



Ministério da  
**Ciência, Tecnologia  
e Inovação**



sid.inpe.br/mtc-m19/2013/04.24.13.54-TDI

## **EFEITOS DAS ONDAS PLANETÁRIAS NA AEROLUMINESCÊNCIA**

Fábio do Egito Gomes

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial/Ciências Atmosféricas, orientada pelo Dr. Hisao Takahashi, aprovada em 16 de maio de 2013.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3DUTDHB>>

INPE  
São José dos Campos  
2013

**PUBLICADO POR:**

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GB)

Serviço de Informação e Documentação (SID)

Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3208-6923/6921

Fax: (012) 3208-6919

E-mail: pubtc@sid.inpe.br

**CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO DA PRODUÇÃO INTELLECTUAL DO INPE (RE/DIR-204):****Presidente:**

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

**Membros:**

Dr. Antonio Fernando Bertachini de Almeida Prado - Coordenação Engenharia e Tecnologia Espacial (ETE)

Dr<sup>a</sup> Inez Staciarini Batista - Coordenação Ciências Espaciais e Atmosféricas (CEA)

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação Observação da Terra (OBT)

Dr. Germano de Souza Kienbaum - Centro de Tecnologias Especiais (CTE)

Dr. Manoel Alonso Gan - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CPT)

Dr<sup>a</sup> Maria do Carmo de Andrade Nono - Conselho de Pós-Graduação

Dr. Plínio Carlos Alvalá - Centro de Ciência do Sistema Terrestre (CST)

**BIBLIOTECA DIGITAL:**

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação de Observação da Terra (OBT)

**REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:**

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Yolanda Ribeiro da Silva Souza - Serviço de Informação e Documentação (SID)

**EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:**

Maria Tereza Smith de Brito - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Luciana Manacero - Serviço de Informação e Documentação (SID)



Ministério da  
**Ciência, Tecnologia  
e Inovação**



sid.inpe.br/mtc-m19/2013/04.24.13.54-TDI

## **EFEITOS DAS ONDAS PLANETÁRIAS NA AEROLUMINESCÊNCIA**

Fábio do Egito Gomes

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial/Ciências Atmosféricas, orientada pelo Dr. Hisao Takahashi, aprovada em 16 de maio de 2013.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3DUTDHB>>

INPE  
São José dos Campos  
2013

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

---

G585e Gomes, Fábio do Egito.  
Efeitos das ondas planetárias na aeroluminescência / Fábio do Egito Gomes. – São José dos Campos : INPE, 2013.  
xxviii + 213 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m19/2013/04.24.13.54-TDI)

Tese (Doutorado em Geofísica Espacial/Ciências Atmosféricas)  
– Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos,  
2013.

Orientador : Dr. Hisao Takahashi.

1. aeroluminescência. 2. ondas planetárias. 3. mesosfera e baixa termosfera. 4. modelo de circulação geral da atmosfera. I. Título.

CDU 551.521.326

---



Esta obra foi licenciada sob uma Licença [Creative Commons Atribuição-NãoComercial 3.0 Não Adaptada](https://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0/).

This work is licensed under a [Creative Commons Attribution-NonCommercial 3.0 Unported License](https://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0/).

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

Dr. Alisson Dal Lago

  
\_\_\_\_\_  
Presidente / INPE / São José dos Campos - SP

Dr. Hisao Takahashi

  
\_\_\_\_\_  
Orientador(a) / INPE / SJC Campos - SP

Dr. Delano Gobbi

  
\_\_\_\_\_  
Membro da Banca / INPE / SJC Campos - SP

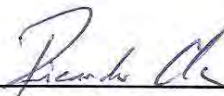
Dr. Plínio Carlos Alvalá

  
\_\_\_\_\_  
Membro da Banca / INPE / SJC Campos - SP

Dr. Yasunobu Miyoshi

  
\_\_\_\_\_  
Convidado(a) / Univ. de Kyushu / Japão - JP

Dr. Ricardo Arlen Buriti da Costa

  
\_\_\_\_\_  
Convidado(a) / UFCG / Campina Grande - PB

*Este trabalho foi aprovado por:*

( ) maioria simples

() unanimidade

Aluno (a): **Fábio do Egito Gomes**

São José dos Campos, 16 de Maio de 2013



*“Trocara tudo que sei por metade do que não sei”.*

*René Descartes*





*A minha esposa Edjane, meus pais José Gomes e Maria José e meus irmãos Técio, Henrique, Leocárdia e Ana Lúcia.*



## **AGRADECIMENTOS**

Aos cidadãos brasileiros que através do recolhimento de tributos fornecem a CAPES e ao CNPq os recursos financeiros que os permitem o financiamento da pesquisa científica no Brasil, os quais tornaram esta tese uma realidade.

Ao meu orientador, Dr. Hisao Takahashi, pela supervisão do trabalho e pela paciência e dedicação a mim destinadas.

Ao Dr. Yasunobu Miyoshi cooperação e pela bondade e presteza durante minha estadia na Universidade de Kyushu, Japão.

Ao Dr. Kazuo Shiokawa por fornecer os dados de fotômetro que ajudaram a tornar esta tese uma realidade.

Ao Dr. Yasuhiro Murayama e à equipe do NICT pela disponibilização dos dados de radar MF.

À Pós-Graduação do INPE, em especial à Pós-Graduação em Geofísica Espacial, cujos docentes e discentes sempre buscam envidar os esforços necessários ao constante aprimoramento do curso.

Agradeço também à senhorita Hotaru Komatsu por toda sua gentileza e dedicação dispensados à organização do meu estágio sanduíche no Japão, bem como aos colegas japoneses pela agradável convivência durante os quatro meses da minha estadia na Universidade de Kyushu.

Ao Dr. Ricardo Buriti que abriu as portas desse incrível mundo da ciência e que acreditou em mim mesmo diante das dificuldades iniciais.

Ao Dr. Amauri Fragoso que, com sua privilegiada visão, está sempre a envidar esforços no sentido esclarecer as particularidades da construção do conhecimento científico.

Ao casal Igo e Ana Roberta Paulino pela amizade, bem como pelo acolhimento quando da minha chegada em São José dos Campos.

Aos colegas que compartilharam as experiências inpeanas nesses últimos quatro anos.

## RESUMO

Neste trabalho medidas experimentais das emissões da aeroluminescência do OH(6-2), O<sub>2</sub>b(0-1) e do OI5577 obtidas entre 2004 e 2006 por fotômetros instalados em duas estações de médias latitudes no Japão, Sata (31,0°N; 130,7°L) e Rikubetsu (43,5°N; 143,8°L), foram utilizadas para estudar as ondas planetárias na região da MLT e seus efeitos sobre a aeroluminescência. Simulações feitas com o modelo de circulação geral da atmosfera da Universidade de Kyushu foram utilizadas para simular as taxas de emissão e entender os processos relacionados às ondas planetárias. A análise espectral da intensidade das emissões mostrou que variações com períodos entre 2 e 20 dias são recorrentes. Estas foram interpretadas como sendo assinaturas das ondas planetárias de 2, 5, 10 e 16-dias. Enquanto as assinaturas da onda de 2-dias são comuns principalmente no verão, as assinaturas das ondas de 5, 10 e 16-dias são observadas com mais frequência entre os equinócios de outono e primavera. A análise espectral de medidas de vento obtidas nas proximidades dos observatórios de aeroluminescência, em Yamagawa (31,2°N; 130,6°L) e Wakkanai (45,4°N; 141,7°L), confirmam as características observadas nas medidas da intensidade da aeroluminescência. As emissões do OH(6-2), O<sub>2</sub>b(0-1) e OI5577 simuladas pelo modelo também exibiram assinaturas das ondas planetárias semelhantes às observadas nas medidas experimentais, indicando que o modelo reproduz razoavelmente bem os aspectos observados nos dados experimentais. O modelo foi utilizado como ferramenta diagnóstica para identificar os mecanismos responsáveis pelas assinaturas das ondas planetárias na aeroluminescência. Observou-se que as assinaturas das ondas planetárias na aeroluminescência são devidas principalmente a variações provocadas pelas ondas no oxigênio atômico. O transporte advectivo quase-adiabático de oxigênio atômico foi identificado como o principal mecanismo responsável pelas assinaturas das ondas planetárias na aeroluminescência.



## EFFECTS OF THE PLANETARY WAVES IN THE AIRGLOW

### ABSTRACT

In this work measurements of OH(6-2), O2b(0-1) and OI5577 airglow emissions carried out at two middle latitude stations in Japan, Sata (31,0°N; 130,7°L) and Rikubetsu (43,5°N; 143,8°L), have been used to study planetary wave signatures in the MLT region and their effects on airglow emissions. Kyushu University General Circulation Model was also used to perform simulation of the airglow emissions and to understand in the dynamical processes related to the planetary waves. Spectral analyses of the airglow intensities show that oscillations ranging from 2 to 20 days are common. They were attributed to the 2, 5, 10 e 16-day planetary waves. While oscillations around 2 days are frequently observed in the summer, longer period oscillations, 5 to 20 days, are common between fall and spring equinoxes. Spectral analysis of wind measurements taken near the airglow observatories, at Yamagawa (31,2°N; 130,6°E) and Wakkanai (45,4°N; 141,7°E), show the same features and corroborate the results obtained from airglow. OH(6-2), O2b(0-1) and OI5577 airglow emissions simulated by the model also showed signatures of planetary waves similar to those identified in the observational data. This indicates that the model can reproduce reasonably well the features observed in the measured data. The model has been used as diagnostic tool to identify mechanisms responsible for the planetary wave signatures in the airglow. It has been identified that planetary signatures in the airglow are mainly caused by variation of the atomic oxygen concentration induced by the waves. Quasi-adiabatic advective vertical transport of atomic oxygen was found to be the primarily mechanism responsible for causing variation in the airglow emission rates.





## LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
Figura 1.1 – Ondas de gravidade observadas nas camadas de emissão do OH(6-2) (esquerda) e do OI5577 (direita) em Cachoeira Paulista (23°S; 45°O).....	3
Figura 1.2 – Intensidade da emissão do O2b(0-0) simulada pelo TIME-GCM. ..	4
Figura 1.3 – Intensidade média noturna da linha verde do oxigênio atômico medida em julho de 1971 nos observatórios de Houte Provence (círculos fechados) e Granada (círculos abertos).....	5
Figura 2.1 – Espectro noturno da aeroluminescência medido em 16 de março de 1991 obtido por um espectrógrafo com após uma exposição efetiva de 6,5 horas. ....	13
F 13	
Figura 2.2 – Diagrama dos níveis de energia do oxigênio atômico (OI).....	15
Figura 2.3 – Esquema das transições entre vários estados eletrônicos do oxigênio molecular. ....	20
Figura 2.4 – Intensidades relativas das linhas rotacionais da banda $O_2b^1\Sigma_g^+(0-1)$ a temperatura de 200 K. ....	23
Fonte: Adaptada de Shiokawa et al. (2007) .....	23
Figura 2.5 – Curva de energia potencial do estado fundamental da hidroxila ..	26
Figura 2.7 – Intensidades relativas das linhas rotacionais da banda OH(6-2) a temperatura de 200 K.....	30
Figura 3.1 – Autovalores $\gamma_n^1$ para modos com número de onda zonal $s=1$ em função da frequência normalizada $\sigma/\Omega$ . Ondas com frequências positivas (negativas) se propagam para leste (oeste). Os pontos referentes à $\gamma_n^1=0$ denotam as chamadas ondas de Rossby-Hauritz. Os pontos correspondentes à “NM” se referem aos modos normais (Normal Modes, $\gamma_n^1 \approx 8.4$ ). A série de pontos verticais em $\sigma/\Omega = -1$ definem os valores de $\gamma_n^1$ para a maré diurna. O modo mais grave ( $n=1$ ) das ondas do tipo gravidade que se propagam para leste é a onda de Kelvin. Os símbolos “DT”, “Y”, “K” e “R” se referem à maré diurna (Diurnal Tide), ondas de Yanai, ondas de Kelvin e ondas de Rossby, respectivamente.....	41
Figura 3.2 – Modos de Hough correspondentes aos três primeiros modos normais de ondas do tipo Rossby com número de onda zonal $s=1$ . ....	43
Figura 3.3 – Esquema da propagação vertical de ondas planetárias do tipo Rossby com diferentes velocidades de fase na presença do vento de fundo com as condições de inverno (esquerda) e verão (direita).....	45
Figura 4.1 – Mapa mostrando a localização das estações de medida da aeroluminescência (Sata e Rikubetsu) e do vento neutro (Yamagawa e Wakkanai). ....	55
Figura 4.2- Exemplos de imagens das franjas de interferência projetadas na CCD do fotômetro. As imagens aos canais 1 e 2 (OH), 3 e 4 (O2), 5	

(OI5577) e 6 (OI6300). A legenda no topo de cada imagem informa sobre o canal correspondente do filtro, a emissão monitorada, a hora (em tempo universal) em que foi obtida a imagem e o tempo de exposição da CCD para obtê-la. ....	58
Figura 4.3 – Ilustração esquemática da ótica do fotômetro. ....	60
Figura 4.5 – Curvas de transmissão relativa dos filtros de interferência do fotômetro utilizados para medir as emissões do OH(6-2), O2b(0-1), OI5577 e OI6300. Os números próximos aos picos das curvas indicam o comprimento de onda da luz incidente em nanômetros. ....	62
Figura 4.6 – Sensibilidade absoluta para cada canal em função da distância radial em relação ao centro da imagem. ....	64
Figura 4.7 – Configuração das antenas dos radares de Yamagawa e Wakkanai. ....	69
Figura 4.8 – Número de noites com dados disponíveis em cada período de observação da aeroluminescência entre 2004 e 2006 em Sata (painéis inferiores) e Rikubetsu (painéis inferiores). Os painéis à esquerda e a direita mostram, respectivamente, o número de noites com dados disponíveis para emissões do O2b(0-1) e OI5577 e do OH(6-2). ....	72
Figura 4.9 – Espectros Lomb-Scargle (painéis superiores) das emissões do OI5577, O2b(0-1) e OH(6-2) e as respectivas séries temporais que os geraram (painéis inferiores) obtidas entre 22 de setembro e 10 de outubro de 2005 em Sata. ....	74
Figura 4.10 – Exemplo do espectro wavelet correspondente ao vento zonal medido em Wakkanai em 2005 na altitude de 90 km (painel superior) e a série temporal do vento que gerou o espectro (painel inferior). ....	75
Figura 4.12 – Séries temporais artificiais construídas por dois sinais com frequência de 0,2 e 0,5 ciclos por dia. Em a), a série é constituída pela soma das duas frequências. Em c), a série é constituída pela justaposição das duas frequências (linha preta-0,5 e linha vermelha-0,2 ciclos por dia). Em b) e d) são mostrados os respectivos espectros de Fourier. ....	80
Figura 4.13 – Primeiro (a) e segundo (b) níveis da análise multi-resolução dada pela função wavelet. ....	82
Figura 4.14 – Resultado da análise multi-resolução dada pela função wavelet conhecido como periodograma de wavelet. ....	83
Figura 4.15 – Análise espectral das séries temporais artificiais constituídas por dois sinais com frequência de 0,2 e 0,5 ciclos por dia aplicando-se a transformada wavelet. Em a), a série é constituída pela soma das duas frequências. Em c), a série é constituída pela justaposição das duas frequências (linha preta-0,5 e linha vermelha-0,2 ciclos por dia). Em b) e d) são mostrados os respectivos espectros wavelet. ....	85
Figura 5.1 – Perfis verticais das taxas de emissão volumétrica do OI5577, O2b(0-1) e OH(6-2) calculadas pelo modelo à meia-noite do dia 21 de março de 2005 no pondo da grade do modelo referente à Rikubestu. ....	96
Figura 6.1 – Exemplo da análise espectral aplicada à aeroluminescência. No painel superior esquerdo periodograma de L-S, onde a linha horizontal define o nível de confiança de 95%. No inferior esquerdo, série temporal	

analísada. No painel superior direito, periodograma recalculado após a subtração de uma senoide relativa ao pico mais significativo no periodograma original. No inferior direito, intensidade média noturna e curva de ajuste (vermelha) referente ao harmônico de 9 dias. ....	103
Figura 6.2-Distribuição das possíveis assinaturas de ondas planetárias na aeroluminescência e temperatura rotacional medidas em Sata entre 2004 e 2006. Linhas pontilhadas horizontais (vermelho) delimitam as bandas entre 1,5-3,0; 3,0-8,0; 8,0-12,0 e 12,0-20,0 dias. Círculos vermelhos indicam a ausência de dados. ....	106
Figura 6.3 – Mesmo que a Figura 6.3, mas, neste caso, referente à Rikubetsu. ....	107
Figura 6.4 - Espectro wavelet da intensidade média noturna do O2(0-1) medida em Sata entre 2004 e 2006. Retângulos verticais denotam os intervalos de tempo sem observações. As linhas horizontais pontilhadas indicam os períodos de 4, 8 e 12 dias. A área hachurada em branco representa o cone de influência. ....	111
Figura 6.5 - Mesmo que a Figura 6.4, mas referente à Rikubetsu. ....	112
Figura 6.6 - Intensidade do O2(0-1) medida em Rikubetsu entre 14/07 e 07/08 de 2006. ....	114
Figura 6.7 - Intensidades do OI5577, O2(0-1) e OH(6-2) medidas em Sata entre 10/01 e 02/02 de 2004 (acima) e seus respectivos periodogramas (abaixo). ....	115
Figura 6.8 – As amplitudes relativas da componente de 2-dias nas intensidades da aeroluminescência (painel superior) e nas temperaturas (painel inferior) medidas em Sata. ....	117
Figura 6.9 – Amplitudes relativas da componente de 5-dias nas intensidades do OH(6-2), O2b(0-1) e do OI5577 medidas em Sata (painel superior) e Rikubetsu (painel inferior) entre 2004 e 2006. ....	120
Figura 6.10 – Amplitudes da componente de 5-dias nas temperaturas rotacionais do OH(6-2) e do O2b(0-1) medidas em Sata (painel superior) e Rikubetsu (painel inferior) entre 2004 e 2006. ....	121
Figura 6.11 – Mesmo que a Figura 6.9, mas para a componente de 10-dias. ....	123
Figura 6.12 – Mesmo que a Figura 6.10, mas para a componente de 10-dias. ....	124
Figura 6.13 – Mesmo que a Figura 6.9, mas para a componente de 16-dias. ....	126
Figura 6.14 – Mesmo que a Figura 6.10, mas para a componente de 16-dias. ....	127
Figura 6.15 – Estrutura temporal e vertical do vento zonal médio em Yamagawa. Painel superior mostra o vento zonal, enquanto o painel inferior mostra o vento meridional. ....	130
Figura 6.16 – Estrutura temporal e vertical do vento zonal médio em Wakkanai. Painel superior mostra o vento zonal, enquanto o painel inferior mostra o vento meridional. ....	131
Figura 6.17– Amplitude do espectro wavelet referente à componente zonal do vento em Yamagawa. Os espectros se referem ao vento zonal em 90 km	

de altitude obtidos durante os anos de 2004 (painel superior), 2005 (painel intermediário) e 2006 (painel inferior). As linhas horizontais brancas indicam os períodos de 1,5, 4, 8 e 12 dias. As linhas verticais vermelhas marcam o início e o fim das medidas da aeroluminescência. ....	134
Figura 6.18 – Mesmo que a Figura 6.17, mas para a componente meridional do vento. ....	135
Figura 6.19– Amplitude do espectro wavelet referente à componente zonal do vento em Wakkanai. Os espectros se referem ao vento zonal em 90 km de altitude obtidos durante os anos de 2004 (painel superior), 2005 (painel intermediário) e 2006 (painel inferior). As linhas horizontais brancas indicam os períodos de 1,5, 4, 8 e 12 dias. As linhas verticais vermelhas marcam o início e o fim das medidas da aeroluminescência. ....	136
Figura 6.20 – Mesmo que a Figura 6.19, mas para a componente meridional do vento. ....	137
Figura 6.21 – Espectro wavelet da intensidade média noturna do O <sub>2</sub> (0-1) simulada pelo modelo no ponto na grade mais próximo a Rikubetsu entre 2004 e 2006. As linhas horizontais pontilhadas indicam os períodos de 3, 8 e 12 dias. ....	139
Figura 6.22 – Mesmo que a Figura 6.21, mas para Sata. ....	140
Figura 6.23 – Amplitudes da componente de 2-dias nas intensidades das emissões do OH(6-2), O <sub>2</sub> b(0-1) e do OI5577 calculadas pelo modelo no ponto da grade do modelo mais próximo a Sata. ....	142
Figura 6.24 – Taxas de emissão volumétrica do OI5577, O <sub>2</sub> b(0-1) e do OH(6-2) simulada s pelo modelo no ponto da grade correspondente à Sata entre os dias do ano 192 e 197 de 2004. ....	144
Figura 6.25 – Espectro bidimensional (espaço-tempo) do oxigênio atômico em 90, 95 e 100km de altitude. Os dados são referentes ao intervalo de tempo entre os dias 8 e 18 de julho de 2004 no ponto na grade do modelo mais próximo a Sata. ....	146
Figura 6.26 – Estrutura latitudinal da amplitude da componente de 2-dias com número de onda zonal 3 na razão de mistura do oxigênio atômico calculada pelo modelo. As amplitudes foram estimadas durante o intervalo de tempo no qual a assinatura da onda de 2-dias foi identificada nas medidas experimentais da aeroluminescência em Sata entre 2004 e 2006. ....	148
Figura 6.27 – Amplitudes da componente de 5-dias nas emissões simuladas pelo modelo e identificadas nos pontos da grade mais próximos a Sata (painel esquerdo) e Rikubetsu (painel direito). ....	149
Figura 6.28 – Taxas de emissão volumétrica do OI5577, O <sub>2</sub> b(0-1) e OH(6-2) simuladas pelo modelo entre em abril de 2004 nos pontos correspondentes da grade mais próximos a Sata (painel superior) e Rikubetsu (painel inferior). ....	150
Figura 6.29 – Espectro bidimensional (espaço-tempo) da intensidade das emissões do OI5577(painel esquerdo), O <sub>2</sub> b(0-1), (painel central) e do OH(6-2) (painel direito) simuladas pelo modelo no ponto da grade mais próximo a latitude de Sata calculado em abril de 2005. ....	152

Figura 6.30 – Estrutura latitudinal da componente de 5-dias com número de onda zonal 2 na intensidade das emissões do OI5577 e O2b(0-1) e com número de onda zonal 1 na emissão do OH(6-2) simuladas pelo modelo em abril de 2005. ....	152
Figura 6.31 – Amplitudes da componente de 10-dias nas emissões simuladas pelo modelo e identificadas nos pontos da grade mais próximos a Sata (painel esquerdo) e Rikubetsu (painel direito). ....	153
Figura 6.32 – Intensidades integradas das emissões do OI5577 (painel superior), O2b(0-1) (painel intermediário) e OH(6-2) (painel inferior). O painel esquerdo mostra as intensidades medidas experimentalmente, enquanto o direito mostra as intensidades simuladas pelo modelo. Dados referentes às medidas em Rikubetsu em 2005. A linha contínua vermelha denota o ajuste referente à componente de 10-dias. ....	155
Figura 6.33 – Espectro no espaço-tempo da intensidade das emissões do OI5577(painel esquerdo), O2b(0-1), (painel central) e do OH(6-2) (painel direito) simuladas pelo modelo no ponto da grade mais próximo a Rikubetsu calculadas entre o fim de março e o início de abril de 2005... ..	156
Figura 6.34 – Evolução temporal da onda de 10-dias identificada em março/abril de 2005 na emissão do O2b(0-1) simulada pelo modelo. Os números nos cantos superiores esquerdos de cada quadro denotam o dia do ano. Os pontos vermelhos indicam a localização dos observatórios de Sata e Rikubetsu. ....	157
Figura 6.35 – Estrutura latitudinal da amplitude da onda de 10-dias identificada em março/abril de 2005 na intensidade das emissões simuladas pelo modelo. ....	158
Figura 6.36 – Amplitudes da componente de 16-dias nas emissões simuladas pelo modelo e identificadas nos pontos da grade mais próximos a Sata (painel esquerdo) e Rikubetsu (painel direito). ....	159
Figura 6.37 – Taxas de emissão volumétrica do OI5577, O2b(0-1) e OH(6-2) simuladas pelo modelo entre as metades de outubro e novembro de 2005 no ponto correspondentes à Rikubetsu. ....	160
Figura 6.38 – Espectro no espaço-tempo da intensidade das emissões do OI5577(painel esquerdo), O2b(0-1), (painel central) e do OH(6-2) (painel direito) simuladas pelo modelo no ponto da grade mais próximo a Rikubetsu entre outubro e novembro de 2005. ....	161
Figura 6.39 – Estrutura latitudinal da amplitude da onda de 16-dias na intensidade emissão do O2b(0-1) simuladas pelo modelo e identificada em outubro/novembro de 2005 no ponto da grade mais próximo a Rikubetsu. ....	161
Figura 7.1 – Espectros wavelet da intensidade do O2b(0-1) (painel intermediário) e das componentes zonal (painel superior) e meridional (painel inferior) do vento relativos às medidas em 2005 em Rikubetsu (aeroluminescência) e vento (Wakkanai) na altitude de 90 km. ....	166
Figura 7.2 – Espectro wavelet cruzado das intensidades do O2b(0-1) medida experimentalmente e simulada pelo modelo. Os dados correspondem à Rikubestu em 2005. ....	168

Figura 7.3 – Amplitudes médias das ondas de 2 (painel superior esquerdo), 5 (painel superior direito), 10 (painel inferior esquerdo) e 16-dias (painel inferior direito) identificadas nas medidas experimentais em Sata e Rikubetsu e nas simulações. As barras de erro denotam os desvios-padrão obtidos no cálculo das médias. ....	169
Figura 7.4 – Periodograma de Lomb-Scargle das emissões do OI5577(painel esquerdo), O2b(0-2) (painel intermediário) e do OH(6-2) (painel direito) simuladas pelo modelo entre 08 e 17 de julho de 2004. As linhas pretas representam o espectro original, enquanto as linhas vermelhas representam o espectro recalculado após a supressão das variações de 2 dias no oxigênio atômico. ....	172
Figura 7.5 – Espectro wavelet das emissões do OH(6-2), O2b(0-1) e OI5577 simuladas pelo modelo entre os dias 70 e 120 de 2005 em Rikubetsu originalmente calculadas (painel superior) e recalculadas após a supressão de variações entre 2 e 20 dias no oxigênio atômico (painel inferior).....	174
Figura 7.6 – Fluxo vertical de oxigênio atômico transportado por advecção no ponto da grade do modelo correspondente à Rikubetsu em 2005. Os intervalos dos contornos são $1,0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ para a advecção e $1,0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ para a difusão eddy. ....	179
Figura 7.7 – Fluxo de oxigênio atômico transportado por advecção (painéis esquerdos) e por difusão eddy (painéis direitos) calculados pelo TIME-GCM correspondentes ao dia 24 de Julho de 1992 na latitude de $2,5^\circ \text{N}$ (painéis (a) e (c)) e ao dia 22 de dezembro na latitude de $42,5^\circ \text{N}$ (painéis (b) e (d)). ....	181
Figura 7.8 – Correlação entre as temperaturas médias noturnas do OH(6-2) e O2b(0-1) e suas respectivas intensidades médias noturnas medidas pelo fotômetro em Rikubetsu em 2005. Nos painéis superiores são mostradas as correlações durante as medidas em março/abril quando uma assinatura da onda de 10-dias foi identificada. Nos painéis inferiores têm-se as correlações quando uma assinatura da onda de 16-dias foi identificada em fevereiro/março. Os números nos cantos superiores esquerdos de cada painel indicam os coeficientes de correlação. ....	185
Figura A.1 – Espectro wavelet da intensidade média noturna do OI5577 medida em Rikubetsu entre 2004 e 2006. Retângulos verticais denotam os intervalos de tempo sem observações. As linhas horizontais pontilhadas indicam os períodos de 4, 8 e 12 dias. ....	206
Figura A.2 – Mesmo que a Figura A.1, mas para Sata. ....	207
Figura A.3 – Espectro wavelet da intensidade média noturna do OI5577 medida em Rikubetsu entre 2004 e 2006. Retângulos verticais denotam os intervalos de tempo sem observações. As linhas horizontais pontilhadas indicam os períodos de 4, 8 e 12 dias. ....	208
Figura A.4 – Mesmo que a Figura A.3, mas para Sata. ....	209
Figura A.5 – Espectro wavelet da temperatura rotacional do OH(6-2) medida em Rikubetsu entre 2004 e 2006. Retângulos verticais denotam os intervalos de tempo sem observações. As linhas horizontais pontilhadas indicam os períodos de 4, 8 e 12 dias. ....	210

Figura A.6 – Mesmo que a Figura A.5, mas para Sata. ....	211
Figura A.7 – Espectro wavelet da temperatura rotacional do O2b(0-1) medida em Rikubetsu entre 2004 e 2006. Retângulos verticais denotam os intervalos de tempo sem observações. As linhas horizontais pontilhadas indicam os períodos de 4, 8 e 12 dias.....	212
Figura A.8 – Mesmo que a Figura A.7, mas para Sata. ....	213





## LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
Tabela 2.1 – Características de algumas emissões presentes no espectro do oxigênio molecular. ....	19
Tabela 3.1 – Nomenclatura dos principais modos livres propagantes para oeste na média e alta atmosfera para $h_n = 10,5km$ . ....	43
Tabela 4.1 - Características das linhas de emissão monitoradas pelo fotômetro. ....	57
Tabela 4.2 -Especificações dos radares de Yamagawa e Wakkanai. ....	69
Tabela 5.1 – Conjunto de coeficientes utilizados para calcular as taxas de emissão OI5577 e do O2b(0-1) .....	94



## SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
<b>1 INTRODUÇÃO .....</b>	<b>1</b>
1.1 Estrutura da tese .....	8
<b>2 A AEROLUMINESCÊNCIA .....</b>	<b>11</b>
2.1. Emissões do oxigênio atômico.....	14
2.1.1. Fotoquímica .....	15
2.2. Emissões do oxigênio molecular.....	18
2.2.1. Temperatura rotacional.....	21
2.2.2. Fotoquímica .....	23
2.3. Emissões da hidroxila .....	25
2.3.1. Temperatura rotacional.....	28
2.3.2. Fotoquímica .....	30
<b>3 ONDAS PLANETÁRIAS .....</b>	<b>33</b>
3.1. Teoria das ondas planetárias.....	34
3.2. Propagação vertical das ondas planetárias na média atmosfera.....	44
3.3. A observação das ondas planetárias na atmosfera .....	45
3.3.1. A onda de 2-dias.....	45
3.3.2. A onda de 5-dias.....	47
3.3.3. A onda de 10-dias.....	49
3.3.4. A onda de 16-dias.....	50
3.3.5. A assinatura das ondas planetárias na aeroluminescência .....	52
3.3.6. Pesquisas atuais.....	54
<b>4 INSTRUMENTOS, DADOS E METODOLOGIA.....</b>	<b>55</b>
4.1. O fotômetro .....	56
4.1.1. A configuração ótica .....	58
4.1.2. A calibração do fotômetro .....	60
4.1.3. O espectro sintético .....	64
4.1.4. O processamento dos dados .....	66
4.2. O radar MF.....	67

4.2.1.	Configuração dos radares.....	68
4.2.2.	Técnica de medida da velocidade do vento.....	70
4.3.	O banco de dados e a metodologia de análise.....	70
4.3.1.	Os dados de fotômetro.....	71
4.3.1.1.	O tratamento e a análise dos dados de fotômetro.....	71
4.3.2.	Os dados de radar MF.....	74
4.4.	As técnicas de análise espectral utilizadas.....	76
4.4.1.	O periodograma Lomb-Scargle.....	76
4.4.2.	A transformada wavelet.....	78
4.4.2.1.	O pacote de Torrence e Compo.....	85
<b>5</b>	<b>O MODELO.....</b>	<b>89</b>
5.1.	Estimativa dos constituintes.....	91
5.2.	O cálculo das taxas de emissão a partir da saída do modelo.....	92
5.3.	A análise de dados do modelo.....	97
<b>6</b>	<b>RESULTADOS.....</b>	<b>101</b>
6.1.	Assinatura das ondas planetárias na aeroluminescência.....	101
6.1.1.	A onda de 2-dias.....	112
6.1.2.	A onda de 5-dias.....	118
6.1.3.	A onda de 10-dias.....	121
6.1.4.	A onda de 16-dias.....	124
6.2.	Assinatura das ondas planetárias no vento.....	127
6.2.1.	O vento de fundo.....	128
6.2.2.	Análise espectral do vento.....	131
6.3.	Atividade de ondas planetárias na aeroluminescência simulada pelo modelo.....	137
6.3.1.	A onda de 2-dias no modelo.....	140
6.3.2.	A onda de 5-dias no modelo.....	148
6.3.3.	A onda de 10-dias no modelo.....	152
6.3.4.	A onda de 16-dias no modelo.....	159
<b>7</b>	<b>DISCUSSÕES.....</b>	<b>163</b>

7.1. Variabilidade das ondas planetárias na aeroluminescência, ventos e simulações.....	163
7.2. O que explica a assinatura das ondas planetárias na aeroluminescência?.....	170
7.2.1. Transporte vertical de oxigênio atômico.....	174
7.2.2. Evidências do transporte vertical nas medidas de solo.....	183
<b>8 CONCLUSÕES.....</b>	<b>187</b>
<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....</b>	<b>191</b>
<b>APÊNDICE A – ESPECTROS WAVELET DAS EMISSÕES.....</b>	<b>205</b>
A.1 Espectro wavelet do OI5577.....	206
A.2 Espectro wavelet do OH(6-2) .....	208
A.3 Espectro wavelet da temperatura rotacional do OH.....	210
A.4 Espectro wavelet da temperatura rotacional do O2.....	212



## 1 INTRODUÇÃO

A atmosfera da Terra é uma fonte permanente de radiação, a qual é continuamente emitida por alguns constituintes. As emissões ocorrem em decorrência de processos físico-químicos que deixam as espécies emissoras em estados excitados. As emissões atmosféricas mais conhecidas são aquelas devidas às auroras, que geralmente ocorrem em regiões polares e são visíveis ao olho humano. Porém, adicionalmente às auroras, outro tipo de emissão atmosférica, em geral imperceptível a olho nu, denominada de airglow, ou aeroluminescência, existe e é de especial interesse científico. Diferentemente das auroras, cuja origem está ligada à interação do vento solar com a atmosfera terrestre, a fonte da aeroluminescência está ligada principalmente a reações químicas que ocorrem entre constituintes atmosféricos. Nesse caso, as reações entre os constituintes deixam alguns de seus produtos em estados energéticos excitados. Posteriormente, esse excesso de energia pode ser emitido sob a forma de fótons. Em geral, as emissões são provenientes de camadas com espessuras finitas localizadas em diferentes níveis de altitude. Emissões proeminentes no espectro da aeroluminescência são oriundas da região entre 80 e 100 km de altitude, a MLT (Mesosphere and Lower Thermosphere), e da região-F da ionosfera em torno de 250 km de altitude. As emissões ocorrem em linhas e bandas espectrais, sendo os principais constituintes emissores a hidroxila, o oxigênio atômico e molecular e átomos metálicos como o sódio.

Enquanto as auroras são conhecidas há muito tempo, a aeroluminescência foi descoberta e começou a ser estudada apenas no início do século XX. O trabalho de Chapman (1967) apresenta um apanhado dos fatos históricos que levaram à descoberta da aeroluminescência. Após sua descoberta, as variabilidades temporal e espacial da aeroluminescência e as causas a elas associadas começaram a ser estudadas. Um dos primeiros trabalhos voltados ao estudo da variabilidade da aeroluminescência foi apresentado no artigo de Rayleigh (1928). Nesse artigo o autor apresentou resultados de medidas da

intensidade da aeroluminescência efetuadas na Austrália, na África do Sul e na Inglaterra. Ele aponta a existência de variabilidade anual e semi-anual nas emissões, bem como diferenças entre as amplitudes em função da localização do sítio observacional. Adicionalmente, uma variabilidade associada ao número de manchas solares também foi observada.

A extensão temporal das variabilidades na aeroluminescência estudadas durante as últimas décadas se estende desde os processos associados às ondas de gravidade até variações de longo período, como aquelas relativas à atividade solar e a influências antropogênicas. No que tange aos processos dinâmicos associados a variações de curto período, as ondas de gravidade têm recebido grande atenção. Há uma vasta literatura onde são tratados vários aspectos referentes à interação das ondas de gravidade com as camadas de aeroluminescência e que têm dado suporte à interpretação das observações (WALTERSCHEID et al., 1987; MAKHLOUF et al., 1995; MAKHLOUF et al., 1998; VARGAS et al., 2007; SNIVELY et al., 2010; HUANG et al., 2012). Historicamente, o parâmetro  $\eta$  (Eta) de Krassovsky (KRASSOVSKY, 1972), definido com a razão entre as flutuações na intensidade e na temperatura devidas à passagem de uma onda de gravidade, tem sido utilizado amplamente para estudar o efeito dessas ondas na aeroluminescência, especialmente nas emissões da hidroxila. Exemplos da aplicação da teoria desenvolvida por Krassovsky (1972) podem ser vistos nos trabalhos de Hines et al. (1987), Walterscheid et al. (1987) e Liu et al. (2003). Mais recentemente, o efeito das ondas de gravidade nas emissões aeroluminescentes provenientes da MLT foi estudado por Snively et al. (2010) utilizando simulações numéricas onde modelos fotoquímicos foram associados à dinâmica das ondas de gravidade. Também há estudos que combinam modelagem com observações como, por exemplo, Vargas et al. (2007), que desenvolveram um modelo que descreve a interação das ondas de gravidade com as camadas de emissão e, a partir do qual em conjunto com observações, tornou possível o cálculo do fluxo de momento transportado pelas ondas de gravidade. O estudo das ondas de



gravidade a partir das emissões aeroluminescentes também possibilita a visualização direta das ondas quando as emissões são medidas por imageadores, como ilustrado na Figura 1.1, onde são mostradas imagens da aeroluminescência do OH(6-2) e OI5577. As assinaturas das ondas de gravidade são vistas como estrias nas imagens alternando entre regiões claras e escuras.

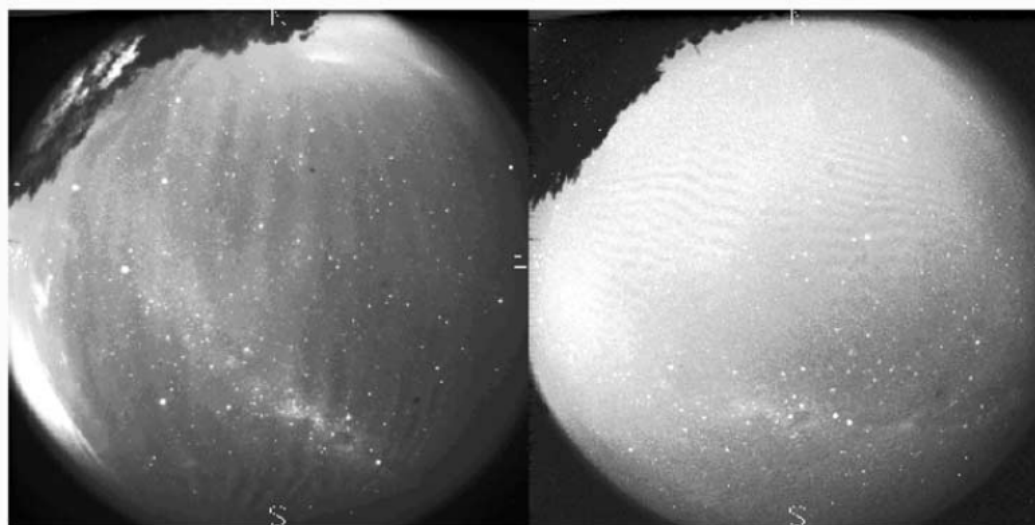


Figura 1.1 – Ondas de gravidade observadas nas camadas de emissão do OH(6-2) (esquerda) e do OI5577 (direita) em Cachoeira Paulista (23°S; 45°O)  
Fonte: Adaptado de Medeiros et al. (2003).

As marés atmosféricas são conhecidas há bastante tempo e seus efeitos na atmosfera têm sido estudados desde então. Os primeiros trabalhos relacionando variações observadas na aeroluminescência às marés atmosféricas datam da década de 1970. Contudo, apenas após o advento das medidas da aeroluminescência feitas por instrumentos instalados a bordo de satélites, uma conexão positiva pode ser estabelecida entre as marés e as variações na aeroluminescência (SHEPHERD et al., 2006). Medidas feitas pelo instrumento WINDII (Wind Image Interferometer) instalado a bordo de satélite UARS (Upper Atmosphere Research Satellite) evidenciaram a clara conexão entre as marés atmosféricas e seus efeitos sobre a aeroluminescência, tanto em médias latitudes (SHEPHERD et al., 1998), quanto na região equatorial

(SHEPHERD et al., 1995). Simulações numéricas também têm sido utilizadas para estudar o efeito das marés sobre a aeroluminescência (YEE et al., 1997); (LIU et al., 2008). A Figura 1.2 mostra a intensidade da emissão do O<sub>2</sub>b(0-0) simulada pelo TIME-GCM (Thermosphere Ionosphere Mesosphere Electrodynamics – General Circulation Model), onde claramente se percebe a influência da maré diurna na região equatorial e na latitude de 30°. Esses trabalhos têm mostrado o papel importante desempenhado pelo transporte vertical de oxigênio atômico no contexto das variações observadas na aeroluminescência e têm fornecido um robusto suporte à interpretação das observações. Liu et al. (2008) mostraram explicitamente que processos de transporte vertical do oxigênio atômico são os principais responsáveis pelas assinaturas das marés atmosféricas na aeroluminescência em médias latitudes e na região equatorial.

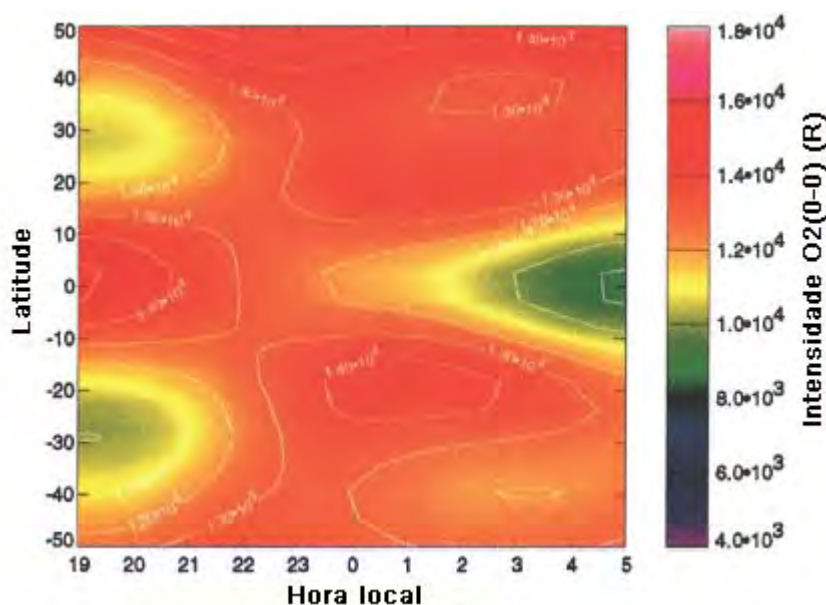


Figura 1.2 – Intensidade da emissão do O<sub>2</sub>b(0-0) simulada pelo TIME-GCM.  
Fonte: Adaptado de Yee et al. (1997).

As variações de alguns dias na aeroluminescência são geralmente atribuídas a ondas de escala planetária. Evidências observacionais da assinatura de ondas planetárias na aeroluminescência têm sido relatadas na literatura científica por alguns pesquisadores. As medidas são realizadas em sua maioria por

instrumentos instalados no solo, porém, medidas feitas por instrumentos a bordo de satélites também têm sido reportadas. Um dos primeiros relatos que associou a variação na escala de dias na aeroluminescência às ondas planetárias foi apresentado por Teitelbaum et al. (1981), que identificaram variações de 2 dias na intensidade da linha verde do oxigênio atômico. As assinaturas da onda de 2-dias foram observadas em medidas conduzidas nos observatórios de Haute Provence (44°N; 5°L) e Granada (37°N; 3°O). A Figura 1.3 reproduz a Figura 4 de Teitelbaum et al. (1981) e mostra a intensidade média diária da linha verde do oxigênio atômico medida nos dois observatórios. Mesmo sendo mostrados os valores médios diários da intensidade da linha verde, variações dia a dia são perceptíveis e evidenciam a possível assinatura da onda de 2-dias na intensidade da emissão.

