtém-se a velocidade de fase vertical, cujo valor é dado pelo coeficiente angular da reta de ajuste, destacada em vermelho. O valor obtido foi de $(-8,4 \pm 1,5) \text{ km/dia}$. O período observado foi de aproximadamente 5,3 dias. Utilizando a Equação 5.1 para determinar o comprimento de onda vertical, obtém-se: $\lambda_{\text{vert}} = (44,5 \pm 8,8) \text{ km}$. Este valor é compatível com aquele que se espera para ondas ultra-rápidas de Kelvin. Considerando que o período observado diminuiu (5,3 para 4,2 dias) devido à presença do vento de fundo soprando para oeste, obtém-se um comprimento de onda vertical de $\lambda_{\text{vert}} = (35,3 \pm 7,1) \text{ km}$, que, também está em bom acordo com os valores estimados para as ondas de Kelvin ultra-rápidas. Essas evidências sugerem a presença dessa onda na mesosfera equatorial durante o intervalo analisado. .

5.5.2 – A oscilação identificada em dezembro de 2004

Neste caso, foi identificada, nas emissões do OI5577, do O2b(0-1) e do OH(6-2) e na temperatura rotacional, variações periódicas de aproximadamente 3 dias, como destacado na Figura 5.21 através dos círculos.

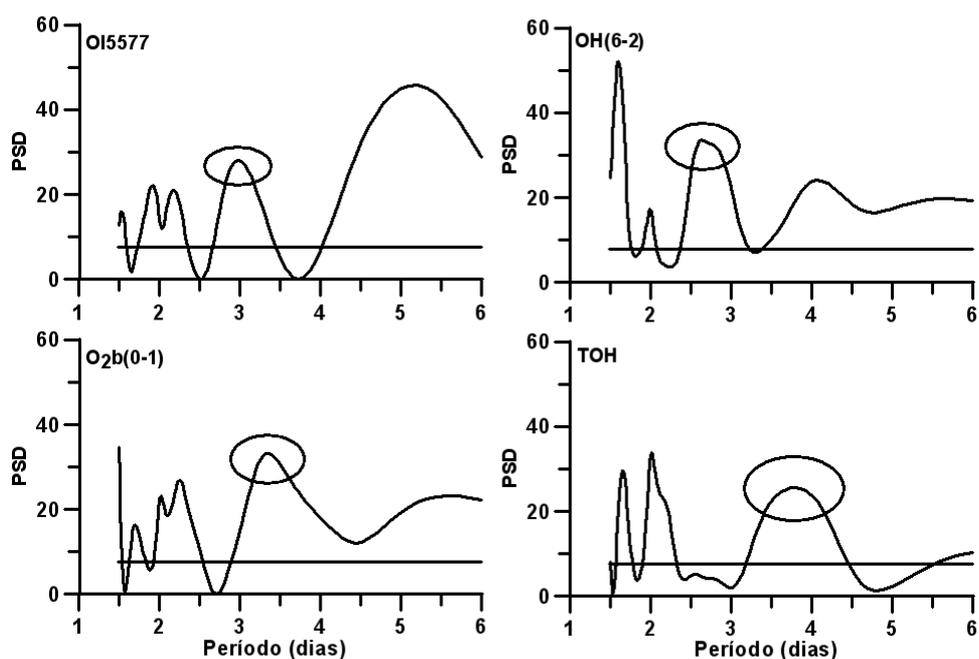


Figura 5.21 – Periodograma de Lomb-Scargle para as emissões e temperatura rotacional obtidos entre 02 e 13 de dezembro de 2004. Os círculos destacam as periodicidades identificadas. A reta horizontal indica um nível de confiança de 95%.

Semelhante ao que foi observado no caso da oscilação identificada em setembro de 2004, a estrutura vertical da oscilação observada entre 02 e 13 de dezembro mostra uma propagação de fase ascendente, como mostra a Figura 5.22, contrariando o que se espera para uma onda que se propaga verticalmente para cima. O comprimento de onda vertical associado a essa oscilação foi $(52.6 \pm 7.2) km$

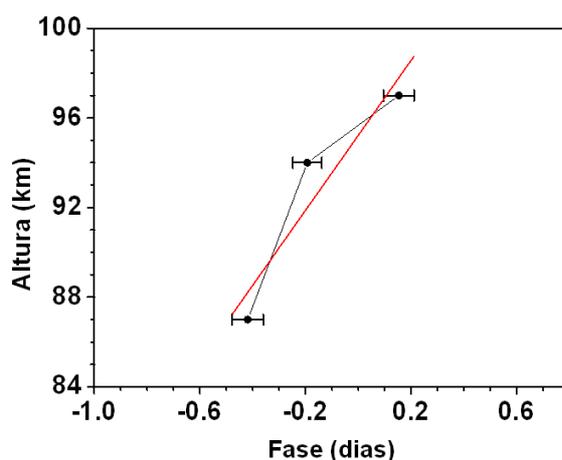


Figura 5.22 – Estrutura vertical de fase da oscilação identificada entre os dias 02 e 13 de dezembro de 2004. A reta em vermelho representa um ajuste linear, cuja inclinação fornece a velocidade de fase vertical em km/dia

A fim de verificar a presença simultânea da oscilação observada no airglow, a velocidade do vento zonal determinada pelo radar meteorológico entre 01 e 14 de dezembro de 2004 foi submetida à análise do periodograma de Lomb-Scargle, cujo resultado é mostrado na Figura 5.23. Verifica-se a ausência do padrão oscilatório identificado no airglow. No entanto, observa-se a presença de uma oscilação semelhante àquela observada em setembro desse mesmo ano. Entretanto, neste caso, o efeito do vento básico não deve influenciar no deslocamento Doppler do período de oscilação, pois, nesta época o vento básico é praticamente nulo na região em torno de 90 km de altitude sobre São João do Cariri, como pode ser observado no trabalho de Buriti *et al.* (2008).

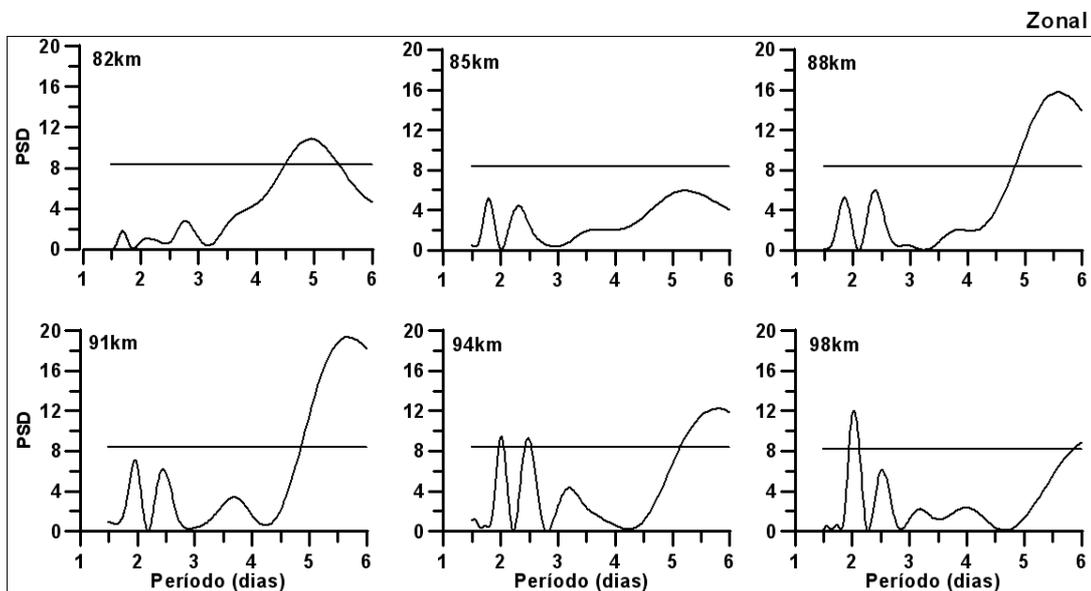


Figura 5.23 - Periodograma de Lomb-Scargle para a componente zonal do vento mesosférico entre os dias 01 e 14 de dezembro de 2004 em altitudes distintas. A linha horizontal indica o nível de confiança de 95%.

Ficam evidentes os sinais de uma variação periódica no vento zonal com período entre cinco e seis dias em quatro altitudes distintas. Por outro lado, o periodograma do vento meridional, mostrado na Figura 5.24, não indica a presença de uma oscilação semelhante àquela identificada no vento zonal.

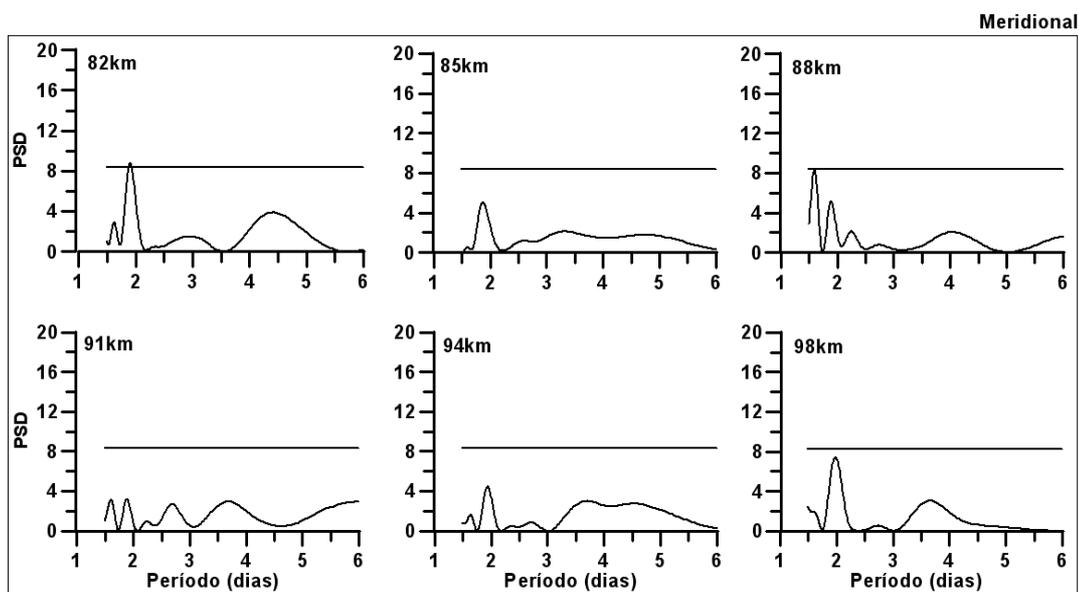


Figura 5.24 – O mesmo que a Figura 5.23, mas para a componente meridional do vento mesosférico.

A Figura 5.25 mostra a estrutura vertical de fase da oscilação de quase cinco dias identificada no vento zonal.

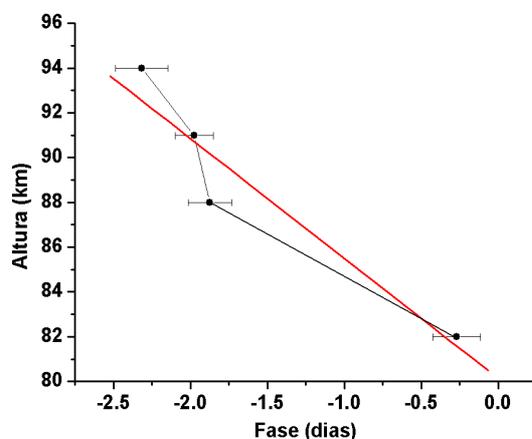


Figura 5.25 – Estrutura de fase vertical da oscilação de quase cinco dias observada no vento zonal entre 01 e 14 de dezembro de 2004. A reta em vermelho representa um ajuste linear, cuja inclinação dá a velocidade de fase vertical em km/dia

A estrutura vertical de fase da oscilação indica uma onda que com velocidade vertical de fase de $(-5,4 \pm 1,2) \text{ km/dia}$. Com isso, obtém-se um comprimento de onda vertical de $(30,2 \pm 8,9) \text{ km}$. Este comprimento de onda está em razoável acordo, considerando a margem de erro, com os valores estimados para as ondas de Kelvin ultra-rápidas.

As características conflitantes da oscilação de 3-4 dias identificadas no airglow e a oscilação de quase 5-dias identificada no vento zonal em dezembro de 2004 sugerem que estas não foram provocadas por ondas de Kelvin ultra-rápidas.

5.5.3 – A oscilação identificada em março de 2005

Nesta ocasião, as observações do airglow ocorreram entre os dias 01 e 14 de março de 2005. A Figura 5.26 mostra a presença de periodicidades nas emissões e na temperatura rotacional feita através da técnica de Lomb-Scargle. É possível identificar uma periodicidade de quase quatro dias nas emissões do O₂b(0-1) e OH(6-2) e na temperatura rotacional, que, no entanto, não está presente na emissão do OI5577.

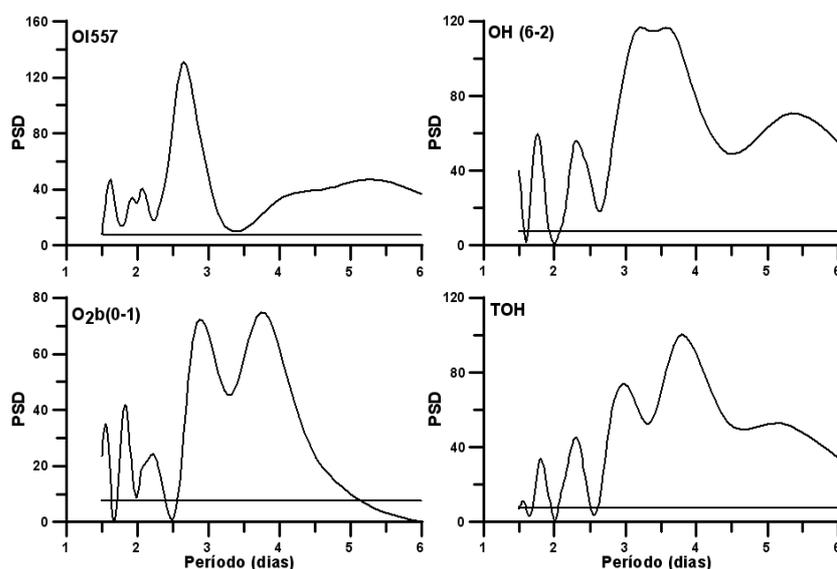


Figura 5.26 – Periodograma de Lomb-Scargle para as emissões e temperatura rotacional obtidos entre 01 e 14 de março de 2005. A reta horizontal indica um nível de confiança de 95%.

Com o intuito de verificar se a oscilação observada no airglow também está presente no vento zonal, a Figura 5.27 mostra o periodograma de Lomb-Scargle desta componente do vento mesosférico. É bastante notável a presença de energia espectral associada à periodicidade de aproximadamente quatro dias em todas as altitudes onde o vento é medido

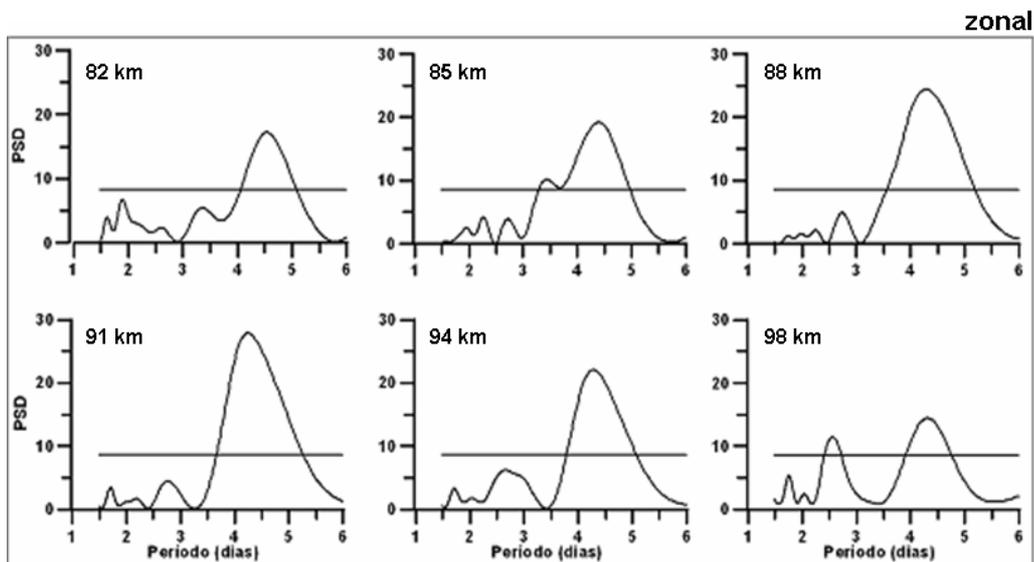


Figura 5.27 - Periodograma de Lomb-Scargle para a componente zonal do vento mesosférico entre os dias 01 e 16 de março de 2005 em altitudes distintas. A linha reta indica o nível de confiança de 95%.

Na Figura 5.28 é mostrado o periodograma de Lomb-Scargle do vento meridional. Observa-se que no espectro dessa componente do vento, o padrão oscilatório de quase quatro dias está ausente em todas as altitudes, exceto em 98 km. Essas evidências sugerem que as oscilações identificadas no airglow e no vento zonal são compatíveis com uma onda de Kelvin ultra-rápida.