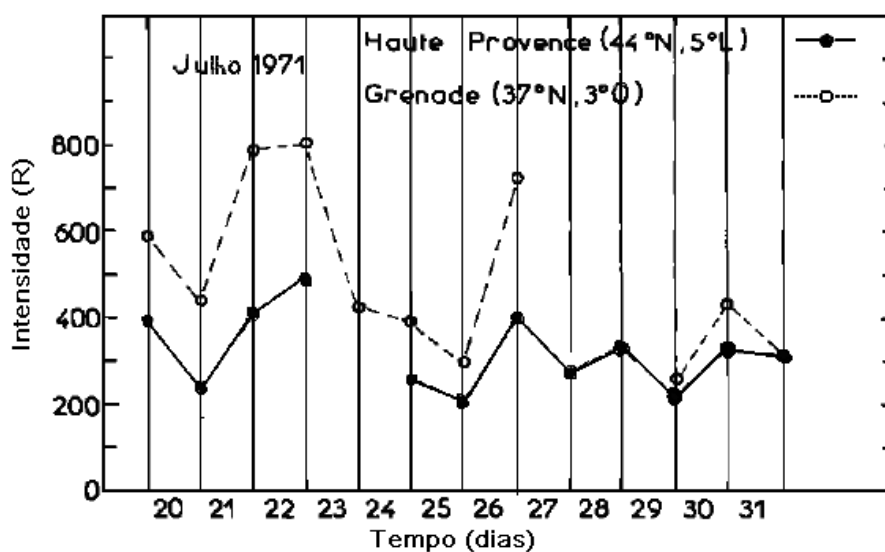


Figura 1.3 – Intensidade média noturna da linha verde do oxigênio atômico medida em julho de 1971 nos observatórios de Haute Provence (círculos fechados) e Granada (círculos abertos).  
Fonte: Adaptado de Teitelbaum et al. (1981)

As medidas da aeroluminescência feitas pelo instrumento WINDII no início da década de 1990 possibilitaram a identificação de estruturas com escalas planetárias nas taxas de emissão (SHEPHERD et al., 1993). Uma relação explícita entre as variações de escala planetária identificadas nas taxas de

emissão da linha verde do oxigênio atômico medida pelo WINDII com componentes específicos de ondas planetárias foi estabelecida por Ward et al. (1997), que estudaram as assinaturas da onda de 2-dias na aeroluminescência. Medidas feitas por instrumentos de solo também têm reportado a presença de estruturas ondulatórias com períodos da ordem de alguns dias nas intensidades das emissões e nas temperaturas rotacionais delas inferidas. Medidas de solo na região ártica mostraram a presença de variações periódicas de 5, 10 e 16 dias nas emissões e nas temperaturas rotacionais, as quais foram atribuídas à presença dos modos normais das ondas planetárias livremente propagantes (SIVJEE et al., 1994; ESPY et al., 1997; ESPY et al., 1996). Variações de alguns dias nas intensidades da aeroluminescência também foram reportadas na região equatorial onde, em adição aos modos normais, existem as ondas de Kelvin. Evidências das assinaturas das ondas de Kelvin ultra-rápidas foram apresentadas por Takahashi et al. (2002) e Buriti et al. (2005). Lopez-Gonzalez et al. (2009) apresentaram um extenso estudo estatístico sobre a ocorrência de assinaturas de ondas planetárias nas intensidades da aeroluminescência da hidroxila e do oxigênio molecular e nas temperaturas rotacionais inferidas dessas emissões. Esse estudo, baseado em 10 anos de medidas, permitiu o estabelecimento de um bom panorama sobre atividade de ondas planetárias na aeroluminescência. As características sazonais da atividade das ondas planetárias de 2, 5, 10 e 16-dias inferida por Lopez-Gonzalez et al. (2009) apresentaram uma boa concordância com aquelas estabelecidas na literatura a partir das medidas de vento.

Se por um lado há vários trabalhos relatando a assinatura de ondas planetárias na aeroluminescência, por outro, poucos estudos têm buscado estudar o assunto através de modelos. Dentre os poucos trabalhos existentes na literatura que avaliaram o efeito das ondas de escala planetária sobre a aeroluminescência tem-se Walterscheid et al. (1995) e Lichstein et al. (2002). Walterscheid et al. (1995) desenvolveram uma teoria para avaliar o efeito das ondas planetárias na aeroluminescência do OH utilizando o parâmetro de

Krassovsky ( $\eta$ ). Entretanto, os resultados são relativos a uma atmosfera isotérmica, invíscida e sem vento. Lichstein et al. (2002) conseguiram demonstrar através de um modelo químico-dinâmico que as variações de aproximadamente 3,5 dias observadas nas taxas de emissão e na temperatura rotacional do OH(6-2) por Takahashi et al. (2002) em São João do Cariri (7,4°S; 36°O) durante junho de 1998 eram consistentes com a interpretação de uma onda de Kelvin ultra-rápida. Porém, além da utilização de um modelo unidimensional, o estudo se restringiu apenas à região equatorial e à onda de Kelvin.

As variações provocadas pelas ondas atmosféricas na intensidade das emissões geralmente estão ligadas às perturbações induzidas pelas ondas nos constituintes envolvidos na produção da aeroluminescência e na temperatura da atmosfera neutra, a qual influencia os coeficientes cinéticos das reações que produzem a aeroluminescência. No caso das ondas planetárias, embora sua climatologia na MLT seja relativamente bem estudada e conhecida, sua influência, especialmente aquelas com períodos mais longos, sobre os constituintes atmosféricos, como oxigênio atômico, não é bem conhecida. Os resultados obtidos para as marés atmosféricas demonstram a importância de se combinar medidas experimentais com simulações numéricas no sentido de interpretar as observações e desvendar os mecanismos responsáveis pelas variações observadas na aeroluminescência. Nesse ponto, a utilização de modelos completos da atmosfera e que têm incorporados a si processos físicos realísticos é de fundamental importância para interpretação dos resultados experimentais.

Dado que as assinaturas das ondas planetárias na aeroluminescência parecem ser um aspecto recorrente e que estas induzem variações consideráveis na intensidade das emissões, como mostram as observações, a pouca discussão sobre esse fenômeno, especialmente baseada em modelagem, é um pouco surpreendente. Evidências observacionais apresentadas por Ward et al. (1997) mostram que o transporte vertical de oxigênio atômico por advecção é o

principal responsável pelas variações de 2 dias observadas na taxa de emissão do oxigênio atômico medida pelo WINDII. Contudo, não há evidências explícitas, tanto observacionais quanto baseadas em modelos, que indiquem a validade do mecanismo proposto por Ward et al. (1997) (para a onda de 2-dias) para as ondas com período mais longo (5, 10, e 16-dias). Ward et al. (1997) ressaltam que, para ondas com períodos mais longos, a advecção vertical pode não ser o principal mecanismo responsável pelas assinaturas das ondas planetárias na aeroluminescência.

O objetivo deste trabalho, portanto, consiste em estudar o efeito das ondas planetárias na aeroluminescência, de forma que os mecanismos que provocam a assinaturas dessas ondas na intensidade das emissões sejam identificados. Para atingir este objetivo foram utilizadas medidas experimentais da intensidade OH(6-2), O2b(0-1) e OI5577, bem com das temperaturas rotacionais do OH(6-2) e O2b(0-1), obtidas por dois fotômetros instalados nos observatórios japoneses de Sata (31,0°N; 130,7°L) e Rikubetsu (43,5°N; 143,8°L) em conjunto com simulações numéricas feitas com o modelo de circulação geral da atmosfera da Universidade de Kyushu, Japão. Adicionalmente, medidas de ventos, obtidas em dois sítios observacionais próximos aos sítios de medidas da aeroluminescência, Yamagawa (31,2°N, 130°L) e Wakkanai (45,4°; 141,7°L), também foram utilizadas.

## **1.1 Estrutura da tese**

Visando alcançar os objetivos propostos, esta tese foi estruturada da seguinte forma:

No Capítulo 2 são abordados os aspectos relativos às emissões atmosféricas, onde são apresentadas as características de cada emissão estudada, bem como alguns fatos históricos sobre o estudo dessas emissões.

No Capítulo 3 a teoria das ondas planetárias é apresentada. São abordados aspectos observacionais dessas ondas na MLT a partir de medidas de vento e de aeroluminescência.

No Capítulo 4 são apresentadas as características dos instrumentos utilizados para medir as intensidades das emissões e os ventos na MLT. Nesse capítulo é descrito o conjunto de dados produzido pelos instrumentos, bem como a metodologia de análise de cada conjunto de dados e as técnicas utilizadas para analisá-los.

No Capítulo 5 são apresentadas as principais características modelo de circulação geral da atmosfera da Universidade de Kyushu. Também é mostrado como as taxas de emissão de cada emissão são calculadas utilizando-se as saídas do modelo. Por fim, a técnica de análise espectral utilizada para extrair componentes específicas das ondas planetárias das simulações é descrita.

No Capítulo 6 são apresentados os resultados do trabalho. Os resultados são mostrados da seguinte forma. Inicialmente é mostrada a atividade de ondas planetária na aeroluminescência e suas características. Em seguida, a atividade de ondas planetárias nas medidas de vento é apresentada. Por fim, a atividade e as características das ondas assinaturas das ondas planetárias nas simulações feitas com o modelo são apresentadas.

No Capítulo 7 são apresentadas as discussões dos resultados descritos no Capítulo 6. Nesse capítulo são discutidos os mecanismos que explicam as variações observadas na aeroluminescência devido à passagem das ondas planetárias pelas camadas de emissão.

No Capítulo 8 são apresentadas as principais conclusões alcançadas ao fim do trabalho. Também são sugeridos possíveis trabalhos futuros.





## 2 A AEROLUMINESCÊNCIA

A alta atmosfera terrestre é uma fonte permanente de fótons emitidos por átomos e moléculas em consequência de processos físico-químicos que os deixam em estados energéticos excitados. A emissão de radiação (fótons) ocorre quando essas espécies excitadas retornam aos seus estados energéticos inferiores. Denomina-se airglow, ou aeroluminescência, ou ainda luminescência atmosférica, a radiação óptica, amorfa emitida continuamente pela atmosfera de um planeta, cujo espectro se estende desde o ultravioleta distante até o infravermelho próximo, excluindo-se a radiação térmica emitida no infravermelho longo (CHAMBERLAIN, 1978). Dentre os processos físico-químicos responsáveis pelas emissões da aeroluminescência, destacam-se: a ressonância, a fluorescência, a fotoionização, a fotodissociação, as colisões inelásticas entre átomos e moléculas, a excitação por raios cósmicos e a quimiluminescência. A incidência ou não da radiação solar sobre a atmosfera define os processos responsáveis pela excitação das espécies emissoras. Quando a radiação solar incide diretamente sobre a atmosfera a ressonância, a fluorescência, a fotoionização e a fotodissociação são os principais responsáveis pela excitação das espécies emissoras. Por outro lado, na ausência da radiação solar, a quimiluminescência é a principal fonte de excitação. Neste caso, reações exotérmicas envolvendo constituintes minoritários fornecem a energia necessária à excitação das espécies emissoras. Costuma-se classificar a aeroluminescência de acordo com ângulo zenital do Sol em: aeroluminescência diurna ou dayglow quando o Sol está acima da linha do horizonte; aeroluminescência crepuscular ou twilightglow quando o Sol está abaixo da linha do horizonte, porém ainda ilumina a região de onde são oriundas as emissões, e aeroluminescência noturna ou nightglow quando a atmosfera não é iluminada pela radiação solar. Em geral, as medidas da aeroluminescência ocorrem no período noturno uma vez que, a presença da radiação solar direta contamina o espectro de emissão e dificulta sua detecção.

Em virtude disso, no decorrer da tese, o termo aeroluminescência referir-se-á às medidas noturnas dessa radiação.

As emissões da aeroluminescência ocorrem em linhas e bandas espectrais, sendo o oxigênio atômico e molecular, a hidroxila e átomos metálicos como o sódio, os principais responsáveis pelas emissões. Essas emissões são oriundas principalmente da região da mesosfera e baixa termosfera (MLT) (80-100 km) e da termosfera (200-300 km). Na MLT as bandas do radical hidroxila (OH) e do oxigênio molecular (O<sub>2</sub>), juntamente com as linhas verde do oxigênio atômico (OI 557,7nm) e amarela do sódio (NaD 589.0 e 589.6 nm) são as emissões mais estudadas. Na termosfera, são importantes as emissões do oxigênio atômico nas linhas verde (OI 557,7nm), vermelha (OI 630,0nm), infravermelha (OI 777,4nm) e ultravioleta (OI 135,6nm). Na Figura 2.1 é mostrado um espectro da aeroluminescência obtida experimentalmente por Johnston et al. (1993) no observatório Mount Lemon da Universidade do Arizona (32,4°N; 111,8°O). Nesse espectro é possível identificar a presença das linhas espectrais referentes às emissões citadas anteriormente. Destacam-se aqui as várias emissões devidas à hidroxila, conhecidas como bandas de Meinel que se estendem desde o fim do espectro visível até o infravermelho próximo.

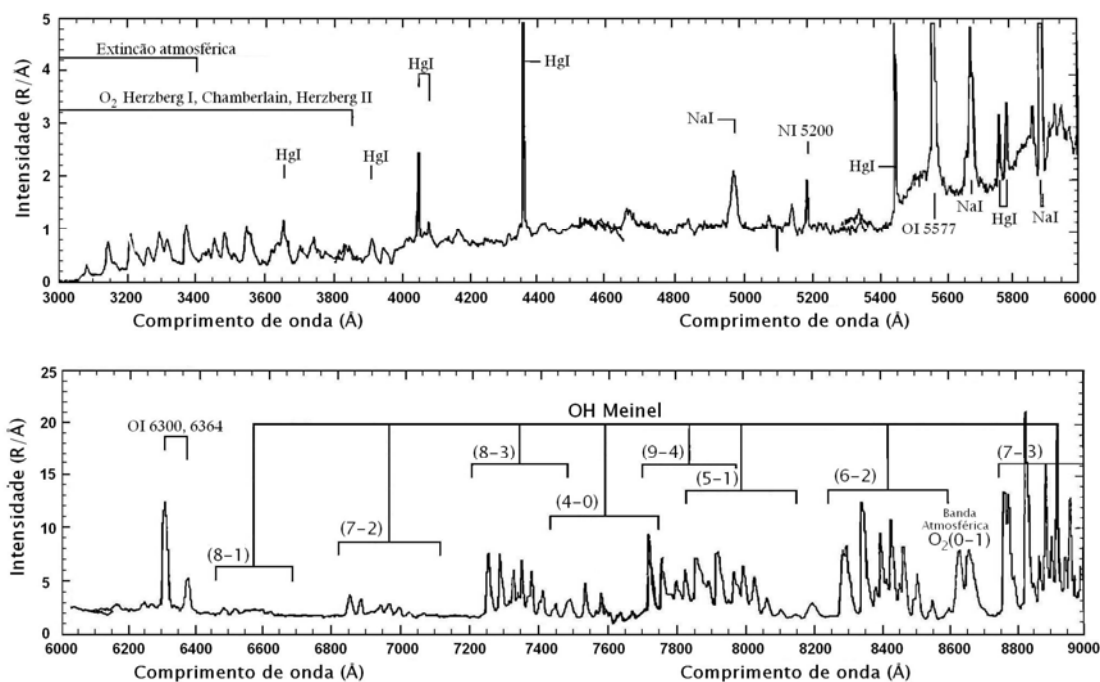


Figura 2.1 – Espectro noturno da aeroluminescência medido em 16 de março de 1991 obtido por um espectrógrafo com após uma exposição efetiva de 6,5 horas.

Fonte: Johnston et al. (1993).

Gomes (2009), baseado no trabalho Chapman (1967), fez um apanhado dos fatos históricos relativos às primeiras observações da aeroluminescência no início do século passado, os quais levaram à identificação das emissões. Como apontado por Gomes (2009), a aeroluminescência inicialmente foi confundida com emissões aurorais, pois, certas emissões, como as linhas verde e vermelha do oxigênio atômico, estão presentes tanto no espectro auroral quanto no espectro da aeroluminescência. Além do mais, as primeiras observações da aeroluminescência se deram em médias e altas latitudes, onde as emissões aurorais são normalmente observadas. Porém, posteriormente, percebeu-se que certas emissões eram observáveis mesmo quando a aurora não estava presente. Então, notou-se que as emissões observadas deveriam ser devidas à luminescência da própria atmosfera.

As emissões estudadas neste trabalho são aquelas provenientes da região da MLT, devidas ao oxigênio atômico e molecular e à hidroxila. É geralmente

aceito que a fonte de energia da aeroluminescência são reações químicas envolvendo o oxigênio atômico em seu estado fundamental ( $O(^3P)$ ), que é produzido pela fotodissociação do oxigênio molecular pela radiação ultravioleta na termosfera e que se difunde para a baixa termosfera e mesosfera. Uma vez alcançando essa região, o oxigênio atômico reage para produzir as emissões do  $O_2$  e OI5577 de um lado e, do outro, reage para produzir o OH (JOHNSTON et al., 1993). Dessa forma, nas seções a seguir, serão apresentadas as principais características dessas emissões.

## 2.1. Emissões do oxigênio atômico

O oxigênio atômico, como será mostrado mais adiante, tem um papel fundamental na fotoquímica da aeroluminescência. Na atmosfera terrestre, as emissões da aeroluminescência devidas a esse constituinte ocorrem em várias linhas espectrais em decorrência de transições eletrônicas experimentadas pelo átomo em seu estado neutro. Na Figura 2.2 é apresentado um diagrama que mostra possíveis transições do oxigênio atômico e os comprimentos de onda (em Angstroms) a elas associados, bem como as energias acima do estado fundamental. As principais emissões utilizadas no estudo da alta atmosfera, tanto neutra quanto ionizada, são aquelas nas quais as transições ocorrem nos seguintes comprimentos de onda: 135,6nm, 630,0nm, 777,4nm e 557,7nm. As três primeiras são bastante utilizadas no estudo da ionosfera uma vez que seus mecanismos de produção envolvem as recombinações dissociativa e radiativa, onde íons e elétrons tomam parte nos processos de excitação e relaxamento das espécies emissoras. No caso da linha verde em 557,7nm (OI5577), a emissão ocorre em duas altitudes distintas. Uma, menos intensa, provém da região-F da ionosfera e a outra, mais intensa, provém da região da MLT.

A emissão na linha verde ocorre quando um elétron experimenta transição do estado eletrônico  $O(^1S_0)$  para o estado  $O(^1D_2)$ . Essa transição é proibida pelas regras de seleção de dipolo elétrico, com isso, essa espécie apresenta

um tempo de vida radiativa relativamente longo, em torno de 0,74s (Tillu, 1973). Na região da MLT a distribuição vertical do OI5577 apresenta um pico de emissão em torno de 97 km de altitude (MCDADE, 1998) e uma intensidade zenital em torno de 200 R (1R=1 Rayleigh, equivale à emissão de  $10^6$  fótons.cm<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>/coluna).

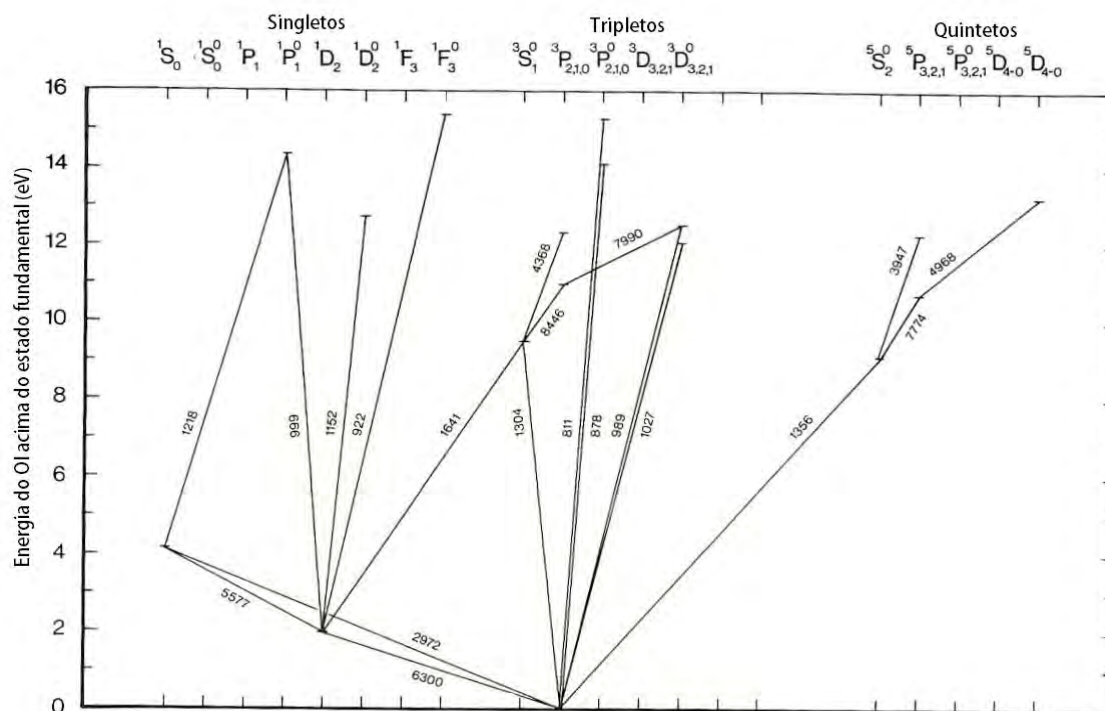
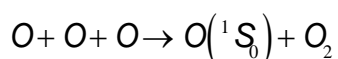


Figura 2.2 – Diagrama dos níveis de energia do oxigênio atômico (OI)  
Fonte: Adaptada de Rees (1989).

### 2.1.1. Fotoquímica

Inicialmente, acreditava-se que o oxigênio atômico era levado ao estado excitado  $O(^1S_0)$  diretamente pela reação de três corpos que fora proposta por Chapman (1931):



Porém, posteriormente, Barth (1961) propôs outro mecanismo de excitação, que é amplamente aceito atualmente, onde a transferência de energia ocorre em duas etapas. Inicialmente, uma reação envolvendo dois átomos de oxigênio no estado fundamental e um terceiro corpo resulta na formação de um estado excitado do oxigênio molecular, o qual reage com um átomo de oxigênio atômico, resultando a produção do estado excitado  $O(^1S)$ . As reações a seguir descrevem o mecanismo de duas etapas proposto por Barth (1961):



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  $O_2$ ).

Um tratamento completo da fotoquímica das emissões aeroluminescentes deve incluir todos os processos de produção e perda da espécie emissora. Como descrito acima, a produção do estado excitado  $O(^1S_0)$  na mesopausa se deve às reações:



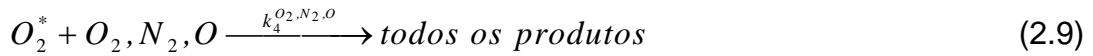
onde  $\beta k_1$  e  $\delta k_4^O$  são as constantes das reações.

Os processos de perda incluem a desexcitação por colisão (quenching) e o relaxamento radiativo:



onde  $k_5$  é o coeficiente da reação e  $A_5$  e  $A_6$  são os coeficientes de Einstein para as transições.

Tendo em vista a presença do estado excitado precursor  $O_2^*$ , deve-se também levar em conta a produção e perda dessa espécie. A produção ocorre pela recombinação do oxigênio atômico envolvendo um terceiro corpo (reação 2.4). Por outro lado, a perda é devida, além da transferência de energia para o  $O(^1S_0)$  (reação 2.5), à desexcitação por colisão e ao relaxamento radiativo, como segue:



onde  $k_4^{O_2, N_2, O}$  representa os coeficientes das reações com  $O_2$ ,  $N_2$  e  $O$  e  $A_4$  é o coeficiente de Einstein para transição.

Considerando o equilíbrio fotoquímico (produção=perda), a taxa de emissão volumétrica pode ser expressa da seguinte forma:

$$V_{OI5577} = A_5 \frac{\delta k_4^O \beta k_1 [O]^3 [M]}{(A_6 + k_5 [O_2]) (k_4^{O_2} [O_2] + k_4^{N_2} [N_2] + k_4^O [O] + A_4)}. \quad (2.11)$$

A expressão da Equação (2.11), na prática, é pouco utilizada para calcular a taxa de emissão do OI5577, pois nem todos os coeficientes das reações são conhecidos, especialmente aqueles relativos ao estado excitado precursor

(O\*2). Para contornar essa situação McDade et al. (1986), em experimentos da campanha ETON (GREER et al., 1986), reescreveu o denominador da Equação 2.11 transformando seus termos em incógnitas. A ideia consiste em reunir os coeficientes desconhecidos e determiná-los em função de quantidades possíveis de se medir. Nesse caso, é possível medir, a partir de sondagens com foguetes, a taxa de emissão volumétrica, a concentração de oxigênio atômico e a temperatura. Com isso, McDade et al. (1986) conseguiram, além de validar o mecanismo de Barth, obter os coeficientes necessários para calcular a taxa de emissão volumétrica a partir das concentrações das espécies envolvidas e da temperatura da atmosfera. A expressão obtida por McDade et al. (1986) foi a seguinte:

$$V_{O_{15577}} = \frac{A_3 k_1 [O]^3 ([N_2] + [O])}{(A_6 + k_5 [O_2]) (C'_{O_2} [O_2] + C'_O [O])}, \quad (2.12)$$

onde  $C'_{O_2}$  e  $C'_O$  são as constantes determinadas por McDade et al. (1986), cujos valores numéricos são, respectivamente, 15 e 211.

## 2.2. Emissões do oxigênio molecular

O oxigênio molecular é responsável por várias emissões no espectro da aeroluminescência. O espectro de emissão se estende desde o ultravioleta até o infravermelho. Além das transições eletrônicas, por se tratar de uma molécula, a vibração e rotação dos núcleos em relação ao eixo que os une, confere a essa espécie a possibilidade de transições rotacionais e vibracionais. Isso significa que a energia que pode ser emitida pela molécula, quando esta experimenta uma transição entre estados quânticos distintos, é a soma da energia envolvida nas transições eletrônicas, vibracionais e rotacionais. Dentro de uma transição eletrônica estão várias transições vibracionais, dentro das quais, por sua vez, estão associadas várias transições rotacionais. A hierarquia energética das transições se dá de tal forma que, a energia referente a uma transição eletrônica é maior que aquela referente a uma transição vibracional



que, por sua vez, é mais elevada que a energia relativa a uma transição rotacional.

Na Tabela 2.1 são apresentadas algumas características das emissões devidas ao oxigênio molecular presentes no espectro da aeroluminescência. Já na Figura 2.3 é mostrado um esquema dos níveis eletrônicos de energia associados a várias transições do oxigênio molecular.

Tabela 2.1 – Características de algumas emissões presentes no espectro do oxigênio molecular.

Transição	Nomenclatura	Comprimento de onda	Altitude do pico
$O_2 (A^3\Sigma_u^+ - X^3\Sigma_g^-)$	Herzberg I	250,0-400,0 nm	97km
$O_2 (A^3\Delta_u - a^1\Delta_g)$	Chamberlain	300,0-450,0 nm	97km
$O_2 (c^1\Sigma_u^- - X^3\Sigma_g^-)$	Herzberg II	250,0-400,0 nm	97km
$O_2 (b^1\Sigma_g^+ - X^3\Sigma_g^-)$	Atmosférico	761,9 e 864,5 nm	94km
$O_2 (a^1\Delta_u - X^3\Sigma_g^-)$	Infravermelho atmosférico	1,27 e 1,57 $\mu\text{m}$	90km

Fonte: Adaptada de McDade (1998).

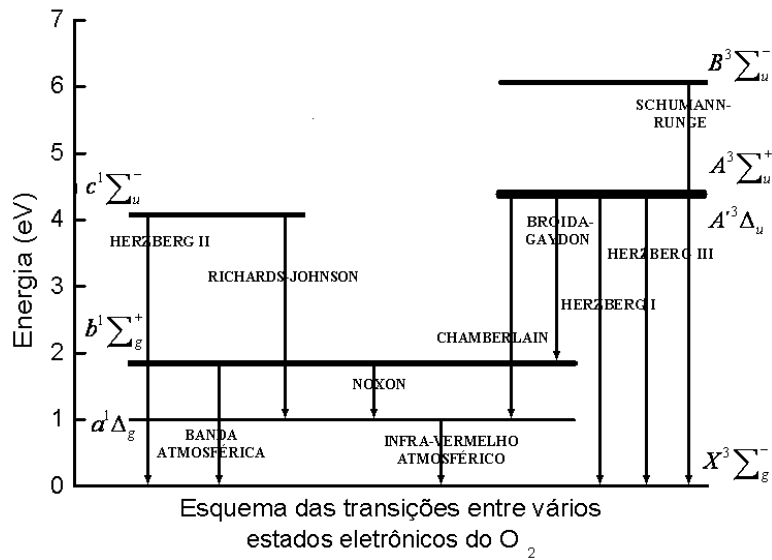


Figura 2.3 – Esquema das transições entre vários estados eletrônicos do oxigênio molecular.  
 Fonte: Adaptada de Khomich et al. (2008).

A energia total da molécula, numa primeira aproximação, é dada pela soma das energias eletrônica, vibracional e rotacional. Assim, a energia envolvida numa transição pode ser expressa da seguinte forma:

$$\sigma = \sigma_e + [G(\nu') - G(\nu'')] + [F(J') - f(J'')], \quad (2.13)$$

onde  $\sigma$  é a energia total envolvida na transição,  $\sigma_e$  é diferença de energia entre os estados eletrônicos,  $G(\nu')$  e  $G(\nu'')$  são, respectivamente, as energias vibracionais dos estados inicial e final e  $F(J')$  e  $f(J'')$  são, respectivamente as energias rotacionais dos estados inicial e final, com  $\nu$  e  $J$  correspondendo, respectivamente ao número quânticos vibracional e ao momento angular total da molécula.

De particular importância para a aeroluminescência mesosférica, as emissões do sistema atmosférico do oxigênio ocorrem quando há uma transição entre os estados eletrônicos  $b^1\Sigma_g^+ \rightarrow X^3\Sigma_g^-$ . Essa transição eletrônica é acompanhada

por várias transições vibracionais, dentre as quais as bandas ( $\nu' = 0 \rightarrow \nu'' = 0$ ) e ( $\nu' = 0 \rightarrow \nu'' = 1$ ) centradas nos comprimentos de onda de 761,9nm e 864,5nm, respectivamente, destacam-se. Essas transições denotam, respectivamente, que ocorreu uma transição do nível vibracional  $\nu' = 0$  dentro do estado eletrônico  $b^1\Sigma_g^+$  para o nível vibracional  $\nu'' = 0$  dentro do estado eletrônico  $X^3\Sigma_g^-$  e uma transição do nível vibracional  $\nu' = 0$  dentro do estado eletrônico  $b^1\Sigma_g^+$  para o nível vibracional  $\nu'' = 1$  dentro do estado eletrônico  $X^3\Sigma_g^-$ . A primeira é geralmente medida por instrumentos instalados a bordo de foguetes, uma vez que é fortemente absorvida na baixa atmosfera. A segunda, cuja intensidade é cerca de 17 vezes menor, não experimenta absorção no corpo da atmosfera e pode ser medida do solo.

### 2.2.1. Temperatura rotacional

A temperatura da atmosfera neutra na região de emissão da aeroluminescência tem sido monitorada a partir de medições do espectro emitido por moléculas como o oxigênio, mais especificamente, a partir do espectro rotacional da molécula. Ao espectro rotacional de emissão da molécula associa-se uma temperatura, denominada de temperatura rotacional, a qual, dependendo das condições nas quais a molécula emissora se encontra, pode refletir a temperatura do ambiente que a cerca. A ideia básica para se estimar a temperatura rotacional da molécula consiste em comparar a intensidade do espectro teórico da molécula com as medidas experimentais. Considerando as transições do sistema atmosférico do oxigênio molecular, a intensidade espectroscópica de uma dada linha rotacional, considerando-se um a distribuição de Maxwell- Boltzmann, pode ser expressa da seguinte forma:

$$I(J', \nu', {}^1\Sigma \rightarrow J'', \nu'', {}^3\Sigma) = \frac{C_\nu \sigma^3}{Q_r} S(J', J'') e^{-\frac{hc}{k_B T} F(J', \nu', {}^1\Sigma)}, \quad (2.14)$$

onde

$F(J', \nu'; \Sigma)$  é o termo de energia rotacional;

$S(J', J'')$  é um termo relacionado aos fatores de Hönl-London<sup>1</sup>

$C_{\nu'}$  é a população no estado  $\nu' = 0$ ;

$T$  é a temperatura rotacional,  $h$  é a constante de Planck,  $k_B$  é a constante de Boltzmann e  $c$  é a velocidade da luz.

A Equação (2.14) mostra que a intensidade de uma dada linha rotacional depende da temperatura rotacional da molécula. Então, determinando-se o espectro teórico da banda a partir da Equação (2.13) e conhecendo-se os outros fatores envolvidos na Equação (2.14), é possível especificar a intensidade das linhas rotacionais em termos da temperatura rotacional da molécula teoricamente. Dessa forma, sabendo-se como a intensidade teórica das linhas varia em função da temperatura rotacional e, medindo-se experimentalmente a intensidade de algumas linhas rotacionais da molécula, é possível determinar a temperatura rotacional. Na prática, é necessário se medir pelo menos duas linhas rotacionais para determinar a temperatura rotacional da molécula. No Capítulo 4 será mostrado o procedimento experimental utilizado para determinar a temperatura rotacional do  $O_2 b^1 \Sigma_g^+(0-1)$ . A Figura 2.4 mostra o espectro teórico da banda  $O_2 b^1 \Sigma_g^+(0-1)$ . As intensidades das linhas rotacionais da molécula correspondem à temperatura de 200K. O

---

<sup>1</sup> Os fatores de Hönl-London indicam como a energia total de uma transição está distribuída entre os ramos rotacionais.

espectro apresentado na Figura 2.4 foi calculado seguindo a formulação de Meinel (1950a) com as constantes moleculares de Krupenie (1972). A temperatura rotacional da molécula reflete a temperatura da atmosfera neutra na altura da camada de emissão porque, devido ao longo tempo de vida radiativa da molécula (~12 segundos), a relaxação rotacional tem tempo suficiente para completar-se (KHOMICH et al., 2008). O tempo de vida radiativa longo permite que a molécula entre em equilíbrio térmico com o ambiente através de sucessivas colisões antes de emitir. Essa situação se verifica na região da MLT devido à baixa densidade atmosférica nessa região.

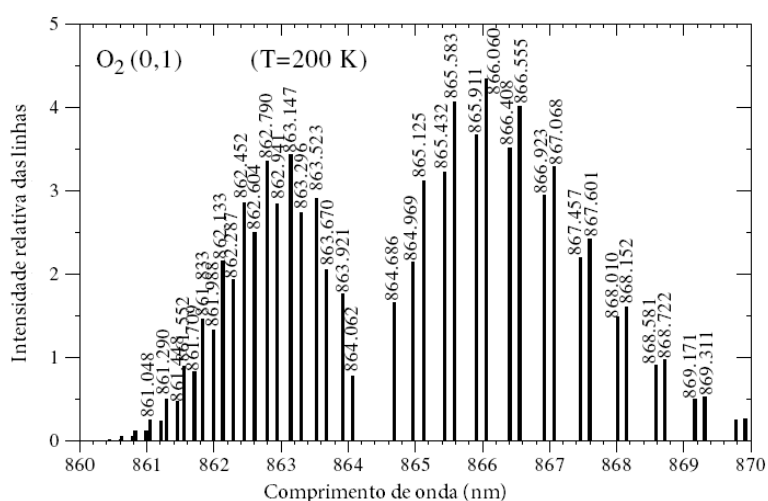


Figura 2.4 – Intensidades relativas das linhas rotacionais da banda  $O_2 b^1\Sigma_g^+(0-1)$  a temperatura de 200 K.  
 Fonte: Adaptada de Shiohawa et al. (2007).

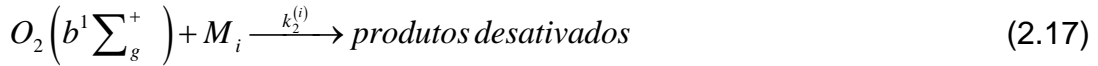
### 2.2.2. Fotoquímica

O processo de produção do estado excitado  $O_2 b^1\Sigma_g^+$  é semelhante àquele que produz  $O(^1S)$ , 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 OI577 a energia é transferida para o oxigênio atômico, enquanto que na banda do sistema atmosférico a energia é transferida para o oxigênio molecular. As reações

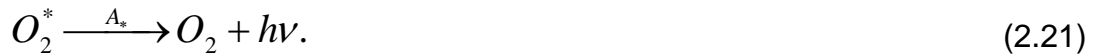
abaixo mostram o esquema de produção do  $O_2 b^1 \Sigma_g^+$  como resultado do mecanismo de transferência de Barth (1961):



A perda do  $O_2 b^1 \Sigma_g^+$ , à semelhança do que ocorre com o OI5577, dá-se por desativação colisional e por relaxamento radiativo, como denotam as reações a seguir:



Os mesmos processos desativam o estado precursor  $O_2^*$ :



Considerando as condições de equilíbrio fotoquímico, a taxa de emissão volumétrica do  $O_2 b^1 \Sigma_g^+$  pode ser expressa da seguinte forma:

$$V_{O_2(b^1 \Sigma_g^+)} = A_4 \frac{\gamma k_*^{(2)} \alpha k_1 [O]^2 [O_2] [M]}{\left( A_5 + k_2^{(i)} \sum_i [M_i] \right) \left( A_* + k_*^{(i)} \sum_i [M_i] \right)}. \quad (2.22)$$

Analogamente ao caso do OI5577, os coeficientes relativos ao estado precursor foram determinados a partir dos experimentos realizados durante a campanha ETON por McDade et al. (1986). Com isso, a taxa de emissão volumétrica pode ser expressa da seguinte forma:

$$VO_2 = \frac{A_1 k_1 [O_2] [O]^{-2} ([N_2] + [O])}{(A_2 + k_2^{O_2} [O_2] + k_2^{N_2} [N_2]) (C_{O_2} [O_2] + C_o [O])}, \quad (2.23)$$

onde  $C_{O_2}$  e  $C_o$  são as constantes determinadas por McDade et al. (1986), cujos valores numéricos são, respectivamente, 33 e 7,5.

### 2.3. Emissões da hidroxila

O radical hidroxila é responsável por várias bandas de emissão no espectro da aeroluminescência, ocupando um amplo intervalo no espectro, como pode ser observado na Figura 2.1. A intensidade integrada das bandas de Meinel é a mais elevada no espectro da aeroluminescência, cujos valores estão entre 1 e 3 MR (MCDADE, 1998). O pico de emissão ocorre em torno de 87 km (BAKER et al., 1988). Essas bandas foram descobertas por Meinel (1950b) e, em sua homenagem, foram denominadas de bandas de Meinel. Elas são devidas a transições vibra-rotacionais que ocorrem no estado eletrônico fundamental  $X^2\Pi$ . Isso significa que associadas a transições entre níveis vibracionais distintos, várias linhas rotacionais são emitidas. A Figura 2.5 mostra a curva de energia potencial do OH no estado eletrônico fundamental. Nesse caso, a energia vibracional da molécula é descrita em termos do oscilador anarmônico. O estado quântico da molécula é determinado através da especificação dos números quânticos vibracionais  $v$  e rotacionais  $J$ , os quais obedecem às seguintes regras de seleção:  $\Delta v = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \pm 4, \dots$  e  $\Delta J = -1, 0, +1$ .

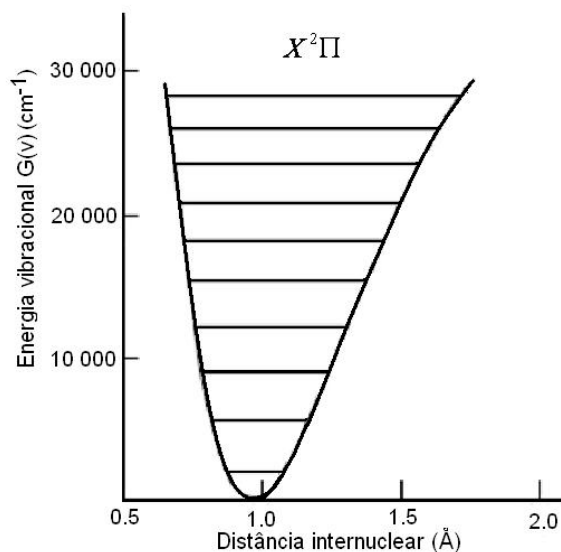


Figura 2.5 – Curva de energia potencial do estado fundamental da hidroxila  
 Fonte: Adaptada de Khomich et al. (2008).

A regra de seleção para o momento angular total,  $J$ , dá origem a três ramos:

$$\Delta J = +1 \rightarrow \text{Ramo } P$$

$$\Delta J = 0 \rightarrow \text{Ramo } Q$$

$$\Delta J = -1 \rightarrow \text{Ramo } R$$

Por efeitos de desacoplamento do spin em relação ao eixo internuclear, o estado eletrônico fundamental sofre um desdobramento que resulta em dois estados de spin relativos ao estado eletrônico fundamental. Dessa forma, o estado fundamental do OH é mais precisamente especificado como  $OH(X^2\Pi_{1/2})$  e  $OH(X^2\Pi_{3/2})$ . A Figura 2.6 mostra uma representação esquemática das linhas rotacionais do OH associadas à transição vibracional entre os estados  $\nu'$  e  $\nu''$ , associados aos dois estados de spin da molécula no estado eletrônico fundamental (1/2 e 3/2). A nomenclatura das linhas rotacionais se dá seguinte forma: a letra, (P, Q ou R) indica a variação do momento angular total  $J$  entre os estados vibracionais superior e inferior com base nas regras de seleção do momento angular citadas anteriormente; o subscrito (1 ou 2) indica a qual estado de spin corresponde a transição, onde o número 1 denota uma transição dentro do estado de spin 3/2 enquanto o



número 2 denota uma transição dentro do estado de spin  $1/2$ ; por fim, o número entre parênteses indica o nível do estado rotacional final. Assim, tomando-se com exemplo a linha P1(4) da banda OH(6-2), é possível inferir que a transição vibracional ocorre entre os estados  $\nu'=6$  e  $\nu''=2$  e que a transição rotacional ocorre dentro do estado de spin  $3/2$  com variação do momento angular total de +1 para o quarto nível do momento angular total do estado vibracional inferior. Então, sabendo-se que o momento angular total do nível mais baixo é  $3/2$ , concluí-se que a transição ocorreu do estado com momento angular total  $7/2$  para o estado cujo momento angular total é  $9/2$ .

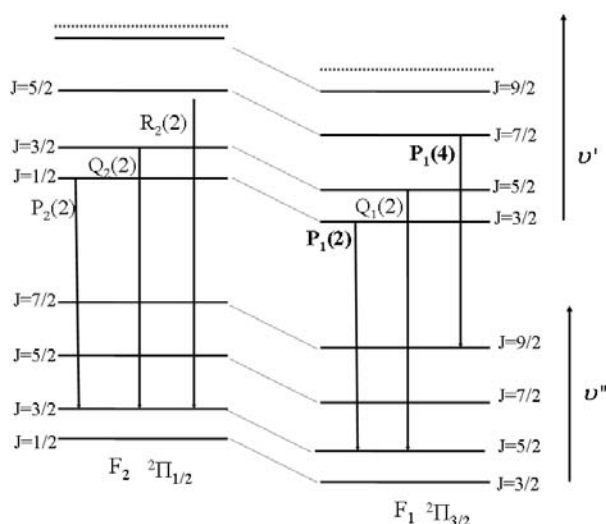


Figura 2.6 – Representação esquemática de algumas transições correspondentes a linhas rotacionais do OH.

A energia total da molécula no estado eletrônico fundamental é a soma das energias vibracional e rotacional correspondentes a cada um dos dois estados de spin.

$$GF_i(\nu, J) = G(\nu) + F_i(J, \nu), \quad (2.24)$$

onde  $GF_i(\nu, J)$  é energia total,  $G(\nu)$  é a energia vibracional e  $F_i(J, \nu)$  é a energia rotacional associada a cada estado de spin  $(i = 1/2, 3/2)$ .

Uma vez conhecidos os termos de energia vibracional e rotacional, a partir da Equação (2.24) é determinado o espectro teórico de uma dada banda de emissão da hidroxila. O espectro teórico de emissão, como será mostrado a seguir, é de fundamental importância para a determinação da temperatura rotacional da molécula.

### 2.3.1. Temperatura rotacional

Semelhante à emissão do  $O_2b^1\Sigma_g^+$ , a partir do espectro emitido pela hidroxila também é possível obter a temperatura rotacional da molécula através de procedimento semelhante àquele aplicado ao oxigênio molecular. A intensidade espectroscópica de uma dada linha rotacional pode ser expressa da seguinte forma:

$$I(J', \nu', i' \rightarrow J'', \nu'', i'') = N_{\nu'} A(J', \nu', i' \rightarrow J'', \nu'', i'') \frac{2(2J'+1)}{Q_\nu} e^{-\frac{hc}{k_B T} F(J', \nu', i')} \quad (2.25)$$

onde  $N_{\nu'}$  é a população no nível superior,  $A(J', \nu', i' \rightarrow J'', \nu'', i'')$  é coeficiente de Einstein para a transição indicada,  $Q_\nu$  é a função de partição rotacional dada por  $Q_\nu = \sum_{J', i=1,2} 2(2J'+1) \exp\left(-\frac{hcF(J', \nu', i')}{k_B T}\right)$ , o termo  $2(2J'+1)$  representa a degenerescência do estado  $J'$ ,  $T$  é a temperatura rotacional,  $h$  é a constante de Planck,  $k_B$  é a constante de Boltzmann e  $c$  é a velocidade da luz.

Analogamente à temperatura rotacional da banda atmosférica do oxigênio molecular, a temperatura rotacional de uma dada banda da hidroxila também pode ser obtida utilizando-se a equação que define a intensidade espectroscópica das linhas rotacionais. Ao aplicar-se o logaritmo natural em ambos os lados da Equação (2.25), obtém-se:

$$\ln\left(\frac{I(J', \nu', i' \rightarrow J'', \nu'', i'')}{A(J', \nu', i' \rightarrow J'', \nu'', i'') 2(2J'+1)}\right) = \ln\left(\frac{N_{\nu'}}{Q_\nu}\right) - \frac{hc}{k_B T} F(J', \nu', i') \quad (2.26)$$

Então, plotando-se o lado esquerdo da Equação (2.26) em função de  $F(J',v',i')$  obtém-se uma reta cujo coeficiente angular é inversamente proporcional à temperatura. Na prática, é necessário se obter medidas de pelo menos duas linhas rotacionais para estimar a temperatura rotacional. No Capítulo 4 será mostrado o procedimento adotado para determinar as medidas da temperatura rotacional do OH(6-2) que foram utilizadas nesse trabalho.

Assim como a temperatura rotacional do  $O_2b^1\Sigma_g^+$ , a temperatura rotacional do OH também é tida como sendo representativa da temperatura da atmosfera neutra na região onde está localizada a camada de emissão. Isso acontece porque essa espécie possui um tempo de vida radiativa relativamente longo (da ordem de milissegundos) quando comparado ao tempo médio entre colisões sucessivas com os constituintes atmosféricos (principalmente  $N_2$  e  $O_2$ ), assim, a população rotacional inicialmente excitada pode completar a termalização com o ambiente antes de emitir Nicholls et al. (1972). De acordo com Nicholls et al. (1972), o equilíbrio térmico da população rotacional com o ambiente é atingido se ocorrerem, pelo menos, 100 colisões por tempo de vida radiativa. Ou seja, razão entre a frequência de colisões e o tempo de vida radiativa do estado excitado deve ser maior que 100. Takahashi (1981) estimou a frequência de colisão do OH excitado e mostrou que a condição Nicholls et al. (1972) é satisfeita. Portanto, a temperatura rotacional do OH pode ser considerada como representativa da temperatura da atmosfera neutra em torno da região de emissão.

A Figura 2.7 mostra a intensidade relativa de algumas linhas do espectro teórico da banda OH(6-2) à temperatura de 200K. Esse espectro foi calculado utilizando-se as constantes moleculares de Coxon et al. (1982) com os coeficientes de Einstein de Langhoff et al. (1986). Uma das diferenças do espectro do  $O_2b^1\Sigma_g^+$  em relação ao espectro da hidroxila (banda OH(6-2)) é facilmente observada comparando-se as Figuras 2.4 e 2.7. Percebe-se a maior proximidade que as linhas rotacionais do  $O_2b^1\Sigma_g^+$  em relação à banda OH(6-2).

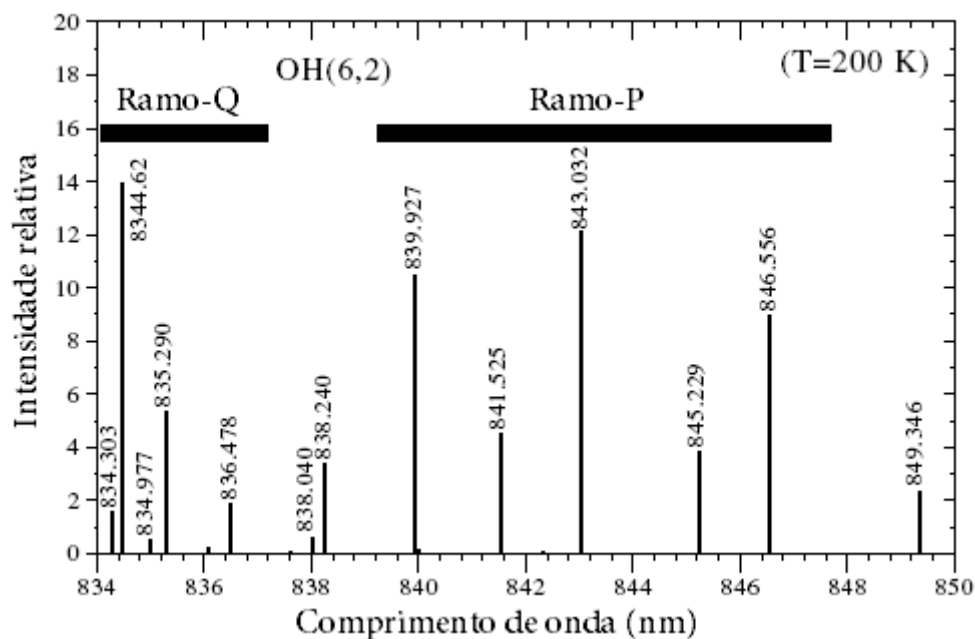


Figura 2.7 – Intensidades relativas das linhas rotacionais da banda  $OH(6-2)$  a temperatura de 200 K.  
 Fonte: Adaptada de Shiokawa et al. (2007).

### 2.3.2. Fotoquímica

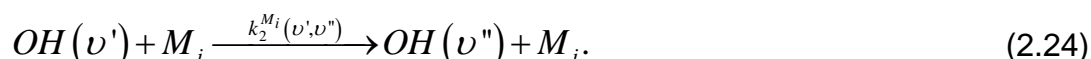
A principal fonte de produção do OH em níveis vibracionais excitados até  $u \leq 9$  é a reação exotérmica entre hidrogênio e ozônio proposta por Bates et al. (1950):



onde  $f(\nu)$  representa a fração que é deixada no estado vibracional  $\nu$  e  $k_1^*$  é o coeficiente da reação.

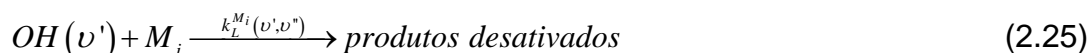
Além da reação entre hidrogênio e ozônio, os níveis vibracionais inferiores a  $\nu = 9$  também são populados pelas cascatas radiativa e colisional. No primeiro caso, inicialmente, há uma transição com emissão de fótons de um estado excitado superior,  $\nu'$  para um estado de menor energia,  $\nu''$ , porém ainda excitado. Na cascata colisional ocorre um processo semelhante à cascata radiativa, contudo, nesse caso, a transição entre os estados excitados  $\nu'$  e

$\nu''$  ocorre através de colisões com outras moléculas, geralmente  $N_2$  e  $O_2$ , sem a emissão de fótons. As reações abaixo descrevem, respectivamente, a excitação do OH por cascata radiativa e colisional:

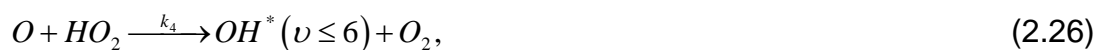


onde  $A(\nu',\nu'')$  é o coeficiente de Einstein da emissão entre os níveis vibracionais  $\nu'$  e  $\nu''$  e  $k_2^{M_i}(\nu',\nu'')$  representa o coeficiente da reação e  $M_i$  representa as moléculas envolvidas na reação ( $N_2$  e  $O_2$ ).

Considerando um nível excitado  $\nu'$ , sua desativação ocorre por colisão com outras espécies e por relaxamento radiativo como denotam as reações a seguir:



Além da reação descrita na Equação (2.22), a reação entre oxigênio atômico e dióxido de hidrogênio tem sido apontada como uma fonte secundária para a produção do OH excitado em níveis vibracionais  $\nu \leq 6$  (KRASSOVSKY, 1971,1972); (NICOLET, 1970):



onde  $k_4$  é o coeficiente da reação.

Contudo, no modelo adotado nesse trabalho, a reação entre hidrogênio e ozônio é considerada como sendo a única fonte de produção, em virtude de reações químicas, do OH excitado.

Admitindo-se a hipótese do equilíbrio fotoquímico, a taxa de emissão volumétrica de uma banda qualquer pode ser expressa por:

$$V_{OH(\nu'-\nu'')} = \frac{\left\{ A(\nu', \nu'') f(\nu') k_1 [H][O_3] + \sum_{\nu=\nu'+1}^9 A(\nu, \nu') [OH(\nu)] + \sum_{\nu=\nu'+1}^9 [OH(\nu)] \left\{ \sum_{M_i} k_2^{Q_i}(\nu, \nu') [M_i] \right\} \right\}}{\sum_{M_i} k_L^{M_i}(\nu) [M_i] + A(\nu')} \quad (2.27)$$

Na atmosfera o ozônio é produzido pela seguinte reação:



Durante o período noturno o ozônio está em equilíbrio fotoquímico (BRASSEUR et al., 2005). Adicionalmente, a reação expressa na Equação (2.22) é a principal fonte de perda de ozônio. Com isso a taxa de emissão do OH pode ser reescrita da seguinte forma:

$$V_{OH(\nu'-\nu'')} = \frac{\left\{ A(\nu', \nu'') f(\nu') k_1 [O][O_2][M] + \sum_{\nu=\nu'+1}^9 A(\nu, \nu') [OH(\nu)] + \sum_{\nu=\nu'+1}^9 [OH(\nu)] \left\{ \sum_{M_i} k_2^{Q_i}(\nu, \nu') [M_i] \right\} \right\}}{\sum_{M_i} k_L^{M_i}(\nu) [M_i] + A(\nu')} \quad (2.29)$$

Considerando-se uma banda específica, por exemplo, a banda OH(6-2), a taxa de emissão é expressa da seguinte forma:

$$V_{OH(6-2)} = \frac{\left\{ A(6, 2) f(6) k_1 [O][O_2][M] + \sum_{\nu=7}^9 A(\nu, 6) [OH(\nu)] + \sum_7^9 [OH(\nu)] \left\{ \sum_{M_i} k_2^{Q_i}(\nu, 6) [M_i] \right\} \right\}}{\sum_{M_i} k_L^{M_i}(\nu) [M_i] + A(6)} \quad (2.30)$$

### 3 ONDAS PLANETÁRIAS

Movimentos de baixa frequência e larga escala desempenham um papel importante na dinâmica da atmosfera atuando na redistribuição de momento e energia. De uma forma geral, as ondas planetárias podem ser definidas como oscilações observadas nos campos atmosféricos (temperatura, pressão, ventos, etc.) com períodos entre 2 e 20 dias e escala horizontal da ordem da circunferência da Terra. Em regiões de médias latitudes, onde a força de Coriolis é mais acentuada, as ondas planetárias são conhecidas como ondas de Rossby. As ondas do tipo Rossby devem sua existência à variação do parâmetro de Coriolis com a latitude, o qual atua como seu mecanismo restaurador. Essas ondas são geralmente geradas na baixa atmosfera e propagam-se verticalmente transportando uma grande quantidade de energia e momento para média e alta atmosfera. Do ponto de vista matemático, as ondas planetárias surgem naturalmente da teoria clássica das marés atmosféricas desenvolvida por Champan e Lindzen, dentre outros pesquisadores que contribuíram para seu desenvolvimento. Na teoria clássica, as ondas planetárias surgem como soluções das equações fundamentais que descrevem o movimento de um fluido em suas formas linearizadas e sem a presença de um forçante externo que, no caso das marés, é a absorção da radiação solar no corpo da atmosfera pelo ozônio e pelo vapor d'água. As soluções das equações linearizadas sem a presença do forçante externo correspondem à resposta ressonante da atmosfera, denominadas de modos normais na nomenclatura das ondas planetárias (FORBES, 2000). Muitas ondas planetárias observadas na média atmosfera podem ser identificadas como modos normais, as quais correspondem a oscilações livres da atmosfera terrestre modificadas pelo vento de fundo e pelo perfil vertical de temperatura. Essas ondas não são mantidas por forçantes específicos. No entanto, alguns mecanismos, tais como distúrbios na atmosfera e/ou flutuações do vento médio, são as possíveis fontes de excitação.

### 3.1. Teoria das ondas planetárias

O ponto de partida na abordagem matemática do problema consiste em escrever as equações fundamentais que descrevem o movimento de um fluido (equações do movimento, da continuidade e energia) sobre uma esfera em rotação. Em seguida, esse conjunto de equações é linearizado sobre um fluxo médio zonal. Isto significa que os campos variáveis são compostos de um estado básico estacionário e de uma pequena perturbação sobre esse estado básico, sendo desprezados os termos que envolvem produtos das perturbações. De acordo com Andrews et al. (1987) o conjunto de equações linearizadas sobre um fluxo zonal básico que descreve o balanço de momento zonal e meridional, o equilíbrio hidrostático, a conservação da massa e da energia, respectivamente, é o seguinte:

$$\frac{\bar{d}u'}{dt} + \left[ \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial(\bar{u} \cos \phi)}{\partial \phi} - f \right] v' + w' \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \Phi'}{\partial \lambda} = F'_\lambda \quad (3.1)$$

$$\frac{\bar{d}v'}{dt} + \left[ \frac{2\bar{u}}{a} \tan \phi + f \right] u' + \frac{1}{a} \frac{\partial \Phi'}{\partial \phi} = F'_\phi \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial \Phi'}{\partial z} = H^{-1} R \theta' e^{-kz/H} \quad (3.3)$$

$$\frac{1}{a \cos \phi} \left[ \frac{\partial u'}{\partial \lambda} + \frac{\partial(v' \cos \phi)}{\partial \phi} \right] + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial(\rho_0 w')}{\partial z} = 0 \quad (3.4)$$

$$\frac{\bar{d}\theta'}{dt} + \frac{1}{a} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial \phi} v' + \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} w' = Q' \quad (3.5)$$

onde



$\frac{\bar{d}}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\bar{u}}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda}$  é a derivada total para o fluxo básico e  $\bar{u}$  é o vento zonal de fundo,  $f \equiv 2\Omega \sin \phi$  é o parâmetro de Coriolis,  $H$  é a escala de altura e  $R$  a constante dos gases perfeitos para o ar seco ( $R = 287 \text{ J K}^{-1} \text{ Kg}^{-1}$ ).

Os parâmetros  $\phi$ ,  $\lambda$  e  $z$  são, respectivamente, latitude, longitude e altura, com esta última sendo expressa em coordenadas log-pressão.

As variáveis  $u'$ ,  $v'$ ,  $w'$ ,  $\Phi'$ ,  $\theta'$  são as perturbações na velocidade zonal, na velocidade meridional, na velocidade vertical, no geopotencial e na temperatura potencial, respectivamente.

$F'_\lambda$ ,  $F'_\phi$  são as perturbações nos forçantes mecânicos não-conservativos nas direções longitudinal e latitudinal, respectivamente, e  $Q$  é a perturbação na taxa de aquecimento.

De acordo com Forbes (1995), assumindo que a atmosfera de fundo é horizontalmente estratificada (as propriedades atmosféricas na horizontal são as mesmas em todos os pontos situados à mesma altitude) os ventos zonais médios são nulos e as equações que descrevem a dinâmica dos movimentos atmosféricos podem ser desacopladas.

As soluções das equações de (3.1) a (3.5) para os campos perturbados são obtidas separando-se inicialmente as dependências horizontal, vertical e temporal. Para tanto, considera-se soluções do tipo:

$$(u', v', \Phi') = e^{z/2H} U(z) [\tilde{u}(\lambda, \phi, t), \tilde{v}(\lambda, \phi, t), \tilde{\Phi}(\lambda, \phi, t)] \quad (3.6)$$

$$w' = e^{z/2H} W(z) \tilde{w}(\lambda, \phi, t). \quad (3.7)$$

Assim, substituindo-se as equações (3.6) e (3.7) nas equações de (3.1) a (3.5) e considerando-se o caso não-forçado ( $Q' = 0$ ), obtém-se o seguinte conjunto de equações:

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial t} - f\tilde{v} + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial \lambda} = 0 \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial \tilde{v}}{\partial t} + f\tilde{u} + \frac{1}{a} \frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial \phi} = 0 \quad (3.9)$$

$$\left( \frac{U}{2H} + \frac{\partial U}{\partial z} \right) \frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial t} + N^2 W \tilde{w} = 0 \quad (3.10)$$

$$\frac{U}{a \cos \phi} \left[ \frac{\partial \tilde{u}}{\partial \lambda} + \frac{\partial (\tilde{v} \cos \phi)}{\partial \lambda} \right] + \tilde{w} \left( \frac{\partial W}{\partial z} - \frac{W}{2H} \right) = 0, \quad (3.11)$$

onde  $N^2(z) = H^{-1} R \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} e^{-\kappa/H}$  é o quadrado da frequência de Brunt-Vaisalla.

Observa-se, ainda, que há um acoplamento entre as dependências horizontal e vertical presente nas equações (3.10) e (3.11). Nas tentativas de separação das estruturas horizontal e vertical se verificou que a função  $U(z)$  que descreve a estrutura vertical das perturbações nos campos de velocidade zonal e meridional e geopotencial,  $u'$ ,  $v'$  e  $\Phi'$ , respectivamente, deveria ser distinta da função  $W(z)$  que descreve a estrutura vertical da perturbação na velocidade vertical  $w'$ . Porém, examinando-se a forma das soluções propostas (3.6) e (3.7) é possível relacionar as funções  $U(z)$  e  $W(z)$ , sem perda de generalidade, da seguinte forma (Andrews et al., 1987):

$$U = \frac{\partial W}{\partial z} - \frac{W}{2H}. \quad (3.12)$$

Assim, substituindo-se (3.12) em (3.11) se obtém a seguinte equação separável em latitude, longitude, tempo e altura:

$$\frac{\tilde{w}}{\partial\tilde{\Phi}/\partial t} + \frac{\left(\frac{\partial^2 W}{\partial z^2} + \frac{W}{4H^2}\right)}{N^2 W} = 0. \quad (3.13)$$

A equação (3.13) pode ser reescrita da seguinte forma:

$$-\frac{\left(\frac{\partial^2 W}{\partial z^2} + \frac{W}{4H^2}\right)}{N^2 W} = \frac{\tilde{w}}{\partial\tilde{\Phi}/\partial t} = (gh)^{-1}, \quad (3.14)$$

onde  $gh$  é a constante de separação, com  $h$  tendo dimensões de comprimento.

Da equação (3.14) podemos escrever que:

$$\tilde{w} = (gh)^{-1} \frac{\partial\tilde{\Phi}}{\partial t}. \quad (3.15)$$

Substituindo-se (3.12) e (3.15) em (3.11) se obtém que:

$$\frac{\partial\tilde{u}}{\partial\lambda} + \frac{\partial(\tilde{v}\cos\phi)}{\partial\lambda} + \frac{1}{gh} \frac{\partial\tilde{\Phi}}{\partial t} = 0. \quad (3.16)$$

As equações (3.8), (3.9) e (3.16) definem a estrutura horizontal e temporal dos movimentos atmosféricos, sendo denominadas de “Equações de maré de Laplace”, pois são idênticas àquelas estudadas por Laplace no seu estudo dos modos de oscilação de um fluido de profundidade conhecida sobre uma esfera em rotação, onde o fluido tem uma profundidade média muito menor que o raio da esfera. No caso de Laplace a profundidade do fluido,  $h$ , era conhecida. Então, a constante  $h$  que surge na teoria dos movimentos atmosféricos foi

denominada de profundidade equivalente, sem, entretanto, representar a profundidade da atmosfera.

Da equação (3.14) também se obtém uma equação denominada de “equação da estrutura vertical”:

$$\frac{d^2W}{dz^2} + \left( \frac{N^2}{gh} + \frac{1}{4H^2} \right) W = 0. \quad (3.17)$$

A Equação (3.17) é uma equação diferencial de segunda ordem. Isso significa que são necessárias duas condições de contorno para a obtenção de soluções particulares da equação. A condição de contorno no limite inferior é dada por

$$\frac{dW}{dz} + \left( \frac{RT(0)N^2}{gh} + \frac{1}{2} \right) \frac{W}{H} = 0$$

em  $z=0$  (ANDREWS et al., 1987), onde  $\bar{T}(0)$  é a temperatura cinética em  $z=0$ . Já no limite superior, a condição de contorno depende do problema em questão.

A resolução da equação de maré de Laplace é feita considerando-se que os campos variáveis são periódicos em tempo e longitude e que possuem uma estrutura latitudinal a ser determinada. Matematicamente, essas considerações podem ser expressas da seguinte forma:

$$\{ \tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{\Phi} \} = \text{Re} \left\{ \left[ \hat{u}(\phi), \hat{v}(\phi), \hat{\Phi}(\phi) \right] \exp \left[ i(s\lambda - 2\Omega\sigma t) \right] \right\}, \quad (3.18)$$

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

Substituindo-se (3.18) nas equações (3.8) e (3.9), obtêm-se soluções para  $\tilde{u}$  e  $\tilde{v}$  que, substituídas em (3.16), resulta na chamada *equação de maré de Laplace*:

$$\mathcal{L}\hat{\Phi} + \gamma\hat{\Phi} = 0, \quad (3.19)$$

onde  $L$  é um operador diferencial de segunda ordem na variável  $\mu = \sin\phi$ , ( $-1 \leq \mu \leq 1$ ), definido a seguir, e  $\gamma = 4\Omega^2 a^2 / gh$  é denominado de “parâmetro de Lamb”. A equação de marés de Laplace também é de segunda ordem. Assim, também são necessárias duas condições de contorno. As condições de contorno adequadas são que  $\hat{\Phi}$  é limitado nos pólos,  $\mu = \pm 1$ .

$$\mathcal{L} = \frac{d}{d\mu} \left[ \frac{(1-\mu^2)}{(\sigma^2 - \mu^2)} \frac{d}{d\mu} \right] - \frac{1}{\sigma^2 - \mu^2} \left[ \frac{-s(\sigma^2 + \mu^2)}{\sigma(\sigma^2 - \mu^2)} + \frac{s^2}{1 - \mu^2} \right]. \quad (3.20)$$

A equação (3.19) define um problema de autovalores e autovetores cuja solução depende dos valores de  $s$  e  $\sigma$ , sendo obtida se expandindo  $\hat{\Phi}$  em termos de um conjunto de funções base  $\Theta_n^{(s,\sigma)}$  denominadas de *funções de Hough*, em homenagem ao pioneiro em achar algumas soluções da equação de maré de Laplace. Em termos das funções de Hough, a equação (2.19) pode ser expressa da seguinte forma:

$$\mathcal{L}\Theta_n^{(\sigma,s)} + \gamma_n^{(\sigma,s)}\Theta_n^{(\sigma,s)} = 0. \quad (3.21)$$

Os sobrescritos  $s$  e  $\sigma$  lembram que diferentes soluções são obtidas para cada par  $s$  e  $\sigma$ . Enquanto que, o sobrescrito  $n$ , inteiro, indica que para cada par  $s$  e  $\sigma$  há  $n$  soluções para a equação que correspondem aos diferentes modos de vibração do fluido sobre a esfera em rotação. As funções de Hough formam um conjunto completo no intervalo  $0 \leq \phi \leq \pi$ .

No caso das marés atmosféricas os  $s$  e  $\sigma$  são conhecidos. Então, resta determinar os autovalores correspondentes  $\gamma_n^{(\sigma,s)}$ , com os quais se obtém as profundidades equivalentes, e as funções Hough correspondentes a cada autovalor, nas quais também são expandidos os demais campos variáveis.

Por outro lado, no caso dos modos normais,  $s$  e  $\sigma$  não são conhecidos. Então, a equação da estrutura vertical (Equação 3.17) é resolvida como um problema de autovalor e autovetor sujeito às condições de contorno adequadas, no qual são determinados os  $\gamma_n^{(\sigma,s)}$  para, em seguida, junto com o número de onda zonal  $s$ , serem substituídos na equação de maré de Laplace, a qual é resolvida como um problema de autovalor para  $\sigma$ , dando um conjunto de autofrequências e correspondentes funções de Hough (ANDREWS et al., 1987). Os autovalores  $\gamma_n^{(\sigma,s)}$  são geralmente relacionados parametricamente com a frequência  $\sigma$  através de diagramas como o que é mostrado na Figura 3.1 para  $s=1$ . Aqui as ondas com  $\sigma > 0$  se propagam para leste, enquanto as ondas com  $\sigma < 0$  se propagam para oeste. As ondas que surgem da teoria clássica das marés podem ser agrupadas em duas grandes classes. As ondas de classe I e as ondas de classe II. Essa divisão é feita em termos da existência da onda quando se considera a rotação da Terra ou não. As ondas da Classe I ou “soluções de 1ª espécie” são aqueles que existem mesmo quando não há rotação. Por outro lado, as ondas da classe II ou “soluções de 2ª espécie” desaparecem quando não há rotação. Além dessas nomenclaturas, também é comum fazer referência às ondas da classe I como “modos de gravidade” e às ondas da classe II como “modos de Rossby” ou “modos rotacionais”.

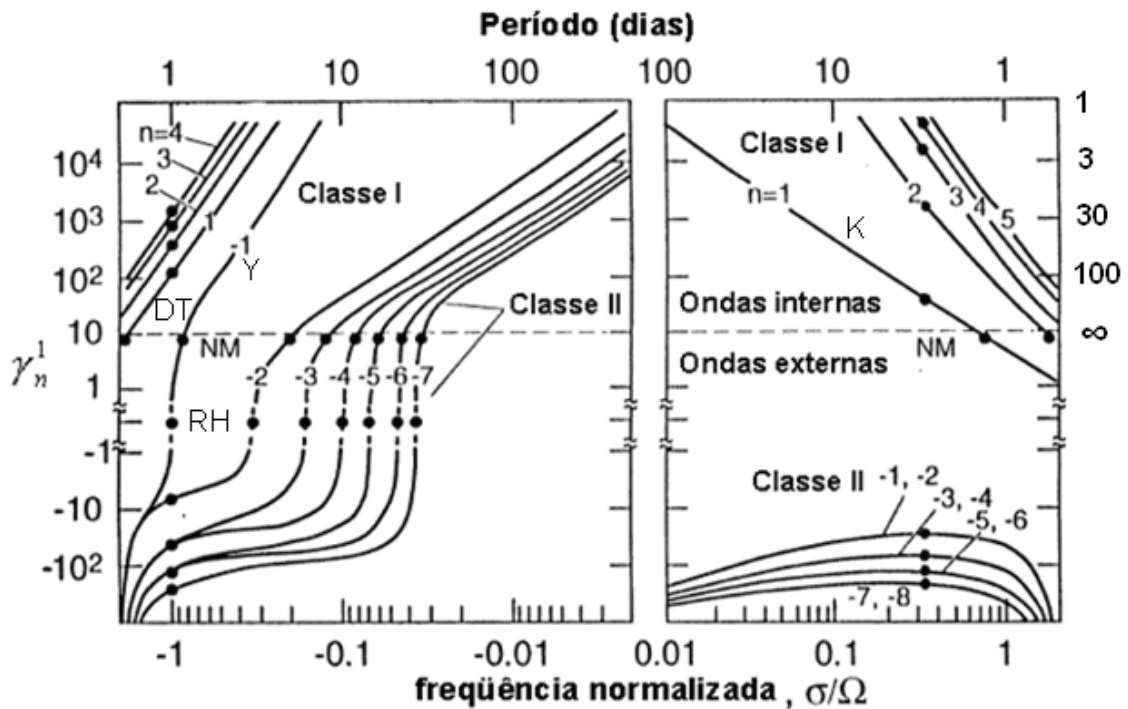


Figura 3.1 – Autovalores  $\gamma_n^1$  para modos com número de onda zonal  $s=1$  em função da frequência normalizada  $\sigma/\Omega$ . Ondas com frequências positivas (negativas) se propagam para leste (oeste). Os pontos referentes à  $\gamma_n^1=0$  denotam as chamadas ondas de Rossby-Hauritz. Os pontos correspondentes à “NM” se referem aos modos normais (Normal Modes,  $\gamma_n^1 \approx 8.4$ ). A série de pontos verticais em  $\sigma/\Omega = -1$  definem os valores de  $\gamma_n^1$  para a maré diurna. O modo mais grave ( $n=1$ ) das ondas do tipo gravidade que se propagam para leste é a onda de Kelvin. Os símbolos “DT”, “Y”, “K” e “R” se referem à maré diurna (Diurnal Tide), ondas de Yanai, ondas de Kelvin e ondas de Rossby, respectivamente. Fonte: Adaptado de Volland (1988).

A nomenclatura dos modos de oscilação é feita especificando-se o número de onda zonal  $s$ , a ordem do modo  $n$ , também referido como índice meridional devido a sua relação com a simetria do modo em torno do equador, e a frequência (ou período) da onda. Os modos podem ser referidos, então, como “modo  $(s,n)$ ” acompanhado da informação sobre o período ou frequência da onda. Por exemplo, “modo  $(1,1)$  da maré diurna”. Ao invés de fazer referência ao período ou frequência da onda, também se costuma utilizar a notação  $(s,n,\pm\sigma/\Omega)$ , onde a informação sobre a frequência da onda está contida na

razão  $\pm\sigma/\Omega$ . Na nomenclatura utilizada por Chapman et al. (1970) e por Volland (1988) a simetria da função de Hough em torno do equador é a seguinte forma: se  $(n+s)$  é par (ímpar) para as oscilações do tipo gravidade, então, o modo é simétrico (anti-simétrico); se  $(n+s)$  é ímpar (par) para as oscilações do tipo rotacionais, então, o modo é simétrico (anti-simétrico). Quando se considera apenas as ondas planetárias a nomenclatura dos modos é feita se utilizando a seguinte notação:  $(s, |n|-s)$ . Então, por exemplo, o modo  $(1, -2)$ , que corresponde à onda de 5-dias, na nomenclatura das ondas planetárias é referido como modo  $(1, 1)$ , pois  $(s, |n|-s) \equiv (1, 1)$ .

A linha horizontal tracejada na figura 1 denota o autovalor  $\gamma_n^1 = 8,4$  correspondente às oscilações não-forçadas da atmosfera. Os pontos onde a linha horizontal tracejada intercepta as curvas cheias mostradas na Figura 3.1 correspondem a alguns dos possíveis dos modos livres de oscilação da atmosfera, nesse caso com uma temperatura constante de 256 K. A partir dessa figura é possível, então, inferir os autoperíodos correspondentes aos diferentes modos de oscilação. Por exemplo, o modo normal  $(1, -2)$ , ou  $(1, 1)$  na nomenclatura das ondas planetárias, corresponde a uma oscilação com período de aproximadamente cinco dias. A tabela 3.1 mostra alguns modos normais identificados através da Figura 3.1 acompanhados de suas respectivas nomenclaturas e descrições. Além disso, um modo normal com número de onda zonal  $s=3$ , que pode ser identificado numa figura semelhante à Figura 3.1, correspondente à onda de 2-dias também tem suas características e nomenclatura mostrados na Tabela 3.1.



Tabela 3.1 – Nomenclatura dos principais modos livres propagantes para oeste na média e alta atmosfera para  $h_n = 10,5km$ .

Onda	$(s, n)$	$(s,  n  - s)$	Descrição
2-dias	(3,-3)	(3,0)	Mista de Rossby-gravidade; assimétrica
4-dias	(2,-3)	(2,1)	Rotacional; Rossby; primeiro simétrico
5-dias	(1,-2)	(1,1)	Rotacional; Rossby; primeiro simétrico
10-dias	(1,-3)	(1,2)	Rotacional; Rossby; primeiro assimétrico
16-dias	(1,-4)	(1,3)	Rotacional; Rossby; segundo simétrico

Fonte: Adaptada de Forbes (1995)

A Figura 3.2 mostra as funções de Hough  $\Theta_n$  para os três primeiros modos normais de Rossby propagantes para oeste com número de onda  $s=1$ . Observa-se que esses modos estão presentes em escala global com amplitudes máximas de médias para altas latitudes. Apesar de a Figura 3.2 mostrar apenas a forma das funções de Hough referentes a um hemisfério, a forma da curva no hemisfério oposto pode ser deduzida a partir da simetria do modo.

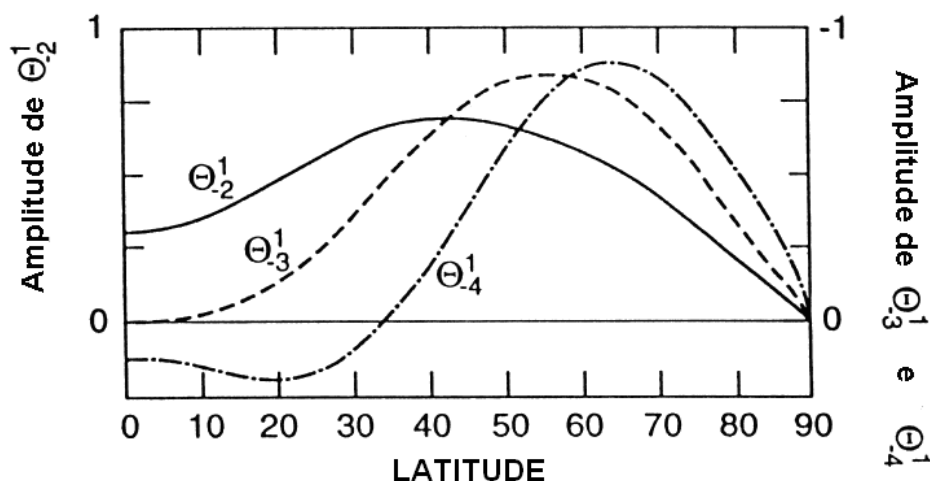


Figura 3.2 – Modos de Hough correspondentes aos três primeiros modos normais de ondas do tipo Rossby com número de onda zonal  $s=1$ .

Fonte: Adaptada de Forbes (1995)

Observa-se que  $L$  também é uma função de  $s$  e  $\sigma$ . Assim, para se resolver o problema de autovalor e autovetor definido pela equação (3.19) é necessário especificar o valor.

### **3.2. Propagação vertical das ondas planetárias na média atmosfera**

Ondas planetárias são geralmente geradas na baixa atmosfera (troposfera) e podem se propagar ascendente, transportando, dessa forma, energia e momento, propiciando também o acoplamento dinâmico entre a baixa e a média atmosfera (estratosfera e mesosfera). Charney et al. (1961) mostraram que, quando os ventos de fundo sopram para leste, apenas ondas planetárias com grandes comprimentos de onda podem se propagar verticalmente e, quando os ventos sopram para oeste, frequentemente, as ondas encontram os níveis críticos onde são absorvidas pelo escoamento básico. A Figura 3.3 ilustra as condições de propagação de ondas planetárias do tipo Rossby com as condições do vento de fundo no inverno e no verão. As setas representam ondas com diferentes velocidades de fase, aquelas que não encontram as condições de propagação são marcadas com cruzes. O perfil em altura do vento de fundo é mostrado por linhas espessas e a linha pontilhada vertical indica a velocidade crítica, a qual é diferente para diferentes ondas. Essa ilustração, baseada em observações, mostra que a propagação vertical e ascendente das ondas planetárias na média atmosfera é favorecida durante os meses de inverno e inibida durante o verão. Como será mostrado nas próximas seções, as observações de ondas planetárias na MLT indicam que tal comportamento é verdadeiro.

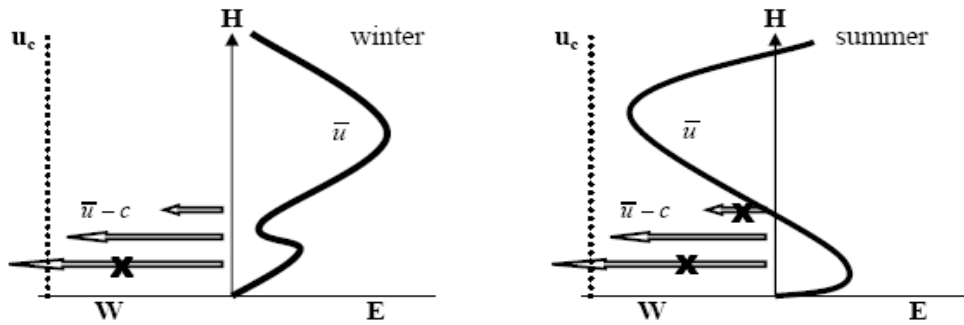


Figura 3.3 – Esquema da propagação vertical de ondas planetárias do tipo Rossby com diferentes velocidades de fase na presença do vento de fundo com as condições de inverno (esquerda) e verão (direita).  
Fonte: Adaptado de Chshyolkova (2007).

### 3.3. A observação das ondas planetárias na atmosfera

A atmosfera terrestre exibe movimentos de baixa frequência e escala planetária que têm sido observados em vários níveis verticais. Evidências observacionais têm mostrado que alguns dos modos normais de oscilação previstos teoricamente são observados na atmosfera em vários níveis de altitude. As observações têm, em geral, concordando bem com a teoria quando se incluem o vento de fundo e o perfil vertical básico da temperatura. A seguir serão apresentadas as principais características das ondas planetárias observadas especialmente na MLT.

#### 3.3.1. A onda de 2-dias

A onda de quase 2-dias é um fenômeno bem conhecido e que tem sido estudado há mais de 40 anos. Apesar disso, continua a confundir os pesquisadores, que estão tentando determinar as características da onda, suas fontes e seu papel na atmosfera. Muller et al. (1978) relatou a assinatura de uma onda de quase-2 dias nos ventos medidos em alturas meteóricas (~97 km) durante agosto de 1968 em Sheffield (53°N; 2°O). Relatos posteriores incluem análise de dados obtidos de medidas no solo e abordo de satélites em regiões de baixas, médias e altas latitudes em ambos os hemisférios. As medidas indicaram que a onda de quase-2 dias tem uma grande escala horizontal e que

suas características variam no tempo (nas escalas diária, sazonal e interanual) e no espaço (latitude, longitude e altura). Os vários estudos têm mostrado algumas características semelhantes no comportamento dessa onda.

A estrutura observada da onda de quase 2-dias indica que essa onda é compatível com o modo normal de Rossby-gravidade, com número de onda zonal 3, que se propaga para oeste (SALBY, 1981; RODGERS et al., 1981) As observações indicam que as manifestações dessa onda na média atmosfera ocorrem tipicamente no verão, sendo maximizadas em Janeiro/Fevereiro e Julho/Agosto nos hemisférios Sul e Norte, respectivamente (THAYAPARAN et al., 1997b), embora ela também seja observada em outras épocas do ano (LIMA et al., 2004), porém, com menor amplitude e menos regularidade. A onda de quase 2-dias também se comporta de maneira distinta durante os verões austral (hemisfério sul) e boreal (hemisfério norte). A onda de quase 2-dias também se comporta de maneira distinta durante os verões austral e boreal. As diferenças são com relação às amplitudes e períodos de oscilação. No hemisfério sul as amplitudes geralmente são maiores que no hemisfério norte, enquanto que, o período de oscilação é mais longo no hemisfério norte (~51h) que no hemisfério sul (~48h).

Investigações das amplitudes da onda de 2-dias evidenciam que sua amplitude na componente meridional é cerca de duas vezes a amplitude observada na componente zonal. Alguns relatos feitos com dados do hemisfério norte dão conta que a razão entre as amplitudes zonal e meridional da onda de quase-2 dias cresce em regiões de médias para altas latitudes, onde as amplitudes nas duas componentes do vento se tornam comparáveis (CHSHYOLKOVA, 2007). Isso é consistente com a estrutura de um modo normal, para o qual a razão entre as amplitudes é próxima de um na latitude de 70° (SALBY, 1981).

Evidências observacionais indicam que a onda de 2-dias interage com as marés atmosféricas (HECHT et al., 2010; LIMA et al., 2012). Esses estudos indicam que a amplitude da maré diurna diminui consideravelmente quando a

onda de 2-dias se intensifica. Neste caso, a amplificação da onda de 2-dias se dá em detrimento da maré diurna. Estudos com simulações numéricas têm dado suporte a esse mecanismo (WALTERSCHEID, 1996).

Em estudo recente desenvolvido a partir de medidas de vento feitas por radar meteorológico, Guharay et al. (2013) estudaram o comportamento da onda de 2-dias no hemisfério Sul na latitude de 29°. Esse estudo mostrou algumas características já conhecidas da onda de 2-dias, como a intensificação durante o solstício de verão, bem como as amplitudes mais elevadas na componente meridional do vento. Adicionalmente, foi observada uma variabilidade interanual nos parâmetros da onda, bem como uma forte interação com as marés. O estudo também evidenciou que os mecanismos de excitação da onda geralmente aceitos (instabilidade baroclínica/barotrópica e modos normais de Rossby-gravidade) dão suporte aos resultados obtidos.

### **3.3.2. A onda de 5-dias**

O modo mais proeminente da classe de ondas planetárias do tipo Rossby é a onda de 5-dias (ANDREWS et al., 1987). A onda de 5-dias é um modo normal ou modo um ressonante de oscilação de um fluido sobre uma esfera em rotação prevista pelas equações de maré de Laplace (RIGGIN et al., 2006). A teoria clássica prevê que essas ondas não têm variação de fase apreciável na vertical, indicando, assim, incapacidade de transportar energia e momento na vertical. Observações feitas em várias altitudes associam oscilações com períodos entre 5 e 7 dias ao modo normal (1,1) de ondas do tipo Rossby, uma vez que estas apresentam estrutura compatível com o modo (1,1) (WU et al., 1994; TALAAT et al., 2001; RIGGIN et al., 2006; SRIDHARAN et al., 2006) Ondas com período de 6,5 dias também tem sido associadas ao modo normal (1,1) (JIANG et al., 2008b)

As variações periódicas associadas à onda de 5-dias, obtidas geralmente a partir de medidas de vento na MLT, mostram que as amplitudes dessa onda são mais intensas na componente zonal do vento e que sua atividade é mais

elevada em torno dos solstícios (JIANG et al., 2008a; LIMA et al., 2005; SRIDHARAN et al., 2006). Estudos feitos a partir de medidas de vento por satélites (WU et al., 1994; TALAAT et al., 2001); indicam que a onda aparece de forma transiente com tempo de vida de 10 a 20 dias entre 40°N e 40°S, exibindo uma boa concordância com o modo (1,1) das ondas planetárias em amplitude e fase, tanto para os componentes zonais quanto para os meridionais. Além disso, foi observado que as ondas apresentaram propagação de fase para baixo com comprimento de onda vertical entre 60 e 80 km e, então, seriam mais apropriadamente explicadas como sendo manifestações de uma onda de Rossby interna e não uma onda externa.

Por outro lado, Meyer et al. (1997) observaram a propagação de uma onda de 6-7 dias por radar no solo e por satélite em 80 e 100 km de altitude durante agosto e setembro de 1993. Seus experimentos numéricos mostraram que a onda de 6-7 dias não seria o modo normal (1,1) alterada pelo deslocamento Doppler devido ao vento básico, mas que, seria uma onda ligada à instabilidade atmosférica da mesosfera, na qual uma região instável associada com cisalhamento do vento médio zonal centrado em 70 km de altitude e 60°N forneceria um meio para que pequenas perturbações devidas à deposição de momento por ondas de gravidade verticalmente propagantes da troposfera, extrairiam energia do fluxo básico e cresceriam a uma taxa suficientemente rápida.

Riggin et al. (2006) estudaram a onda de 5-dias através de medidas feitas pelo instrumento SABER instalado a bordo do satélite TIMED. A climatologia da onda mostrou que esta exibe sua amplitude máxima em maio. Em maio de 2003 uma forte onda de 5-dias foi detectada e estudada em detalhe. Evidências observacionais e de modelos sugeriram que a maior fonte desta onda estava no hemisfério Sul (inverno) e que, ductos trans-equatoriais permitiram que essa onda se propagasse para o hemisfério Norte (verão), sendo então, amplificada pela instabilidade baroclínica. Além disso, afirmaram que, até que existência de modos instáveis seja confirmada, as ondas com

períodos entre 5 e 7 dias são explicadas com mais propriedade como sendo devidas ao modo normal (1,1) das ondas do tipo Rossby, embora tenham se propagado verticalmente e tenha sido modificadas e amplificadas pela instabilidade baroclínica.

Muitas das características associadas à onda de 5-dias foram reveladas por estudos conduzidos a partir de medidas de vento feitas por radares na MLT. Em geral, são analisados dados obtidos em um único sítio observacional. Porém, em alguns casos, medidas obtidas por vários radares espalhados ao redor da Terra permitem que as características planetárias dessa onda sejam reveladas. Jiang et al. (2008b) estudaram as variações de 6,5-dias nos ventos da MLT a partir de uma rede de seis radares espalhados ao redor do globo e que permitiram uma boa cobertura em latitude e longitude. Eles concluíram que as características das variações de 6,5 dias observadas nos ventos eram compatíveis com o modo normal (1,1).

### **3.3.3. A onda de 10-dias**

A onda de 10-dias é identificada como o primeiro modo anti-simétrico (1, -3) de ondas planetárias do tipo Rossby, sendo denotado na nomenclatura das ondas planetárias como modo (1,2). A função de Hough que descreve a estrutura latitudinal desse modo é mostrada na Figura 3.2. Hirooka et al. (1985) identificaram essa onda através de observações feitas por satélite em torno de 50 km de altitude e observaram que as amplitudes máximas dessa onda ocorrem em latitudes de 50° e 60°, sendo em geral mais intensas no Hemisfério Norte que no hemisfério sul em condições de inverno. De acordo com análises feitas por Jacobi (1998) utilizando dados de ventos da região da alta mesosfera e baixa termosfera, essa onda mostra um padrão irregular em sua ocorrência, apresentando um aumento em suas manifestações em torno do solstício de inverno. Entretanto, manifestações dessa onda também foram observadas no solstício de verão. Pendlebury et al. (2008) durante a campanha MANTRA (Middle Atmosphere Nitrogen Trend Assessment) observaram flutuações em

espécies químicas com tempo de vida longo, as quais atuam no sentido de diminuir a concentração do ozônio estratosférico, de natureza periódica de alguns dias. Posteriormente, utilizando o modelo Canadian Middle Atmosphere, mostraram que essas flutuações estão muito bem correlacionadas com a atuação do modo (1,2) das ondas planetárias do tipo Rossby. Essa onda tem velocidade de fase ser relativamente lenta. Por isso, ela é bastante afetada pelas condições do vento de fundo. Sua propagação é favorecida quando o vento de fundo sopra para leste.

Na região da mesosfera e baixa termosfera a onda de 10-dias tem sido, surpreendentemente pouco estudada. Recentemente, assinaturas dessa onda nos ventos e nas emissões aeroluminescentes provenientes da MLT foram estudadas por Takahashi et al. (2013). Eles mostram que essa onda costuma aparecer entre o outono e inverno.

#### **3.3.4. A onda de 16-dias**

A onda de 16-dias, que surge como uma solução da equação de maré de Laplace, corresponde ao modo (1,-4) ou, na nomenclatura das ondas planetárias, ao modo (1,3), cuja função de Hough correspondente é mostrada na Figura 3.2. Por serem mais lentas, as ondas de 16-dias também são bastante influenciadas pelas condições do vento de fundo, sendo que sua propagação é mais favorecida quando este sopra para leste. Uma das primeiras observações da onda de 16-dias na região da alta mesosfera e baixa termosfera foi realizada por Kingsley et al. (1978), através de observações de vento obtidas com radar meteorológico em Sheffield, Reino Unido (53° N, 2° O). A literatura tem reportado que a onda de 16-dias apresenta amplitudes mais significativas durante os meses de inverno, como pode ser visto no trabalho de Manson et al. (1986), que reportaram a ocorrência de oscilações com períodos de quase 16-dias nos dados de vento obtidos com radar MF sobre Saskatoon, (52° N, 107° O). Porém, amplitudes significativas da onda de 16-dias também já foram registradas durante o verão por Williams et al. (1992) nos dados obtidos



por um radar MST instalado em Poker Flat (65,1° N; 147,5° O). Eles sugeriram dois mecanismos para explicar a presença desta onda na região próxima a mesopausa durante o verão. Num deles, sugerem que ondas de gravidade que se propagam ascendentemente desde a troposfera no hemisfério de verão são moduladas pela onda de 16-dias nas camadas inferiores da atmosfera e, ao alcançarem a região da mesosfera, depositam momentum devido a sua quebra ou são dissipadas viscosamente seguindo um ciclo de 16-dias. No outro, a onda de 16-dias, gerada no hemisfério de inverno, propaga-se verticalmente e cruza o equador na direção do pólo de verão seguindo os campos de escoamento médio, cujas direções apontam para leste.

Através de simulações numéricas e observações de ventos da região da alta mesosfera e baixa termosfera Forbes et al. (1995) analisaram o comportamento da onda de 16-dias nas condições de inverno do hemisfério norte. As simulações foram realizadas utilizando-se o modelo GSWM (Global System Wind Model) e ventos obtidos sobre Obninsk (54°N, 38°L) e Saskatoon, durante janeiro-fevereiro de 1979. Os resultados das simulações confirmaram a interpretação de que a onda de 16-dias na região próxima a mesopausa é o resultado da propagação ascendente da onda desde a baixa atmosfera. O estudo indica ainda que estas oscilações são canalizadas para o hemisfério de verão na mesosfera.