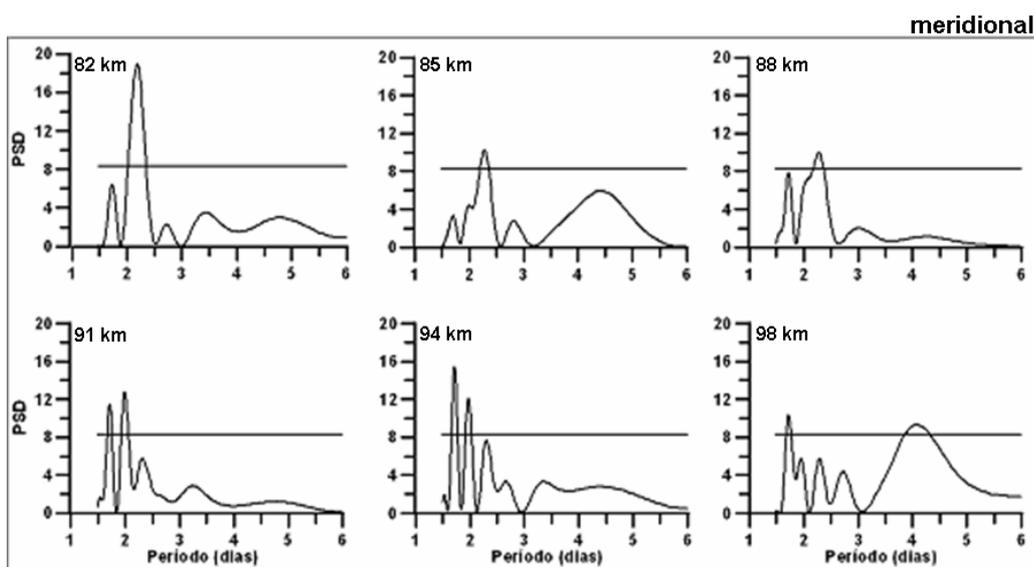


Figura 5.28 – O mesmo que a Figura 5.27, mas para a componente meridional do vento mesosférico.

A estrutura vertical da oscilação identificada no airglow e no vento zonal é mostrada na Figura 5.29. A partir delas se estima o comprimento de onda vertical das oscilações. A estrutura vertical de fase das oscilações identificadas no airglow e no vento zonal indica uma propagação de fase descendente, compatível com uma onda gerada em altitudes inferiores que se propaga para cima. A velocidade vertical de fase, dada pelo coeficiente angular da reta de ajuste, da onda observada no vento zonal foi de $10,3\text{ km}/\text{dia}$, enquanto que para onda observada no airglow foi $11,9\text{ km}/\text{dia}$. O período de oscilação observado nas taxas de emissão foi aproximadamente 3,8 dias, enquanto que no vento zonal foi de aproximadamente 4,2 dias. Com isso, obtêm-se os seguintes comprimentos de onda vertical: $(45,2 \pm 1,2)\text{ km}$ para a onda identificada no airglow e para a onda vista no vento zonal foi de $(43,3 \pm 4,2)\text{ km}$. Esses comprimentos de onda obtidos para as ondas observadas no airglow e no vento zonal estão em excelente acordo com aqueles esperados para ondas de Kelvin ultra-rápidas, indicando assim, que a modulação identificada nesses dois parâmetros atmosféricos é compatível com aquela que seria provocada por esse tipo de onda.

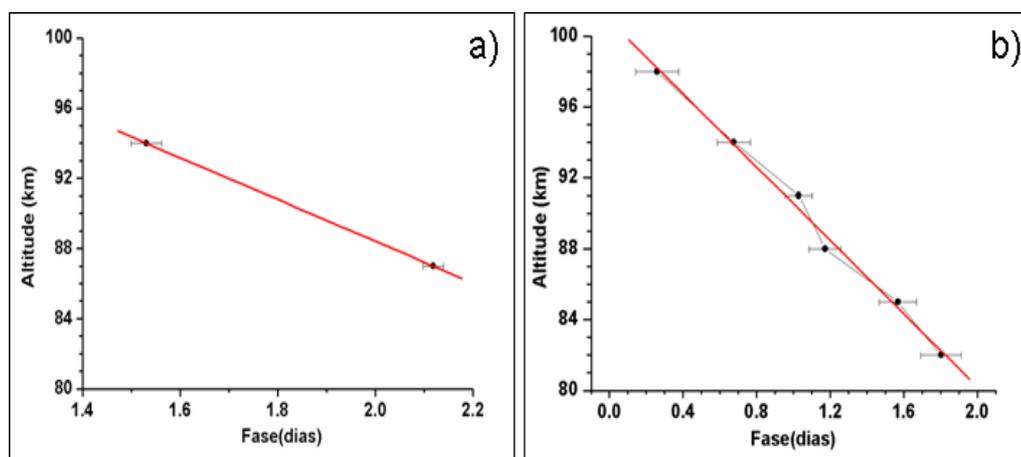


Figura 5.29 - Estrutura vertical de fase das oscilações identificadas no airglow (a) e no vento zonal (b). A linha em vermelho representa um ajuste linear.

5.5.4 – A oscilação identificada em junho-julho de 2005

Entre os dias 30 de junho e 11 de julho observou-se nas emissões do O2b(0-1) e do OH(6-2) e na temperatura rotacional uma variação periódica entre três e quatro dias. Isto pode ser visto na Figura 5.30, na qual é mostrado periodograma de Lomb-Scargle.

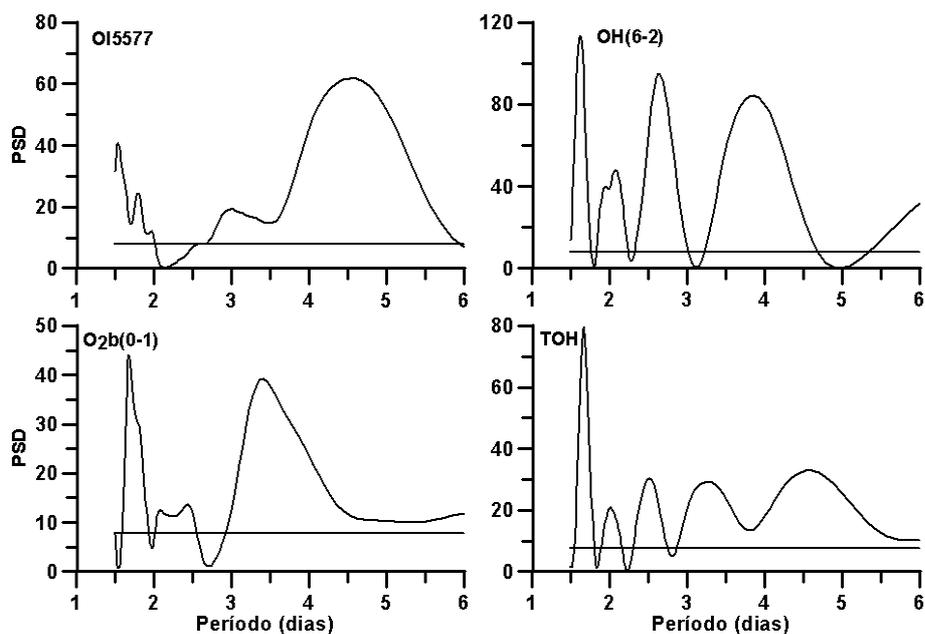


Figura 5.30 - Periodograma de Lomb-Scargle para as emissões e temperatura rotacional obtidos entre 30 de junho e 11 de julho de 2005. A reta horizontal indica um nível de confiança de 95%.

A comparação com os dados de vento pode ser feita através da Figura 5.31, na qual é mostrado o periodograma de Lomb-Scargle do vento zonal. Observar-se no periodograma a presença de picos de energia espectral associados a variações de aproximadamente 3,5 dias na velocidade do vento zonal em todas as altitudes observadas, exceto em 98 km. Nesta última altitude aparece um pico de aproximadamente 3,5 dias, que, no entanto, está abaixo do nível de confiança do periodograma.

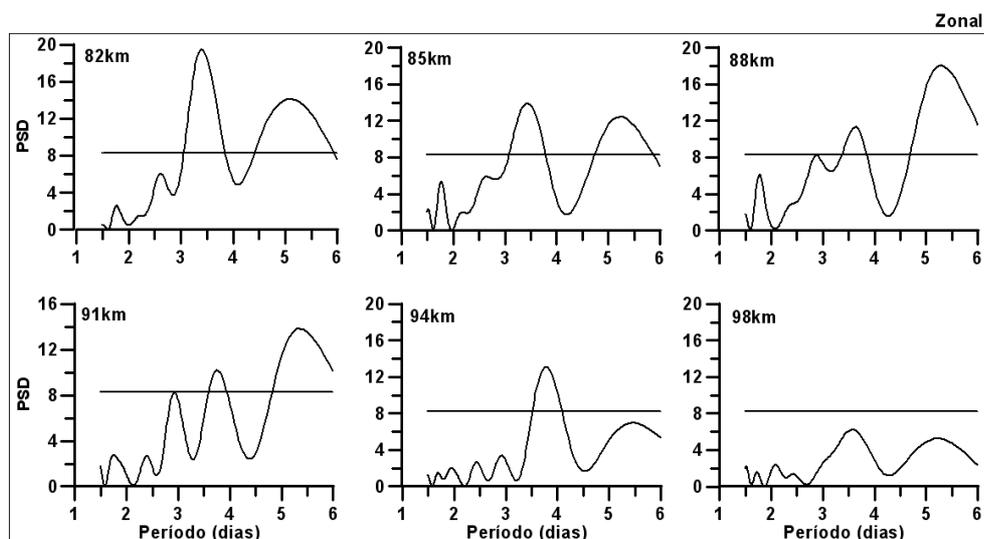


Figura 5.31 – Periodograma de Lomb-Scargle para a componente zonal do vento mesosférico entre os dias 28 de junho e 13 de julho de 2005 em altitudes distintas. A linha reta indica o nível de confiança de 95%.

Ao contrário do que foi observado nos casos anteriores, nos quais não foram identificadas periodicidades associadas a oscilações de 3-4 dias na componente meridional do vento médio, observa-se no espectro do vento meridional, mostrado na Figura 5.32, que há presença de energia espectral associada às periodicidades de 3-4 dias, acima do nível de confiança do periodograma, em pelo menos três altitudes nessa componente do vento médio. Em princípio, este não seria um comportamento esperado para periodicidades provocadas por ondas de Kelvin ultra-rápidas. Mais características desta oscilação podem ser elucidadas através de sua estrutura vertical de fase, a partir da qual é possível inferir o comprimento de onda vertical.

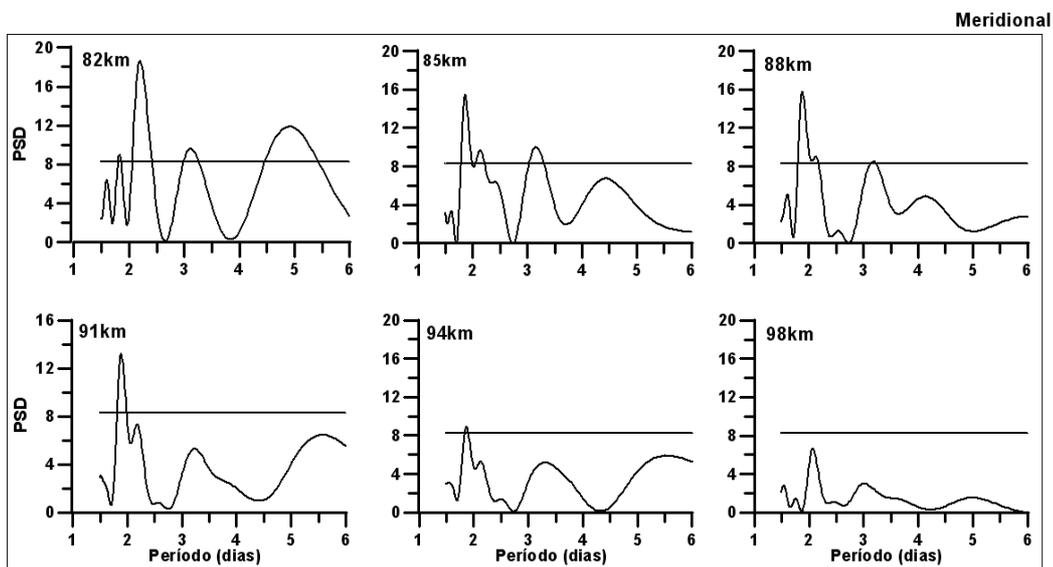


Figura 5.32 – O mesmo que a Figura 5.32, mas para a componente meridional do vento mesosférico.

Na Figura 5.33 é mostrada estrutura vertical de fase das oscilações identificadas no airglow e no vento zonal. Diferenças consideráveis entre as oscilações identificadas no airglow e no vento zonal são reveladas. Enquanto no airglow a estrutura vertical indica uma propagação ascendente da fase da onda, no vento zonal se observa a propagação descendente da fase da onda, cujo comprimento de onda vertical foi estimado em $(34,7 \pm 3,8) km$. Entretanto, como no airglow foram utilizados apenas dois pontos para se obter a estrutura vertical de fase, o erro associado pode ser considerável. Então, é possível que essas oscilações observadas no airglow e no vento zonal tenham sido devidas a uma onda de Kelvin ultra-rápida.

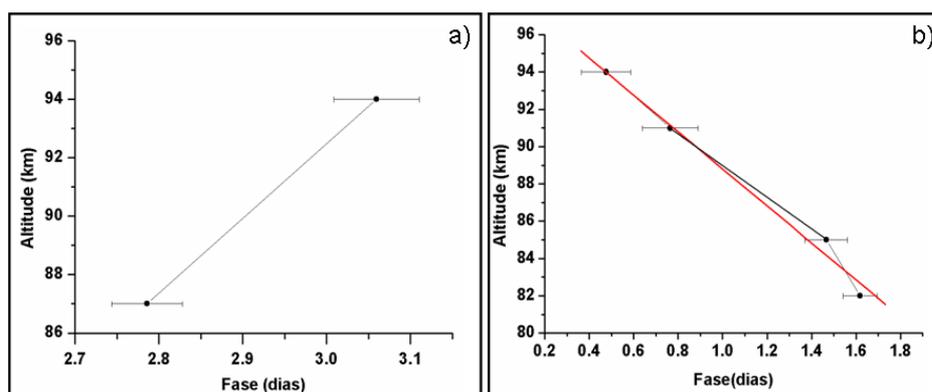


Figura 5.33 – Estrutura vertical de fase das oscilações identificadas em junho/julho de 2005 no airglow (a) e no vento zonal (b). A linha em vermelho representa um ajuste linear.

5.5.5 – A oscilação identificada em outubro-novembro de 2005

Na Figura 5.34 é mostrado o periodograma L-S das emissões e da temperatura rotacional obtidos entre os dias 26 de outubro e 08 de novembro de 2005. Na Figura se observa a presença de energia espectral associada a uma oscilação com período em torno de quatro dias em todas as emissões e também na temperatura rotacional.

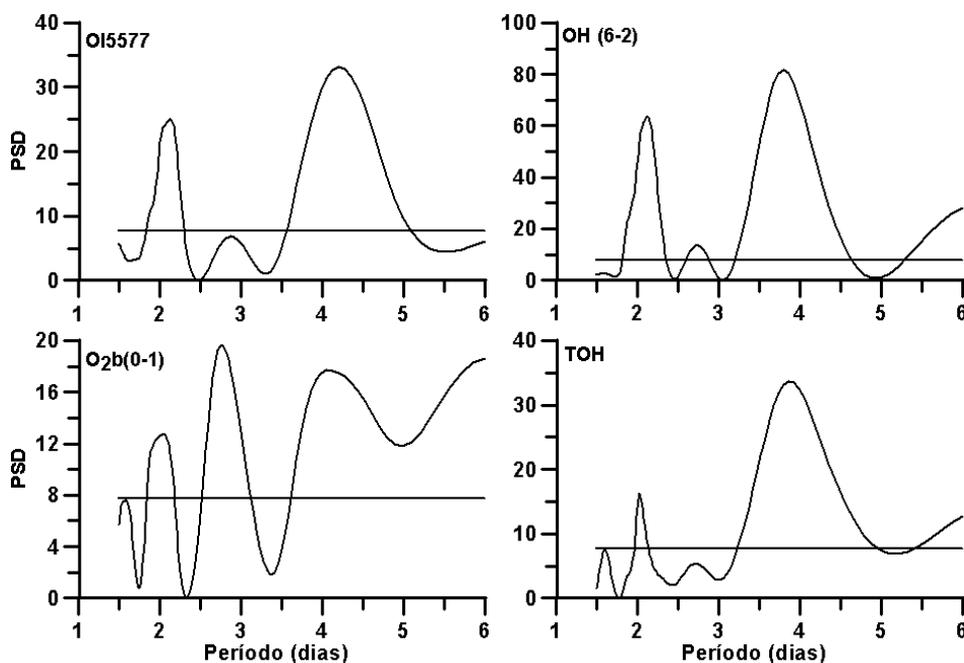


Figura 5.34 – Periodograma de Lomb-Scargle para as emissões e temperatura rotacional obtidos entre 26 de outubro e 08 de novembro de 2005. A reta horizontal indica um nível de confiança de 95%.

Para comparar com as observações feitas através do airglow, na Figura 5.35 é mostrado o espectro do vento médio zonal obtido através do periodograma L-S entre os dias

25 de outubro e 10 de novembro. Como pode ser visto nessa figura, a partir de 88 km de altitude, surge um pico de energia espectral devido a uma variação periódica de aproximadamente 3,5 dias no periodograma do vento zonal. Além disso, observa-se uma oscilação em torno de cinco dias em todas as altitudes.