Jiang et al. (2005) utilizaram os dados de vento obtidos por radares meteorológicos instalados em Wuhan (30,6N°; 114,5°L) e em Adelaide (35°S, 138°L) para estudar a onda de 16-dias na região da MLT. Eles observaram que as amplitudes da onda na componente zonal são maiores que na componente meridional do vento em ambas as localidades. Além disso, também verificaram que ventos zonais de fundo soprando para leste favorecem a penetração dessa onda na MLT.

Lima et al. (2006) analisaram o comportamento da onda de 16-dias no hemisfério Sul através de medidas de vento efetuadas por um radar meteorológico

instalado em Cachoeira Paulista (22,7°S; 45,0°O) e observaram a presença desta oscilação com amplitudes significativas principalmente na componente zonal. A observação destas ondas, tanto no inverno quanto no verão, reforçaram a hipótese de penetração inter-hemisférica da onda.

Recentemente, Das et al. (2010) apresentaram um estudo sobre a onda de 16-dias em baixas latitudes com base em medidas de vento. Eles mostram que as amplitudes na componente zonal são mais intensas que na componente meridional e que ventos para leste favorecem a propagação da onda. Além disso, observaram também que a atividade da onda se intensifica nos meses de janeiro-fevereiro e agosto-setembro.

### **3.3.5. A assinatura das ondas planetárias na aeroluminescência**

Grande parte do conhecimento sobre as ondas planetárias na região da MLT foi construído a partir de estudos utilizando dados de vento. Em sua maioria, as medidas de vento são obtidas principalmente por radares instalados no solo, toda via, também há medidas efetuadas por instrumentos a bordo de satélites. Além do campo de ventos, as ondas planetárias também afetam diretamente outros campos atmosféricos como, por exemplo, temperatura e composição. A aeroluminescência, como mostrado no Capítulo 2, depende diretamente desses campos. Portanto, espera-se que a passagem das ondas planetárias através das camadas de emissão fique registrada nas intensidades das emissões. Dentro desse contexto, a assinatura das ondas planetárias nas medidas da intensidade da aeroluminescência tem sido relatada na literatura científica por alguns pesquisadores. As medidas são realizadas, em sua grande maioria, por instrumentos instalados no solo, porém, medidas feitas por instrumentos a bordo de satélites também têm sido reportadas. Um dos primeiros relatos da assinatura de ondas planetárias no airglow foi feito por Teitelbaum et al. (1981), onde foi reportada a presença simultânea da onda de 2-dias nos ventos na região dos meteoros e na linha verde do oxigênio atômico. Espy et al. (1996) e Espy et al. (1997) relataram a assinatura da onda

de 16-dias na temperatura rotacional do OH na mesosfera durante o período de verão. Ward et al. (1997) relataram a presença da onda de 2-dias nas taxas de emissão da linha verde do oxigênio atômico medida pelo instrumento WINDII (Wind Image Interferometer), instalado a bordo do satélite UARS (Upper Atmosphere Research Satellite). Eles mostraram que as variações periódicas são devidas, em primeira aproximação, ao movimento vertical associado à onda de 2-dias. Lopez-Gonzalez et al. (2009) apresentaram uma climatologia da atividade de ondas planetárias em médias latitudes derivada das observações da aeroluminescência do OH(6-2) e do O<sub>2</sub>(0-1) e de suas respectivas temperaturas rotacionais. Esse estudo permitiu a construção de um bom cenário no que diz respeito à atividade de ondas planetárias na aeroluminescência. O estudo mostrou que as assinaturas da onda de 2-dias, apesar de serem vistas durante todo o ano, são especialmente fortes durante o verão. No que se refere à onda de 5-dias, o estudo mostrou que as assinaturas dessa onda nas emissões são mais intensas nos equinócios. Em relação às ondas de 10 e 16-dias, os resultados mostram que as assinaturas dessas ondas são mais intensas no outono e no inverno.

Recentemente, Pedatella et al. (2012) estudaram a onda de 2-dias na MLT com base em medidas das taxas de emissão da hidroxila obtidas pelo instrumento SABER instalado a bordo do satélite TIMED. Eles mostraram que durante janeiro de 2006, a MLT do Hemisfério Sul é dominada por variações de 2 dias que se propagam para oeste com número de onda zonal 3 e por variações 2 dias com número de onda zonal 2 se propagando para leste. Porém, nem sempre esses dois componentes explicam as variações observadas nas taxas de emissão do OH. Em algumas situações as variabilidades longitudinais no OH recebem contribuição de marés não-migrantes e de ondas secundárias geradas pela interação não-linear entre a onda de 2-dias e as marés migrantes.

Na região equatorial, onde adicionalmente às ondas planetárias, existem as ondas de Kelvin, também há evidências observacionais da assinatura de ondas de escala planetária nas emissões da aeroluminescência. Takahashi et al.

(2002) relataram pela primeira vez a assinatura das ondas de Kelvin ultra-rápidas nas intensidades da aeroluminescência na mesosfera equatorial. Buriti et al. (2005), dando continuidade ao trabalho de Takahashi et al. (2002) relataram, adicionalmente às ondas de Kelvin ultra-rápidas, a presença de uma variação periódica de aproximadamente cinco dias nas intensidades da aeroluminescência e na temperatura rotacional a partir dela inferida, a qual foi atribuída à passagem da onda de 5-dias através das camadas de emissão.

### **3.3.6. Pesquisas atuais**

Nas seções anteriores foi apresentado um panorama geral sobre as características das ondas planetárias e sua atividade na região da MLT. Os resultados apresentados permitem o estabelecimento de um panorama geral sobre a atividade de ondas planetárias na MLT. Contudo, as ondas planetárias ainda continuam sendo um objeto de estudo constante. Além da variabilidade local e temporal da atividade de ondas planetárias, nos últimos anos a comunidade científica tem se dedicado a investigar os processos de acoplamento vertical na atmosfera, tanto neutra (CHSHYOLKOVA et al., 2006; PANCHEVA et al., 2009) quanto ionizada (PANCHEVA et al., 2008; TAKAHASHI et al., 2007; TAKAHASHI et al., 2009; ONOHARA et al., 2013). Esses trabalhos têm mostrado que a ionosfera equatorial é consideravelmente influenciada pelas ondas planetárias e um considerável esforço tem sido envidado para esclarecer os mecanismos do acoplamento. Além do acoplamento vertical, também se tem investigado a interação não-linear entre ondas, com especial atenção para a interação não-linear entre os modos de maré e as ondas planetárias (McCORMACK et al., 2010; PANCHEVA et al., 2012), bem com as ondas geradas e suas influências sobre a ionosfera (PEDATELLA et al., 2012).

#### 4 INSTRUMENTOS, DADOS E METODOLOGIA

Parte do trabalho de pesquisa desenvolvido nesta tese foi baseado em medidas experimentais da aeroluminescência e dos ventos neutros na região da mesopausa entre 80 e 100 km de altitude. As medidas aeroluminescentes foram obtidas por dois fotômetros instalados em Sata (31° N, 130,7° L) e Rikubetsu (43,5° N; 143,8° L). Por sua vez, as medidas de vento foram obtidas por dois radares de média frequência (radar MF - acrônimo em inglês para Medium Frequency) instalados em Yamagawa (31,2°N; 130,6°L) e Wakkanai (45,4°N; 141,7°L). Os dados utilizados no trabalho foram obtidos entre os anos de 2004 e 2006. A Figura 4.1 mostra a localização geográfica dos sítios observacionais onde estão instalados os fotômetros e os radares MF.

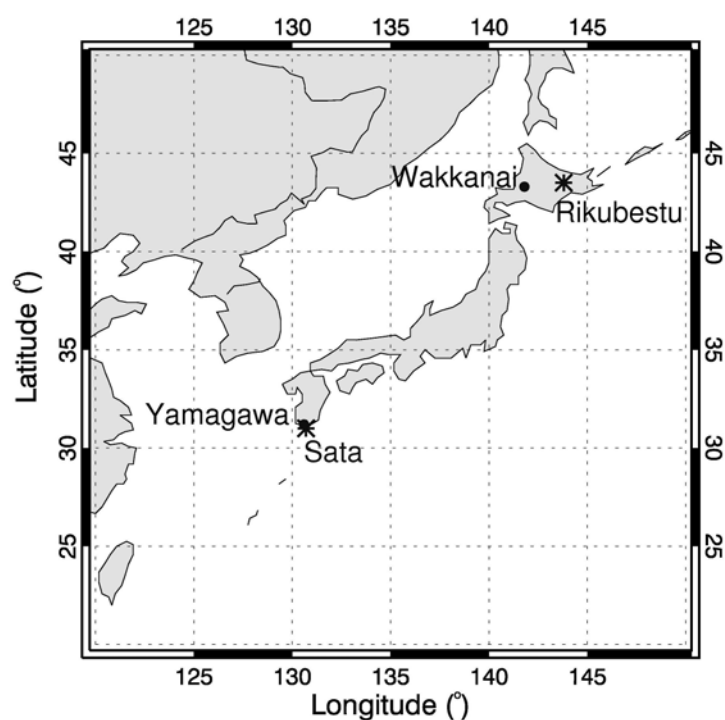


Figura 4.1 – Mapa mostrando a localização das estações de medida da aeroluminescência (Sata e Rikubetsu) e do vento neutro (Yamagawa e Wakkanai).

Nas próximas seções serão apresentadas as principais características dos instrumentos e do conjunto de dados por eles produzidos, bem como esses

dados foram analisados no sentido identificar as assinaturas de ondas planetárias.

#### **4.1. O fotômetro**

O fotômetro é um equipamento relativamente simples e de baixo custo que possibilita o monitoramento de emissões atmosféricas. O equipamento utilizado para obtenção das medidas utilizadas nesse trabalho é um fotômetro espectro imageador desenvolvido no Laboratório do Ambiente Solar-Terrestre (STEL – acrônimo em inglês para Solar-Terrestrial Environment Laboratory) da Universidade de Nagoya no Japão. Esse fotômetro é uma evolução de outros dois instrumentos óticos, o MORTI (Mesospheric Oxygen Rotational Temperature Imager) e o SATI (Spectral Airglow Temperature Imager). A descrição do equipamento, bem os procedimentos de calibração foram apresentados em detalhes por Shiokawa et al. (2007). Aqui serão apresentadas algumas das principais características do equipamento e os conceitos envolvidos nas medidas da aeroluminescência efetuadas pelos fotômetros.

O fotômetro monitora a intensidade de várias emissões presentes no espectro da aeroluminescência, bem como algumas linhas aurorais. O fotômetro monitora as bandas OH(6-2) da hidroxila e O<sub>2</sub>b(0-1) do oxigênio molecular, as linhas verde OI557,7nm e vermelha OI630.0nm do oxigênio atômico. Também monitora a linha OI777,4nm do oxigênio atômico e a linha amarela Na589.3nm do sódio. Adicionalmente, são monitoradas linhas aurorais devidas ao  $N_2^+$  (427,8nm) e ao  $H\beta$  (486,1nm). A Tabela 4.1 mostra uma breve descrição das linhas de emissão monitoradas pelo equipamento. Nesse contexto, o termo canal se refere a cada posição disponível para alocação dos filtros de interferência no fotômetro. Os fotômetros considerados aqui possuem dez canais, o que significa podem ser acondicionados no equipamento até dez filtros de interferência.

Tabela 4.1 - Características das linhas de emissão monitoradas pelo fotômetro.

Canal	Comprimento de onda central (nm)	Largura (nm)	Tempo de exposição (s)	Espécies
1	847,2	0,7	60	OH(6-2) P <sub>1</sub> (2,3,4)
2	847,2	0,7	60	OH(6-2) P <sub>1</sub> (2,3,4)
3	867,7	0,25	60	O2b(0-1)
4	867,7	0,25	60	O2b(0-1)
5	558,5	1,0	10	OI(557,7nm)
6	630,9	1,0	10	OI(630,0nm)
7	778,5	0,5	20	OI(777,4nm)
8	590,1	0,5	10	Na(589,3nm)
9	428,4	1,0	60	N <sub>2</sub> <sup>+</sup> (ING, 427,8nm)
10	486,8	1,0	60	Hβ(486,1nm)

Fonte: Adaptada de Shiokawa et al. (2007).

O fotômetro utiliza como elemento fotodetector uma câmera CCD (Coupled Charge Device) resfriada modelo C4880-30-24A produzida pela Hamamatsu Photonics. A CCD consiste numa matriz de 512 x 512 pixels, com cada pixel medindo 24µm, cuja eficiência quântica é superior a 90% no espectro visível e de 60% no comprimento de onda de 850nm. Com essas especificações, as dimensões da CCD são de 12,288 x 12,288 mm. Porém, para reduzir o ruído de leitura, os pixels são agrupados 4 x 4. Então, a imagem de saída, ao invés de ter 512 x 512 pixels, tem 64 x 64 pixels. A superfície da CCD é resfriada e mantida abaixo de -60°C por um resfriador termoelétrico. As imagens produzidas sobre a CCD formam franjas de interferência e são vistas na forma de anéis concêntricos. A Figura 4.2 mostra alguns exemplos de imagens gravadas na CCD correspondentes às emissões monitoradas pelo fotômetro. No caso de bandas de emissão, onde são monitoradas várias linhas, cada anel concêntrico correspondente a uma linha específica. No caso de linhas de emissão, há apenas um círculo concêntrico. Da esquerda para a direita e de cima para baixo, a primeira e segunda imagens mostram algumas linhas de emissão do OH(6-2), a terceira e quarta imagens exibem algumas linhas do

O<sub>2</sub>b(0-1), a quinta e sexta imagens mostram as linhas verde (OI557,7nm) e vermelha (OI630,0nm) do oxigênio atômico.

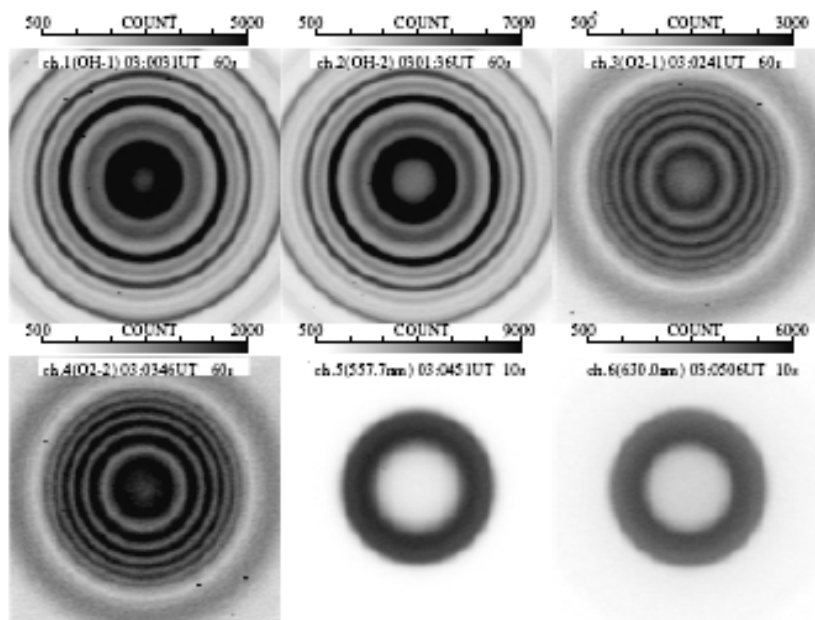


Figura 4.2- Exemplos de imagens das franjas de interferência projetadas na CCD do fotômetro. As imagens aos canais 1 e 2 (OH), 3 e 4 (O<sub>2</sub>), 5 (OI5577) e 6 (OI6300). A legenda no topo de cada imagem informa sobre o canal correspondente do filtro, a emissão monitorada, a hora (em tempo universal) em que foi obtida a imagem e o tempo de exposição da CCD para obtê-la.

Fonte: Adaptada de Shiokawa et al. (2007).

#### 4.1.1. A configuração ótica

Para medir a intensidade das emissões é necessário inicialmente selecionar o comprimento de onda que se deseja avaliar. No fotômetro, o comprimento de onda é selecionado por filtros de interferência de banda estreita. Além dos filtros de interferência, outros elementos compõem a ótica do equipamento. A Figura 4.3 mostra uma ilustração esquemática da ótica do fotômetro. Adicionalmente ao filtro de interferência, a ótica do equipamento é composta por uma lente Fresnel e por uma lente Canon F0.95. Somam-se a esses elementos óticos, um obturador e uma cúpula de vidro transparente como é mostrado na Figura 4.3. A cúpula de vidro fica externa ao restante da parte



ótica e tem como função básica proteger o equipamento e, ao mesmo tempo, permitir a passagem de luz. Com o obturador aberto, antes de incidir sobre o filtro de interferência, a luz passa pela lente Fresnel. Essa lente tem a função de desfocar estruturas no céu, como estrelas e ondas de gravidade vistas nas camadas de emissão, as quais, no caso da ausência dessa lente seriam projetadas sobre a CCD e interfeririam no processo de medida da intensidade das emissões. A luz incidente passa através do filtro de interferência com um ângulo máximo de  $16^\circ$ . Esse ângulo, que é determinado pela abertura do campo de visão do equipamento no topo da parte ótica, corresponde ao campo de visão do fotômetro. Então, as medidas de temperatura e da intensidade das emissões correspondem a um valor médio dentro de área delimitada pelo campo de visão do equipamento. Uma particularidade dos fotômetros aqui apresentados é a presença de dois filtros de interferência idênticos para medir as emissões do OH e do O<sub>2</sub>. Esses dois filtros idênticos para cada uma dessas emissões foram instalados para permitir uma calibração cruzada e para monitorar possíveis degradações por eles experimentadas durante medidas de longo prazo. Esse monitoramento é especialmente importante quando se avalia variações de longo prazo nas temperaturas rotacionais.

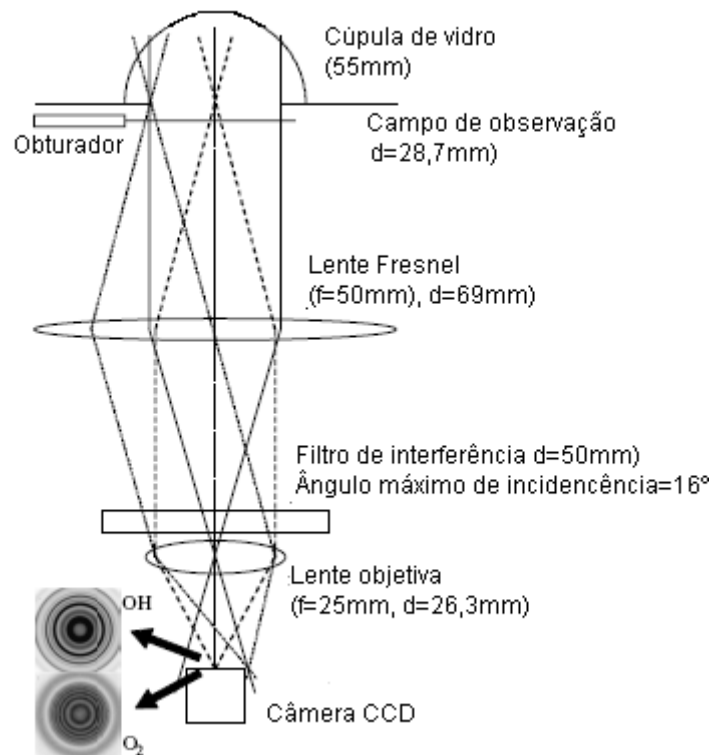


Figura 4.3 – Ilustração esquemática da ótica do fotômetro.  
 Fonte: Adaptado de Shiokawa et al. (2007).

#### 4.1.2. A calibração do fotômetro

Para se determinar as intensidades absolutas das emissões é necessário inicialmente efetuar a calibração do equipamento. A calibração tem por finalidade determinar dois parâmetros do instrumento, a sensibilidade absoluta da CCD e as curvas de transmissão espectral dos filtros de interferência, os quais permitem a avaliação das intensidades absolutas das emissões. O processo de calibração é descrito em detalhes por Shiokawa et al. (2007). Aqui serão apresentadas as ideias básicas envolvidas no processo.

A resposta do fotômetro à incidência de luz sobre ele, dada em termos da contagem registrada no *i*-ésimo pixel, pode ser expressa da seguinte forma:

$$N_i = a_i t \int I(\lambda) T_i(\lambda) d\lambda + N_d \quad (4.1)$$

Onde  $a_i$ ,  $t$ ,  $\lambda$ ,  $I(\lambda)$ ,  $T_i(\lambda)$  e  $N_d$  são, respectivamente, a sensibilidade absoluta, o tempo de integração, o comprimento de onda, a intensidade da luz incidente (em Rayleigh/nm), a transmissão espectral e a contagem do ruído escuro.

Inicialmente, determina-se a curva de transmissão espectral dos filtros. Ao variar o comprimento de onda da radiação incidente sobre um filtro de interferência, este permite a passagem de determinados comprimentos de onda ao mesmo tempo em que suprime outros. A transmissão espectral de um filtro é obtida fazendo-se incidir radiação no comprimento de onda conhecido e medindo-se a quantidade que é transmitida. Então, variando-se o comprimento de onda de uma radiação monocromática incidente, obtém-se a transmissão do filtro em função do comprimento de onda. No caso do fotômetro, a luz monocromática é gerada por um espectrômetro de grade de difração. Para uma calibração adequada do equipamento é necessário que a CCD seja iluminada uniformemente. Essa condição é alcançada com o uso de uma esfera integradora com diâmetro de 8 polegadas. O procedimento consiste em colocar a luz monocromática proveniente da grade de difração dentro da esfera integradora. Além do orifício de entrada, a 90° deste, há uma janela por onde a luz proveniente do interior da esfera ilumina uniformemente a CCD. Nesse caso, a resposta do fotômetro ( $N_{i,k}$ ) à incidência de luz monocromática é dada por:

$$N_{i,k} = a_i t I(\lambda_k) T_i(\lambda_k) \Delta\lambda_k + N_d, \quad (4.2)$$

onde nesse caso, o comprimento de onda da radiação incidente é variado em  $\Delta\lambda_k = 0,1nm$ .

A equação (4.2) pode ser reescrita para fornecer as curvas de transmissão

$$T_i(\lambda_k) = \frac{N_{i,k} - N_d}{a_i t I(\lambda_k) \Delta\lambda_k}. \quad (4.3)$$

Como  $a_i$  e  $I(\lambda_k)$  não são conhecidos, a função de transmissão é expressa em termos da transmissão máxima em  $a_0$  e  $I(\lambda_0)$ . A Figura 4.5 mostra as curvas de transmissão referentes aos filtros utilizados para medir as emissões do OH(6-2), O2b(0-1), OI5577 e OI6300. As transmissões relativas são mostradas em função da distância radial (em pixels) ao centro das franjas de interferência. Os valores de transmissão relativa são obtidos tomando-se a média azimutal.

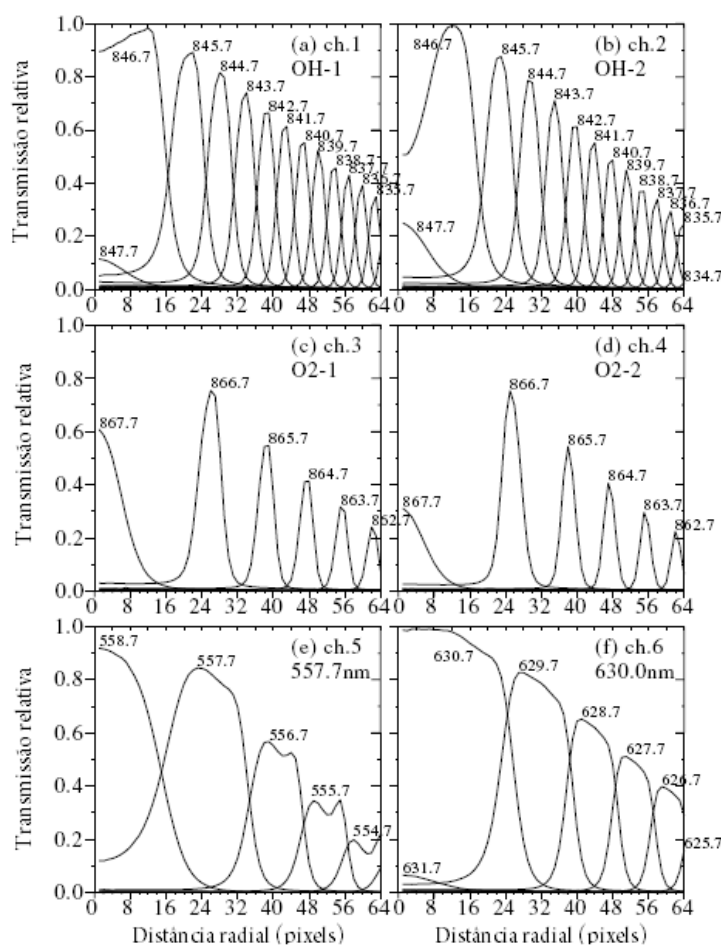


Figura 4.5 – Curvas de transmissão relativa dos filtros de interferência do fotômetro utilizados para medir as emissões do OH(6-2), O2b(0-1), OI5577 e OI6300. Os números próximos aos picos das curvas indicam o comprimento de onda da luz incidente em nanômetros.

Fonte: Adaptado de Shiokawa et al.(2007).

Uma vez determinadas as curvas de transmissão, o passo seguinte para a calibração do equipamento consiste em determinar a sensibilidade absoluta. A

sensibilidade absoluta é um parâmetro que está relacionado à resposta da CCD à intensidade da radiação incidente. Uma CCD ao ser iluminada por uma fonte luminosa, responde convertendo os fótons incidentes em cargas elétricas. As cargas elétricas geradas são quantificadas em termos de uma contagem. Dessa forma, quanto mais intensa for luz incidente, maior será a contagem registrada pela CCD. No caso do fotômetro, a sensibilidade absoluta é determinada fazendo-se incidir sobre o instrumento uma fonte de luz com intensidade conhecida e monitorando-se a resposta da CCD. A luz (branca) utilizada provém de uma fonte pancromática com intensidade e comprimento de onda conhecidos proveniente de uma esfera integradora com 2 metros de diâmetro. A contagem registrada em função da incidência de uma fonte de luz com intensidade conhecida  $I(\lambda)(R/nm)$  é dada escrevendo a Equação (4.1) como um somatório.

$$N_i = a_i t \sum_k I(\lambda_k) T_i(\lambda_k) \Delta\lambda_k + N_d. \quad (4.4)$$

De (4.4), a sensibilidade absoluta pode ser obtida:

$$a_i = \frac{N_i - N_d}{t \sum_k I(\lambda_k) T_i(\lambda_k) \Delta\lambda_k}. \quad (4.5)$$

A função de transmissão  $T_i(\lambda_k)$  obtida através da Equação (4.3), normalizada pela transmissão máxima, é utilizada para determinar finalmente a sensibilidade absoluta  $a_i$ .

A sensibilidade absoluta é medida em unidades de contagens/Rayleigh/s. A Figura 4.6 mostra a sensibilidade absoluta de um dos fotômetros para cada canal em função da distância radial em relação ao centro da imagem.

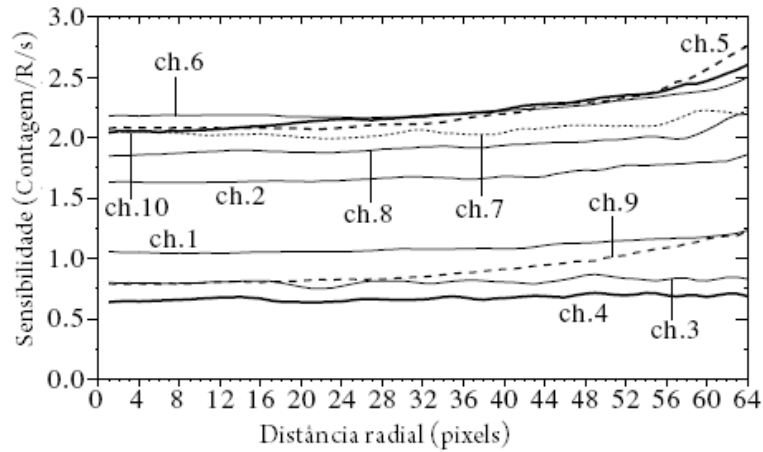


Figura 4.6 – Sensibilidade absoluta para cada canal em função da distância radial em relação ao centro da imagem.  
 Fonte: Adaptado de Shiokawa et al.(2007).

#### 4.1.3. O espectro sintético

Nas observações reais do céu noturno, a intensidade de emissão da aeroluminescência é proporcional à contagem do pico das franjas de interferência. Entretanto, quando algumas linhas de emissão com comprimentos de onda próximos, como aquelas mostradas nas Figuras 2.4 e 2.7 no Capítulo 2, são incluídas em uma franja, elas podem contaminar umas a outras porque a transmissão dos filtros tem certas larguras como mostrado na Figura 4.5. Então, a fim de se levar em conta essa contaminação espectral, é necessário produzir um espectro sintético para as franjas observadas.

Se há algumas linhas de emissão com intensidades  $I_1, I_2, \dots, I_n$  nos comprimentos de onda  $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$ , a contagem de saída  $N_i$  (contagem/pixel) na  $i$ -ésima distância radial é dada, a partir da Equação (4.1), por:

$$N_i = a_i t \left( I_1 T_1(\lambda_1) + I_2 T_2(\lambda_2) + \dots + I_n T_n(\lambda_n) + I_b \sum_k T_k(\lambda_k) \Delta \lambda_k \right) + N_d, \quad (4.6)$$

onde  $I_b(R/nm)$  é a intensidade da emissão contínua de fundo do céu.

A Equação (4.6) pode ser reescrita como:

$$y_i = t(S_i I_r + B_i I_b), \quad (4.7)$$

onde

$$y_i = N_i - N_d \quad (4.8)$$

$$\dots S_i(T) = a_i \left( \frac{I_1}{I_r} T_i(\lambda_1) + \frac{I_2}{I_r} T_i(\lambda_2) + \dots + \frac{I_n}{I_r} T_i(\lambda_n) \right) \quad (4.9)$$

$$B_i = a_i \sum_k T_i(\lambda_k) \Delta\lambda_k, \quad (4.10)$$

onde  $S_i(T)$  (contagens/R/s) é o espectro sintético referente às linhas de emissão,  $B_i$  é o espectro sintético referente à emissão do contínuo de fundo e  $I_r$  é a intensidade da linha de emissão adotada como referência.

O espectro sintético,  $S_i(T)$ , que pode ser determinado com base na calibração descrita anteriormente, depende da temperatura da atmosfera porque as intensidades relativas das bandas rotacionais da aeroluminescência são teoricamente determinadas para cada temperatura a partir das probabilidades de transição como mostrado nas Figuras 2.2 e 2.7 no Capítulo 2. As linhas de referência do OH(6-2) e O2b(0-1) são tomadas nos comprimentos de onda de 846,5555 e 866,0595 nm, respectivamente. Como já mencionado no Capítulo 2, o espectro das intensidades do OH(6-2) foram calculadas a partir das constantes moleculares de Coxon et al. (1982) e com os coeficientes de Einstein de Langhoff et al. (1986). No caso do O2b(0-1), o espectro foi calculado seguindo-se a formulação de Meinel (1950a) com as constantes moleculares de Krupenie (1972). O espectro sintético para a emissão do contínuo de fundo,  $B_i$  (contagens/nm/R/s) também pode ser determinada a partir das calibrações prévias.

#### 4.1.4. O processamento dos dados

O fotômetro registra as imagens da aeroluminescência na forma de anéis concêntricos conforme mostrado na Figura 4.3. As imagens são obtidas a cada 5,5 minutos. Portanto, essa é a resolução das medidas. O tempo de exposição necessário para obter-se uma imagem referente a cada emissão está indicado na Tabela 4.1. Cada franja de interferência corresponde a linhas individuais da aeroluminescência. A partir das imagens das franjas, as intensidades e as temperaturas rotacionais são determinadas seguindo-se os seguintes passos:

(1) Remoção dos ruídos devidos aos raios cósmicos: Devido à incidência de raios cósmicos, a CCD tem manchas brancas nas imagens. Essas manchas são identificadas e removidas checando-se os pixels nos quais a contagem excede certo limiar comparado aos pixels vizinhos. Por fim, a contagem dos pixels que excedem o limiar é substituída pela contagem dos pixels vizinhos.

(2) Subtração do ruído escuro. Mesmo com o obturador fechado, a CCD registra uma contagem. Essa contagem é devida ao fato de a CCD não estar resfriada ao zero absoluto. Então, a contagem referente a essa situação deve ser subtraída a fim de se determinar as intensidades e temperaturas. As imagens referentes ao ruído escuro são tomadas a cada 32,5 minutos fechando-se o obturador pelo o mesmo intervalo de tempo utilizado para obter as imagens de cada emissão. Isso significa que, no caso do OH e O<sub>2</sub>, onde os tempos de exposição são de 60 segundos, o obturador permanece fechado durante esse tempo para obter as imagens referentes ao ruído escuro.

(3) Determinação do centro das franjas. Para fazer a integração azimutal das franjas concêntricas, é necessário determinar o centro das franjas. Inicialmente, são tomadas 12 imagens representativas amostradas com intervalos de tempo iguais de uma noite de observação. Então, a partir dessas 12 imagens, é obtida uma imagem média. O centro da franja é determinado para essa imagem média como o local onde a altura do pico das franjas integradas azimutalmente se torna máximo. A busca pelo centro da franja é feita a cada 0,2 pixels e as



coordenadas (x, y) do centro são aquelas onde o pico da franja integrada azimutalmente é máximo.

(4) Desvio na temperatura do filtro. Análises iniciais mostraram que a localização dos picos das franjas são levemente diferentes nos espectros sintético e observado. Isso ocorre porque a transmissão do filtro varia de acordo com sua temperatura. O desvio do comprimento de onda do filtro é estimado em aproximadamente  $0,02 \text{ nm}/^{\circ}\text{C}$ . O fotômetro tem um aquecedor bem abaixo da roda de filtros a fim de manter a temperatura dos filtros em  $35^{\circ}\text{C}$ . Porém, não é possível colocar o aquecedor diretamente sobre o filtro e então, sua temperatura varia levemente em função da temperatura externa. Como as dependências da função de transmissão com o comprimento de onda são conhecidas, é possível calcular o espectro sintético para os casos nos quais o comprimento de onda central é alterado pelas variações de temperatura do filtro. Usando uma função de interpolação linear, o espectro sintético para desvio no comprimento de onda de  $0,01 \text{ nm}$  no intervalo de  $\pm 0,4 \text{ nm}$  dos dados da calibração. Então, os espectros sintéticos foram ajustados aos observados e, conseqüentemente, um melhor ajuste do comprimento desviado foi obtido.

#### **4.2. O radar MF**

As medidas de vento utilizadas no trabalho foram obtidas por dois radares de média frequência, comumente chamados de radares MF (acrônimo em inglês para Medium Frequency), instalados em duas localidades no Japão. Um ao Sul, em Yamagawa ( $31,2^{\circ}\text{N}$ ;  $130,6^{\circ}\text{L}$ ), e o outro ao Norte, em Wakkanai ( $45,4^{\circ}\text{N}$ ;  $141,8^{\circ}\text{L}$ ). Esses dois radares foram construídos pelo Laboratório de Pesquisas em Comunicações (CRL – Acrônimo em inglês para Communications Research Laboratory) e são operados pelo Instituto Nacional de Tecnologia da Informação e Comunicações (National Institute of Information and Communications Technology), ambas, instituições japonesas. As duas localidades estão situadas nas proximidades dos observatórios de

aeroluminescência. Então, as medidas de vento obtidas pelos radares podem servir de apoio às medidas aeroluminescentes no estudo das ondas planetárias. Nesta seção serão apresentadas as principais características dos radares MF cujos dados foram utilizados no trabalho. As características dos radares MF instalados em Yamagawa e Wakkanai foram descritas em detalhes por Murayama et al. (2000). Aqui será apresentada uma descrição das características do equipamento baseado nesse trabalho.

O radar MF é uma importante ferramenta utilizada para estudar a dinâmica da média atmosfera. As medidas de vento efetuadas pelos radares de Yamagawa e Wakkanai já possibilitaram alguns estudos relacionados à dinâmica de MLT (NAMBOOTHIRI et al., 2002; NAMBOOTHIRI et al., 2000). O radar MF é capaz de medir o vento horizontal no intervalo entre aproximadamente 60 e 100 km de altitude. Adicionalmente, também é possível medir a densidade eletrônica da região-D da ionosfera. O princípio de funcionamento do instrumento se baseia na utilização da reflexão parcial pela região-D da ionosfera das ondas emitidas pelo radar. A partir dos ecos refletidos parcialmente é possível estimar os perfis verticais da velocidade do vento neutro ao longo do dia.

#### **4.2.1. Configuração dos radares**

Os radares MF de Yamagawa e Wakkanai são radares Doppler-pulsados que operam na faixa de frequências de 2 MHz transmitindo verticalmente ondas eletromagnéticas circularmente polarizadas em direção à média e alta atmosfera. O sinal é gerado por um transmissor de estado sólido e emitido por antenas constituídas de dipolos cruzados, ou por antenas constituídas de dipolos emparelhados alinhados ortogonalmente. A configuração das antenas dos radares de Yamagawa e Wakkanai é mostrada na Figura 4.7. O radar emite um pulso com duração de 48 milissegundos com uma potência de pico de 50 kW. Na Tabela 4.2 são apresentadas as especificações dos dois radares. Tanto na transmissão dos pulsos quanto na recepção dos ecos são utilizados

dipolos de meio comprimento de onda. As antenas são colocadas entre 10 a 30 metros acima do solo.

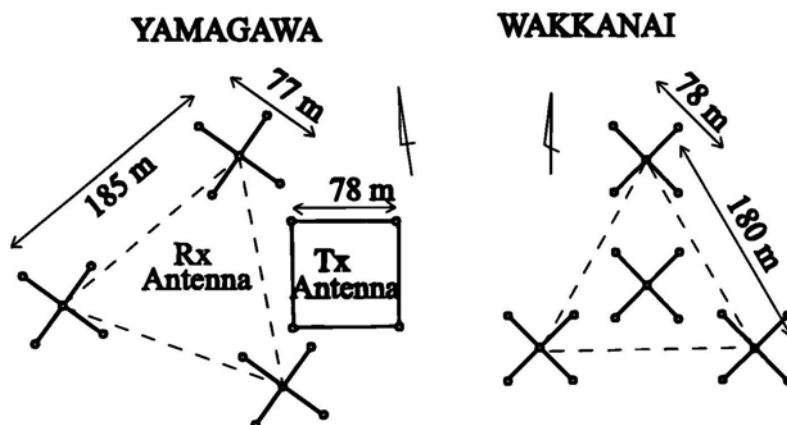


Figura 4.7 – Configuração das antenas dos radares de Yamagawa e Wakkanai.  
Fonte: Adaptado de Murayama et al. (2000)

Tabela 4.2 -Especificações dos radares de Yamagawa e Wakkanai.

Local	Yamagawa	Wakkanai
Frequência	1,9550 MHz	1,9585 MHz
Largura da banda	60kHz	24kHz
Pico de potência	50kW	50kW
Duração do pulso (half power width)	48µs	48µs
Resolução temporal	2-4 min	4-min
Intervalo vertical de amostragem	2 km	2 km

Fonte: Adaptado de Murayama et al. (2000)

A onda transmitida pelo radar é espalhada na região-D da ionosfera tipicamente acima de 60 km de altitude e a reflexão total normalmente ocorre na região-E ente 110 e 120 km de altitude. A altitude onde ocorrem as reflexões parciais depende da densidade eletrônica da ionosfera. Como nessa região há diferenças significativas no conteúdo eletrônico, o intervalo de

altitudes onde é possível obter as medidas de vento varia entre o dia e a noite. Durante o dia as medidas são obtidas entre 60 e 100 km de altitude. Por outro lado, durante a noite as medidas ficam restritas ao intervalo entre 80 e 100 km de altitude. A resolução temporal das medidas é de 4 minutos.

#### **4.2.2. Técnica de medida da velocidade do vento**

A velocidade horizontal, bem como a direção do vento na alta atmosfera, são determinadas a partir dos ecos recebidos pelas antenas multi-espaçadas (Spaced Antennae). A técnica consiste emitir verticalmente, a partir do solo, uma onda eletromagnética em direção a alta atmosfera. O sinal é então espalhado pelas irregularidades no índice de refração da atmosfera, as quais são devidas a variações na densidade eletrônica da ionosfera na região entre 60 e 100 km de altitude. As irregularidades se movem com o vento neutro de forma que, analisando o movimento dos padrões de difração Fresnel no solo é possível inferir a velocidade do vento neutro no intervalo de altitudes onde ocorrem as reflexões parciais. Os ecos refletidos na ionosfera são captados no solo pelas antenas receptoras e, posteriormente, são analisados por um método baseado em análises de correlação entre os sinais captados pelas antenas receptoras. O método de análise utilizado é denominado de análise de correlação completa (Full Correlation Analysis). O método consiste em efetuar análises de correlação cruzada e autocorrelação entre os sinais captados pelo conjunto de antenas receptoras. Uma descrição completa do método pode ser encontrada em Baumgaertner (2007).

#### **4.3. O banco de dados e a metodologia de análise**

Nesse trabalho foram analisados os conjuntos de dados produzidos pelos fotômetros e pelos radares MF. Os dados analisados foram obtidos entre os anos de 2004 e 2006. Nas seções seguintes serão apresentadas as características dos dados analisados, bem como a forma como eles foram analisados.

### **4.3.1. Os dados de fotômetro**

Os fotômetros instalados em Sata e Rikubetsu forneceram o principal conjunto de dados utilizados nesta tese. Os fotômetros efetuam medidas noturnas das intensidades das emissões do OI5577, O2b(0-1) e OH(6-2). As medidas têm resolução temporal de 5,5 minutos e são obtidas durante cerca de 20 dias ou mais por mês. O comprimento relativamente longo das medidas aeroluminescentes é alcançado graças a um sistema automatizado que traz consigo informações sobre o nascer e o pôr do Sol, bem como sobre as fases da Lua. Durante os três anos analisados, não houve dados disponíveis apenas em janeiro e fevereiro de 2004 em Rikubetsu.

#### **4.3.1.1. O tratamento e a análise dos dados de fotômetro**

As emissões da aeroluminescência são bastante sensíveis à contaminação espectral por outras fontes de emissoras. Então, antes de ser efetuada qualquer análise, é necessário avaliar a qualidade dos dados. Para avaliar a qualidade das medidas, costuma-se medir a contribuição da luz de fundo, o BG (Back Ground) para cada emissão que está sendo monitorada. A unidade do BG é R/nm. Em conjunto com o BG, a qualidade das medidas aeroluminescentes também é avaliada em função da cobertura de nuvens durante as observações, uma vez que as nuvens são capazes de absorver no espectro correspondente a algumas emissões, bem como refletir luzes artificiais provenientes das redondezas do sítio observacional. No caso das medidas utilizadas nesse trabalho, a cobertura de nuvens é classificada numa escala que vai de zero a quatro (0-4), onde 0 significa céu totalmente limpo e 4 significa céu totalmente coberto. Foram adotados os seguintes critérios para a seleção dos dados que, posteriormente, foram analisados:

- Nível de BG: menor ou igual a 30 R/nm
- Condição do céu: menor ou igual a 3

Após a imposição desses critérios a quantidade de dados disponíveis foi um pouco reduzida. A redução foi especialmente mais elevada no caso das medidas do OH. A Figura 4.8 mostra o número de noites com dados disponíveis para cada período de observação após o tratamento feito com a aplicação dos critérios acima. Os painéis superiores, esquerdo e direito, mostram, respectivamente, o número de noites com dados em cada período de observação das emissões do OI5577 e O2b(0-1) e do OH(6-2) em Rikubetsu. Já os painéis inferiores, esquerdo e direito, mostram, respectivamente o número de noites com dados das emissões do OI5577 e O2b(0-1) e do OH(6-2) em Sata.

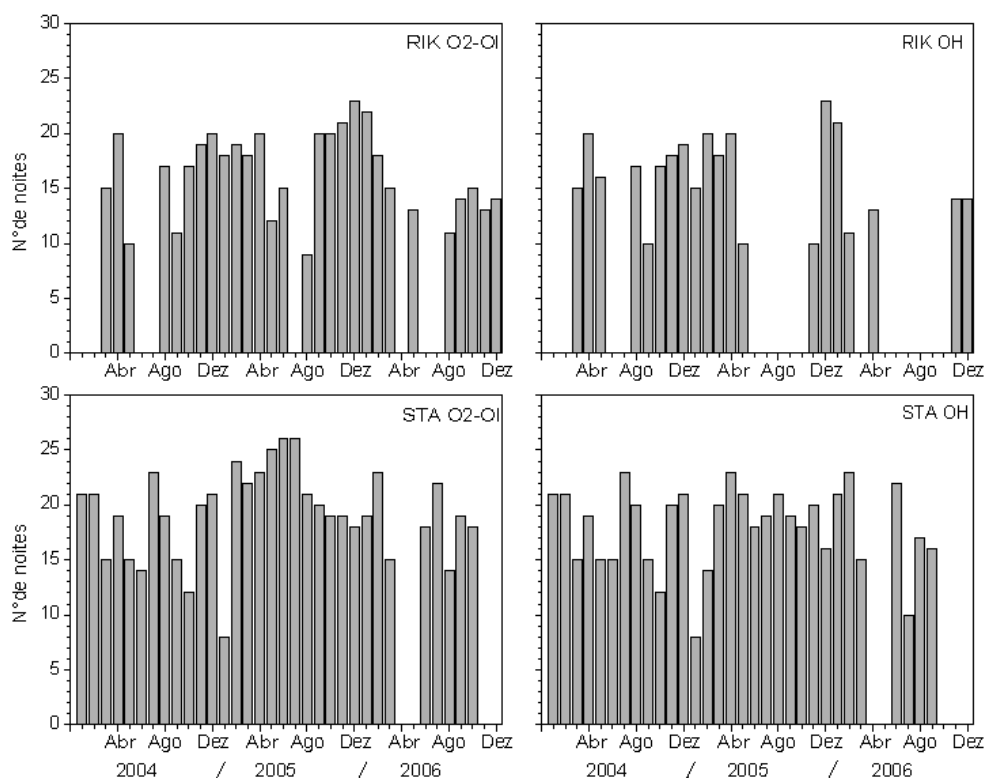


Figura 4.8 – Número de noites com dados disponíveis em cada período de observação da aeroluminescência entre 2004 e 2006 em Sata (painéis inferiores) e Rikubetsu (painéis superiores). Os painéis à esquerda e a direita mostram, respectivamente, o número de noites com dados disponíveis para emissões do O2b(0-1) e OI5577 e do OH(6-2).

Uma vez efetuada a qualificação dos dados, a próxima etapa consiste em identificar as periodicidades neles presentes. Isso é feito lançando-se mão de técnicas de análise espectral, as quais devem ser escolhidas de acordo com os propósitos da análise, bem como com as características dos dados analisados. Neste caso, a análise espectral busca identificar variações na aeroluminescência e no vento em períodos de ondas planetárias. No caso da aeroluminescência, a principal característica dos dados é a sua obtenção apenas durante o período noturno, o que implica em lacunas quase periódicas na amostragem dos dados. Além disso, como mencionado anteriormente, durante a qualificação dos dados, aqueles considerados espúrios são retirados das análises. Nesse último caso, a ausência de dados é, de forma geral, aleatória. Com isso, percebe-se que a principal característica dos dados aeroluminescentes é a sua amostragem irregular. Essa característica impõe a necessidade do uso de uma técnica diferente da tradicional análise de Fourier, na qual os dados devem ser igualmente espaçados. No caso da aeroluminescência uma técnica mais utilizada é a do periodograma de Lomb-Scargle (LOMB, 1976; SCARGLE, 1982), a qual tem se mostrado eficiente na detecção de variações periódicas presentes nas medidas de aeroluminescência como pode ser visto nos trabalhos de Takahashi et al. (2002), Buriti et al. (2005), Gomes (2009) e Lopez-Gonzalez et al. (2009). Considerando as medidas de vento, as informações são obtidas, a priori, durante todo o dia. Essa característica facilita a escolha da técnica de análise espectral utilizada para identificar as assinaturas de ondas planetárias. A aplicação do periodograma de Lomb-Scargle se deu da seguinte forma:

Inicialmente são construídas as séries temporais referentes a cada noite de observação. Em seguida, juntando-se as séries relativas a cada noite de um período de observações, é construída uma nova série que contém todas as noites do período de observações em questão. Esse procedimento é repetido para as três emissões e para as temperaturas rotacionais. O periodograma de Lomb-Scargle é então aplicado e seu espectro é analisado buscando-se

identificar assinaturas de ondas planetárias entre 2 e 20 dias. A Figura 4.7 mostra as séries temporais contendo as intensidades do OI5577, O2b(0-1) e OH(6-2) (painéis inferiores) obtidas entre os dias 22 de setembro e 10 de outubro de 2005 em Sata, bem como seus respectivos periodogramas (painéis superiores). O espectro mostrado revela a presença de uma evidente variação em torno de 8 dias nas três emissões.

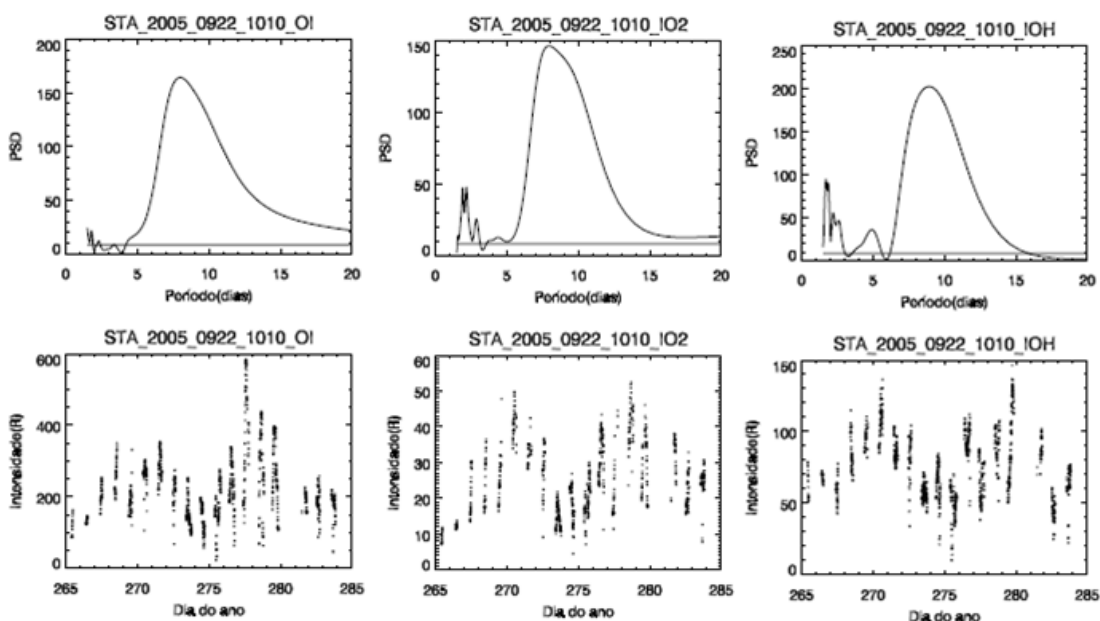


Figura 4.9 – Espectros Lomb-Scargle (painéis superiores) das emissões do OI5577, O2b(0-1) e OH(6-2) e as respectivas séries temporais que os geraram (painéis inferiores) obtidas entre 22 de setembro e 10 de outubro de 2005 em Sata.

#### 4.3.2. Os dados de radar MF

Os radares MF fornecem as medidas das componentes zonal e meridional do vento horizontal entre 60 e 100 km de altitude com resolução temporal de 2 minutos. Nesse trabalho foram utilizados os ventos medidos entre 80 e 98 km de altitude. Em geral, os valores do vento são fornecidos a cada 30 minutos fazendo-se a média dos valores medidos dentro desse intervalo. No caso do estudo aqui desenvolvido foram utilizadas medidas de vento amostradas a



cada 4 horas, uma vez que o interesse principal repousa na busca por oscilações a partir de 2 dias.

Uma vez construídas as séries temporais das medidas de vento, estas foram analisadas aplicando-se a transformada wavelet na busca por assinaturas de ondas planetárias. A transformada wavelet foi aplicada às séries correspondentes às alturas entre 80 e 98 km de altitude. Em algumas situações, as séries temporais dos dados de vento apresentam algumas falhas. A fim de aplicar a transformada wavelet, foi necessário preencher por interpolação linear os dados ausentes. Intervalos nos quais a ausência de dados foi superior a 2 dias foram descartados das análises. A Figura 4.10 mostra um exemplo da aplicação da transformada wavelet à componente zonal do vento medida em Wakkanai na altitude 90 km (painel superior) e a série temporal do vento (painel inferior) que gerou o espectro. Energia espectral significativa é observada na banda de frequências de 10 e 16 dias.

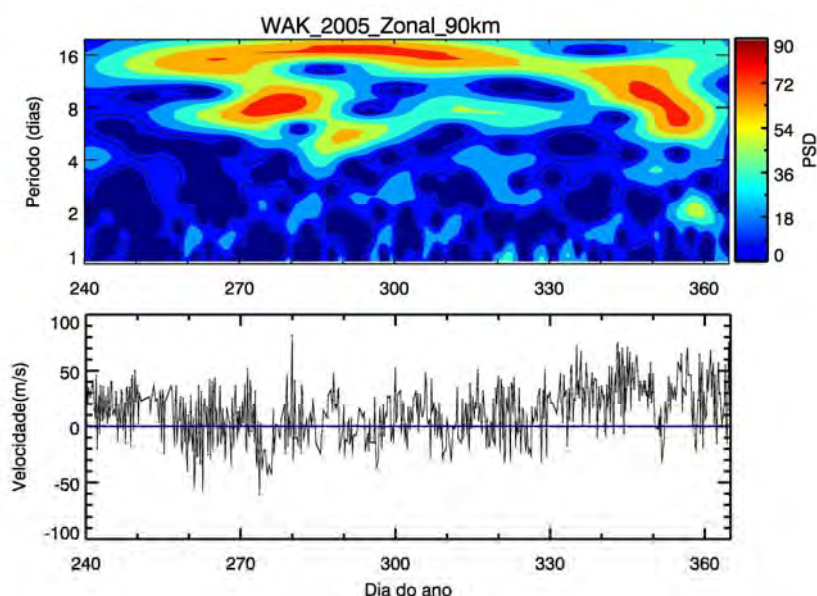


Figura 4.10 – Exemplo do espectro wavelet correspondente ao vento zonal medido em Wakkanai em 2005 na altitude de 90 km (painel superior) e a série temporal do vento que gerou o espectro (painel inferior).

Apesar de “gaps” (ausência de dados) aleatórios e de curta duração serem relativamente comuns, durante alguns intervalos de tempo ausência

significativas de dados (maiores ou iguais a dois dias) foram registradas. Em Wakkanai a ausência de dados durante intervalos de tempo significativos não foi observada. Já em 2006, alguns intervalos com ausência de dados foram registrado em julho de 2006. Por outro lado, em 2004 e 2005 as medidas de vento em Yamagawa apresentaram grandes interrupções. Em 2004 só há dados de janeiro a junho e em 2005 só estão disponíveis entre agosto e dezembro. Considerando 2006, há dados relativamente contínuos nos dois semestres do ano. Porém, há uma interrupção considerável em julho.

#### 4.4. As técnicas de análise espectral utilizadas

A identificação das assinaturas das ondas planetárias na aeroluminescência foi efetuada aplicando-se a técnica do periodograma de Lomb-Scargle e a transformada wavelet. Nas próximas duas seções será apresentada uma descrição dessas duas técnicas.

##### 4.4.1. O periodograma Lomb-Scargle

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) e Scargle (1982) e Horne et al. (1986). A definição do periodograma L-S, utilizada para estimar a contribuição de uma certa frequência  $\omega$  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:

$$P_x(\omega) = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\left[ \sum_{j=1}^{N_0} X_j \cos \omega(t_j - \tau) \right]^2}{\sum_{j=1}^{N_0} \cos^2 \omega(t_j - \tau)} + \frac{\left[ \sum_{j=1}^{N_0} X_j \sin \omega(t_j - \tau) \right]^2}{\sum_{j=1}^{N_0} \sin^2 \omega(t_j - \tau)} \right\}, \quad (4.11)$$

onde o termo  $\tau$  tem seguinte definição:

$$\tan(2\omega\tau) = \frac{\left( \sum_{j=1}^{N_0} \text{sen} 2\omega t_j \right)}{\left( \sum_{j=1}^{N_0} \text{cos} 2\omega t_j \right)}. \quad (4.12)$$

A definição de  $\tau$  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  $\omega$ , através do método dos mínimos quadrados. Além disso, a constante  $\tau$  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  $\omega_0$ , escapa para outras frequências devido ao comprimento finito da janela de dados a às irregularidades no espaçamento dos dados (HORNE et al., 1986). O vazamento espectral que ocorre de altas para baixas frequências é denominado de *aliasing*. Horne et al. (1986) sugeriram um procedimento para minimizar os problemas devidos ao vazamento espectral num periodograma L-S. Eles sugeriram subtrair uma senoide 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.

Tão importante quanto identificar a presença de variações periódicas em séries temporais é a avaliação da confiança dos resultados obtidos. No caso do periodograma de Lomb-Scargle, a avaliação da confiança dos resultados pode ser acessada através do teste de probabilidade de falso alarme (False Alarm Probability). A aplicação do FAP testa a hipótese de que o sinal analisado é constituído de ruído gaussiano puro e, assim, nenhum pico no espectro apresenta energia superior a um determinado nível  $z_c$ . O FAP é definido por:

$$FAP = 1 - \left(1 - e^{-z_c}\right)^{n_i}, \quad (4.13)$$

onde  $n_i$  é o número de pontos da série analisada

Um pico é significativo, com nível de confiança maior que  $P$  ( $P = 1 - FAP$ ), se a energia espectral excede um determinado valor crítico  $z_c$ , dado por:

$$z_c = -\ln\left(1 - (1 - FAP)^{\frac{1}{n_i}}\right). \quad (4.14)$$

As análises conduzidas nesse trabalho foram feitas considerando-se um nível de confiança de 95%. Isso significa que a hipótese de falso alarme foi testada com probabilidade de 0,05 ( $FAP = 0,05$ ).

#### 4.4.2. A transformada wavelet

A transformada wavelet é uma importante ferramenta de análise espectral e amplamente empregada em vários ramos do conhecimento. A transformada surgiu a partir da necessidade de se obter informações sobre uma série temporal que a tradicional transformada de Fourier não era capaz de fornecer. A transformada de Fourier decompõe um sinal em termos das funções base seno e cosseno. Como isso, é possível decompor o conteúdo espectral de uma série como a soma das contribuições individuais de cada frequência presente na série. Contudo, a transformada de Fourier não é capaz de fornecer informações sobre a localização temporal das frequências presentes na série.

Essa limitação é evidenciada na análise mostrada na Figura 4.12. Nela tem-se duas séries temporais nas quais estão presentes dois sinais periódicos com frequências de 0,2 e 0,5 ciclo por dia. A primeira, mostrada no painel a), é constituída pela soma das duas frequências. A segunda série, mostrada no painel c), é constituída pela justaposição das duas frequências, onde a primeira parte (curva em preto) contém a frequência de 0,5 ciclos por dias e a segunda, (curva em vermelho), contém a frequência de 0,2 ciclos por dia. A análise espectral efetuada aplicando-se a transformada de Fourier ao primeiro e segundo sinais, mostradas nos painéis b) e d), respectivamente, revela o conteúdo espectral de ambas. Porém, como se percebe, os dois espectros mostram exatamente a mesma informação. Ou seja, ambos mostram quais as frequências presentes nas séries, mas não fornecem nenhuma informação sobre a localização temporal dessas frequências. Essa limitação da transformada de Fourier constitui um empecilho para a análise de muitos fenômenos e processos que ocorrem de forma transiente na natureza. É o caso, por exemplo, das ondas planetárias na atmosfera.

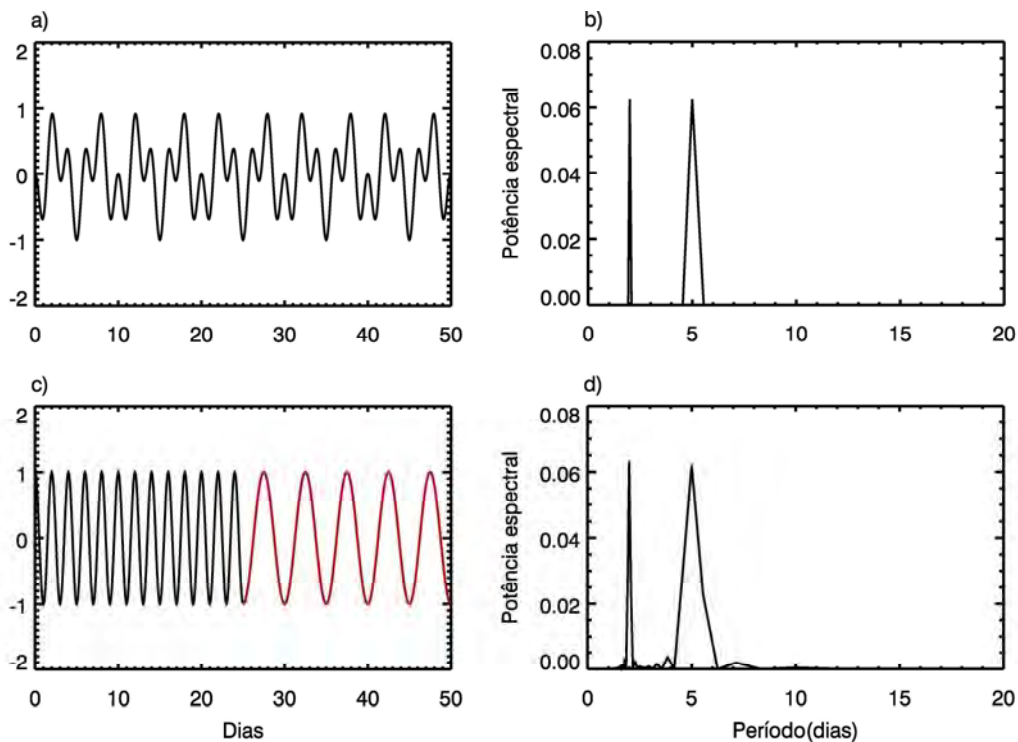


Figura 4.12 – Séries temporais artificiais construídas por dois sinais com frequência de 0,2 e 0,5 ciclos por dia. Em a), a série é constituída pela soma das duas frequências. Em c), a série é constituída pela justaposição das duas frequências (linha preta-0,5 e linha vermelha-0,2 ciclos por dia). Em b) e d) são mostrados os respectivos espectros de Fourier.

O problema da localização temporal de frequências presentes em série temporais foi parcialmente resolvida com a introdução da transformada janelada de Fourier (TJF). Nesse caso, subdivide-se a série em intervalos de tempo e aplica-se a transformada de Fourier a cada segmento da série. Com isso, é possível obter alguma informação sobre a localização temporal das frequências presentes. Contudo, há ainda alguns problemas que dificultam a aplicação da TJF. Inicialmente, uma vez definido o tamanho da janela, não é possível modificá-la ao longo do processo. Esse problema pode dificultar a identificação de frequências que não se ajustam ao tamanho da janela. Outro problema repousa no fato de as funções base (senos e cossenos) não serem limitadas e possuírem energia infinita. Então, era necessário o desenvolvimento de funções base que fossem limitadas e que pudessem ser dilatadas e transladas no tempo. Como apontado por Bolzan (2006), esse problema foi

resolvido por dois matemáticos franceses, Jean Morlet e Alex Grossman no início da década de 1980. Esses dois matemáticos perceberam que uma função que poderia satisfazer a condição de energia finita (tem um início e um fim) seria aquela constituída por pequenas ondas moduladas por uma curva Gaussiana. Eles também perceberam que a melhor forma de cobrir todo o eixo temporal, uma vez que a função vai a zero muito rápido, seria trasladando-a ao longo de todo o intervalo temporal. As propriedades de dilatação e translação foram reunidas numa função base, cuja dilatação e translação geram um conjunto de funções em termos das quais um sinal pode ser decomposto. Ou seja, a partir uma função base  $\psi(t)$ , obtém-se um conjunto de funções geradas pela dilatação  $\psi(t) \rightarrow \psi(2t)$  e translação  $\psi(t) \rightarrow \psi(t+1)$  da função base em termos das quais o sinal é decomposto. A função base é geralmente denominada de ondaleta mãe ou wavelet mãe, enquanto as funções geradas pela dilatação e translação dessa função base são denominadas de ondaletas filhas ou wavelets filhas. Então, dada uma função  $f(t)$ , esta pode ser decomposta em termos das wavelets filhas  $\psi_{a,b}(t)$  geradas pela translação e dilatação da wavelet-mãe. Uma família de wavelets filhas é gerada a partir da wavelet mãe pode ser dada por (FRICK et al., 1997):

$$\psi_{a,b}(t) = a^{-1/2} \psi\left(\frac{t-b}{a}\right), \quad (4.15)$$

onde  $a$  é o parâmetro de dilatação e  $b$  o parâmetro de translação. O fator  $a^{-1/2}$  está relacionado à normalização para manter a energia das wavelets filhas igual a da wavelet-mãe.

A transformada wavelet contínua de uma função  $f(t)$  pode então ser definida como:

$$W(b,a) = a^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} \psi^*\left(\frac{t-b}{a}\right) f(t) dt, \quad (4.16)$$

onde  $\psi^*$  é conjugado complexo de  $\psi$ .

A ideia da análise wavelet consiste em decompor um sinal em vários níveis de resolução, sendo conhecida como análise multi-resolução (Bolzan, 2006). Bolzan (2006) ilustra bem a ideia da análise multi-resolução considerando uma série temporal com  $s$  pontos, sendo  $n$  uma potência de 2, tal que  $s = 2^n$ . Ao assumir  $s=1024$ , tem-se que  $1024 = 2^n \rightarrow n=10$ . Assim, há dez escalas (frequências) que podem ser enxergadas pelas wavelets. A primeira escala na qual a wavelet atuará será na escala. Com isso a série temporal é dividida em duas partes iguais, cada uma com  $n-1=9 \rightarrow 2^9 = 512$  pontos e a função wavelet-mãe é comprimida pela metade (variação de  $a$ ) e aplicada na primeira metade da série. Em seguida, a wavelet é translada (variação de  $b$ ) para a segunda metade da série. O próximo nível de resolução é  $n-2=8 \rightarrow 2^8 = 256$ , então cada nova série terá 256 pontos, ou seja, as séries anteriores são divididas pela metade. Então, a wavelet deve ser comprimida de modo a caber dentro do primeiro segmento de 256 e, em seguida, será translada para os outros três segmentos da série. Esse processo é ilustrado na Figura 4.13.

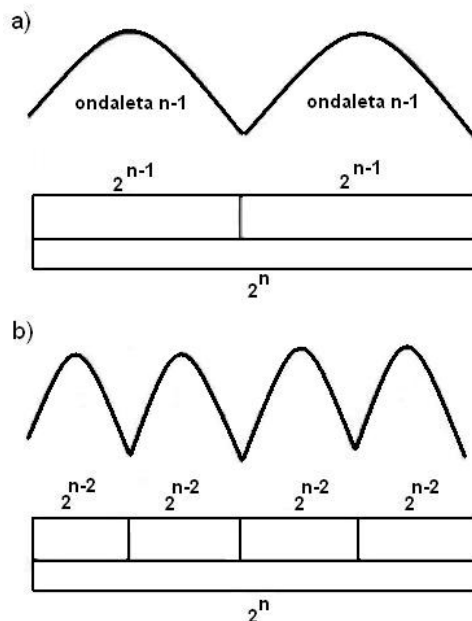


Figura 4.13 – Primeiro (a) e segundo (b) níveis da análise multi-resolução dada pela função wavelet  
 Fonte: Adaptada de Bolzan (2006).



O processo iniciado no parágrafo anterior é repetido até que a última escala  $1 \rightarrow 2^1 = 2$  pontos. Ao fim de todo esse processo é gerado um diagrama conhecido com periodograma de wavelet (Bolzan, 2006). O diagrama é ilustrado na Figura 4.14.

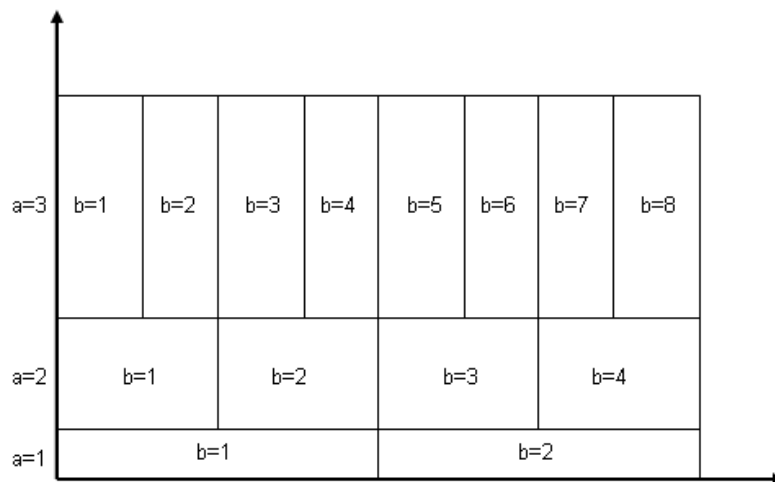


Figura 4.14 – Resultado da análise multi-resolução dada pela função wavelet conhecido como periodograma de wavelet. Fonte: Adaptado de Bolzan (2006).

Para uma função  $\psi$  ser admissível como uma wavelet ela deve satisfazer as seguintes condições (DOMINGUES et al.,2005). Dentre elas, tem-se que:

1) A integral da função wavelet deve ser nula

$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi(t) dt = 0. \tag{4.17}$$

Essa condição assegura que a função wavelet tem uma forma ondulatória, sendo conhecida com condição de admissibilidade.

2) A função wavelet deve ter energia unitária

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\psi(t)|^2 dt = 1. \quad (4.18)$$

Essa condição garante que a função wavelet tem suporte compacto. Isso significa que a amplitude vai rapidamente a zero, garantindo, assim sua localização espacial.

A transformada wavelet é uma poderosa ferramenta para a localização temporal das frequências presentes numa série temporal. Para ilustrar essa capacidade as séries temporais mostradas nas Figuras 4.12-a e 4.12-c foram analisadas aplicando-se a transformada wavelet utilizando a wavelet-mãe de Morlet. A Figura 4.15 mostra as duas séries temporais analisadas e seus respectivos espectros. No painel a) tem-se a série constituída pela soma das frequências de 0,2 e 0,5 ciclo por dia (ciclo/dia) e que estão presentes durante todo o intervalo de tempo. No painel c) tem-se a série temporal constituída pela justaposição das frequências de 0,2 e 0,5 ciclo/dia, onde a primeira metade da série só contém a frequência de 0,2 ciclo/dia e segunda metade só contém a frequência de 0,5 ciclo/dia. Seus respectivos espectros são mostrados pelos gráficos de contorno nos painéis b) e d). Os espectros wavelet evidenciam claramente o conteúdo espectral das séries temporais, bem como a localização temporal das frequências presentes nas séries. No painel b), o espectro wavelet mostra claramente que as frequências de 0,2 (período de 10 dias) e 0,5 (período de 2 dias) ciclo/dia estão presentes durante todo o intervalo. No painel d), o espectro wavelet mostra que, durante os vinte e cinco primeiros dias, apenas a frequência de 0,5 ciclo/dia está presente enquanto que, na segunda metade da série temporal apenas a frequência correspondente ao período de 5 dias está presente na série.

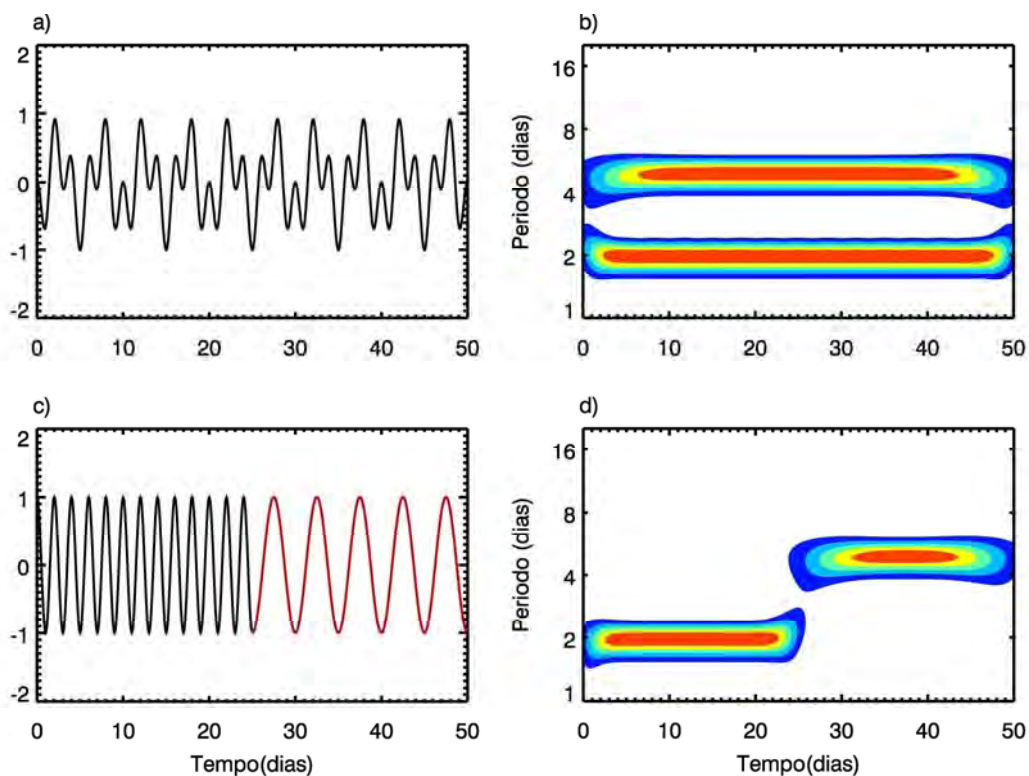


Figura 4.15 – Análise espectral das séries temporais artificiais constituídas por dois sinais com frequência de 0,2 e 0,5 ciclos por dia aplicando-se a transformada wavelet. Em a), a série é constituída pela soma das duas frequências. Em c), a série é constituída pela justaposição das duas frequências (linha preta-0,5 e linha vermelha-0,2 ciclos por dia). Em b) e d) são mostrados os respectivos espectros wavelet.

#### 4.4.2.1. O pacote de Torrence e Compo

Atualmente, há várias rotinas disponíveis para calcular a transformada wavelet. Por exemplo, o software IDL (Interactive Data Language), que foi utilizado nesse trabalho, traz consigo rotinas que possibilitam a análise de dados com a transformada wavelet. Contudo, o pacote de rotinas desenvolvidas por Torrence et al. (1998) foi utilizado para calcular a transformada wavelet. As rotinas contidas no pacote estão disponíveis gratuitamente na internet (<http://paos.colorado.edu/research/wavelets/>) e foram desenvolvidas para estudar as variações de temperatura do oceano associadas a fenômenos de El Niño. O pacote de rotinas possibilita o cálculo da transformada wavelet

utilizando-se vários tipos de wavelets-mãe. Além disso, também é possível avaliar a confiança dos resultados através de testes de significância, bem como reconstruir a série temporal analisada utilizando os coeficientes correspondentes a um intervalo de frequências especificado pelo usuário. A seguir serão apresentados alguns aspectos relativos à transformada wavelet utilizada no trabalho.

Dada uma sequência de N dados,  $x_0, x_1, \dots, x_{N-1}$ , a transformada wavelet contínua desse conjunto de dados pode ser definida como:

$$W_n(s) = \sum_{n'=0}^{N-1} x_{n'} \psi^* \left[ \frac{(n-n')}{s} \delta t \right], \quad (4.19)$$

onde  $\psi$  é a função wavelet-mãe e  $\psi^*$  seu conjugado complexo,  $\delta t$  é o intervalo amostral e s e n são os parâmetros relativos à dilatação e translação da wavelet-mãe, respectivamente.

As análises feitas nesse trabalho utilizaram a wavelet-mãe de Morlet, a qual tem a forma de uma onda plana modulada por uma exponencial, sendo definida por (TORRENCE et al., 1998):

$$\psi_0(\eta) = \pi^{-1/4} e^{i\omega_0\eta} e^{-\eta^2/2}, \quad (4.20)$$

onde  $\omega_0$  é uma frequência adimensional e  $\eta$  é um parâmetro de tempo adimensional.

O sobrescrito 0 ( $\psi_0$ ) indica que essa função deve ser normalizada. A normalização garante que em cada escala s, as transformadas são comparáveis diretamente entre si, bem como com as transformadas de outras séries (TORRENCE et al., 1998). Os detalhes dos procedimentos de normalização podem ser vistos em Torrence et al. (1998).

Uma vez escolhida a wavelet analisadora, é necessário, posteriormente, escolher o conjunto de escalas  $s$  que serão analisadas. Uma forma conveniente é escrever as escalas como frações de potências de 2 (Torrence et al., 1998). Assim, tem-se que:

$$s_j = s_0 2^{j\delta_j}, \quad j = 0, 1, \dots, J \quad (4.21)$$

$$J = \delta_j^{-1} \log_2(N\delta t / s_0), \quad (4.22)$$

onde  $s_0$  é a menor escala resolvível e  $J$  determina a maior escala,  $\delta_j$  é o espaçamento entre as escalas. Quanto menor for  $\delta_j$ , melhor será a resolução da análise, porém, isso ocorrerá à custa de mais tempo de computação. Para a wavelet-mãe de Morlet o maior valor de  $\delta_j$  que ainda fornece uma boa resolução de análise é  $\delta_j = 0,5$  (TORRENCE et al., 1998).

Um dos objetivos da aplicação da transformada wavelet é identificação de variações periódicas nos dados analisados, ou seja, busca-se a identificar e avaliar as frequências mais proeminentes na série temporal. Em geral, a transformada wavelet é complexa, então é possível definir a amplitude do espectro, a fase e a potência espectral (TORRENCE et al., 1998):

$$Amplitude = |W_s(n)|$$

$$fase = \arctan(\text{Im}(W_n(s)) / \text{Re}(W_n(s)))$$

$$Potência\ espectral = |W_s(n)|^2.$$



## 5 O MODELO

Neste capítulo será apresentada uma descrição do modelo de circulação geral da atmosfera utilizado para simular as emissões aeroluminescentes.

O modelo utilizado nesse trabalho foi o modelo de circulação geral da atmosfera da Universidade de Kyushu, no Japão, que daqui em diante será chamada de Kyushu-GCM (Acrônimo em inglês para General Circulation Model). O Kyushu-GCM é um modelo espectral de circulação geral da atmosfera desenvolvido originalmente como um modelo troposférico pela Agência Meteorológica do Japão, e estendido para a termosfera no laboratório da Universidade de Kyushu (MIYAHARA et al., 1993). No modelo é resolvido o conjunto completo das equações não-lineares referentes ao balanço de momento zonal e meridional, termodinâmica, continuidade e hidrostática em superfícies de pressão constante. O modelo também tem incorporado a si processos físicos apropriados para a troposfera, estratosfera, mesosfera e termosfera. Além disso, também são incluídos efeitos da topografia da superfície terrestre, contraste entre mar e terra, convecção úmida, os quais são aspectos importantes para a geração de ondas planetárias (MIYOSHI et al., 2003,2006). O modelo assimila dados meteorológicos de re-análise produzidos através do projeto JRA-25 (Japanese 25-year ReAnalysis) gerenciado pela Agência Meteorológica do Japão (ONOGI et al., 2005). São assimilados dados de temperatura e pressão à superfície, temperatura e ventos zonal e meridional e vapor d'água. A assimilação de dados visa forçar as soluções das equações do modelo para parâmetros realísticos até 30 km de altitude. A assimilação de dados é importante, uma vez que, a inclusão de dados produzidos a partir de observações torna o modelo mais realístico. O modelo pode ser executado de duas formas: assimilando-se dados climatológicos de re-análise, ou seja, todos os dados disponíveis ao longo dos anos são utilizados para construir a climatologia média de um ano ou então assimilando-se os dados de re-análise correspondentes a anos específicos. Nesse último caso, é possível estabelecer uma comparação direta com dados observacionais. Nesse trabalho, foram

utilizadas as simulações correspondentes aos anos de 2004 a 2006, o que permite uma comparação direta com os dados experimentais.

Como saída o modelo fornece os seguintes parâmetros:

Vento zonal ( $u$ ), vento meridional ( $v$ ) e vento vertical ( $w$ )

Temperatura ( $T$ )

Razões de mistura de massa do oxigênio atômico ( $\mu_o$ ) e do oxigênio molecular ( $\mu_{O_2}$ )

O modelo se estende desde o solo até a exobase (~500 km). A versão utilizada nesse trabalho contém 75 níveis verticais, com resolução de 0,4 escalas de altura acima da troposfera. Na região da MLT, a resolução vertical é de aproximadamente 2 km. Na horizontal a grade do modelo possui 128 pontos em longitude 64 em latitude, o que lhe confere uma resolução de aproximadamente  $2,8^\circ \times 2,8^\circ$ .

O Kyushu-GCM tem sido utilizado para estudar ondas planetárias na atmosfera e tem contribuído substancialmente para o entendimento da dinâmica da atmosfera desde seu desenvolvimento inicial. Por exemplo, Miyoshi et al. (1999) utilizaram o modelo para estudar o mecanismo de excitação da onda de 5-dias. Eles mostraram, através de uma série de experimentos numéricos, que a convecção úmida é o mecanismo mais importante para a geração da onda de 5-dias. Miyoshi (1999) utilizou o modelo para investigar as ondas de 5 e 16-dias na região da mesopausa. Os experimentos numéricos realizados mostraram que a onda de 5-dias praticamente não é afetada pelo vento zonal médio e que a onda de 16-dias é principalmente excitada pela convecção úmida na troposfera. Miyoshi et al. (2006) utilizaram o modelo para investigar o mecanismo de excitação da oscilação intra-sazonal observada no vento zonal médio da mesosfera equatorial e mostraram que a interação do escoamento



médio com as ondas de Kelvin ultra-rápidas e com as marés diurnas é um fator importante para a geração da oscilação intra-sazonal.

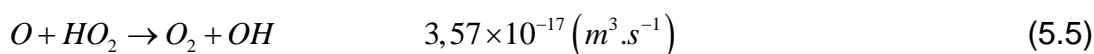
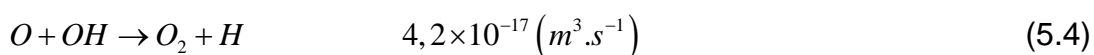
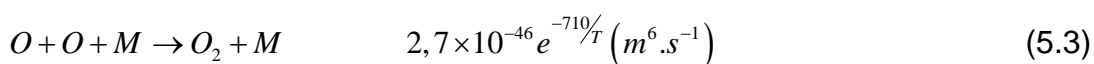
### 5.1. Estimativa dos constituintes

O Kyushu-GCM possui esquemas que possibilitam estimar a composição das três espécies majoritárias da atmosfera, o oxigênio atômico (O), o oxigênio molecular, (O<sub>2</sub>) e o nitrogênio molecular (N<sub>2</sub>). Essas espécies são estimadas no modelo em termos da razão de mistura de massa ( $\mu_i$ ). A equação da continuidade para cada espécie  $i$  é resolvida no modelo:

$$\frac{\partial \mu_i}{\partial t} = \frac{1}{\rho} m_i (P_i - n_i L_i) - \frac{1}{\rho} \frac{P}{H} \frac{\partial}{\partial p} (n_i m_i C_i) + \frac{1}{\rho} \frac{P}{H} \frac{\partial}{\partial p} \left( D_i n \frac{P}{H} \frac{\partial}{\partial p} m \mu_i \right), \quad (5.1)$$

onde  $\rho$  é densidade,  $m_i$  é a massa,  $n_i$  é a densidade numérica,  $C_i$  é a velocidade de difusão,  $n$  é a densidade numérica total,  $m$  é massa molecular média,  $D_i$  é o coeficiente de difusão eddy, com os subscritos "i" se referindo a cada espécie "i". Os termos no lado direito da Equação (5.1) representam, respectivamente, as fontes e sumidouros da espécie  $i$ , a difusão molecular e a difusão eddy.

A química referente à produção e perda das espécies incluída no modelo é descrita pelo seguinte conjunto de reações (Fujiwara, 1996):



No modelo, apenas processos de produção e perda do oxigênio atômico e molecular estão incluídos. O nitrogênio molecular é estimado a partir da seguinte relação:

$$\mu_{N_2} = 1 - \mu_{O_2} - \mu_O. \quad (5.7)$$

Um ponto importante diz respeito aos compostos de hidrogênio envolvidos nas reações incluídas no modelo. Para esses compostos não há esquemas químicos para calcular suas proporções. Então, uma distribuição inicial de cada um deles é assumida e mantida constante durante as simulações.

## 5.2. O cálculo das taxas de emissão a partir da saída do modelo

No Capítulo 2 foram obtidas as expressões geralmente utilizadas para calcular as taxas de emissão volumétricas das emissões do OI5577, O2b(0-1) e OH(6-2). As expressões, obtidas sob a hipótese do equilíbrio fotoquímico, mostram que as taxas de emissão volumétrica das três espécies dependem das concentrações do oxigênio atômico e molecular, do nitrogênio molecular e da temperatura. A dependência com a temperatura está implícita nos coeficientes das reações químicas que excitam as espécies emissoras. O modelo não fornece diretamente as concentrações dos constituintes envolvidos na produção e perda das espécies excitadas. Ele fornece apenas as razões de mistura do oxigênio atômico e molecular e a temperatura da atmosfera neutra. Então, é necessário que as concentrações sejam estimadas a partir dos parâmetros de saída do modelo. A razão de mistura de massa de um determinado constituinte ( $\mu_i$ ) é definida com a razão entre a densidade de massa desse constituinte e a densidade de massa da atmosfera.

$$\mu_i = \frac{\rho_i}{\rho} \quad (5.8)$$

onde  $\rho_i$  e  $\rho$  são, respectivamente, as densidades de massa da espécie "i" e da atmosfera.

Tanto para uma espécie "i", quanto para a atmosfera, valem, respectivamente, as seguintes relações:

$$n_i M_i = \rho_i N_A \quad (5.9)$$

$$nM = \rho N_A \quad (5.10)$$

onde  $n$ , é concentração numérica,  $M$  é a massa molecular e  $N_A$  é o número de Avogadro, com as quantidades indexadas sendo relativas à espécie "i" e as não-indexadas sendo relativas à atmosfera.

A partir das Equações (5.9) e (5.10), a concentração da espécie "i" pode ser expressa da seguinte forma:

$$n_i = \frac{N_A \rho}{M_i} \mu_i \quad (5.11)$$

As equações do modelo são resolvidas em superfícies de pressão constante. Além disso, o modelo também calcula a temperatura da atmosfera neutra em cada superfície de pressão. Então, utilizando-se a Equação dos Gases Ideais a densidade da atmosfera em cada superfície pode ser estimada.

$$p = \rho RT \Rightarrow \rho = \frac{p}{RT} \quad (5.12)$$

Com isso, é possível estimar as concentrações do oxigênio atômico e molecular, bem como do nitrogênio molecular e, em seguida, calcular as taxas de emissão da aeroluminescência.

No capítulo 2, nas Seções 2.2.1 e 2.2.2, foram obtidas as expressões utilizadas para calcular as taxas de emissão do OI5577 e do O2b(0-1) (McDADE et al., 1986):

$$V_{OI5577} = \frac{A_5 k_1 [O]^3 ([N_2] + [O])}{(A_6 + k_5 [O_2]) (C'_{O_2} [O_2] + C'_o [O])} \quad (5.13)$$

$$VO_2 = \frac{A_1 k_1 [O_2] [O]^2 ([N_2] + [O])}{(A_2 + k_2^{O_2} [O_2] + k_2^{N_2} [N_2]) (C_{O_2} [O_2] + C_o [O])}. \quad (5.14)$$

As taxas de emissão dessas duas espécies foram calculadas adotando-se o seguinte conjunto de coeficientes:

Tabela 5.1 – Conjunto de coeficientes utilizados para calcular as taxas de emissão OI5577 e do O2b(0-1)

Coeficiente	Fonte
$A_5 = 1,18$	Nicolaides et al. (1971)
$A_6 = 1,35$	Nicolaides et al. (1971)
$A_1 = 0,00391$	Khomich et al. (2008)
$A_2 = 0,083$	Vallance Jones (1974)
$k_1 = 4,7 \times 10^{-33} (300/T)^2$	Campbell et al. (1973)
$k_5 = 4,0 \times 10^{-12} \exp(-865/T)$	Slanger et al. (1972)
$k_2^{O_2} = 4,0 \times 10^{-17}$	Martin et al. (1976)
$k_2^{N_2} = 2,2 \times 10^{-15}$	Martin et al. (1976)
$C'_{O_2} = 15$	Mcdade et al. (1986)
$C'_o = 211$	Mcdade et al. (1986)
$C_{O_2} = 33$	Mcdade et al. (1986)
$C_o = 7,5$	Mcdade et al. (1986)

Com relação à emissão da banda do OH(6-2), obteve-se a seguinte expressão:

$$V_{OH(6-2)} = \frac{\left\{ A(6,2) f(6) k_1 [O][O_2][M] + \sum_7^9 [OH(\nu)] \left\{ \sum_{M_i} k_2^{O_i}(\nu,6)[M_i] \right\} + \right.}{\left. + A(\nu,6)[OH(\nu)] \sum_{\nu=7}^9 A(\nu,6)[OH(\nu)] \right\}}{\sum_{M_i} k_L^{M_i}(6)[M_i] + A(6)} \quad (5.15)$$

A produção do OH(6-2) envolve, além da produção via a reação exotérmica entre hidrogênio e ozônio, também a produção pelas cascatas radiativa e colisional. Há algumas incertezas nos coeficientes das reações, principalmente a respeito aos coeficientes da produção por cascata colisional e radiativa. As taxas de emissão do OH(6-2) foram calculadas utilizando-se os parâmetros apresentados no trabalho de Makhoul et al. (1995). No caso dos coeficientes de Einstein, Makhoul et al. (1995) utilizaram os valores dados por Turnbull et al. (1989). Nesse trabalho foram utilizados os coeficientes de Langhoff et al. (1986).

Na Figura 5.1 são mostradas as taxas de emissão volumétrica do OI5577, O2b(0-1) e OH(6-2) calculadas à meia-noite do dia 21 de março de 2005 no ponto da grade do modelo referente à Rikubestu. Observa-se que as taxas de emissão calculadas pelo modelo reproduzem as características conhecidas das três emissões. Os perfis verticais mostram claramente que as três emissões, apesar de apresentarem alguma sobreposição, têm seus picos localizados em altitudes distintas e em razoável acordo com os valores conhecidos na literatura (GREER et al., 1986). Uma possível deficiência dessa versão do modelo é a sua baixa resolução vertical (~2 km). A baixa resolução vertical do modelo dificulta especialmente a detecção de variações na altitude do pico causadas pela presença de ondas planetárias. Contudo, não deve afetar significativamente o cálculo das intensidades integradas.