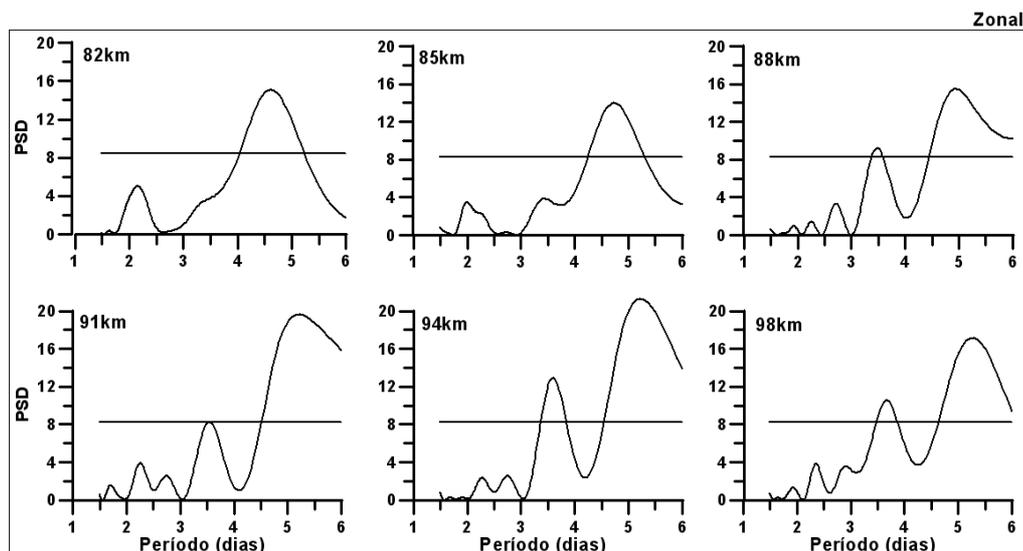


Figura 5.35 – Periodograma de Lomb-Scargle para a componente zonal do vento mesosférico entre os dias 25 de outubro e 10 de novembro de 2005 em altitudes distintas. A linha reta indica o nível de confiança de 95%.

Observando-se o periodograma do vento meridional mostrado na Figura 5.36, percebe-se que não há picos com energia espectral acima do nível de confiança, associados a perturbações periódicas semelhantes àquelas identificadas na componente zonal.

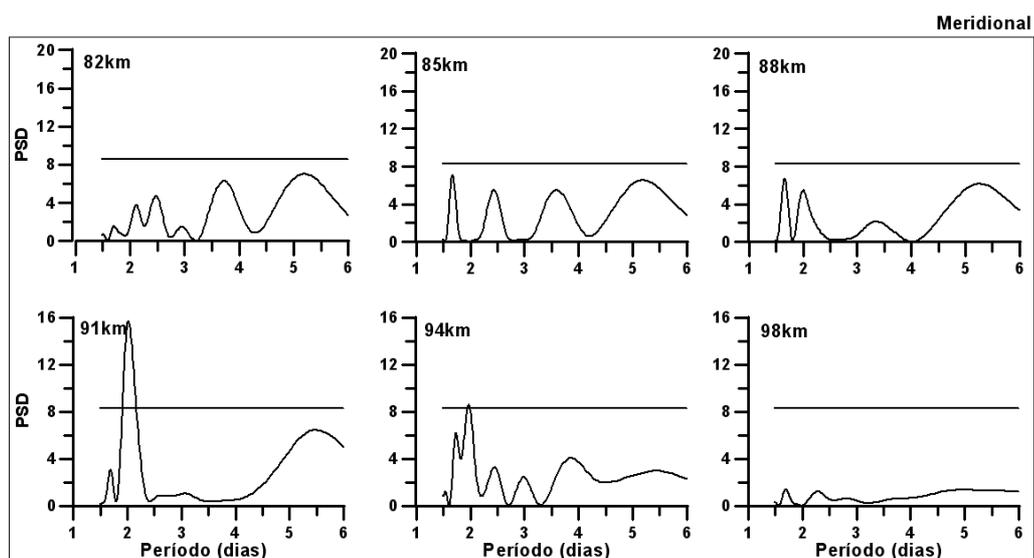


Figura 5.36 – O mesmo que a Figura 5.35, mas para a componente meridional do vento mesosférico.

Na Figura 5.37 é mostrada a estrutura vertical de fase das oscilações identificadas no airglow e nos ventos. A partir da estrutura vertical de fase é estimado o comprimento de onda vertical das oscilações identificadas no airglow e no vento. A estrutura vertical de fase das oscilações identificadas no airglow e no vento zonal mostradas na Figura 5.37 é consistente com a de uma onda que se propaga para cima, uma vez que sua fase se propaga para baixo. A velocidade vertical de fase, no entanto, é consideravelmente diferente nos dois casos. Para a onda observada no airglow, a velocidade vertical de fase foi de $(8,7 \pm 0,3) \text{ km/dia}$, enquanto que no vento zonal foi de $(5,3 \pm 0,3) \text{ km/dia}$. Considerando, aproximadamente, um período de oscilação de 4 dias no airglow e de 3,8 dias no vento zonal, obtém-se os seguintes valores para o comprimento de onda vertical: $(34,8 \pm 2,9) \text{ km}$ para o airglow e $(19,1 \pm 2,2) \text{ km}$ para o vento zonal. Apesar de as periodicidades de quase-quatro dias estarem presentes simultaneamente no airglow e no vento zonal, e ainda ausentes na componente meridional do vento, o comprimento de onda vertical inferido através do airglow difere consideravelmente daquele obtido através das medidas de vento. Além disso, esse último exibe um valor bem abaixo daquele comumente relatado para ondas de Kelvin ultra-rápidas. Esses fatos indicam que as periodicidades identificadas no airglow podem não ter sido provocadas por ondas de Kelvin ultra-rápidas.

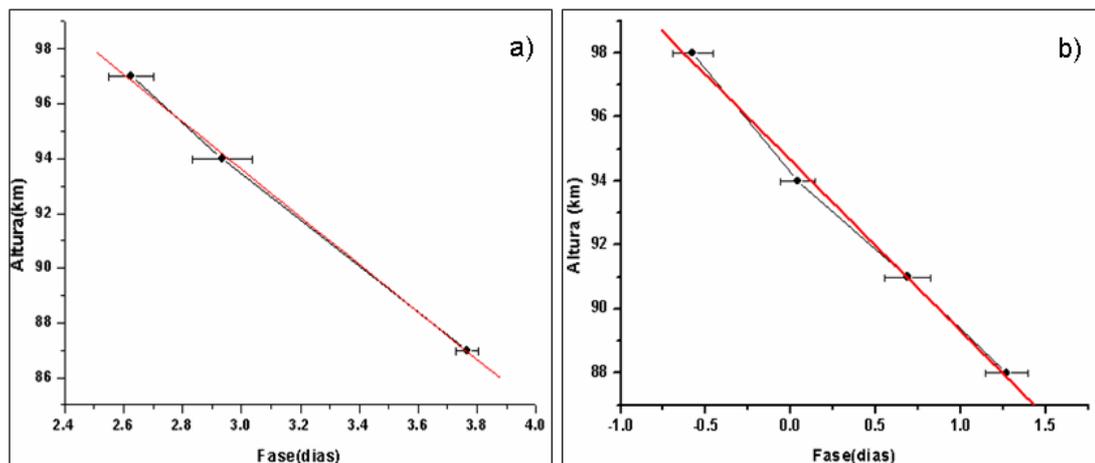


Figura 5.37 – Estrutura vertical de fase das oscilações identificadas no airglow (a) e no vento zonal (b). A linha em vermelho representa um ajuste linear.

5.6 – DISCUSSÕES

As perturbações observadas nas taxas de emissão do airglow com período de oscilação entre três e quatro dias têm sido atribuídas às ondas de Kelvin ultra-rápidas (Takahashi *et al.*,

2002; Lichstein *et al.*, 2002; Buriti *et al.*, 2005). No entanto, apenas essa evidência não é suficiente para garantir que as periodicidades de 3-4 dias observadas no airglow tenham sido provocadas por esse tipo de onda planetária. Neste trabalho, além de identificar tais periodicidades, também se buscou formas de verificar se as oscilações de 3-4 dias eram consistentes com a interpretação de ondas de Kelvin ultra-rápidas. O ideal seria que houvesse disponibilidade de dados de airglow, semelhantes aos utilizados neste trabalho, obtidos simultaneamente em outra estação equatorial. Dessa forma seria possível confirmar se essas periodicidades têm escala planetária, além de tornar possível a estimativa do número de onda zonal. No entanto, na região equatorial, não há outro observatório de monitoramento do airglow que utilize um equipamento (fotômetro) semelhante ao instalado em São João do Cariri, não sendo, portanto, possível fazer tal análise. Dentro dessas limitações de dados, outro caminho possível seria utilizar um modelo químico-dinâmico para simular as perturbações induzidas pelas ondas de Kelvin ultra-rápidas sobre as taxas de emissão, como foi feito por Lichstein *et al.* (2002), que demonstraram através de um modelo químico-dinâmico unidimensional que as variações de aproximadamente três dias e meio observadas nas taxas de emissão e na temperatura rotacional do OH(6-2) por Takahashi *et al.* (2002) em São João do Cariri em junho de 1998 eram consistentes com a interpretação de uma onda de Kelvin ultra-rápida. Entretanto, a utilização de um modelo neste trabalho não foi possível. Diante de todas essas limitações restaram apenas as possibilidades de estimar o comprimento de onda vertical das oscilações de 3-4 dias identificadas no airglow para comparar com os valores obtidos em outros trabalhos nos quais foram estudadas as ondas de Kelvin ultra-rápidas e, em algumas ocasiões, nas quais foram realizados estudos sobre ondas de Kelvin ultra-rápidas enquanto o airglow estava sendo monitorado em São João do Cariri, comparar com os resultados obtidos neste trabalho. Além disso, nos anos de 2004 e 2005, quando as informações dos ventos mesosféricos estiveram disponíveis, foi possível confrontar com os resultados obtidos através do airglow.

Até 2003, quando não havia disponibilidade de informações sobre os ventos em São João do Cariri, apenas em duas ocasiões foi possível confrontar os resultados obtidos neste trabalho com aqueles obtidos em outros trabalhos nos quais foram estudadas as ondas de Kelvin ultra-rápidas. A primeira em junho de 1998 e a segunda em agosto de 2002. No primeiro caso, Lichstein *et al.* (2002) utilizaram o campo de ondas de Forbes (2000) em um modelo químico-dinâmico unidimensional e demonstraram que as periodicidades de aproximadamente três dias identificadas nas taxas de emissão e na temperatura rotacional do

OH medidas em São João do Cariri por Takahashi *et al.* (2002) eram consistentes com aquelas que seriam provocadas por ondas de Kelvin ultra-rápidas. Então, concluíram que as periodicidades observadas nas taxas de emissão e na temperatura rotacional foram provocadas por uma onda de Kelvin ultra-rápida. Neste trabalho, o comprimento de onda vertical para a onda identificada em junho de 1998 nas emissões foi estimado em $(70,4 \pm 10,4) km$. Apesar de esse valor ser relativamente mais alto do que aquele normalmente esperado para ondas de Kelvin ultra-rápidas há relatos de ondas de Kelvin ultra-rápidas com comprimentos de onda verticais dessa magnitude, como pode ser visto, por exemplo, no trabalho de Riggin *et al.* (1997), que utilizaram dados de dois radares, instalados em Jakarta ($6,4^{\circ}S$; $107,6^{\circ}L$) e Christmas Island ($1,9^{\circ}N$; $157,3^{\circ}O$), no qual estimaram um comprimento de onda vertical médio de aproximadamente 83 km para uma onda de Kelvin ultra-rápida com número de onda zonal 1. Essas evidências sugerem, então, que as perturbações de 3-4 dias identificadas em junho de 1998 foram provocadas por uma onda de Kelvin ultra-rápida. No segundo caso, entre os dias 01 e 13 de agosto de 2002, foi identificada nas emissões e na temperatura rotacional uma periodicidade de aproximadamente três dias, cujo comprimento de onda vertical estimado foi $(36,0 \pm 9,5) km$. Num período bastante próximo, entre 12 e 31 de julho de 2002, Younger e Mitchell (2006) identificaram sobre Ascension Island ($8^{\circ}S$, $14^{\circ}O$) uma onda de Kelvin ultra-rápida com comprimento de onda vertical de $(47 \pm 4) km$ e número de onda zonal 1. Como a onda de Kelvin ultra-rápida tem escala planetária deve estar presente longitudinalmente ao longo de todo o globo terrestre e Ascension Island está praticamente na mesma latitude de São João do Cariri, sugere-se então que a periodicidade identificada no airglow em agosto de 2002 foi provavelmente provocada por uma onda de Kelvin ultra-rápida.

Em 2004 e 2005, quando houve disponibilidade de informações dos ventos em São João do Cariri, sendo possível, dessa forma, confrontar os resultados obtidos simultaneamente através das medidas do airglow com aqueles obtidos através das medidas dos ventos, foram identificadas periodicidades de 3-4 dias no airglow em cinco ocasiões. Nos dois casos estudados em 2004 as periodicidades de 3-4 dias identificadas no airglow não foram observadas simultaneamente no vento zonal como seria esperado no caso de perturbações provocadas por ondas de Kelvin ultra-rápidas. Entretanto, a oscilação de quase 5-dias, cujo período de oscilação deve ser reduzido para aproximadamente 4-dias devido a presença do vento de fundo soprando para oeste, identificada em setembro no vento zonal apresentou

características compatíveis com uma onda de Kelvin ultra-rápida. Por outro lado, a oscilação de quase 5-dias observada no vento zonal em dezembro, com fase ascendente, não apresentou características compatíveis com uma onda de Kelvin ultra-rápida. Considerando o ano de 2005, nos três casos onde foram identificadas periodicidades de 3-4 dias no airglow, também foram identificadas simultaneamente periodicidades semelhantes no vento zonal. No primeiro caso, em março de 2005, as periodicidades de 3-4 dias foram identificadas simultaneamente no airglow e no vento zonal, com comprimento de onda vertical em torno de 44 km, além de estarem ausentes no vento meridional. Takahashi *et al.* (2007) utilizaram uma rede de quatro radares meteorológicos instalados em Ascension Island (7,9°S; 14,4°O), Cachoeira Paulista (22,7°S; 45,0°O), Santa Maria (29,7°S; 53,7°O) e também em São João do Cariri (7,4°S; 36,5°O), além de dados de temperatura do satélite TIMED/SABER, para mostrar a presença de uma onda de Kelvin ultra-rápida com comprimento de onda vertical na mesosfera entre os dias 01 e 16 de março de 2005. Lima *et al.* (2008) utilizando os ventos horários obtidos através do radar meteorológico instalado em São João Cariri também observaram a presença de uma periodicidade de 3-4 dias no vento médio zonal e mostraram que a relação de dispersão para ondas de Kelvin foi satisfeita. Portanto, é possível afirmar, neste caso, que as oscilações de 3-4 dias identificadas no airglow entre os dias 01 e 14 de março de 2005 foram provocadas por uma onda de Kelvin ultra-rápida. No segundo caso registrado em 2005, entre os dias 30 de junho e 11 de julho, onde foi identificada uma periodicidade de 3-4 dias no airglow, também foi identificada no espectro do vento zonal uma periodicidade semelhante, que, no entanto, também foi observada no espectro da componente meridional do vento médio. Além disso, estrutura vertical de fase das oscilações identificada no airglow e no vento zonal, apresentaram comportamentos distintos. Enquanto no airglow estrutura vertical de fase indicava a propagação descendente da onda, no vento zonal ocorreu o contrário, a estrutura vertical de fase indicava a propagação ascendente da onda. Entretanto, como no airglow foram utilizados apenas dois pontos para se obter a estrutura vertical de fase, os erros associados podem ser consideráveis. Assim, como o comprimento de onda vertical da oscilação no vento zonal é compatível com uma onda de Kelvin ultra-rápida, sugere-se, então, que essas oscilações observadas no airglow e no vento podem ter sido provocadas por uma onda de Kelvin ultra-rápida. Por fim, o terceiro caso, no qual a periodicidade de 3-4 dias identificada no airglow entre os dias 26 de outubro e 08 de novembro de 2005 também foi observada no vento zonal. Além disso, esse padrão oscilatório não apresentou energia espectral acima do nível de significância no periodograma L-S na componente meridional do vento médio. Essas evidências suportariam a compatibilidade das periodicidades observadas

no airglow e no vento zonal com aquelas que seriam provocadas por uma onda de Kelvin ultra-rápida, entretanto, as estimativas do comprimento de onda vertical dessas oscilações apresentaram valores consideravelmente distintos. Enquanto o comprimento de onda vertical da oscilação de 3-4 dias identificada nas emissões, estimado em 35 km, é compatível com os valores já relatados na literatura para as ondas de Kelvin ultra-rápidas, o comprimento de onda vertical dessa oscilação identificada no vento zonal apresentou um valor bem abaixo, cerca de 19 km, daqueles já reportados na literatura para as ondas de Kelvin ultra-rápidas. Portanto, essas evidências não permitem afirmar que as oscilações de 3-4 dias identificadas no airglow entre o fim de outubro e o início de novembro de 2005 tenham sido provocadas por uma onda de Kelvin ultra-rápida.

Com relação aos demais casos nos quais não foi possível fazer nenhuma comparação direta com outros estudos sobre as ondas de Kelvin ultra-rápidas, os valores estimados para o comprimento de onda vertical estão dentro do intervalo dos valores obtidos em outros trabalhos. Por exemplo, Kovalam *et al.* (1999) utilizaram dois radares de média frequência (MF) instalados em Pontianak (0°N; 109°L) e Christmas Island (2°N, 157°O) e obtiveram comprimentos de verticais para as ondas de Kelvin ultra-rápidas que variaram de 53 a 88 km. Sridharan *et al.* (1999) também utilizando dados de um radar de média frequência, instalado em Tirunelveli (8,7°N; 77,8°L), obtiveram valores para o comprimento de onda vertical das ondas ultra-rápidas de Kelvin entre 31 e 57km.