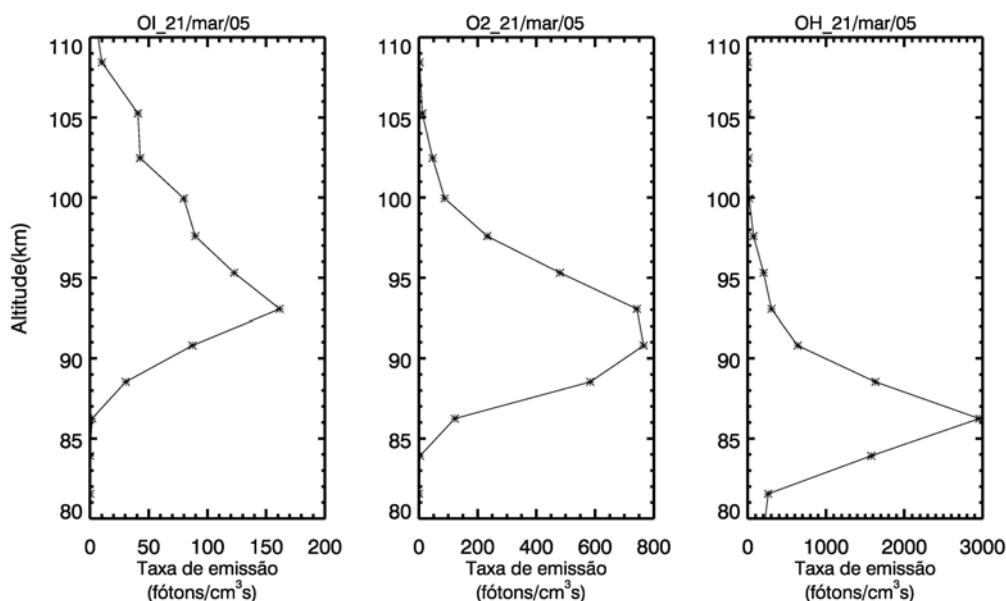


Figura 5.1 – Perfis verticais das taxas de emissão volumétrica do OI5577, O2b(0-1) e OH(6-2) calculadas pelo modelo à meia-noite do dia 21 de março de 2005 no ponto da grade do modelo referente à Rikubestu.

Neste trabalho as taxas de emissão da aeroluminescência foram calculadas sob a hipótese do equilíbrio fotoquímico. Essa aproximação tem sido utilizada em vários trabalhos que tratam da interação de ondas de gravidade e marés atmosféricas com as camadas de emissão da aeroluminescência (Vargas et al., 2007; Liu e Swenson, 2003; Ward, 1999). Nesse caso, a dinâmica associadas às ondas são introduzidas através de perturbações nos constituintes e na temperatura da qual dependem as taxas de reação. Como apontado por Snively et al. (2010), o uso desse tipo de aproximação implica na admissão de que a resposta química ocorre em escalas temporais muito mais rápidas do que as perturbações induzidas pelas ondas e, são válidas quando os períodos das ondas são muito maiores que as escalas temporais das reações químicas. Considerando as emissões do oxigênio atômico e da banda atmosférica do oxigênio molecular, Makhoul et al. (1998) indica que a hipótese do equilíbrio fotoquímico é provavelmente válida para todos os períodos de ondas de gravidade relevantes. No caso das emissões do OH, no equilíbrio fotoquímico, as taxas de emissão são dependentes apenas de perturbações no oxigênio atômico ( $O$ ) e molecular ( $O_2$ ) e no nitrogênio ( $N_2$ ), pois se elimina a

dependência do ozônio ( $O_3$ ) e do hidrogênio ( $H$ ) quando se admite o equilíbrio fotoquímico do ozônio durante o período noturno. No caso das ondas de gravidade, Liu e Swenson (2003) apontam que essa consideração é válida apenas para ondas com períodos maiores que 20 minutos. Considerando que as ondas planetárias possuem escalas temporais da ordem de dias, portanto, maiores que as das ondas de gravidade (escala temporal de minutos a horas), a hipótese do equilíbrio fotoquímico, admitida para o cálculo das taxas de emissão utilizando o modelo da Universidade de Kyushu, se apresenta como uma aproximação razoável. Assim, os efeitos das ondas planetárias estão inclusos no transporte dos constituintes envolvidos na produção e perda do oxigênio atômico e molecular, uma vez que as Equações (5.2) a (5.6) são resolvidas com a dinâmica das ondas planetárias inclusa.

### **5.3. A análise de dados do modelo**

Conforme mostrado no Capítulo 3, a teoria das ondas planetárias prevê a existência de modos de vibração da atmosfera. Cada modo previsto teoricamente tem uma estrutura horizontal específica definida pela sua correspondente função de Hough e pelo seu número de onda zonal. No trabalho aqui desenvolvido, busca-se associar as variações com períodos de dias na aeroluminescência às ondas planetárias. Os dados fornecidos pelo modelo, diante de sua regularidade espacial e temporal, permitem que sejam extraídas as componentes associadas a cada onda planetária. A extração das componentes de ondas planetárias é feita aplicando-se aos dados uma análise espectral em duas dimensões (longitude x tempo). O método de análise no espaço-tempo de Fourier desenvolvido por Hayashi (1971) foi aplicado. Essa análise permite que sejam separadas as componentes ondulatórias que se propagam, tanto para leste quanto para oeste, com números de onda zonais específicos e com diferentes períodos. A seguir serão apresentadas as ideias do método.

Dada uma série de dados dispostos em latitude e tempo,  $F(x,t)$ , é possível expandir o conjunto de dados em séries de Fourier no domínio do espaço, ou seja:

$$F(x,t) = \sum_k A_k(t) \cos(kx) + \sum_k B_k(t) \text{sen}(kx) . \quad (5.16)$$

onde  $k$  representa os diferentes números de onda em termos dos quais os dados são decompostos,  $A_k(t)$  e  $B_k(t)$  são os coeficientes da transformada correspondentes a cada número de onda zonal.

Os coeficientes  $A_k(t)$  e  $B_k(t)$  são função do tempo, então também podem ser expressos em termos de séries de Fourier na direção do tempo.

$$A_k(t) = \sum_{\omega} C_{k,\omega}(\omega) \cos(\omega t) + \sum_{\omega} D_{k,\omega}(\omega) \text{sen}(\omega t) \quad (5.17)$$

$$B_k(t) = \sum_{\omega} E_{k,\omega}(\omega) \cos(\omega t) + \sum_{\omega} F_{k,\omega}(\omega) \text{sen}(\omega t) , \quad (5.18)$$

onde  $\omega$  denota frequência,  $C_{k,\omega}$ ,  $D_{k,\omega}$ ,  $E_{k,\omega}$ ,  $F_{k,\omega}$  denotam os coeficientes da transformada de Fourier.

Substituindo as Equações (5.17) e (5.18) em (5.16), as séries podem ser expressas da seguinte forma:

$$F(x,t) = \sum_k \sum_{\omega} L.C. \cos(kx - \omega t) + L.S. \text{sen}(kx - \omega t) + O.C. \cos(kx + \omega t) + O.S. \text{sen}(kx + \omega t) , \quad (5.19)$$

onde L.S e L.C denotam, respectivamente, os coeficientes seno e cosseno das ondas que se propagam para leste, O.S e O.C denotam, respectivamente, os coeficientes seno e cosseno das ondas que se propagam para oeste.



Os coeficientes seno e cosseno das ondas que se propagam para leste e para oeste com diferentes números de onda zonal podem ser expressos como:

$$L.S_{k,\omega} = \frac{1}{2}(C_{k,\omega} + F_{k,\omega}) \quad (5.20)$$

$$L.C_{k,\omega} = \frac{1}{2}(D_{k,\omega} - E_{k,\omega}) \quad (5.21)$$

$$O.S_{k,\omega} = \frac{1}{2}(D_{k,\omega} + E_{k,\omega}) \quad (5.22)$$

$$O.C_{k,\omega} = \frac{1}{2}(C_{k,\omega} - F_{k,\omega}). \quad (5.23)$$

Dessa forma, analisando-se os dados através do procedimento acima descrito, é possível extrair as amplitudes dos componentes relativas aos modos de ondas planetárias previstas teoricamente. Uma rotina na linguagem IDL (Interactive Data Language) foi desenvolvida para calcular os coeficientes da expansão em séries de Fourier e, assim, extrair as componentes de ondas planetárias do modelo.



## 6 RESULTADOS

Neste capítulo serão apresentados os resultados que permitiram a elaboração desta tese. Inicialmente serão apresentados os resultados referentes à investigação da atividade de ondas planetárias nas medidas da aeroluminescência obtidas em Sata (31,0°N; 130,7°L) e Rikubetsu (43,5°; 143,8°L) entre 2004 e 2006, bem como as características das assinaturas das ondas planetárias identificadas nas intensidades das emissões. Em seguida, a climatologia das variações periódicas associadas às ondas planetárias nas medidas de vento obtidas, simultaneamente às emissões, em Yamagawa (31,2°N; 130,6°L) e Wakkanai (45,4°N; 141,7°L) será apresentada. Logo após, serão apresentadas as características das assinaturas das ondas planetárias nas intensidades das emissões da aeroluminescência simuladas pelo Kyushu-GCM, as quais, posteriormente, serão comparadas com aquelas obtidas a partir das medidas experimentais.

### 6.1. Assinatura das ondas planetárias na aeroluminescência

As medidas experimentais da aeroluminescência permitiram a identificação da assinatura de ondas planetárias com períodos entre 2 e 20 dias. Essas assinaturas foram identificadas submetendo-se as séries temporais à análise espectral. As assinaturas foram identificadas principalmente através do periodograma de Lomb-Scargle (L-S). Porém, análises complementares, utilizando-se a transformada wavelet, também foram conduzidas. Neste caso, convém ressaltar as vantagens e desvantagens do uso da transformada wavelet para a identificação das assinaturas de ondas planetárias na aeroluminescência. A principal vantagem é a possibilidade da localização temporal das assinaturas de ondas planetárias, uma vez que todos os dados durante um ano são representados no mesmo espectro. Por outro lado, como a aplicação da transformada requer que a série temporal analisada seja regularmente espaçada, é necessário utilizar a média noturna das intensidades. Dessa forma, assinaturas de ondas com períodos mais curtos

(próximos a 2 dias) ficam comprometidas. Além disso, a lacuna temporal entre o fim de um período de observação e o início do período seguinte também deve ser preenchida, neste caso por interpolação linear, a fim de permitir a aplicação da transformada wavelet. Com isso, essa lacuna de dados pode ser interpretada, ao aplicar-se a transformada, como um sinal presente nos dados. No sentido de minimizar esse possível efeito, o espectro correspondente ao intervalo de tempo entre os períodos consecutivos de observações deve ser desconsiderado.

As ondas planetárias previstas pela teoria, e que têm sido observadas na atmosfera, apresentam períodos próximos a 2, 5, 10 e 16 dias. Contudo, as manifestações destas ondas não ocorrem exatamente nestes períodos, mas sim em bandas que possuem certa largura. Dessa forma, a cada onda planetária associa-se determinada largura de banda. Neste trabalho foram adotadas as larguras de banda de López-González et al. (2009). Então, as possíveis assinaturas das ondas planetárias na aeroluminescência associadas às ondas de 2, 5, 10 e 16 dias foram divididas nas quatro seguintes bandas: 1,5-3,0; 3,0-8,0; 8,0-12,0 e 12,0-20,0 dias, respectivamente. Esta divisão não implica na certeza de que as assinaturas observadas nas intensidades das emissões sejam devidas às ondas planetárias, apenas indicam uma possibilidade que, posteriormente, deve ser investigada em maior profundidade. Isso ocorre principalmente porque medidas obtidas a partir de um único sítio observacional não permitem avaliar a propagação longitudinal da onda, bem como a caracterização da sua estrutura latitudinal, uma vez que essas condições são necessárias para que variações periódicas da ordem de dias sejam associadas às conhecidas ondas planetárias. Considerando a divisão nas bandas citados anteriormente, as séries temporais agrupadas mês a mês foram submetidas à análise espectral através do periodograma de Lomb-Scargle no sentido de revelar as variações periódicas, entre 1,5 e 20,0 dias, presentes nos dados. A Figura 6.1 apresenta um exemplo típico do resultado obtido através da análise espectral aplicada. No painel superior

esquerdo tem-se o espectro do periodograma L-S, cuja série temporal, à qual foi aplicado o periodograma, é mostrada no painel inferior esquerdo. No painel superior direito, tem-se o periodograma recalculado após a subtração, da série original, de uma senoide correspondente ao pico mais significativo do periodograma original que, nesse caso, foi de aproximadamente 9 dias. No painel inferior direito, tem-se a intensidade média noturna da emissão acompanhada de uma curva de ajuste, em vermelho, referente ao harmônico de 9 dias identificado inicialmente. Além da assinatura de uma possível onda de 10-dias, há outros picos no periodograma que se encontram acima do nível de confiança, representado pela linha contínua horizontal, os quais também podem corresponder a possíveis assinaturas de ondas planetárias, especialmente na região de altas frequências (períodos mais curtos).

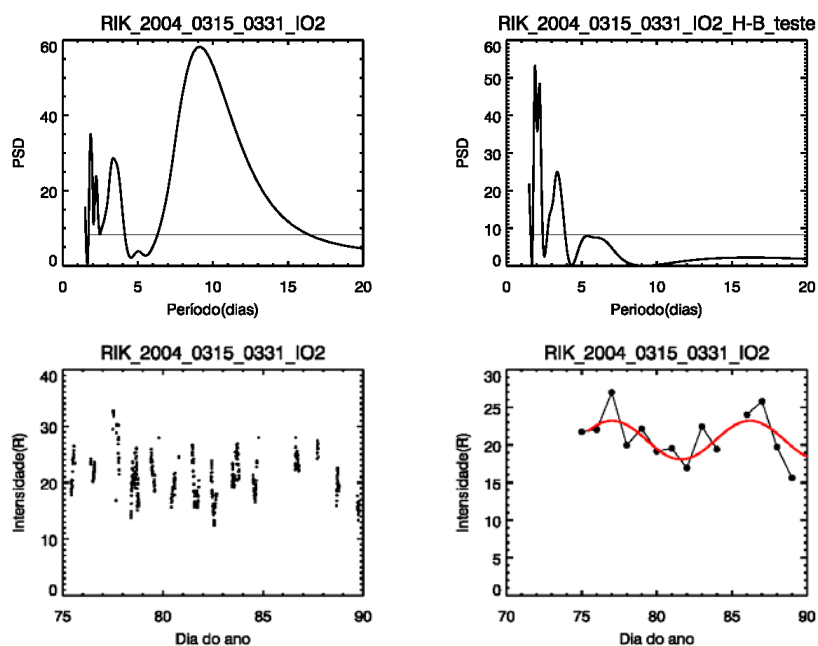


Figura 6.1 – Exemplo da análise espectral aplicada à aeroluminescência. No painel superior esquerdo periodograma de L-S, onde a linha horizontal define o nível de confiança de 95%. No inferior esquerdo, série temporal analisada. No painel superior direito, periodograma recalculado após a subtração de uma senoide relativa ao pico mais significativo no periodograma original. No inferior direito, intensidade média noturna e curva de ajuste (vermelha) referente ao harmônico de 9 dias.

Na análise da assinatura das ondas planetárias na aeroluminescência foram consideradas inicialmente como possíveis evidências da presença dessas ondas todos os picos no periodograma cuja energia espectral se encontra acima do nível de confiança. Essa consideração estabelece um ponto de partida no que diz respeito à identificação das ondas planetárias na aeroluminescência sem, no entanto, constituir-se uma afirmação definitiva de tal fato. Considerando esse ponto de partida, na Figura 6.2 é apresentada a distribuição das possíveis assinaturas de ondas planetárias nas três emissões estudadas, OH(6-2), O2(0-1) e OI5577) e nas temperaturas rotacionais do O2 e OH medidas em Sata entre 2004 e 2006. As linhas pontilhadas horizontais (em vermelho) delimitam as quatro bandas consideradas. Os círculos na base de cada gráfico indicam que, ou não houve medidas ou os dados obtidos não satisfizeram as condições mínimas previamente estabelecidas para a aplicação do periodograma de Lomb-Scargle durante o mês em questão. Numa primeira inspeção da Figura 6.2, percebe-se a presença de um grande número de picos nos periodogramas correspondentes a cada emissão. A concentração de picos é especialmente elevada na região do espectro correspondente à onda de 2-dias, onde em todos os meses há assinaturas de possíveis ondas de 2-dias. A Figura 6.3 mostra as possíveis assinaturas de ondas planetárias nas emissões e nas temperaturas, neste caso, medidas em Rikubetsu entre 2004 e 2006. De uma forma geral a distribuição das possíveis assinaturas de ondas planetárias em ambos os sítios observacionais guardam aspectos semelhantes, como a concentração de picos na região do espectro correspondente à onda de 2-dias. Adicionalmente, percebe-se que o número de possíveis assinaturas de ondas planetárias diminui com o aumento do período. Uma das razões para esse comportamento deve estar relacionada ao comprimento das séries temporais da aeroluminescência, que costumam ser em torno de 20 dias. Convém ressaltar que, a exceção do tratamento dispensado para retirar os dados considerados espúrios, as séries temporais das emissões e das temperaturas foram submetidas à análise espectral com o periodograma de Lomb-Scargle sem nenhuma filtragem. Contudo, como o objetivo do trabalho não é construir

uma estatística da assinatura dessas ondas na aeroluminescência, mas sim entender como as ondas interagem com as camadas emisoras, o procedimento adotado se estabelece apenas como o ponto de partida. Outro ponto que deve ser ressaltado é o fato de que os picos assinalados nas Figuras 6.2 e 6.3 são tratados, nesse caso, de forma igualitária, ou seja, a diferença entre as energias espectrais associadas a cada pico não é considerada.

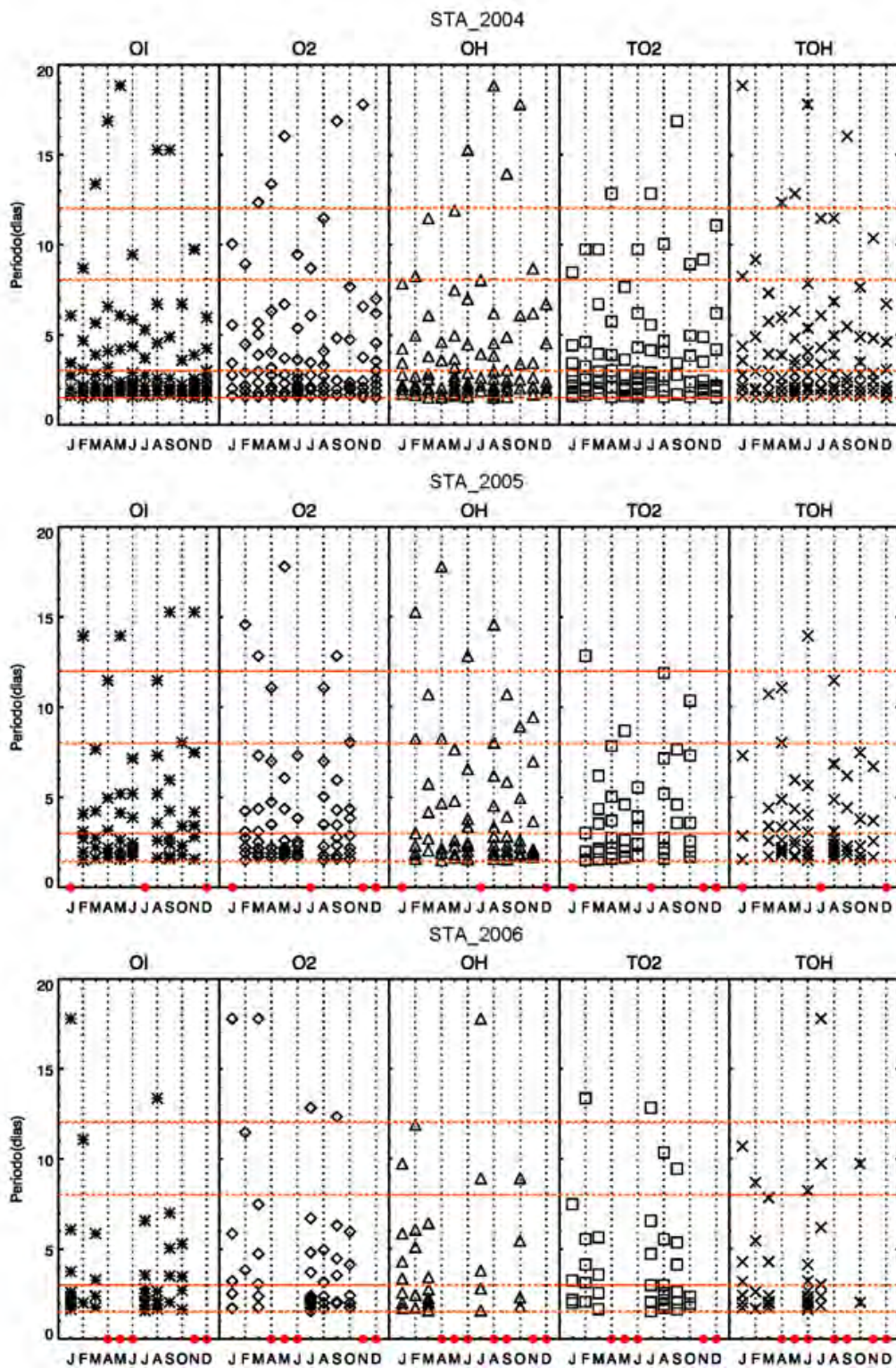


Figura 6.2-Distribuição das possíveis assinaturas de ondas planetárias na aeroluminescência e temperatura rotacional medidas em Sata entre 2004 e 2006. Linhas pontilhadas horizontais (vermelho) delimitam as bandas entre 1,5-3,0; 3,0-8,0; 8,0-12,0 e 12,0-20,0 dias. Círculos vermelhos indicam a ausência de dados.



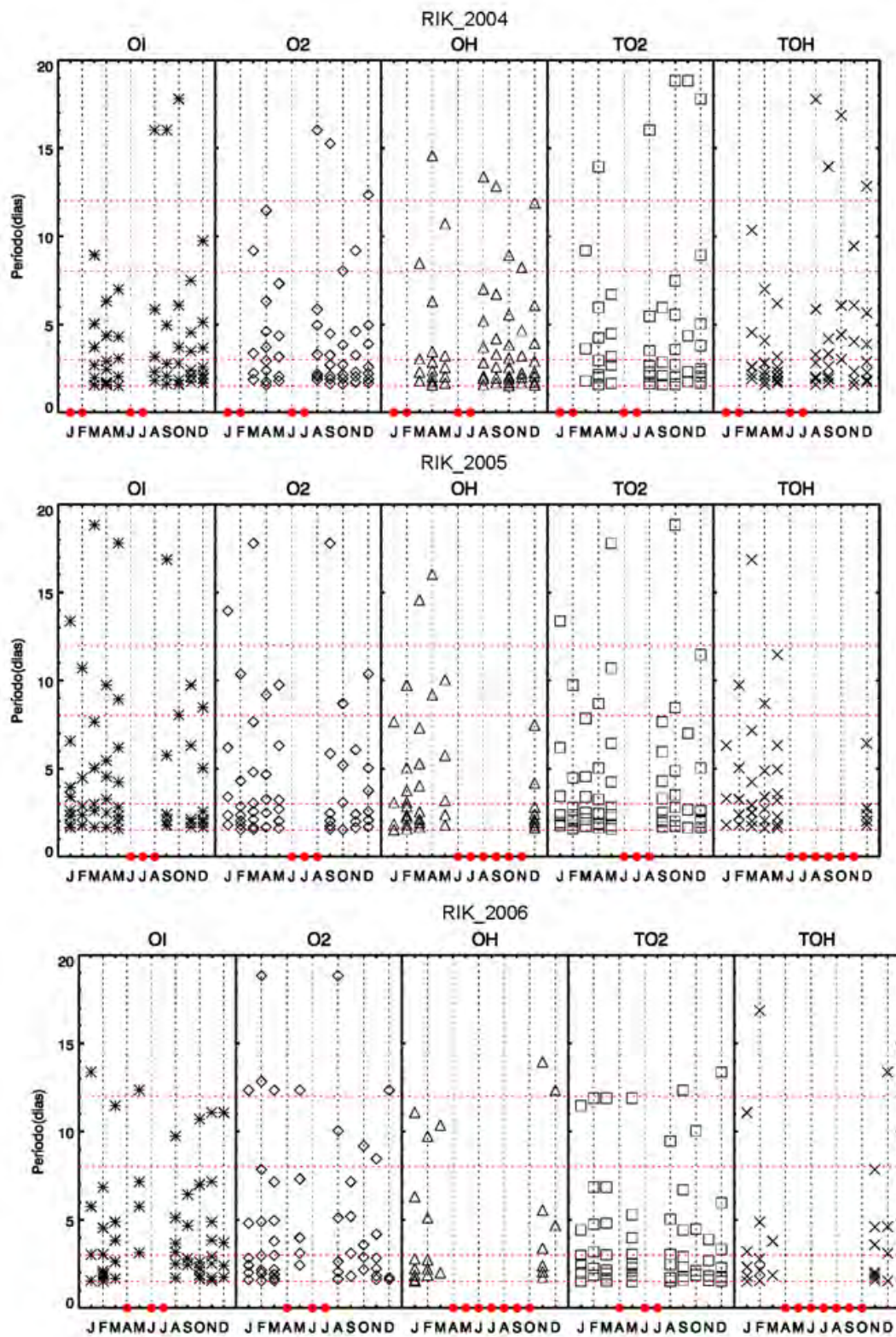


Figura 6.3 – Mesmo que a Figura 6.3, mas, neste caso, referente à Rikubetsu.

A distribuição dos picos de energia espectral em períodos de ondas planetárias mostrada nas Figuras 6.2 e 6.3 indica que o periodograma é bastante ruidoso, especialmente na região das altas frequências. Isso sugere que, apesar de o periodograma Lomb-Scargle ser uma ferramenta bastante útil na investigação de variações temporais na aeroluminescência, seu uso requer atenção a fim de não produzir resultados equivocados. Além da identificação dos picos no espectro, também é importante sua visualização simultânea com a série temporal que o gerou. Adicionalmente, a presença da mesma assinatura de uma onda planetária em mais de uma emissão também é um fator importante na interpretação dos resultados. Neste caso, como apontado nos trabalhos de Gomes (2009) e Buriti et al. (2005), costuma-se considerar que uma dada oscilação, associada a uma onda de escala planetária, está presente nas séries temporais da aeroluminescência quando esta é observada em pelo menos três parâmetros medidos, incluindo as temperaturas rotacionais. Neste trabalho também foi adotado este critério.

Outra forma de identificar possíveis assinaturas de ondas planetárias na aeroluminescência e ainda visualizar diretamente seu comportamento em função do tempo se dá através da aplicação da transformada wavelet. Nesse caso, ao invés de utilizar todos os dados disponíveis durante uma noite de observação para a construção da série temporal referente a um período de observações, é necessário utilizar as médias noturnas das emissões e das temperaturas, uma vez que a transformada wavelet utilizada nesse trabalho exige que a série temporal analisada seja igualmente espaçada. Como mencionado no início desta seção, a utilização da transformada wavelet facilita a localização temporal mais precisa das possíveis assinaturas de ondas planetárias. Além disso, é possível distinguir quantitativamente a energia espectral associada a cada assinatura.

A análise wavelet foi aplicada às médias noturnas das emissões, OH(6-2), O2(0-1) e OI5577, e às temperaturas rotacionais do OH e O2, obtidos em Sata e Rikubetsu entre 2004 e 2006. Os espectros referentes a cada um dos cinco

parâmetros foram estimados no intervalo de frequências correspondentes aos períodos compreendidos entre 2 e 18 dias. As linhas tracejadas horizontais em branco identificam os períodos de 4, 8 e 12 dias. Os contornos em linhas pretas indicam um nível de confiança de 95%. Os retângulos verticais em branco indicam o intervalo de tempo onde não há dados. Normalmente, essa lacuna de dados corresponde ao intervalo de tempo transcorrido entre o fim de um período de observação e o início do seguinte. Adicionalmente, a ausência de dados pode ser devida à má qualidade destes durante um período de observação em decorrência de problemas técnicos com o equipamento e/ou a questões associadas ao clima, como chuvas intensas. Como mencionado previamente, os dados ausentes foram preenchidos por interpolação linear a fim de aplicar a transformada. Os espectros obtidos através da análise das medidas obtidas em Sata e Rikubetsu referentes à emissão do O2b(0-1) são mostrados nas Figuras 6.4 e 6.5, respectivamente. Os espectros referentes as outras duas emissões, OH(6-2) e OI5577, bem como às temperaturas rotacionais do OH e do O2, mostram, em sua essência, aspectos semelhantes ao espectro do O2b(0-1). Estes espectros aqui omitidos são apresentados no apêndice A. Examinando-se as figuras, percebe-se a presença de energia espectral associada com variações em períodos de ondas planetárias durante as observações aeroluminescentes. Periodicidades correspondentes às bandas de frequências das ondas de 5, 10 e 16 dias são claramente identificadas. Conforme mencionado anteriormente, esse tipo de análise não é muito adequado para identificação da onda de 2-dias devido à resolução temporal (1 dia) das séries submetidas à análise com a transformada wavelet. Todavia, ainda é possível observar energia espectral associada a variações periódicas um pouco maiores que dois dias, as quais podem estar associadas à onda de 2-dias. Essa energia espectral associada a períodos próximos de dois dias é mais intensa no verão e no inverno, especialmente nas medidas em Sata. Na próxima seção será mostrado em mais detalhes como a onda de 2-dias foi investigada nas medidas aeroluminescentes.

Uma análise dos espectros wavelet mostrados nas Figuras 6.4 e 6.5 evidencia que a atividade de ondas planetárias é mais elevada em torno dos equinócios em ambos os sítios observacionais, especialmente na banda de frequências associadas às ondas de 5 e 10-dias. Esse comportamento fica mais evidente nas medidas em Sata, onde houve uma boa cobertura de dados em 2004 e 2005. Considerando-se a banda de frequências associadas à onda de 5-dias, tem-se que a energia espectral associada a essa onda se intensifica em torno dos equinócios, quando se observa sua manifestação com certa regularidade nos dois sítios observacionais. Outro aspecto que chama a atenção é que a atividade na banda referente à onda de 5-dias é mais intensa nas medidas correspondentes à Sata. Quando se examina as características da energia espectral associada à onda de 10-dias, observa-se que as assinaturas dessa onda costumam aparecer também em torno dos equinócios. Porém, as assinaturas dessa onda tendem a aparecer um pouco antes do equinócio de primavera e um pouco depois do equinócio de outono. Observa-se também que a energia associada à componente de 10-dias parece ser mais freqüente nas medidas efetuadas em Rikubetsu. As assinaturas correspondentes à onda de 16-dias são caracterizadas por aparecerem geralmente entre o outono e a primavera. Nessa banda de frequências, a intensificação da energia espectral a ela associada costuma ocorrer durante o inverno, especialmente nas medidas efetuadas em Rikubetsu. Suas assinaturas são aquelas que costumam aparecer com menos frequência no campo das medidas aeroluminescentes.

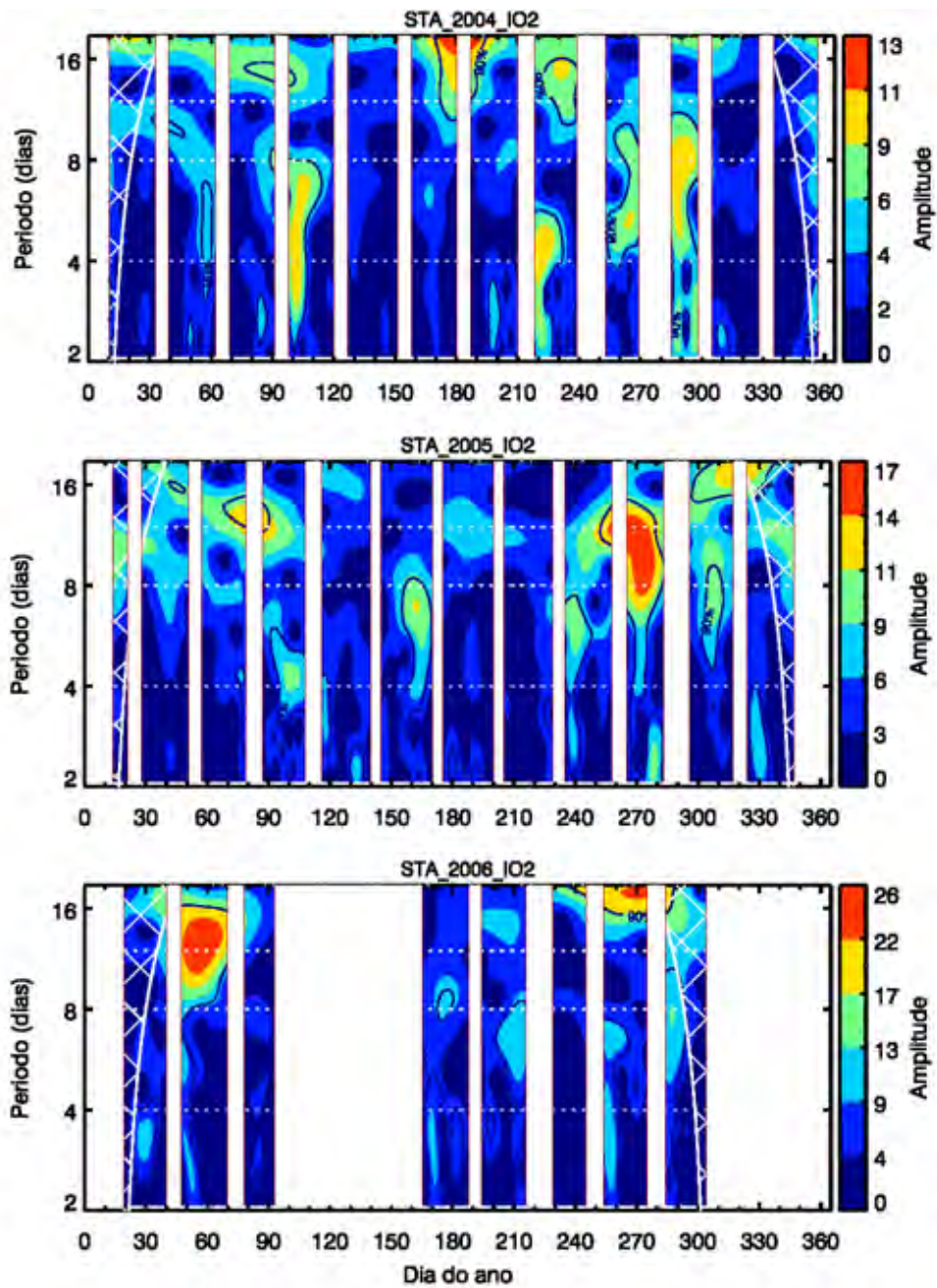


Figura 6.4 - Espectro wavelet da intensidade média noturna do O<sub>2</sub>(0-1) medida em Sata entre 2004 e 2006. Retângulos verticais denotam os intervalos de tempo sem observações. As linhas horizontais pontilhadas indicam os períodos de 4, 8 e 12 dias. A área hachurada em branco representa o cone de influência.



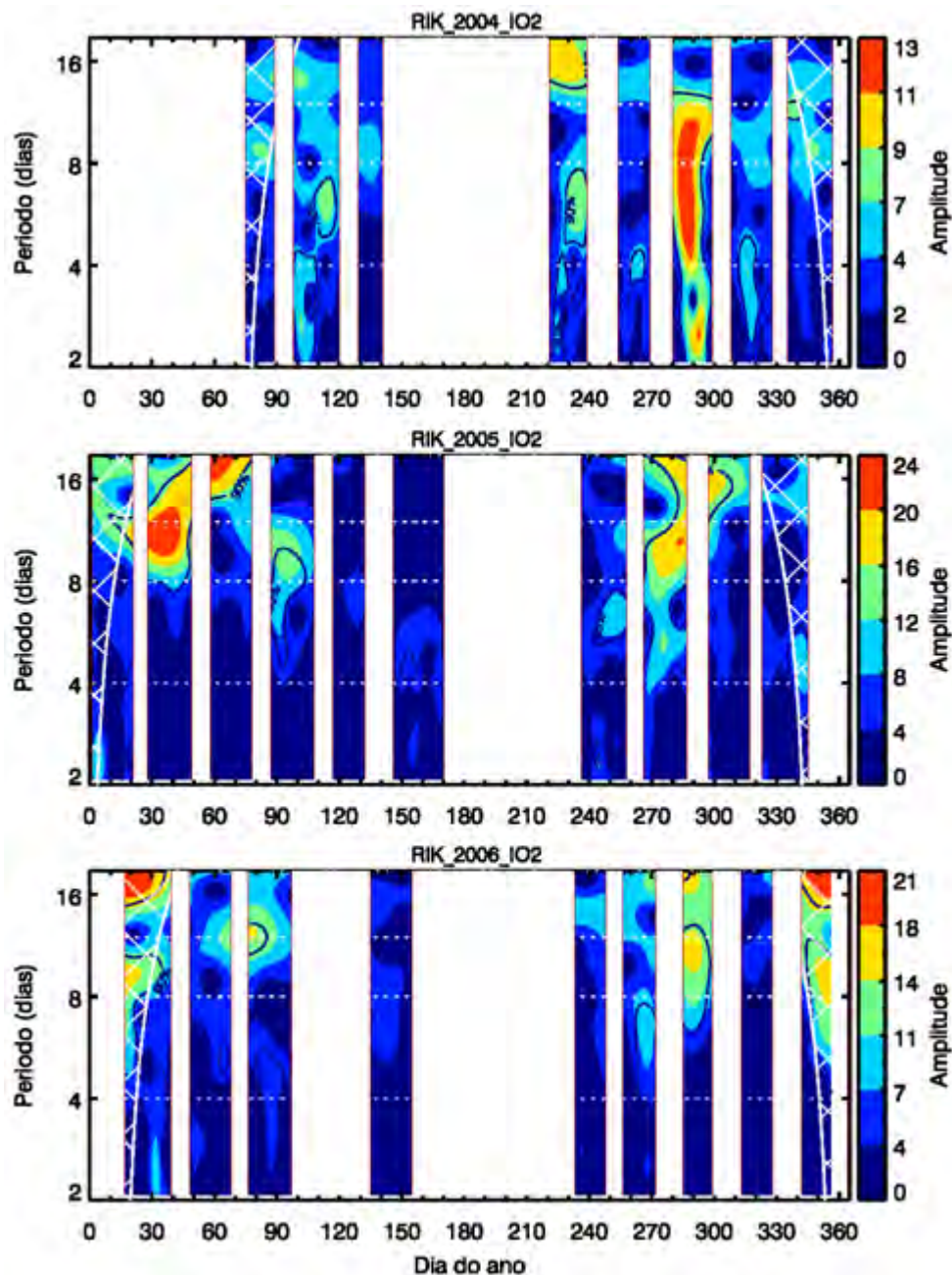


Figura 6.5 - Mesmo que a Figura 6.4, mas referente à Rikubetsu.

### 6.1.1. A onda de 2-dias

Assinaturas na banda de frequências correspondentes à onda de 2-dias são bastante frequentes tal qual foi evidenciado nos resultados da análise espectral efetuada com o periodograma de Lomb-Scargle, mostrados nas Figuras 6.2 e

6.3. Porém, nessa faixa do espectro, várias dos picos acima do nível de confiança podem não ser devidos à componente de 2-dias. Tendo isso em vista, a assinatura da onda de 2-dias na aeroluminescência será estudada principalmente durante os intervalos de tempo nos quais, sabidamente, a onda de 2-dias está presente na região da MLT. Mesmo aparecendo durante outras épocas do ano, sabe-se que a atividade onda de 2-dias é mais proeminente e intensifica-se em torno do solstício de verão (HECHT et al., 2010; LIMA et al., 2004; NAMBOOTHIRI et al., 2002; THAYAPARAN et al., 1997). Coincidentemente, é exatamente durante esse período que a qualidade dos dados aeroluminescentes fica bastante comprometida. Isso fica evidente pela maior frequência na ausência de dados de boa qualidade ao longo das observações durante os meses de junho e julho. Contudo, ainda é possível estudar a assinatura das ondas de 2-dias na aeroluminescência durante o verão. A Figura 6.6 mostra um panorama do que costuma ocorrer com as medidas efetuadas durante os meses de junho e julho. Nela, tem-se a intensidade do O<sub>2</sub>(0-1) medida em Rikubetsu em julho de 2006 após a retirada dos dados espúrios. Percebe-se que há uma grande lacuna de dados entre os dias do ano 195 e 205. Neste caso, é difícil analisar a presença de oscilações de períodos mais longos. Porém, entre os dias 206 e 211, a continuidade dos dados permite que a assinatura da onda de 2-dias seja estudada, uma vez que, têm-se seis dias de dados contínuos onde se verifica uma variação dia a dia na intensidade, denotada pela alternância de intensidades mais elevadas e mais baixas. Portanto, em situações semelhantes à mostrada na Figura 6.6 o estudo da assinatura da onda de 2-dias na aeroluminescência também pode ser conduzido.

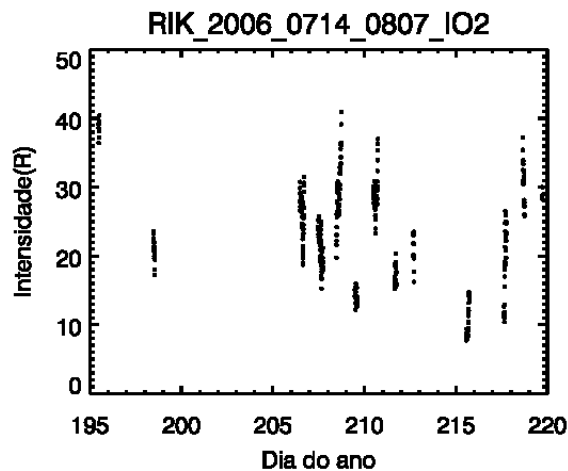


Figura 6.6 - Intensidade do O<sub>2</sub>(0-1) medida em Rikubetsu entre 14/07 e 07/08 de 2006.

Além do verão, onda de 2-dias também se manifesta em outras épocas do ano. Como evidenciado por Chshyolkova et al. (2005) e Lima et al. (2004), a onda de 2-dias também tem se manifestado na região da MLT durante o inverno em médias e baixas latitudes, respectivamente. Diante disso, a assinatura das ondas de 2-dias também será estudada durante o inverno. Nas medidas aeroluminescentes, assinaturas dessa onda foram observadas com certa regularidade durante os meses de janeiro e fevereiro. A Figura 6.7 mostra as intensidades do OI5577, O<sub>2</sub>(0-1) e OH(6-2) (acima) medidas em Sata durante as observações conduzidas em janeiro de 2004 juntamente com seus respectivos periodogramas (abaixo). Os periodogramas permitem a identificação de uma clara variação de 2 dias nas intensidades das três emissões. Essa variação é evidenciada pelos picos de energia espectral bem definidos associados ao período de 2 dias. Além da evidência mostrada pela análise espectral, uma inspeção visual da intensidade das emissões também possibilita a identificação de uma variação dia a dia nas intensidades, denotada pela alternância diária de intensidades mais elevadas e mais baixas.



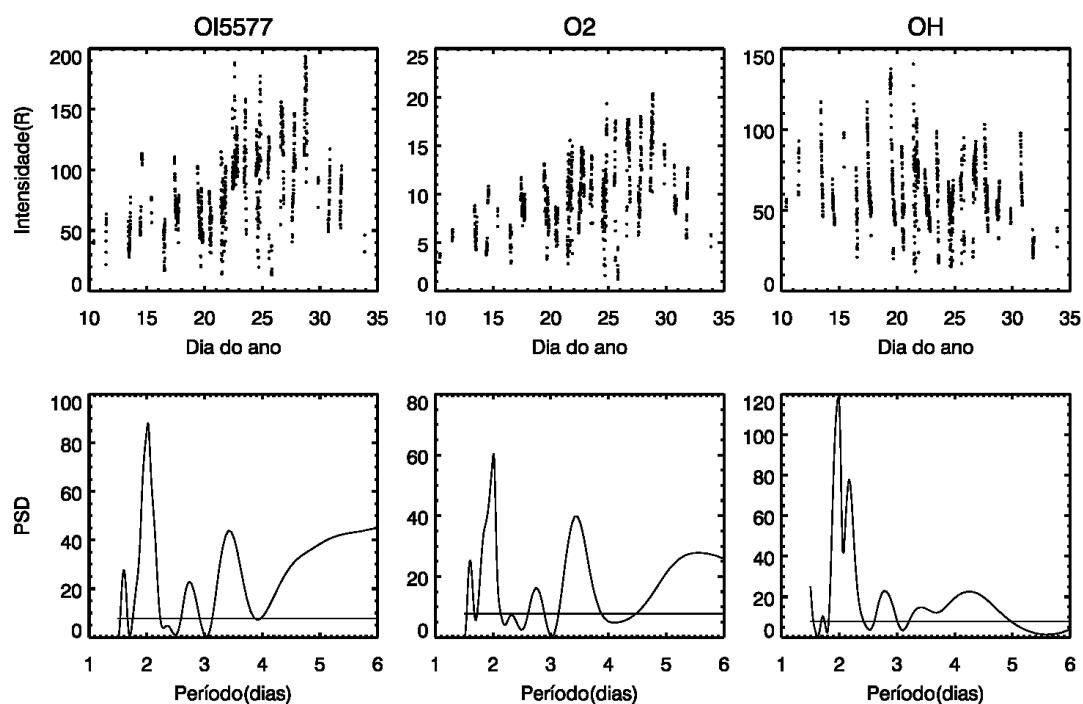


Figura 6.7 - Intensidades do OI5577, O2(0-1) e OH(6-2) medidas em Sata entre 10/01 e 02/02 de 2004 (acima) e seus respectivos periodogramas (abaixo).