Outro ponto de destaque foi o crescimento, em média, com a altitude da amplitude das oscilações de 3-4 dias no airglow. Uma explicação plausível para esse comportamento seria a diminuição da densidade atmosférica com a altitude. A energia transportada por uma onda depende do quadrado de sua amplitude. Então, quando uma onda se propaga ascendentemente, sua amplitude deve crescer para compensar a diminuição da densidade atmosférica com a altitude e manter constante o fluxo de energia transportado pela onda. Com isso, espera-se que a amplitude de uma onda que se propaga desde os níveis mais baixos da atmosfera aumente com a altura.

CAPÍTULO 6

CONCLUSÕES

Neste trabalho foi investigada a ocorrência de oscilações de 3-4 dias nas emissões do airglow do OI5577, O2b(0-1) e OH(6-2) e na temperatura rotacional do OH, medidos por um fotômetro multicanal instalado em São João do Cariri (7,4°S; 36,5°W). Os dados foram obtidos entre janeiro de 1998 e julho de 2007 e as oscilações foram identificadas através do periodograma L-S. Durante este período foram analisadas noventa e uma séries temporais referentes às emissões e a temperatura rotacional. Desse total em quarenta e seis ocasiões foi identificada a presença de periodicidades de 3-4 dias. Observou-se que ao longo do tempo a ocorrência da periodicidade de 3-4 dias apresentou uma tendência de diminuição, que, no entanto, pode ter sido provocada pela diminuição no número de séries temporais disponíveis ao longo do tempo. Já a frequência anual de ocorrência das oscilações de 3-4 dias revelou que entre os anos de 2001 e 2003 foi registrada a menor ocorrência.

A análise do espectro de possíveis periodicidades na ocorrência das oscilações de 3-4 dias feita através do periodograma L-S revelou a presença de periodicidades de cerca de doze e vinte e seis meses na ocorrência dessas periodicidades, que, no entanto, estavam abaixo do nível de confiança do periodograma e, portanto, sua confiabilidade é questionável. A distribuição sazonal das ocorrências revelou que a maioria dos eventos foram identificados na primavera (34%), sendo que nas demais estações a ocorrência foi praticamente a mesma.

As amplitudes das oscilações de 3-4 dias identificadas nas emissões e na temperatura rotacional apresentaram uma apreciável variação mensal. Também se observou uma variabilidade interanual nas amplitudes com intensificação a cada dois anos, perceptível, principalmente entre os anos de 1998 e 2002. Os valores percentuais das amplitudes observadas nas emissões do OI5577 e do O2b(0-1) se concentraram principalmente entre 20 e 30%, enquanto que na emissão do OH(6-2) as amplitudes se concentraram entre 10 e 20%. Já na temperatura rotacional, as amplitudes se concentram amplitudes concentradas entre 2 e 3%. Em valores absolutos, as oscilações de 3-4 dias provocaram amplitudes na temperatura rotacional concentradas principalmente entre 4 e 6K. Verificou-se também que, em média, as amplitudes observadas nas emissões crescem com a altitude, possivelmente devido à diminuição da densidade atmosférica com a altitude. Todos esses resultados estão em bom acordo com aqueles previamente publicados.

O comprimento de onda vertical das oscilações de 3-4 dias identificadas no airglow apresentou um amplo intervalo de variação, com valores compreendidos entre 6 e 89km. Em vinte ocasiões os valores referentes ao comprimento de onda vertical das oscilações de 3-4 dias identificadas no airglow estavam dentro do intervalo já relatado na literatura para as ondas de Kelvin ultra-rápidas.

A comparação entre os resultados obtidos através do airglow com aqueles obtidos através dos ventos medidos em São João do Cariri pelo radar meteorológico nos anos de 2004 e 2005 indicou que, apenas em março de 2005, as periodicidades identificadas simultaneamente no airglow e no vento zonal, exibiram todas as características compatíveis com aquelas que seriam provocadas por ondas de Kelvin ultra-rápidas. Entretanto, as oscilações identificadas em setembro de 2004, junho/julho e outubro/novembro de 2005, apresentaram algumas características compatíveis com as ondas de Kelvin ultra-rápidas e, portanto, podem ter sido provocadas por essa onda. Além disso, na única ocasião na qual foi identificada uma periodicidade de 3-4 dias no airglow e, quase que ao mesmo tempo em que uma onda de Kelvin ultra-rápida foi identificada em outra localidade equatorial (Ascension Island), as características da periodicidade de 3-4 dias observada no airglow estavam em bom acordo com aquelas exibidas pela onda de Kelvin ultra-rápida identificada em Ascension Island. Dessa forma, conclui-se que essa periodicidade de 3-4 dias identificada no airglow em agosto de 2002 deve ter sido provocada por uma onda de Kelvin ultra-rápida.

Sugere-se para trabalhos futuros que a comparação dos resultados obtidos através do airglow com aqueles obtidos através dos ventos seja estendida aos anos de 2006 e 2007, bem como, deve-se buscar dados de outras localidades na região equatorial em períodos nos quais houve monitoramento do airglow, pois, como as ondas de Kelvin ultra-rápidas têm escala planetária, devem estar presentes ao longo de toda a região equatorial. Além disso, seria interessante utilizar um modelo químico-dinâmico para simular as perturbações que seriam provocadas pelas ondas de Kelvin ultra-rápidas como foi feito por Lichstein *et al.* (2002).

Por fim, em linhas gerais, é possível afirmar que as medidas de airglow podem ser utilizadas para se estudar a ocorrência de ondas com escala planetária como no caso das ondas de Kelvin ultra-rápidas estudadas neste trabalho.

REFERÊNCIAS

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

BAGESTON, J. V. **Determinação da temperatura da mesosfera superior utilizando um espectro-imageador**. 152p. Dissertação de Mestrado em Geofísica Espacial, Espacial, Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos-SP, 2006.

BARTH, C. A. The 5577-angstrom Airglow. **Science** 134, 1426, 1961.

BATES, D. R.; NICOLET, M. The photochemistry of the atmospheric water vapor. **Journal of Geophysical Research**, v. 55, n. 3, p. 301-327, 1950.

BURITI, R. A. **Estudo de parâmetros de ondas de gravidade por medidas simultâneas de radar MU e fotômetro em Shigaraki (35°N, 136°E) Japão**. 231p. Tese de Doutorado em Geofísica Espacial, Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos-SP, 1997.

BURITI, R. A.; TAKAHASHI, H.; GOBBI, D.; MEDEIROS, A. F.; NEPOMUCENO, A. A.; LIMA, L. M. Semiannual oscillation of mesospheric airglow at 7.4°S during the PSMOS observation period of 1998-2001. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, vol.66, p.567-572, 2004.

BURITI, R. A.; TAKAHASHI, H.; LIMA, L. M.; MEDEIROS, A. F. Equatorial planetary waves in the mesosphere observed by airglow periodic oscillations. **Advanced in Spaces Research**. vol. 35, p.2031-2036, 2005.

BURITI, R. A. ; HOCKING, W. K. ; BATISTA, P. P. ; MEDEIROS, A. F. ; CLEMESHA, B. R. Observations of equatorial mesospheric winds over Cariri (7.4 S) by a meteor radar and comparison with existing models. **Annales Geophysicae** (Berlin), v. 26, p. 485-497, 2008.

CHAPMAN, S. **Proc Roy Soc. A**. 132, 353, 1931.

CHAPMAN, S. History of Aurora and Airglow. In: **Aurora and Airglow**, McCormac, (ed), Reinhold, New York, 1967.

Coxon, J. A., and S. C. Foster. Rotational analysis of hydroxyl vibration-rotation emission bands: molecular constants for $\text{OHx}^2\pi$, $6 \leq v \leq 10$. **Can. J. Phys.**, vol.60, n.41, p. 41-48, 1982.

DAUVILLIER, **Rev. Gén. De l'élec.** 31,303, 443, 477, 1932.

DUFAY, J. **Réunions de l'Institut d'optique**, Paris, 13, p.6, 1933.

EATHER, R. H.; REASONER, D. L. Spectroscopy of faint light source with a tilting-filter photometer. **Appl. Optics**, 8 (2): 227-242, 1969.

FAGUNDES, P. R.; SAHAI, Y. AND H. TAKAHASHI. Investigation of OI 557.7 nm and OI 630.0 nm nightglow intensity ratios during the occurrence of equatorial F-region plasma bubbles. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**. vol. 57, 8, p.929-932, 1995.

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, 2000.

GOBBI, D. **Estudo de ondas de gravidade na alta atmosfera através de observações de luminescência atmosférica da hidroxila OH(9-4) e oxigênio O₂(0-1)**. 230p. Tese de Doutorado em Geofísica Espacial, Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos-SP, 1993.

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, 1978.

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

HORNE, J. H.; BALIUNAS, S. L. A prescription for period analysis of unevenly sampled time series. **Astrophysical Journal, Part 1**, v. 302, n. 2, p. 757-763, 1986.

JONHSTON, J. E.; BROADFOOT, A.L. Midlatitude observations of the night airglow: implications to quenching near the mesopause. **Journal of Geophysical Research**, vol. 98, No. A12, p.21, 593-21,603, 1993.

KOVALAM, S.; VINCENT, R.A.; REID, I.M.; TSUDA, T.; NAKAMURA, T.; OHNISHI, K.; NURYANTO, A.; WIRYOSUMARTO, H. Longitudinal variations in planetary wave

activity in the equatorial mesosphere. **Earth Planets and Space**. vol. 51, n. 7-8, 665–674, 1999.

KRASSOVSKY, V. I. Hydroxyl emission problem and paths of its solution. **Annales de leophysique**, v. 27, n. 2, p. 211-221, 1971.

KRASSOVSKY, V. I. Infrasonic variations of OH emission in the upper atmosphere. **Annales de Geophysique**, 28(4): 739-746, 1972.

LICHSTEIN, G. S.; FORBES, J. M.; ANGELATS I COIL, M.; TAKAHASHI, H.; GOBBI, D.; BURITI, R. A. Quasi-3-day Kelvin wave and OI(5577Å), OH(6,2) Meinel, and O₂ emissions. **Geophysical Research Letters**, v. 29, n. 4, p. 2-1, Art. No. 1043, 2002.

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, Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos - SP. 2004.

LIMA, L. M.; ALVES, E. O.; MEDEIROS, A. F.; BURITI, R. A.; BATISTA, P. P.; CLEMESHA, B. R. AND TAKAHASHI, H. 3-4 day Kelvin waves observed in the MLT region at 7.4° S, Brazil. **Geofísica Internacional**. 47 (3), p.153-160, 2008.

LOMB, N. R. Least-squares frequency analysis of unequally spaced data. **Astrophysics and Space Science**, v. 39, n. 02, p. 447-462, 1976.

MARION, J. B.; THORNTON, S. T. **Classical dynamics of particles and systems**. Philadelphia: Saunders college publishing, 1995. v. 638p.

McLENNAN, J. C.; AND SHRUM, G. R, **Proc Roy Soc. A**. 106, 138, 1924.

MCDADE, I. C.; MURTAGH, D. P.; GREER R. G. H.; DICKINSON, P. H. G.; WITT, G.; STEGMAN, J.; LLEWELLYN, E. J.; THOMAS, L. AND JENKINS, D. B. ETON 2: Quenching Parameters for the Proposed Precursors of O₂(^b1Σ_g⁺) and O(¹S)λ557.7 nm in the Terrestrial Nightglow, **Planet. Space Sci.**, 34, 9, pp. 789-800, 1986.

MEDEIROS, A. F. **Observações de ondas de gravidade através do imageamento da aeroluminescência**. 187p. Tese de Doutorado em Geofísica Espacial, Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos - SP, 2002.

MEINEL, A. B. OH emissions bands in the spectrum of the night sky I. **Astrophys. J.**, v. 112, n. 1, p. 120-130, 1950

MELO, S. M. L.; GOBBI, D.; TAKAHASHI, H.; TEIXEIRA, N. R.; LOBO, R. **O fotômetro multi-2: Experiência de calibração-1992.**, Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos - SP, 1993.

NICOLET, M. Ozone and hydrogen reactions. **Annales de Geophysique**, v. 26, n. 2, p. 531-546, 1970.

PETERSON, V.L. E VAN ZANDT, T.E. O(¹D) Quenching in ionospheric F-region. **Planetary and Space Science**, v.17, no.10, p.1725, 1969.

RAYLEIGH, 4th LORD. **Proc Roy Soc. A.** 131, 376, 1931.

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

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

SCARGLE, J.D. Studies in astronomical time series analysis. II – Statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data. **Astrophys. J. Part 1** 263, 835–853, 1982.

SLIPHER, V. M. **Astrophys. J.** 49, 266, 1919.

SLIPHER, V. M. **Mon. Not. Roy. Astron. Soc.** 93, 657, 1933.

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. **Observação das bandas (9,4), (8,3), (7,2), (6,2) e (5,1) da emissão OH na luminescência atmosférica e o mecanismo de produção da OH excitada na alta atmosfera.** 127p. Tese de Doutorado em Geofísica Espacial, Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos - SP, 1981.

TAKAHASHI, H.; Y. SAHAI; P. P. BATISTA. Tidal and solar cycle effects on the 01 5577 A, NaD and OH (8,3) airglow emissions observed at 23°S. **Planet. Space Sci.** 32(7), 897-902 1984.

TAKAHASHI, H.; CLEMESHA, B. R.; BATISTA, P. P. Predominant Semi-Annual Oscillation of The Upper Mesospheric Airglow Intensities And Temperatures In The Equatorial Region. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 57, p. 407-414, 1995.

TAKAHASHI, H.; GOBBI, D.; BATISTA, P. P.; MELO, S. M. L.; TEIXEIRA, N. R.; BURITI, R. A. Dynamical Influence On The Equatorial Airglow Observed From The South American Sector. **Advances in Space Research**. vol. 21, No, 6, p. 817-825, 1998.

TAKAHASHI, H.; BURITI, R A; GOBBI, D; BATISTA, P. P. Equatorial planetary wave signatures observed in mesospheric airglow emissions. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, vol. 64, p. 1263-1272, 2002.

TAKAHASHI, H. ; WRASSE, C. M.; GOBBI, D; NAKAMURA, T.; SHIOKAWA, K; LIMA, L. M. Airglow OH emission height inferred from the OH temperature and meteor trail diffusion coefficient. **Advances in Space Research**, vol. 35, p. 1940-1944, 2005a.

TAKAHASHI, H. ; LIMA, L. M. ; WRASSE, C. M. ; ABDU, M. A. ; BATISTA, I. S. ; GOBBI, D. ; BURITI, R. A. ; BATISTA, P. P. Evidence on 2-4 day oscillations of the equatorial ionosphere h'F and mesospheric airglow emissions. **Geophysical Research Letters**, vol. 32, L12102, doi:10.1029/2004GL022318, 2005b.

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.; 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.

TAYLOR, M. J.; HAPGOOD, M. A.; ROTHWELL, P. Observations of gravity wave propagation in the OI (557.7 nm), Na (589.2 nm) and the near infrared OH nightglow emissions, **Planet. Space Sci**, v. 35, p. 413-427, 1987.

TEITELBAUM, H.; MASSEBEUF, M.; FELLOUS, J. L.; PETITDIDIER, M.; CHRISTOPHE, J.; BLANCO, F. Simultaneous measurements of meteor winds and green line intensity variations - gravity-waves and planetary-waves. **Journal of Geophysical Research-Space Physics**, v. 86, n. A9, p. 7767-7770, 1981.

TILLU, A. D. Night airglow at Poona. **Proceedings of the Indian National Science Academy**. Vol. 39A, No 6, 1973.

TIMMERMANS, R. M. A.; VAN OSS, R. F. AND H. M. KELDER. Equatorial Kelvin wave signatures in ozone column measurements from the Global Ozone Monitoring Experiment (GOME). **Journal of Geophysical Research**, vol. 109, D01101, doi:10.1029/2003JD003946, 2004.

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

VINCENT, R.A.; LESICAR, D. Dynamics of the equatorial mesosphere: First results with a new generation of partial reflection radar. **Geophysical Research Letters**, vol. 18, 825–828, 1991.

VINCENT, R.A. Long-period motions in the equatorial mesosphere. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, vol. 55, 1067–1080, 1993.

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.

WARD, W. E., SOLHEIM, B. H.; SHEPHERD, G. G. Two day wave induced variations in the oxygen green line volume emission rate' WINDII observations. **Geophysical Research Letters**, vol. 24, no. 9, p. 1127-1130, 1997.

WRASSE, C. M. **Observação da temperatura rotacional da hidroxila através da aeroluminescência na região da mesosfera terrestre**. 125p. Dissertação de Mestrado em Geofísica Espacial, Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos – SP, INPE, 2000.

WRASSE, C. M.; TAKAHASHI, H.; GOBBI, D. Comparison of the OH (6-2) and (8-3) Band rotational Temperature of the Mesospheric Airglow Emissions. *Revista Brasileira de Geofísica*, v. 22, n. 3, p. 223-231, 2004.

YOSHIDA, S.; et al. 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.

Livros Grátis

(<http://www.livrosgratis.com.br>)

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

[Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE](#)

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

[Baixar livros de Literatura](#)
[Baixar livros de Literatura de Cordel](#)
[Baixar livros de Literatura Infantil](#)
[Baixar livros de Matemática](#)
[Baixar livros de Medicina](#)
[Baixar livros de Medicina Veterinária](#)
[Baixar livros de Meio Ambiente](#)
[Baixar livros de Meteorologia](#)
[Baixar Monografias e TCC](#)
[Baixar livros Multidisciplinar](#)
[Baixar livros de Música](#)
[Baixar livros de Psicologia](#)
[Baixar livros de Química](#)
[Baixar livros de Saúde Coletiva](#)
[Baixar livros de Serviço Social](#)
[Baixar livros de Sociologia](#)
[Baixar livros de Teologia](#)
[Baixar livros de Trabalho](#)
[Baixar livros de Turismo](#)