A investigação das assinaturas da onda de 2-dias nas medidas aeroluminescentes obtidas em Sata revelou que as variações nas intensidades associadas a essa onda constituem um aspecto recorrente do verão. As assinaturas foram identificadas e bem caracterizadas, tanto nas emissões quanto nas temperaturas, nas medidas obtidas durante o mês de julho. Adicionalmente, a assinatura da onda de 2-dias também foi identificada e bem caracterizada nas observações feitas durante o inverno, especialmente durante os meses de janeiro e fevereiro. Por outro lado, durante o inverno em Rikubetsu não foram observadas variações claras de 2-dias nas emissões e nas temperaturas e, durante o verão, nos meses de junho e julho, as medidas da aeroluminescência em Rikubetsu apresentaram alto grau de contaminação tal que, após a aplicação dos critérios de tratamento de dados apresentados na Seção 4.3.1.1, não restaram dados aptos à análise durante estes meses. Portanto, a avaliação da atividade de onda de 2-dias, neste caso, ficou comprometida. Apenas em 2006 foi possível obter-se uma sequência de dados que permitiram a identificação das periodicidades de 2-dias nas emissões em

Rikubetsu. Ainda assim, os dados referentes à intensidade do OH(6-2) e de sua temperatura rotacional apresentaram alto grau de contaminação, impossibilitando assim, sua análise. Com isso, apenas as intensidades de emissão do OI5577 e do O2b(0-1) e de sua temperatura rotacional medidos durante o verão de 2006 em Rikubetsu foram analisados. Visando evidenciar as características das assinaturas observadas, as séries temporais das emissões e das temperaturas obtidas durante o período mencionado foram submetidas à análise harmônica a fim de se extrair as amplitudes da componente de 2-dias. A Figura 6.8 mostra a distribuição das amplitudes das variações nas intensidades da aeroluminescência e nas temperaturas rotacionais associadas à onda de 2-dias nas medidas efetuadas em Sata. As amplitudes estão expressas em termos da intensidade média de cada emissão durante o intervalo analisado. As amplitudes provocadas pelas variações de 2 dias nas intensidades variaram entre aproximadamente 15 até um pouco mais de 50%. De uma forma geral, as amplitudes mais elevadas da componente de 2-dias são observadas na emissão do OI5577, a qual registrou o maior valor absoluto em julho de 2004, atingido um pouco mais de 50% da intensidade média. A amplitude na emissão do O2b(0-1) teve seus valores no patamar de 30 a 40%. A menor amplitude foi observada na emissão do OH(6-2) em julho de 2006. Contudo, as amplitudes das variações de 2 dias nessa emissão também apresentaram valores mais elevados, chegando até superar as amplitudes no OI5577. Comparando-se as amplitudes da componente de 2-dias no verão e no inverno, verifica-se que as amplitudes mais elevadas são observadas normalmente durante o verão. Esse comportamento fica evidente quando se observa as amplitudes no OI5577. No que diz respeito às amplitudes da componente de 2-dias nas temperaturas, os valores variaram entre 3 e 18 K. Na maioria dos casos, a amplitude na temperatura rotacional do O2 é mais elevada que na temperatura rotacional do OH. Os extremos das amplitudes (3 e 18 K) indicam essa tendência. No caso da temperatura rotacional do O2, as amplitudes no verão costumam superar as amplitudes observadas no inverno. Por outro lado, a situação inversa ocorre com as

amplitudes na temperatura rotacional do OH, onde as amplitudes registradas no inverno são, geralmente, maiores que aquelas observadas no verão.

Durante o verão de 2006 foi possível analisar dados obtidos simultaneamente em Sata e Rikubetsu. Dessa forma, as amplitudes da componente de 2-dias nessas duas localidades puderam ser comparadas. As amplitudes da onda de 2-dias em Rikubetsu nas emissões do OI5577 e O2b(0-1) foram de 40 e 31%, respectivamente. Na temperatura rotacional do O2b(0-1) a amplitude foi de 12 K. Esses valores são similares aos obtidos em Sata durante o mesmo período.

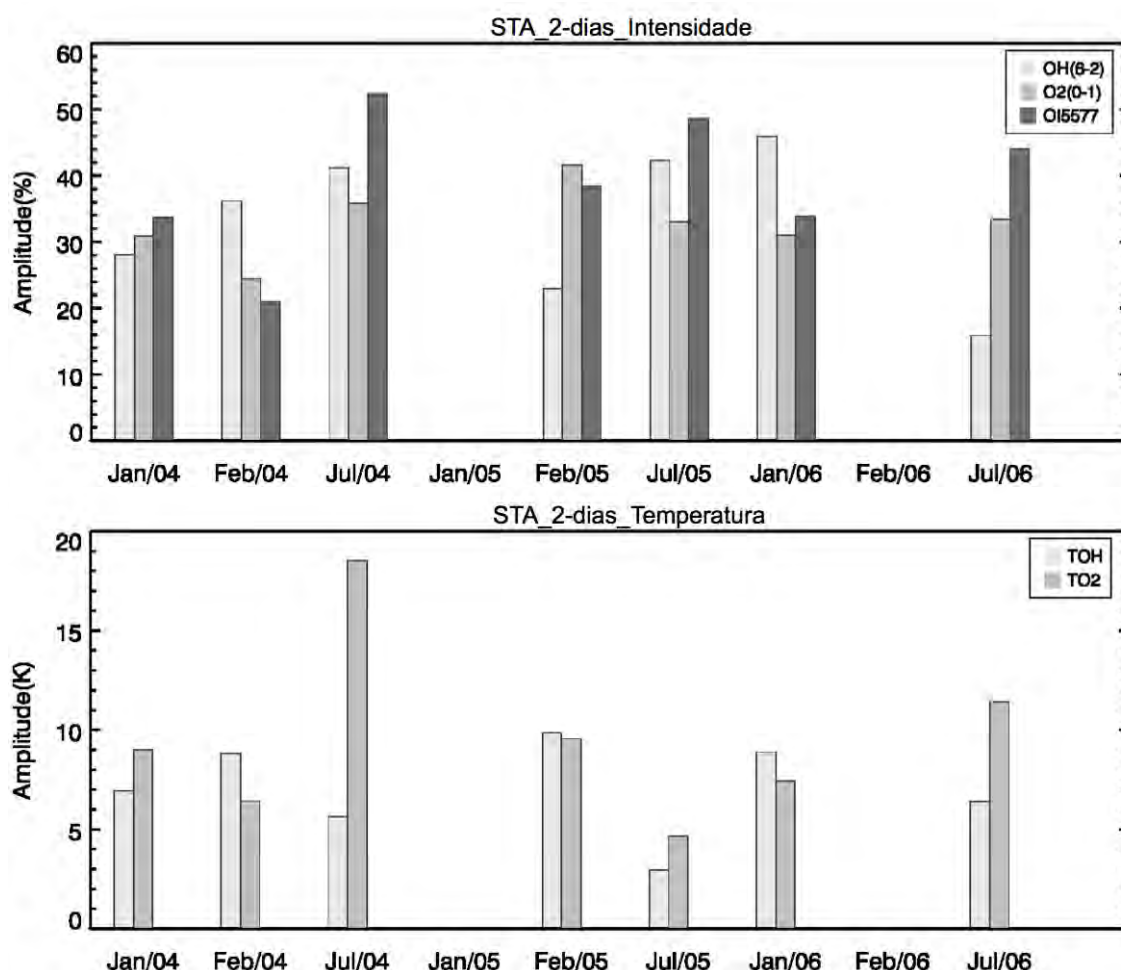


Figura 6.8 – As amplitudes relativas da componente de 2-dias nas intensidades da aeroluminescência (painel superior) e nas temperaturas (painel inferior) medidas em Sata.

### 6.1.2. A onda de 5-dias

A banda de frequências que pode ser associadas à onda de 5-dias corresponde aos períodos compreendidos no intervalo de 3 a 8 dias. Variações na intensidade das emissões com períodos situados dentro desse intervalo foram observados nos dois sítios observacionais. Para uma boa caracterização das assinaturas de ondas planetárias na aeroluminescência é recomendável que estas sejam identificadas em mais de uma emissão. Diante da necessidade de uma boa caracterização da assinatura dessa onda nas emissões e nas temperaturas a partir delas inferidas, considerou-se que a onda estava presente na região de emissão quando esta foi identificada em pelo menos duas das três emissões medidas. Como previamente indicado, as assinaturas da onda de 5-dias nas emissões e nas temperaturas rotacionais são mais frequentes em torno dos equinócios. As Figuras 6.9 e 6.10 mostram, respectivamente, a distribuição das amplitudes da componente de 5-dias identificadas nas emissões e nas temperaturas rotacionais em Sata (painéis superiores) e Rikubetsu (painéis inferiores). Ao todo foram identificados cinco períodos de observação nos quais a assinatura da onda de 5-dias foi bem caracterizada nas medidas em Sata. Por outro lado, nas medidas efetuadas em Rikubetsu, a assinatura dessa componente foi identificada e bem caracterizada em sete ocasiões. As variações devidas à componente de 5-dias apresentaram uma variação considerável. As amplitudes nas emissões variam entre 10 e 70% da intensidade média. De uma maneira geral, as amplitudes são mais elevadas nas emissões do OI5577 e do O2b(0-1) do que na emissão do OH(6-2). Esse comportamento é refletido pelas amplitudes médias registradas em ambos os sítios observacionais. A amplitude média da componente de 5-dias no OH(6-2) observada em Sata e Rikubetsu, respectivamente, é  $23,9 \pm 5,3\%$  e  $21,4 \pm 7,5\%$ . Por outro lado, as amplitudes no O2(0-1) e OI5577 são, respectivamente de  $32,5 \pm 11,3\%$  e  $32,6 \pm 17,3\%$  em Sata e de  $27,0 \pm 5,0\%$  e  $28,5 \pm 10,0\%$ , em Rikubetsu, onde os desvios representam os desvios-padrão da média. Comparativamente, as amplitudes das variações de 5-dias nas

emissões são, em média, mais elevadas em Sata do que em Rikubetsu. Em duas ocasiões, em abril de 2004 e em setembro de 2005, a assinatura da onda de 5-dias foi observada simultaneamente nos dois sítios observacionais. Nesses casos, as amplitudes em Sata apresentaram valores mais elevados do que aqueles em Rikubetsu. Considerando-se as medidas das temperaturas rotacionais, as amplitudes variam entre 1,5 e 9 K. Comparativamente, as amplitudes na temperatura do OH em Sata são superiores àquelas obtidas em Rikubetsu. As amplitudes médias,  $6,9 \pm 2,0$ K em Sata e  $3,8 \pm 1,6$ K em Rikubetsu, explicitam esse comportamento. Por outro lado, as amplitudes médias na temperatura rotacional do O2 em Sata  $6,0 \pm 1,3$ K e Rikubetsu  $5,4 \pm 1,4$ K apresentam valores semelhantes. Outros dois pontos chamam a atenção. As amplitudes da componente de 5-dias. Nas medidas em Sata, as amplitudes na temperatura rotacional do OH são, em geral, maiores que na temperatura rotacional do O2. Por outro lado, a situação inversa ocorre com as medidas em Rikubetsu, onde as amplitudes na temperatura do O2 são, em geral, superiores àquelas na temperatura do OH.

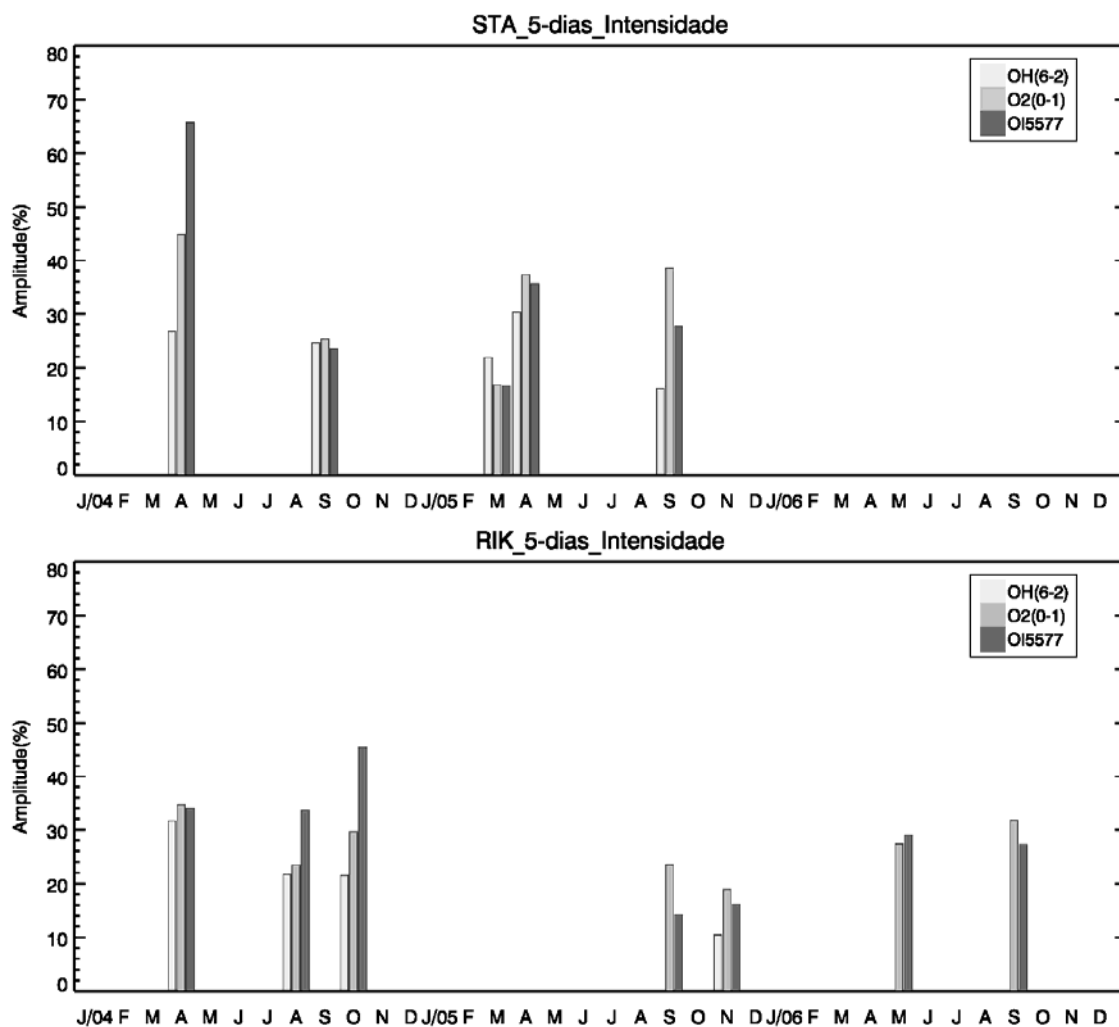


Figura 6.9 – Amplitudes relativas da componente de 5-dias nas intensidades do OH(6-2), O2b(0-1) e do OI5577 medidas em Sata (painel superior) e Rikubetsu (painel inferior) entre 2004 e 2006.

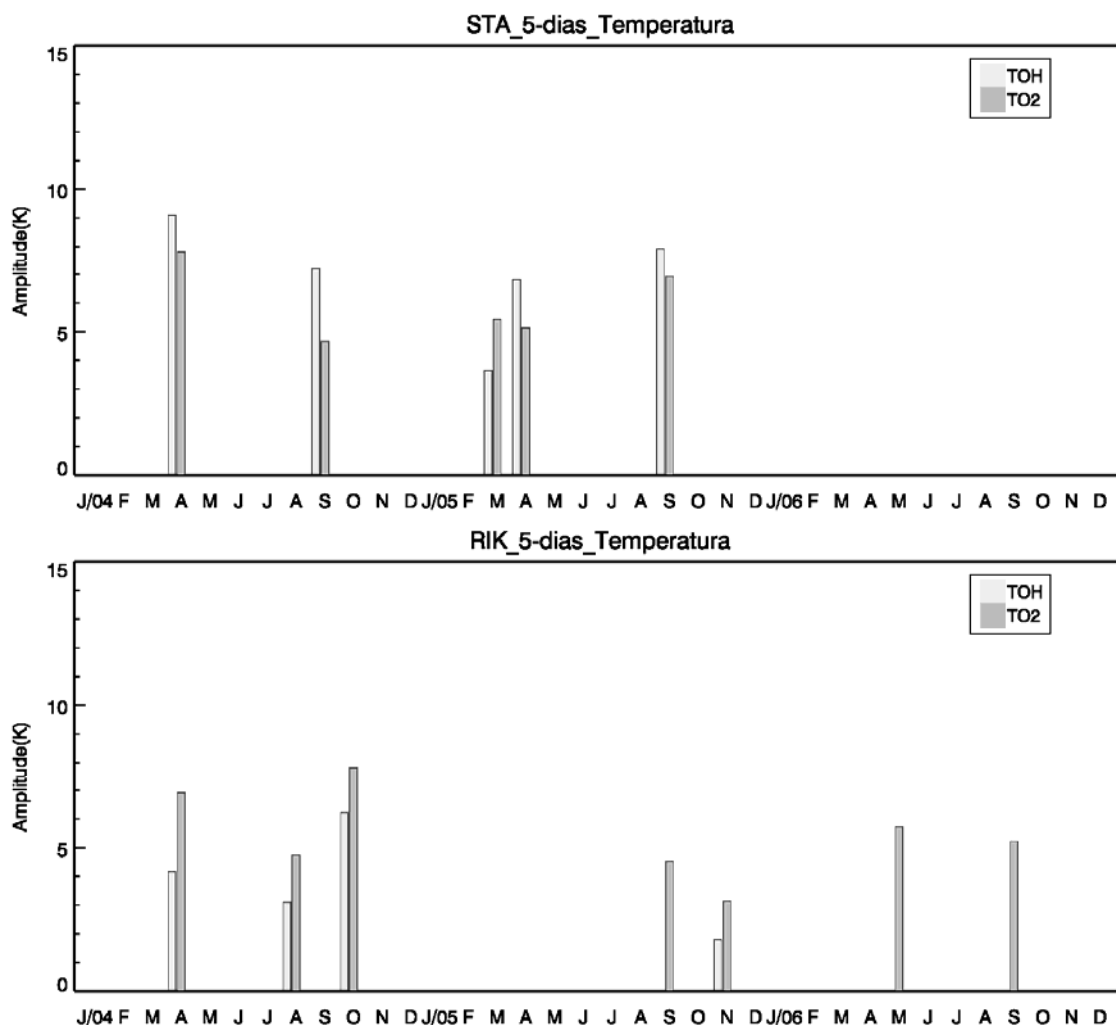


Figura 6.10 – Amplitudes da componente de 5-dias nas temperaturas rotacionais do OH(6-2) e do O2b(0-1) medidas em Sata (painel superior) e Rikubetsu (painel inferior) entre 2004 e 2006.

### 6.1.3. A onda de 10-dias

Variações periódicas em torno de 10 dias foram identificadas nas medidas aeroluminescentes e nas temperaturas nos dois sites observacionais. Em várias ocasiões as assinaturas foram bem caracterizadas nos parâmetros analisados (emissões e temperaturas rotacionais). Ao todo, em 11 ocasiões, entre 2004 e 2006, foram identificadas assinaturas associadas à onda de 10-dias. As variações de 10-dias foram identificadas, em sua maioria, nas medidas obtidas em Rikubetsu, totalizando oito períodos de observação.

Conseqüentemente, em Sata, as variações periódicas de 10-dias nas medidas aeroluminescentes foram identificadas em três períodos de observação. As amplitudes das variações de 10 na aeroluminescência e nas temperaturas rotacionais associadas à onda de 10-dias em Sata (painéis superiores) e Rikubetsu (painéis inferiores) são mostradas, respectivamente, nas Figuras 6.11 e 6.12. Excetuando-se três períodos de observação nos quais os dados da intensidade do OH(6-2) e sua temperatura rotacional apresentaram alta contaminação espectral, as assinaturas da onda de 10-dias foram identificadas e bem caracterizadas em todas as emissões e nas temperaturas rotacionais do OH e O2. As variações de 10-dias nas emissões em ambos os sítios observacionais ocorreram principalmente durante o outono e o inverno. A amplitude da componente de 10-dias na aeroluminescência apresentou uma larga variabilidade. As amplitudes relativas variaram entre um pouco mais de 10% até cerca de 70% da intensidade média. Em geral, as amplitudes relativas do O2 e OI5577 são maiores que as do OH em ambos os sítios observacionais. Esse comportamento é explicitado quando são analisadas as amplitudes médias em cada sítio observacional. Em Rikubetsu, na média, as amplitudes da componente de 10-dias foram de  $25,7 \pm 8,9\%$  no OH(6-2),  $37,1 \pm 16,8\%$  no O2b(0-1) e  $41,6 \pm 17,4\%$  no OI5577. Em Sata, as variações devidas à componente de 10-dias foram de  $27,8 \pm 11,8\%$  no OH(6-2),  $44,8 \pm 24,5\%$  no O2b(0-1) e  $28,6 \pm 4,8\%$  no OI5577. Considerando as variações na temperatura devidas à componente de 10-dias, as amplitudes assumiram valores entre 2 e 11K. Tanto em Sata quanto em Rikubetsu, as amplitudes médias na temperatura rotacional do OH ( $7,2 \pm 2,1\text{K}$  em Rikubetsu e  $8,0 \pm 2,5\text{K}$  em Sata) são mais altas do que na temperatura do O2 ( $5,8 \pm 3,2\text{K}$  em Rikubetsu e  $5,6 \pm 2,2\text{K}$  em Sata). Em outubro de 2005 a assinatura de uma onda de 10-dias foi identificada simultaneamente em Sata e Rikubetsu. As amplitudes nas emissões OI5577 e O2b(0-2) apresentaram valores semelhantes. No caso do OH(6-2) não foi possível estabelecer uma comparação uma vez que essa emissão apresentou alta contaminação espectral nas medidas em Rikubetsu. No caso das temperaturas rotacionais (apenas do O2), a amplitude da



componente de 10-dias em Rikubetsu foi mais elevada (~7K) do que em Sata (~5K).

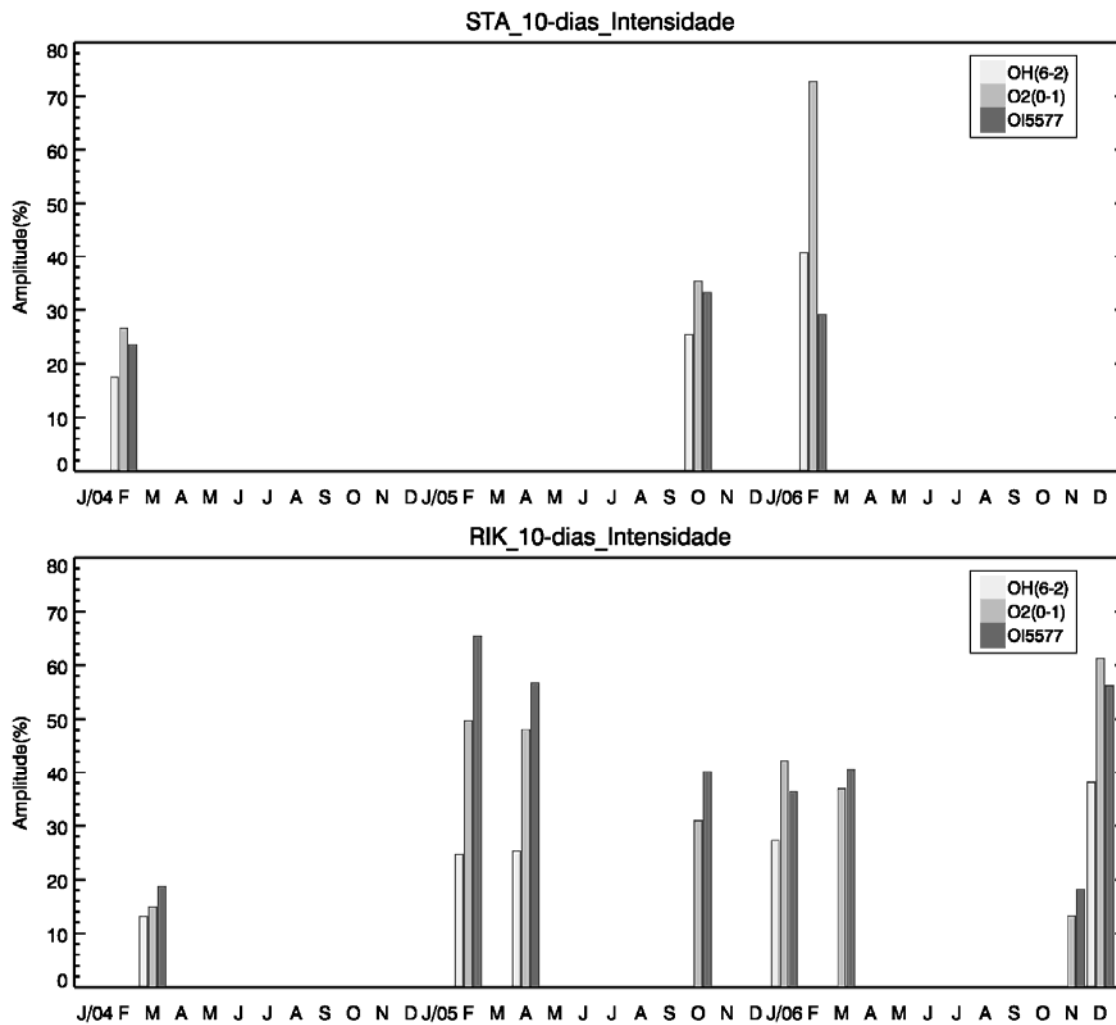


Figura 6.11 – Mesmo que a Figura 6.9, mas para a componente de 10-dias.

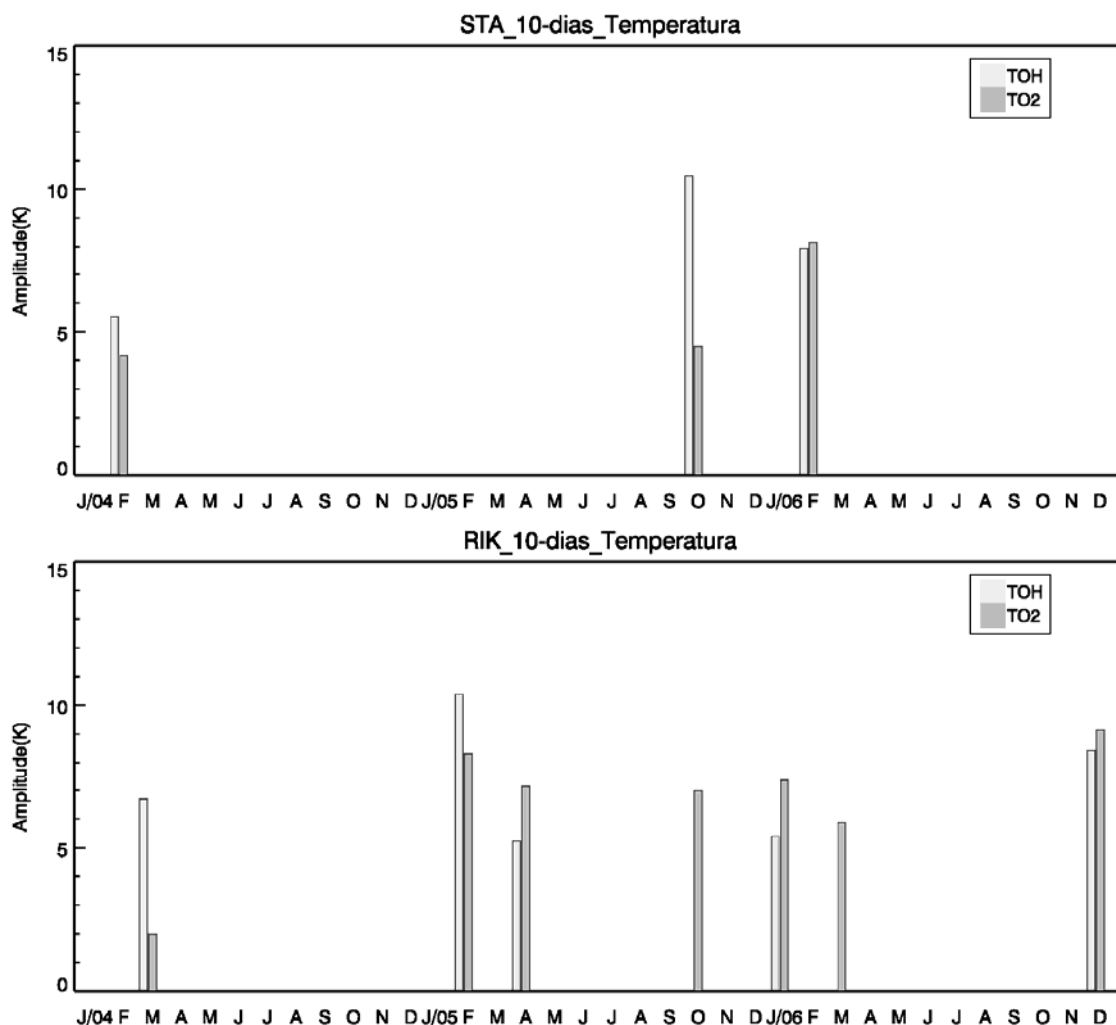


Figura 6.12 – Mesmo que a Figura 6.10, mas para a componente de 10-dias

#### 6.1.4. A onda de 16-dias

O longo comprimento das séries temporais (aproximadamente 20 dias) das medidas da aeroluminescência também possibilitou a identificação de variações periódicas nas intensidades e nas temperaturas rotacionais associadas à onda de 16-dias. As assinaturas dessa onda apresentaram a mais baixa frequência de observação. Durante todo o período analisado, a assinatura dessa componente nas emissões e temperaturas foi bem caracterizada em quatro ocasiões nas observações realizadas em Rikubetsu e, em Sata, em uma ocasião. As amplitudes provocadas pela passagem da onda

através das camadas de emissão apresentaram, em alguns casos, valores elevados. Nas Figuras 6.13 e 6.14, são mostradas, respectivamente, as amplitudes da componente de 16-dias nas intensidades das emissões e nas temperaturas rotacionais em Sata (painéis superiores) e Rikubetsu (painéis inferiores). Em fevereiro nas observações em Sata e em março de 2005 nas observações em Rikubetsu, a amplitude da componente de 16-dias na emissão do OI5577 atingiram patamares próximos a 70% da intensidade média. Nas outras ocasiões onde a assinatura da onda foi identificada, as amplitudes apresentaram valores entre 20 e 40%. Analogamente às variações associadas às ondas de 2, 5 e 10-dias, as amplitudes da componente de 16-dias nas emissões do O2b(0-1) e OI5577 são, em geral, mais elevadas que as amplitudes registradas na emissão do OH(6-2). Em relação às temperaturas rotacionais, as amplitudes devidas à componente de 16-dias apresentaram valores entre 4 e 14 K. Nesse caso, as perturbações na temperatura do O2 são superiores àquelas perturbações na temperatura do OH.

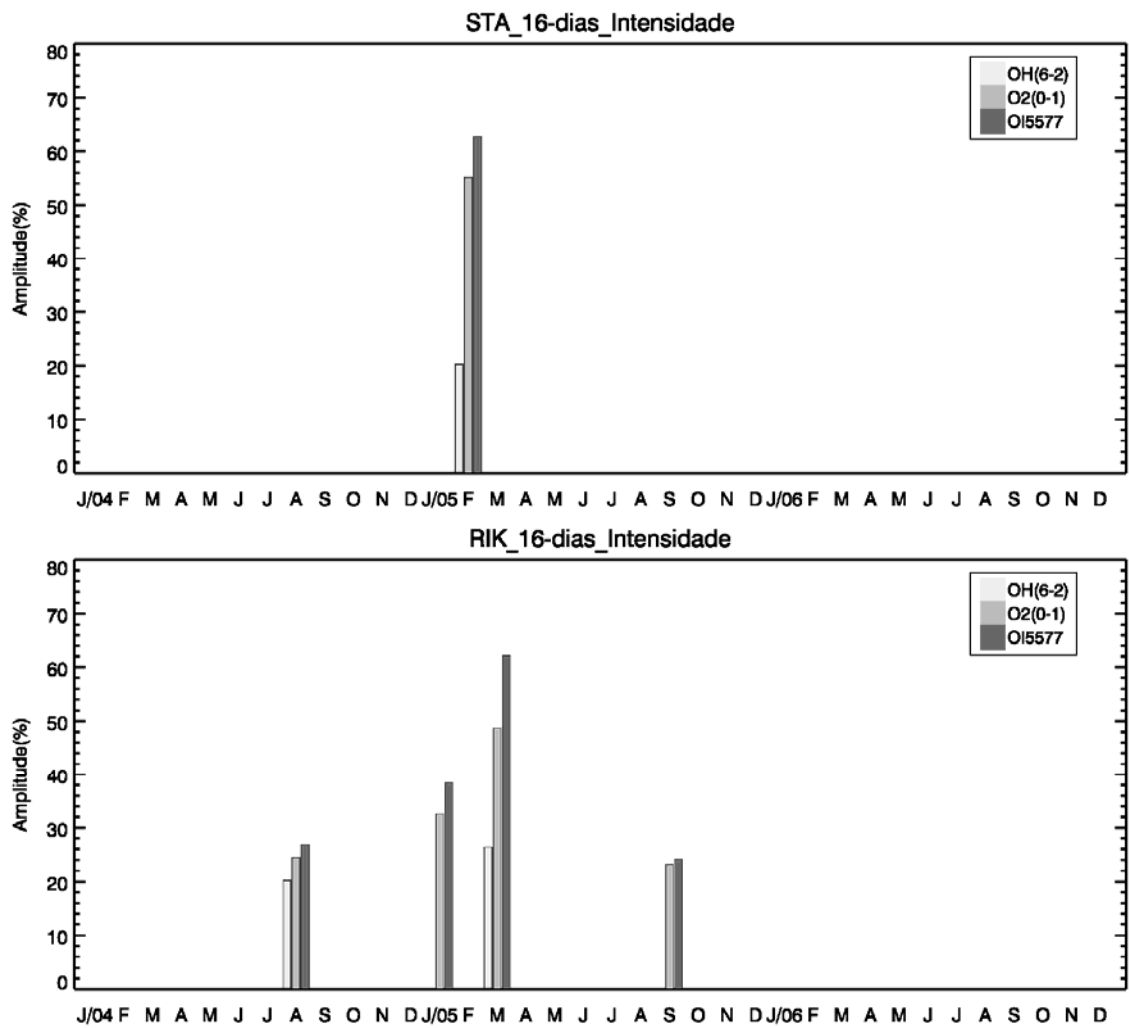


Figura 6.13 – Mesmo que a Figura 6.9, mas para a componente de 16-dias.

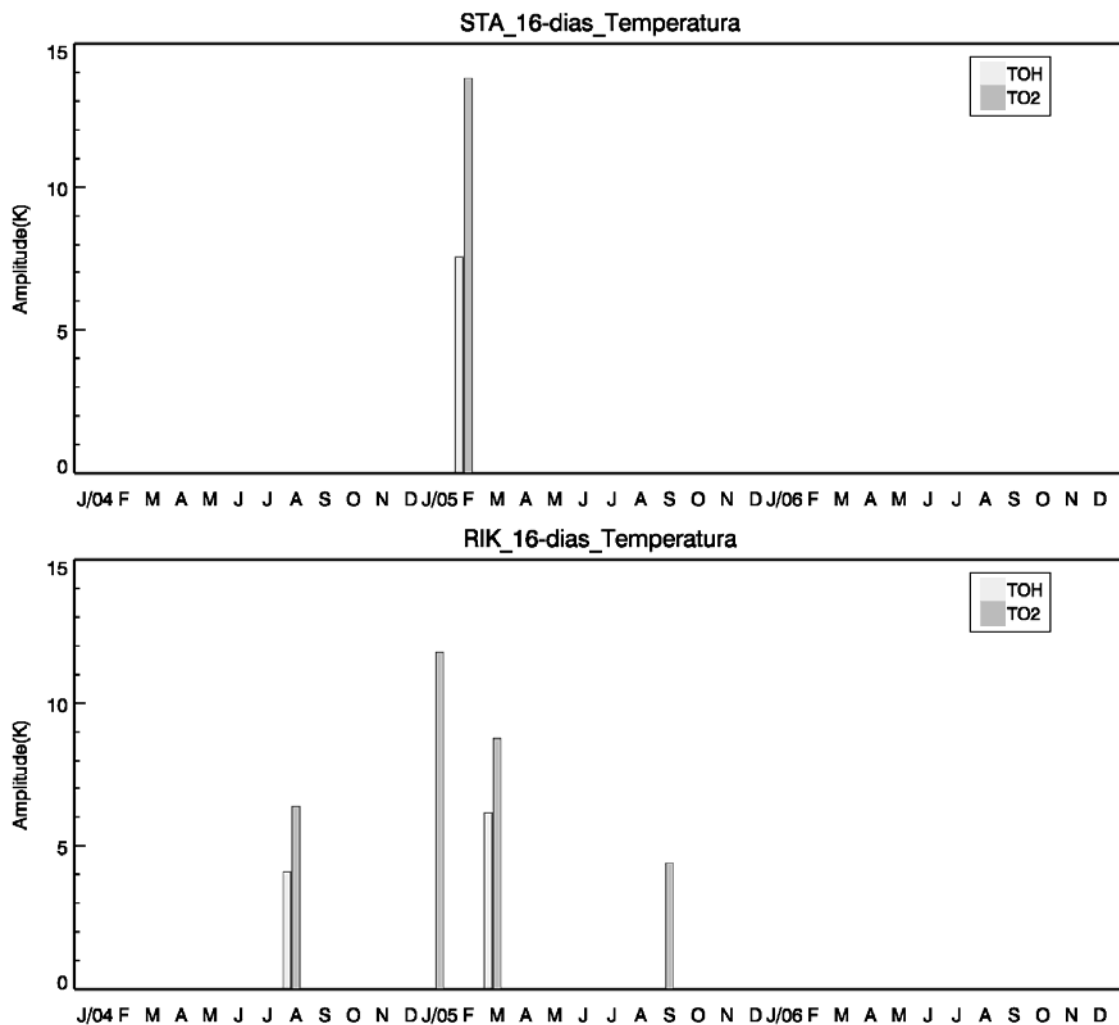


Figura 6.14 – Mesmo que a Figura 6.10, mas para a componente de 16-dias

## 6.2. Assinatura das ondas planetárias no vento

Uma considerável parte do conhecimento sobre as ondas planetárias na MLT foi, e continua sendo produzido, através de medidas de vento obtidas por medidas de radares instalados no solo. As medidas de vento obtidas por radares permitiram aos pesquisadores delinear as principais características da atividade de ondas planetárias na MLT, tais como, amplitude, variabilidade sazonal e latitudinal. Em relação às medidas aeroluminescentes, as medidas de vento têm a vantagem de serem obtidas, salvo problemas técnicos, durante todo o dia. Além do mais, as características das ondas, tais como amplitude e

fase, podem ser determinadas com boa precisão. Então, medidas de vento obtidas em conjunto com as medidas aeroluminescentes podem auxiliar na interpretação e corroborar os resultados obtidos a partir das medidas aeroluminescentes. Nesse trabalho foram utilizadas medidas de vento na MLT obtidas por dois radares MF localizados em Yamagawa e Wakkanai, que estão localizados nas proximidades dos observatórios de aeroluminescência. Nas próximas seções serão apresentadas as características do campo de ventos sobre os sítios observacionais, bem como a atividade de ondas planetárias nessas duas localidades.

### **6.2.1. O vento de fundo**

Os ventos neutros na região da MLT apresentam uma considerável variabilidade cujas escalas temporais podem variar desde a ordem de segundos até dias. O comportamento médio do vento é o resultado da superposição de variabilidades de diversas escalas temporais, bem como espaciais. Desempenham papel importante nesse contexto as ondas de gravidade, marés atmosféricas e ondas planetárias. Em geral, costuma-se especificar o escoamento básico sobre o qual essas ondas se propagam. O escoamento básico, ou vento de fundo, ou ainda, vento médio, é geralmente determinado na escala de meses com o intuito de se determinar suas variações sazonais. As Figuras 6.15 e 6.16 mostram, respectivamente, as seções de tempo versus altitude das componentes do vento médio observado em Yamagawa e Wakkanai entre 2004 e 2006. Os painéis superiores mostram o vento médio zonal, enquanto os painéis inferiores mostram o vento médio meridional. As áreas em cinza denotam valores negativos do vento. No caso da componente zonal, os valores negativos indicam que o vento está soprando para Oeste. Por outro lado, na componente meridional, os valores negativos indicam que o vento de fundo está soprando para Sul. Os intervalos de contorno são de 5m/s. As áreas retangulares preenchidas em preto nas medidas em Yamagawa denotam a ausência de dados. O grande intervalo de tempo com ausência de dados em Yamagawa dificulta uma boa caracterização

do vento médio sobre essa localidade. Contudo, ainda é possível esboçar algumas características do escoamento básico nesse caso. De janeiro a maio de 2004, o vento médio zonal sopra para leste praticamente em todas as altitudes. Entre os meses de setembro e dezembro de 2005 e 2006, vento básico sopra para oeste. No caso do vento médio meridional, o escoamento se dá para sul durante quase todo o intervalo onde há dados.

O vento horizontal médio sobre Yamagawa e Wakkanai foi estudado por Namboothiri et al. (2000). Os autores apresentaram as características do escoamento médio entre novembro de 1995 e junho de 1999.. Durante o intervalo analisado foi identificada uma variação anual das componentes zonal e meridional do vento médio. De uma forma geral, as características do vento médio aqui apresentadas são similares àquelas apresentadas por Namboothiri et al. (2000). Algumas diferenças repousam na intensidade do escoamento. Por exemplo, os jatos para leste durante o verão nas medidas aqui apresentadas são menos intensos (30-35 m/s) do que aqueles apresentados por Namboothiri et al. (2000) (40-50 m/s).

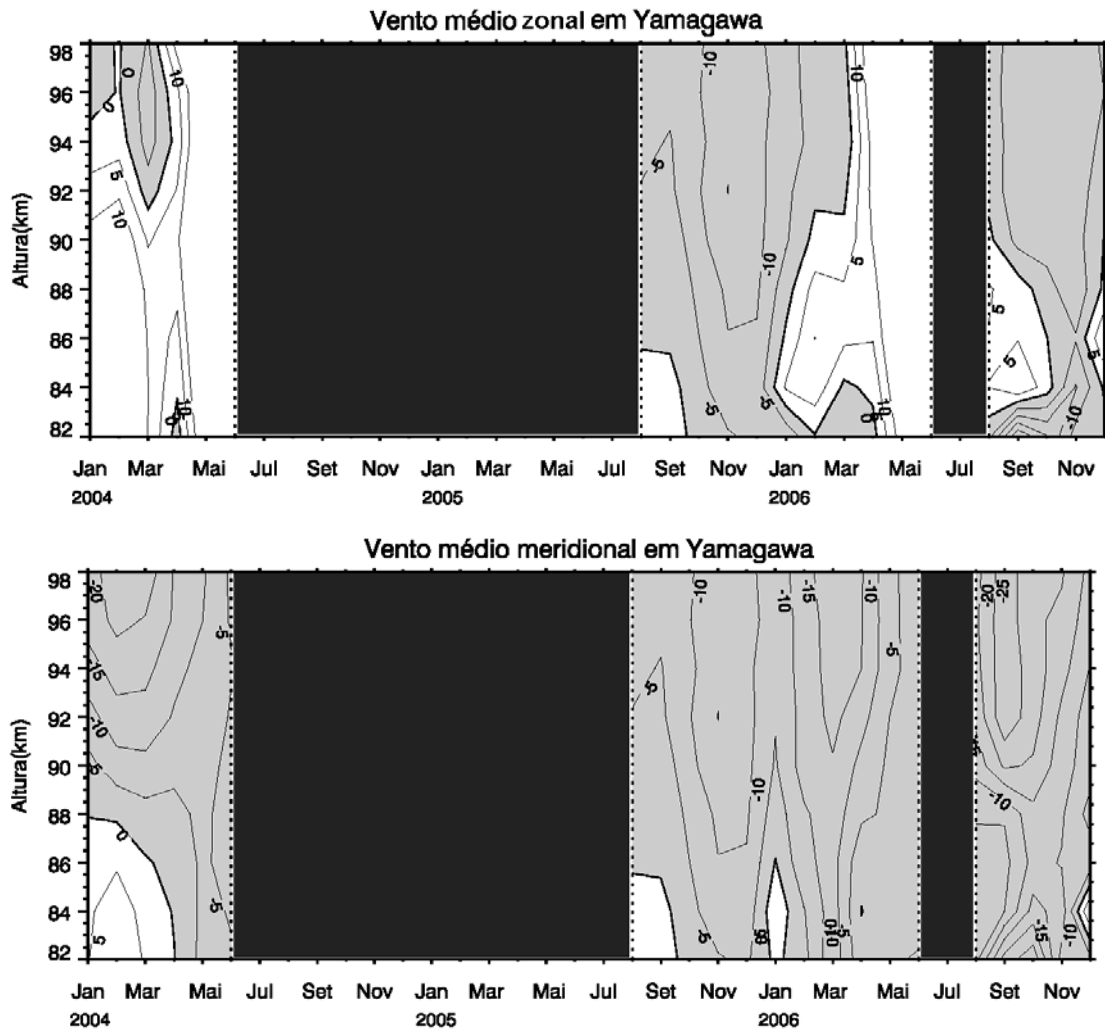


Figura 6.15 – Estrutura temporal e vertical do vento zonal médio em Yamagawa. Painel superior mostra o vento zonal, enquanto o painel inferior mostra o vento meridional



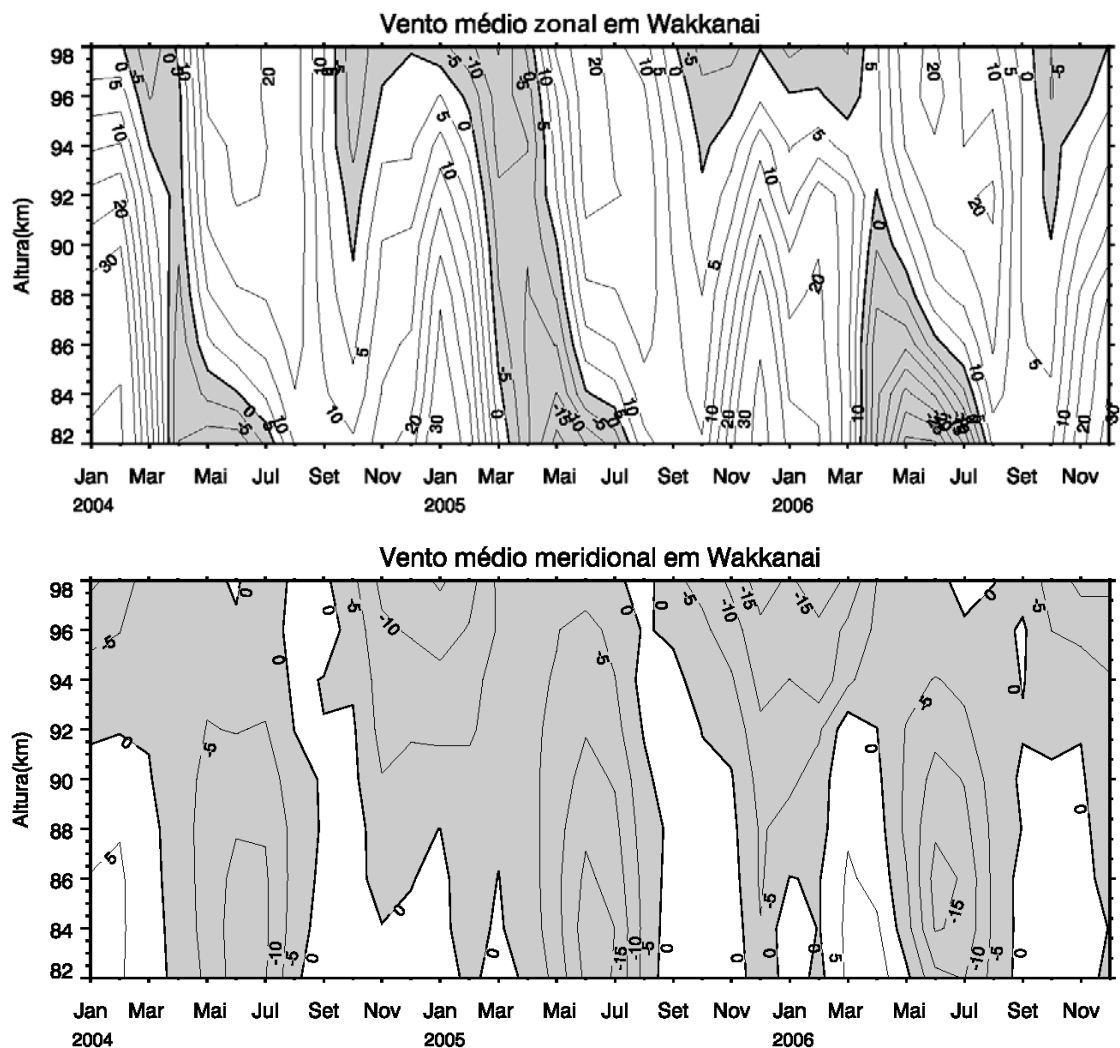


Figura 6.16 – Estrutura temporal e vertical do vento zonal médio em Wakkanai. Painel superior mostra o vento zonal, enquanto o painel inferior mostra o vento meridional

### 6.2.2. Análise espectral do vento

As medidas de vento obtidas em Yamagawa e Wakkanai foram submetidas à análise espectral no sentido de revelar as periodicidades associadas às ondas planetárias presentes nas séries temporais das componentes zonal e meridional do vento horizontal. A análise espectral foi primariamente executada aplicando-se a transformada wavelet às séries temporais. A transformada wavelet tem a capacidade de revelar as perturbações transientes associadas às ondas planetárias no campo de ventos. As Figuras 6.17 a 6.20 mostram o

conteúdo espectral presente nas medidas de vento em Yamagawa e Wakkanai entre 2004 e 2006. Os espectros são referentes à altitude de 90 km. No caso das medidas de vento em Yamagawa, observa-se a ausência de dados durante mais de seis meses em 2004 e 2005. Enquanto em 2004 há medidas apenas na primeira metade do ano, em 2005 há medidas apenas na segunda metade do ano. Essa ausência de dados dificulta um pouco a caracterização sazonal da atividade das ondas planetárias. Contudo, ainda é possível traçar razoavelmente um panorama da atividade de ondas planetárias. As linhas verticais em vermelho marcam o início e fim das observações da aeroluminescência. Em geral, um período de observações dura entre 15 e 20 dias. Portanto, os intervalos onde a distância entre as linhas vermelhas verticais é maior correspondem ao período de medidas e, conseqüentemente, onde a separação é menor, tem-se o intervalo de tempo entre o fim de um período de observações e o início do seguinte.

Na banda de frequências associadas à onda de 2-dias, observa-se a presença de energia espectral significativa ao longo do ano em ambas as localidades. Contudo, as intensificações ocorrem especialmente durante o verão, após o solstício de junho, e durante o inverno. A onda de 2-dias em Wakkanai intensifica sua atividade logo após o solstício de verão. A intensificação é mais forte na componente meridional do vento e persiste até, pelo menos, o início de agosto. A ausência de dados em torno do solstício de verão em Yamagawa impossibilita a avaliação da atividade da onda de 2-dias nesse intervalo. Por outro lado, durante o inverno, no mês de janeiro, a onda de 2-dias está presente no campo de ventos sobre Yamagawa. Observa-se que, em 2004 e 2006, a energia espectral associada a essa onda se intensifica principalmente no fim de janeiro. Já as medidas de vento em Wakkanai durante o inverno, apesar de apresentarem assinaturas da onda de 2-dias, estas são menos intensas e regulares do que aquelas vistas nas medidas em Yamagawa.

Na banda de frequências associadas à onda de 5-dias, as manifestações dessa onda são observadas principalmente em torno dos equinócios, tanto no

campo de ventos sobre Yamagawa quanto sobre Wakkanai. A análise espectral revela que as manifestações da onda de 5-dias são mais frequentes e evidentes em Yamagawa. As manifestações da onda de 5-dias apresentam certo grau de assimetria, o qual é observado nas medidas efetuadas nos sítio observacionais. Tanto em Yamagawa quanto em Wakkanai, as manifestações da onda são mais frequentes em torno do equinócio de outono, onde uma persistente assinatura da onda de 5-dias é observada na componente zonal do vento entre os dias 270 e 300 nas medidas em ambas as localidades.

Na banda de frequências associadas à onda de 10-dias, os espectros revelam as manifestações dessa onda são um pouco menos frequentes que aquelas associadas à onda de 5-dias. A análise do espectro do vento sobre Yamagawa indica que essa onda se manifesta principalmente entre o outono e o inverno. Suas assinaturas são observadas regularmente no vento zonal nos meses de janeiro e fevereiro. Na componente zonal, a assinatura da onda aparece com regularidade durante o outono. No campo de ventos sobre Wakkanai, as características da onda de 10-dias são semelhantes às observadas em Yamagawa, nos quais a onda aparece com regularidade em janeiro e fevereiro e no outono.

As assinaturas associadas à onda de 16-dias são as que aparecem com menos frequência nos campos de vento. Suas manifestações apresentam características similares às da onda de 10-dias. A maior parte das assinaturas da onda no campo de vento sobre Yamagawa é vista durante o outono. Comportamento similar é observado nas medidas de vento em Wakkanai, onde uma manifestação da onda em vista nos anos de 2004 e 2005 entre os dias 270 e 300 e a assinatura da onda costuma ser mais frequente. Um aspecto interessante e que merece atenção a presença simultânea das assinaturas das ondas de 10 e 16-dias nos campos de vento. Essa situação ocorre quase que ao mesmo tempo em torno do dia 300 do ano de 2005, onde a superposição das assinaturas é vista tanto em Yamagawa quanto em Wakkanai.

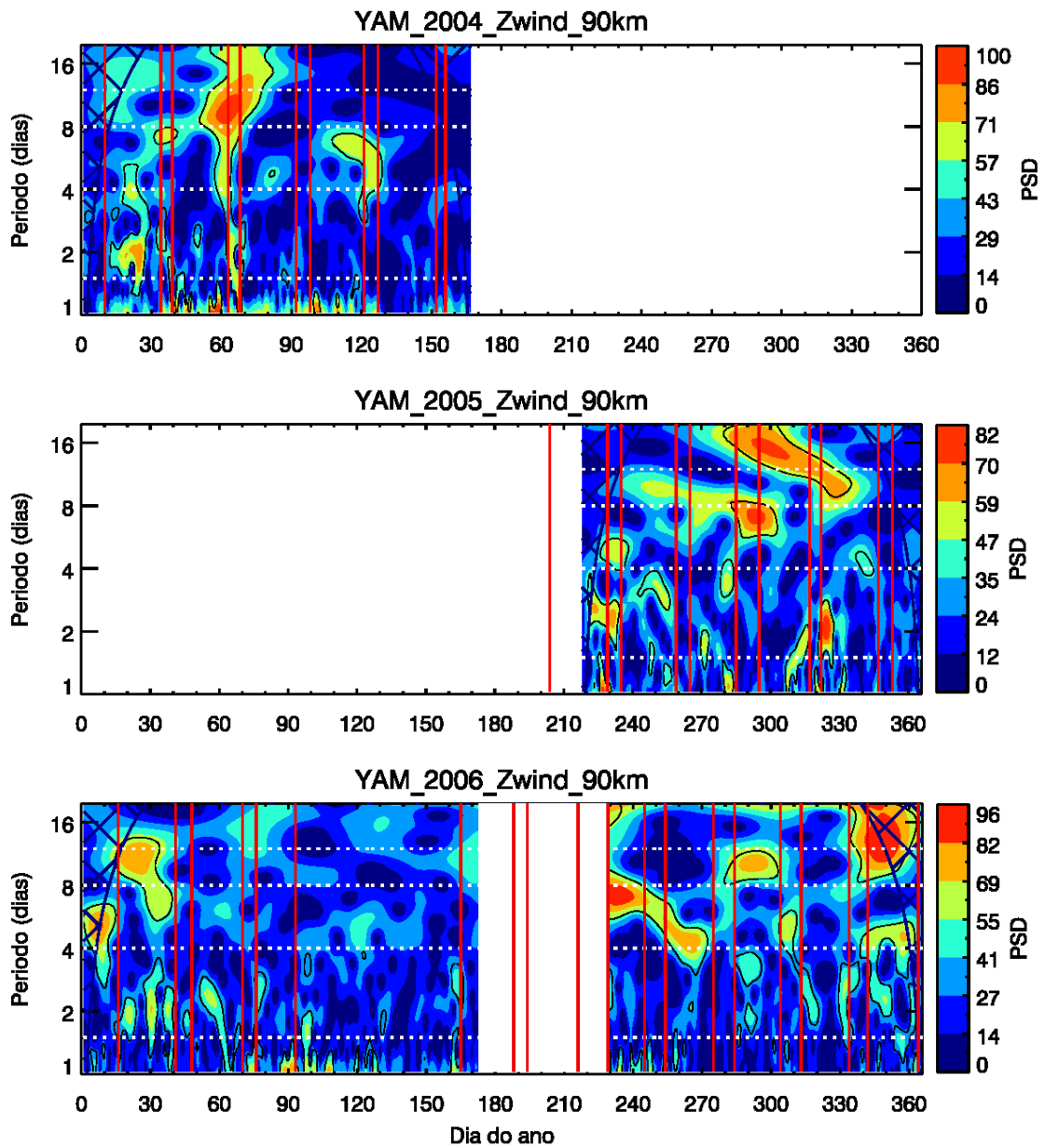


Figura 6.17– Amplitude do espectro wavelet referente à componente zonal do vento em Yamagawa. Os espectros se referem ao vento zonal em 90 km de altitude obtidos durante os anos de 2004 (painel superior), 2005 (painel intermediário) e 2006 (painel inferior). As linhas horizontais brancas indicam os períodos de 1,5, 4, 8 e 12 dias. As linhas verticais vermelhas marcam o início e o fim das medidas da aeroluminescência.

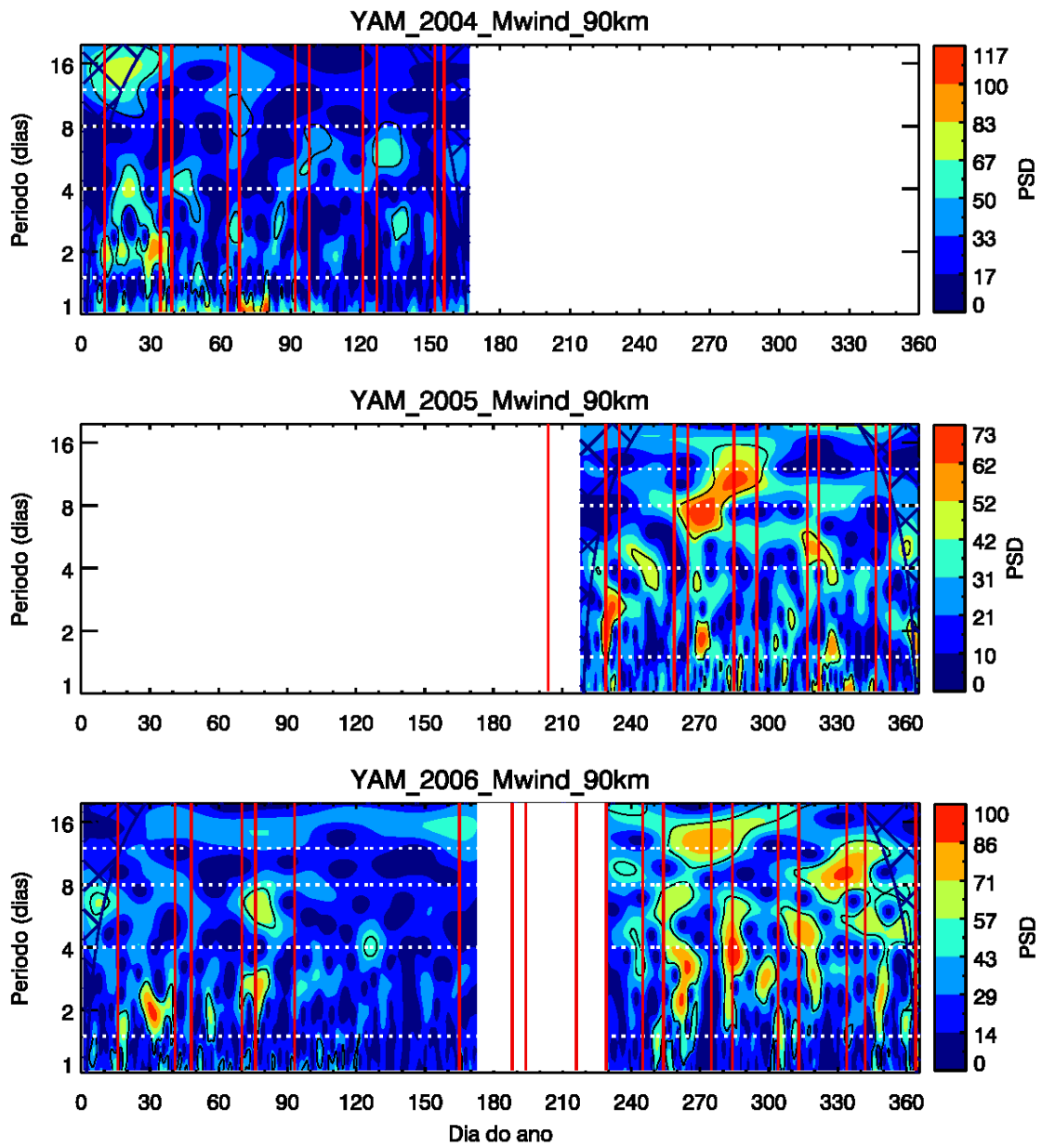


Figura 6.18 – Mesmo que a Figura 6.17, mas para a componente meridional do vento.

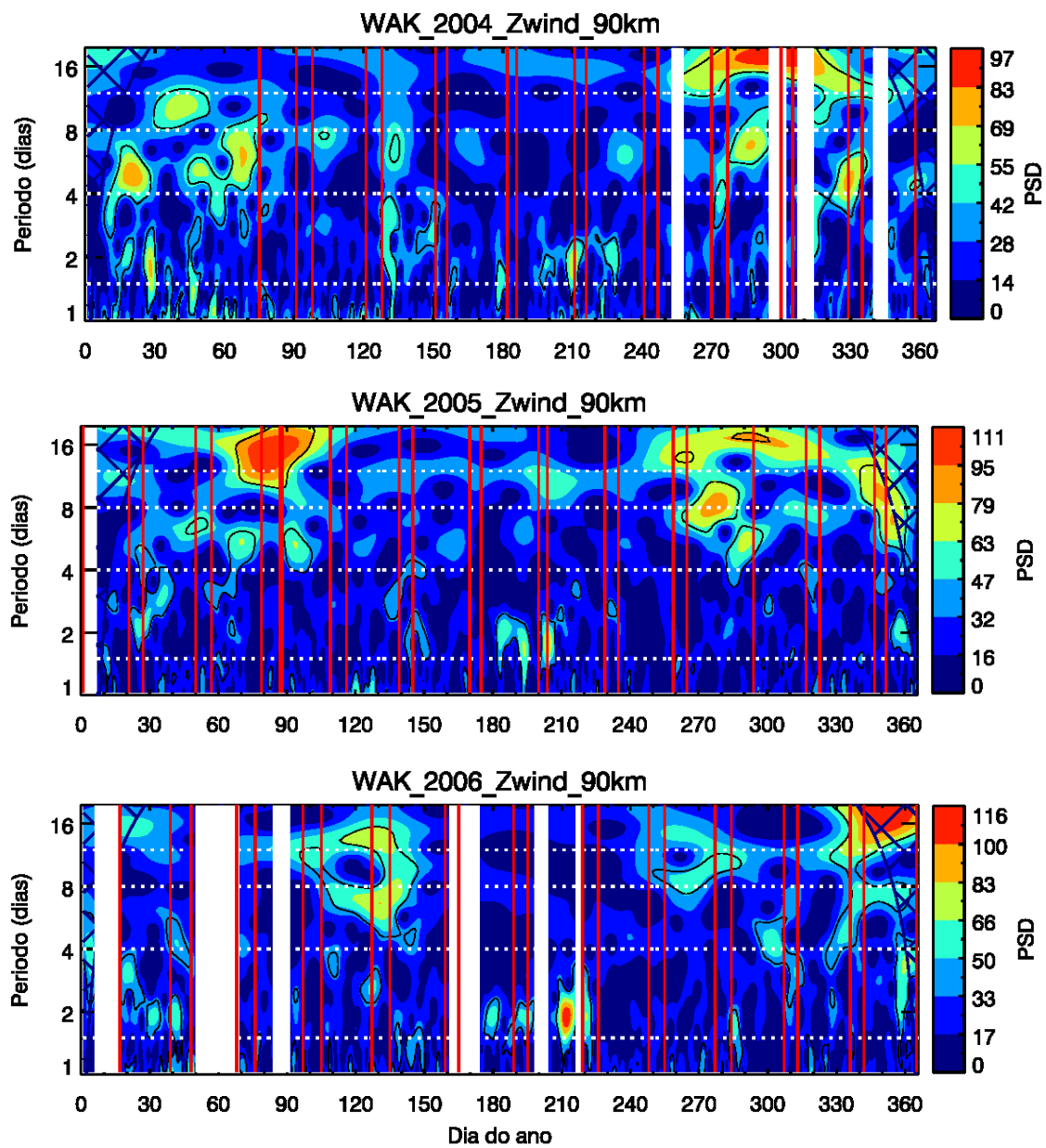


Figura 6.19– Amplitude do espectro wavelet referente à componente zonal do vento em Wakkanai. Os espectros se referem ao vento zonal em 90 km de altitude obtidos durante os anos de 2004 (painel superior), 2005 (painel intermediário) e 2006 (painel inferior). As linhas horizontais brancas indicam os períodos de 1,5, 4, 8 e 12 dias. As linhas verticais vermelhas marcam o início e o fim das medidas da aeroluminescência.

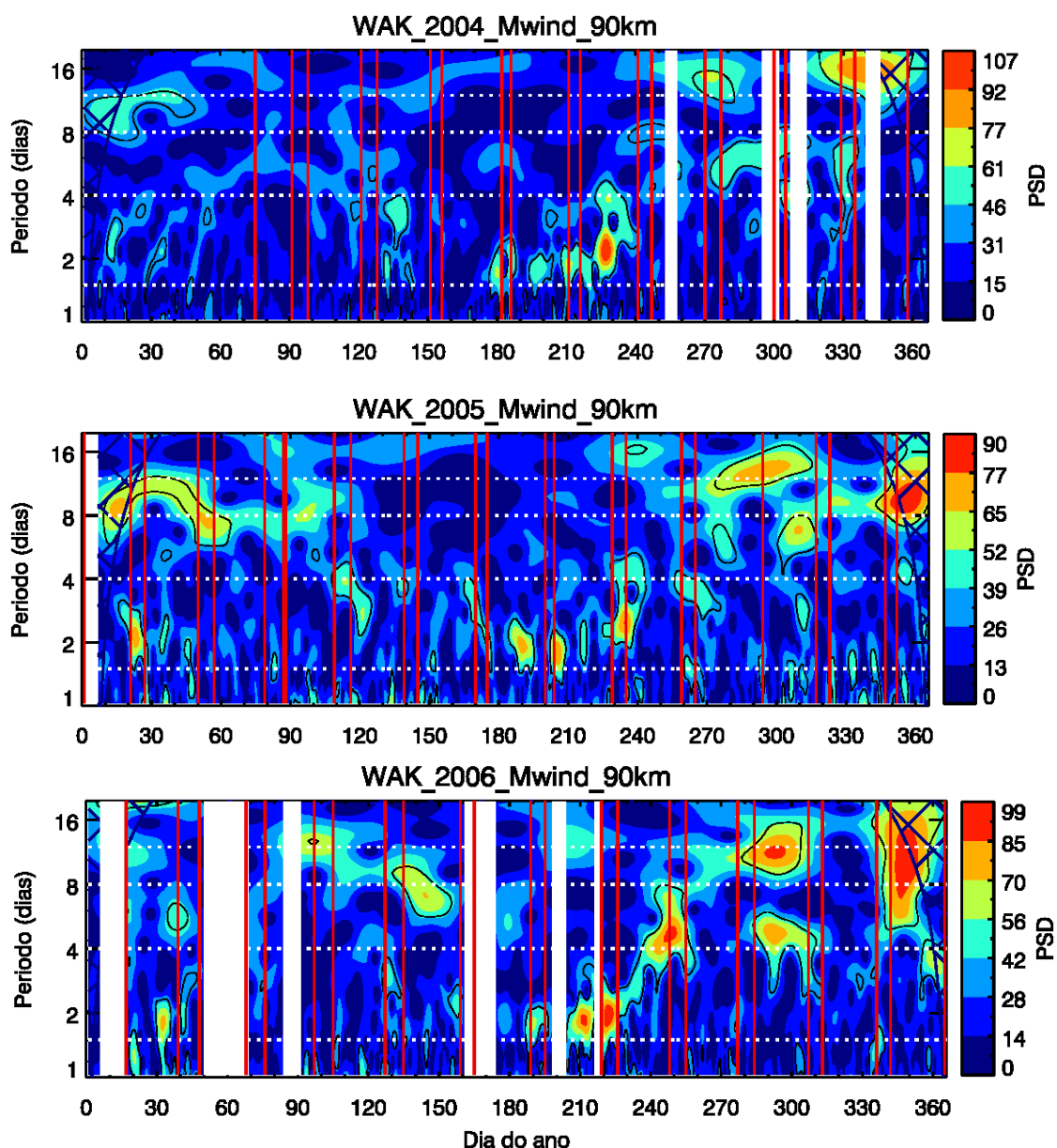


Figura 6.20 – Mesmo que a Figura 6.19, mas para a componente meridional do vento.

### 6.3. Atividade de ondas planetárias na aeroluminescência simulada pelo modelo

O modelo de circulação geral da atmosfera da Universidade de Kyushu foi utilizado para calcular as taxas de emissão do OH(6-2), O<sub>2</sub>b(0-1) e OI5577 provenientes da região da MLT. As taxas de emissão volumétrica e as respectivas intensidades integradas foram calculadas em todos os pontos na

grade horizontal do modelo. A análise inicialmente executada consiste em escolher o ponto na grade do modelo que mais se aproxima dos sítios observacionais onde foram obtidas as medidas experimentais da aeroluminescência. Em seguida, foram construídas séries temporais das intensidades integradas calculadas pelo modelo para, por fim, aplicar-se uma técnica de análise espectral visando identificar as assinaturas de ondas planetárias. Dessa forma, é possível comparar diretamente os resultados obtidos a partir do modelo com aqueles obtidos a partir das medidas experimentais. As séries temporais das três emissões consistem da intensidade média noturna de cada emissão. A média noturna das intensidades foi produzida tomando-se a média das intensidades calculadas pelo modelo entre 21:00 e 28:00h. Uma vez obtidas as séries temporais referentes às intensidades médias noturnas das três emissões, estas tiveram seu conteúdo espectral analisado através da aplicação da transformada wavelet. As Figuras 6.21 e 6.22 mostram os resultados da análise espectral referentes à emissão do O2b(0-1) calculada pelo modelo. Reproduz-se aqui apenas o espectro do O2b(0-1), pois os espectros referentes às outras duas emissões (OH(6-2) e OI5577) apresentam basicamente as mesmas características. A análise espectral revela que variações nas intensidades aeroluminescentes calculadas pelo modelo em períodos de ondas planetárias são recorrentes. Energia espectral significativa na banda de frequências associadas às ondas de 5, 10 e 16 dias é observada em ambos os pontos correspondentes aos sítios observacionais de Rikubetsu e Sata. Em ambos os casos, a atividade de ondas planetárias é elevada nos meses de outono e inverno. Entre os equinócios, passando pelo verão, a atividade de ondas planetárias associada a períodos longos apresenta considerável diminuição.

As assinaturas da onda de 5-dias são observadas principalmente em torno dos equinócios. Nas simulações referentes à Sata, a assinatura dessa onda aparece principalmente em torno do equinócio de primavera. Por outro lado, nas simulações correspondentes à Rikubetsu, a assinatura da onda é vista com



mais frequência em torno do equinócio de outono. Entre os equinócios de outono e primavera a atividade de ondas planetárias é mais elevada na banda correspondente às ondas de 10 e 16-dias. As assinaturas dessas ondas são mais frequentes nas simulações referentes à Rikubetsu, onde aparecem principalmente após o equinócio de outono. Também nas simulações correspondentes à Rikubetsu, a assinatura da onda de 16-dias aparece com regularidade após o equinócio de outono.

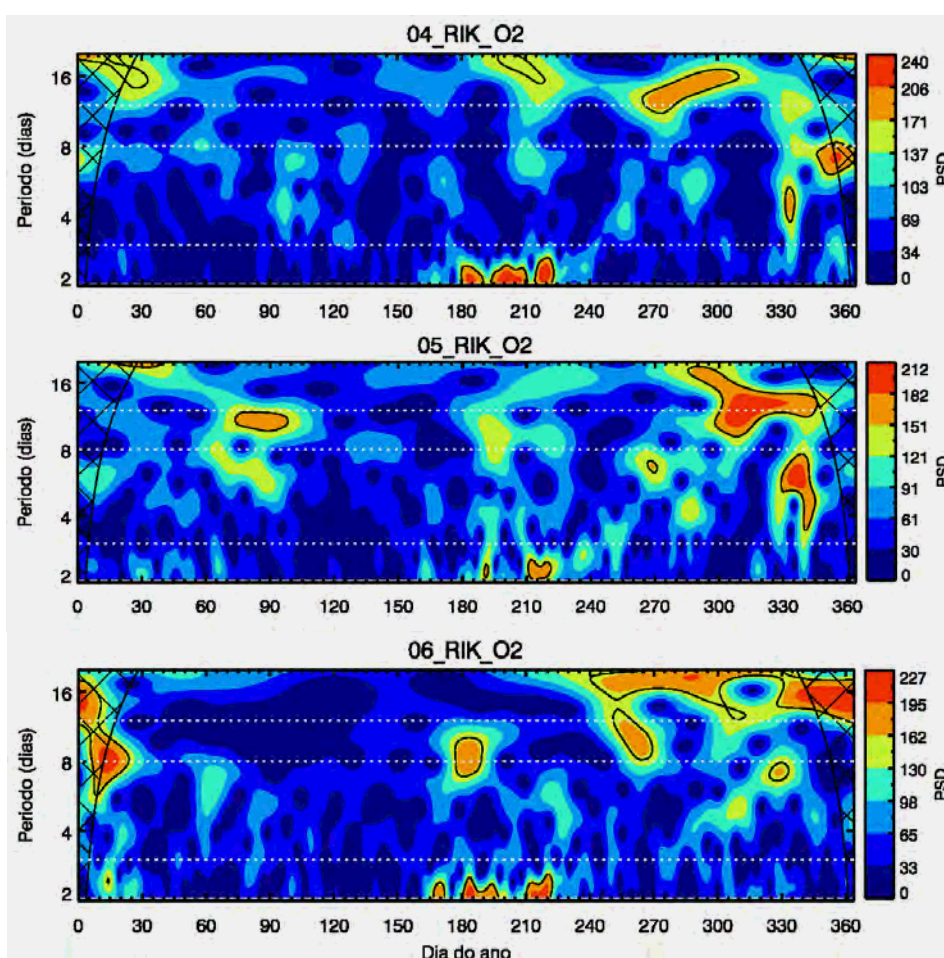


Figura 6.21 – Espectro wavelet da intensidade média noturna do O2(0-1) simulada pelo modelo no ponto na grade mais próximo a Rikubetsu entre 2004 e 2006. As linhas horizontais pontilhadas indicam os períodos de 3, 8 e 12 dias.

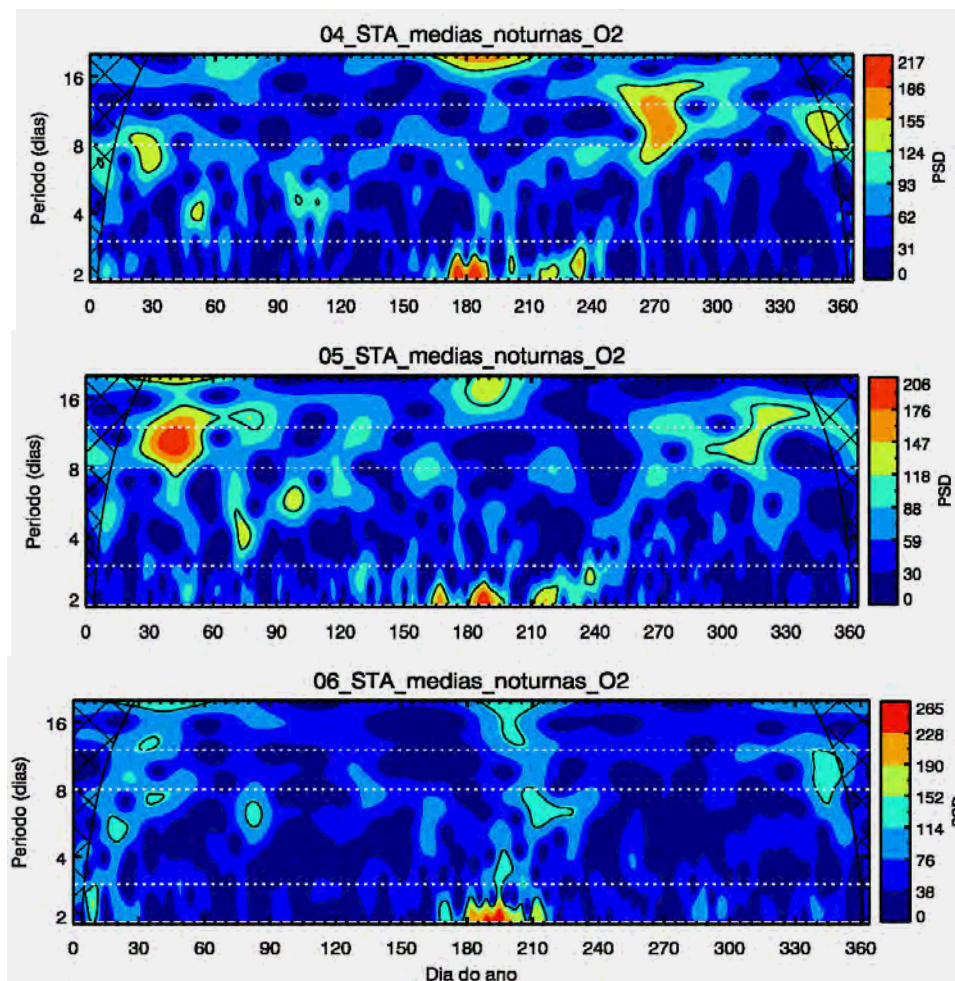


Figura 6.22 – Mesmo que a Figura 6.21, mas para Sata.

### 6.3.1. A onda de 2-dias no modelo

Os resultados obtidos a partir das medidas experimentais da aeroluminescência mostram que a assinatura da onda de 2-dias nas emissões é comum durante os meses de verão. Adicionalmente, durante o inverno também são observadas tais assinaturas. Neste caso, apenas medidas experimentais efetuadas em Sata apresentam assinaturas significativas da onda de 2-dias durante o inverno. As emissões aeroluminescentes calculadas a partir dos experimentos efetuados com o GCM da Universidade de Kyushu também exibiram variabilidade temporal de 2 dias. A assinatura da onda de 2-dias nas emissões calculadas pelo modelo foi identificada através do

periodograma de Lomb-Scargle. As séries temporais de cada emissão foram amostradas entre 21:00 e 28:00h em hora local. Em seguida, as intensidades noturnas de cada emissão foram agrupadas a fim de se construir uma sequência de vários dias. A sequência foi escolhida de forma a coincidir com as observações. Então, as amplitudes correspondentes à variação de 2-dias foram determinadas para cada emissão. As variações de 2-dias nas intensidades calculadas pelo modelo estão presentes principalmente durante o verão. Por outro lado, durante o inverno, diferente do que mostram as medidas experimentais efetuadas em Sata, a assinatura da onda de 2-dias é pouco evidente.

A Figura 6.23 mostra as amplitudes dessa componente nas emissões simuladas pelo modelo para um ponto correspondente à localização geográfica do observatório de Sata. A análise das amplitudes indica que as emissões são consideravelmente afetadas pelas variações associadas à onda de 2-dias. As amplitudes variam entre 25% até quase 50% da intensidade média. Os valores mais elevados são observados na emissão do OI5577, que apresenta amplitudes de quase 50%. Por outro lado, as amplitudes no OH(6-2) são geralmente as mais baixas, com valores entre 20 e 30% relativos à intensidade média da banda. As amplitudes na emissão do O2b(0-1) se situam no meio termo e costumam apresentar valores intermediários, mas, às vezes, apresentam valores menores que os referentes à emissão do OH(6-2).

A análise das amplitudes da componente de 2-dias, tanto nas emissões simuladas pelo modelo, quanto nas emissões medidas experimentalmente, apresentam alguns aspectos similares entre si. O primeiro aspecto diz respeito às magnitudes das variações de 2-dias identificadas nas simulações e nas observações. Embora geralmente sejam ligeiramente inferiores, as amplitudes da onda de 2-dias nas emissões simuladas pelo modelo apresentam valores próximos aos obtidos a partir das observações. Outro ponto similar está relacionado às diferenças de amplitude entre as emissões. Tanto nas observações quanto nas simulações, as variações relativas na intensidade da

emissão do OI5577 são, em geral, as mais elevadas, enquanto que, no caso da emissão do OH(6-2), tem-se, via de regra, as amplitudes mais baixas.

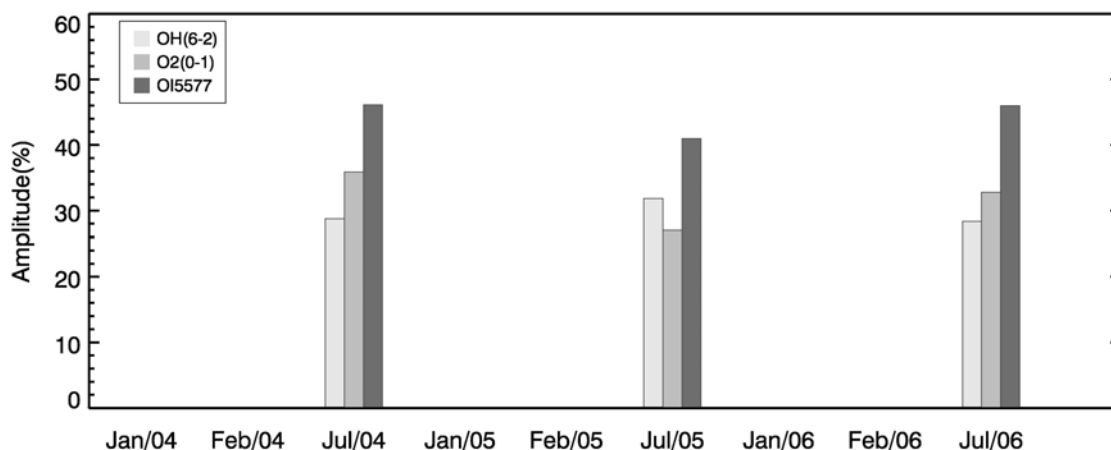


Figura 6.23 – Amplitudes da componente de 2-dias nas intensidades das emissões do OH(6-2), O2b(0-1) e do OI5577 calculadas pelo modelo no ponto da grade do modelo mais próximo a Sata. .

Para exemplificar as variações de 2-dias nas taxas emissão simuladas pelo modelo, na Figura 6.24 são mostradas as taxas de emissão volumétrica do OI5577, O2b(0-1) e do OH(6-2), referentes à Sata, calculadas no intervalo entre os dias 10 e 15 de julho do 2004. Durante esse intervalo, as variações de 2 dias ficam bastante evidentes na taxa de emissão do OH(6-2), onde os máximos ocorrem alternadamente nos dias 193, 195 e 197. Além disso, percebe-se que os máximos noturnos ocorrem em torno da meia-noite local. O panorama é um pouco diferente no caso da emissão do O2b(0-1) e OI5577. Na emissão do O2b(0-1), as variações de 2 dias são mais perceptíveis entre os dias 194 e 197, os máximos geralmente ocorrendo próximo às 04:00h da madrugada. Analisando as taxas de emissão do OI5577, as variações de 2 dias são um pouco menos perceptíveis. Contudo, entre os dias 192 e 195 é possível perceber a presença da variação de 2 dias nas taxas de emissão. À exemplo do O2b(0-1), os máximos na taxa de emissão do OI5577 costumam ocorrer no fim da noite. Um comportamento distinto é observado no dia 196, onde de acordo com a alternância anterior, a taxa de emissão deveria ser mais baixa, ocorre um aumento com máximo no início da noite. Deve-se aqui salientar que

as amplitudes associadas à passagem da onda de 2-dias pelas camadas de emissão foram estimadas a partir das intensidades integradas e para um intervalo de tempo ligeiramente maior que o considerado na Figura 6.24. Portanto, é possível que as diferenças observadas sejam devidas a essa particularidade.

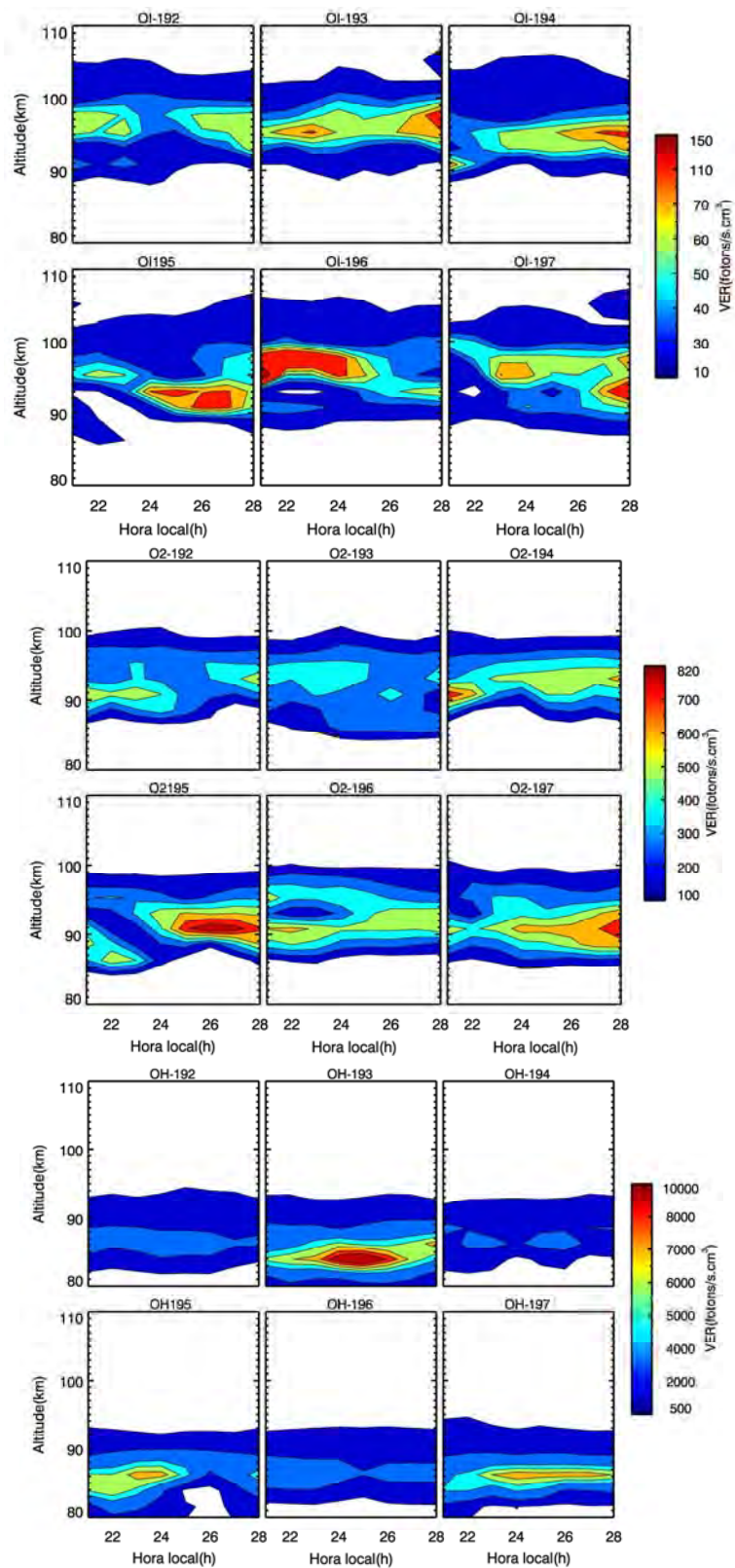


Figura 6.24 – Taxas de emissão volumétrica do OI577, O2b(0-1) e do OH(6-2) simulada s pelo modelo no ponto da grade correspondente à Sata entre os dias do ano 192 e 197 de 2004.

As assinaturas da onda de 2-dias mostradas anteriormente foram identificadas localmente em pontos na grade do modelo próximos aos locais onde estão instalados os fotômetros. Porém, para associar essas variações a distúrbios de escala planetária é necessário verificar o caráter global das oscilações identificadas. Visando identificar a natureza das variações de 2 dias observadas nas emissões, a análise espectral no domínio do espaço-tempo (longitude x tempo) foi aplicada. A análise aqui aplicada, baseada na transformada de Fourier em duas dimensões, requer uma taxa de amostragem uniforme dos dados. As análises espectrais que resultaram na identificação das variações de 2 dias nas emissões são restritas aos dados obtidos durante o período noturno. Portanto, não seria possível aplicar a análise no espaço-tempo neste caso. Outra possibilidade seria aplicar essa análise às intensidades noturnas médias de cada emissão. Porém, como o interesse consiste em investigar as variações em períodos próximos a 2 dias, a taxa de amostragem de apenas 1 dia limita o menor período resolvível a 2 dias. Isso significa que a análise efetuada com as intensidades médias noturnas seria pouco eficiente para identificar a estrutura da onda. Além do mais, é sabido que a onda de 2-dias interage com as marés e dá origem a outras ondas, incluindo modos adicionais de maré (PEDATELLA et al., 2012). Portanto, não seria possível obter informação a esse respeito. O oxigênio atômico desempenha um papel importante como mediador da interação entre uma onda atmosférica e as consequentes variações causadas nas emissões (WARD et al., 1997; LIU et al., 2008). Então, a razão de mistura do oxigênio atômico calculada pelo modelo foi utilizada para avaliar a estrutura global das variações de 2 dias identificadas nas emissões. A análise espectral no espaço-tempo (HAYASHI, 1971) foi então aplicada. O espectro foi calculado para os dados amostrados entre os dias 190 e 200 de 2004 na latitude correspondente à Sata. Esse intervalo corresponde ao período no qual as assinaturas da onda de 2-dias foram identificadas nas medidas experimentais e nas simulações, as quais foram apresentadas na Figura 6.24. A análise espectral foi aplicada à razão de



mistura do oxigênio atômico em três altitudes distintas: 90, 95 e 100 km. Os resultados são mostrados na Figura 6.25. Enquanto números de onda zonal positivos indicam uma onda que se propaga para leste, números de onda zonal negativos indicam propagação para oeste. O espectro resultante da análise no domínio do espaço-tempo revela que as variações de 2 dias associadas a um distúrbio zonalmente propagante para oeste com número de onda zonal 3 dominam o espectro em todas as altitudes. Adicionalmente, nas altitudes de 95 e 100 km, tem-se a presença de modos não-migrantes da maré diurna (números de onda positivos), bem com a presença da maré semi-diurna migrante (número de onda -2) na altitude de 100 km. Ao contrário do que ocorre com as taxas de emissão do OH(6-2), nas quais as variações de 2 dias apresentam um comportamento bem definido, as variações observadas nas taxas de emissão do OI5577 e O2b(0-1) apresentadas na Figura 6.24 sugerem que, além da componente de 2-dias, as taxas de emissão podem ter sido influenciadas pela presença de variações ligadas a modos de maré. Isso é evidenciado pela mudança do horário de máximo ao longo dos dias. A presença de modos de maré acima de 95 km indica essa possível influência.

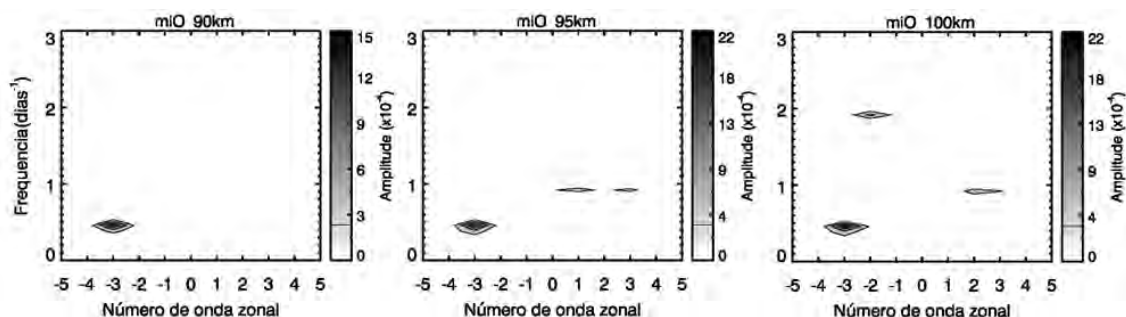


Figura 6.25 – Espectro bidimensional (espaço-tempo) do oxigênio atômico em 90, 95 e 100km de altitude. Os dados são referentes ao intervalo de tempo entre os dias 8 e 18 de julho de 2004 no ponto na grade do modelo mais próximo a Sata.

A análise espectral no espaço-tempo mostra que as variações de 2 dias no oxigênio atômico são devidas principalmente à presença da componente com número de onda zonal -3 que se propaga para oeste. Para uma boa caracterização desse distúrbio também é importante determinar sua estrutura



latitudinal. Então, para avaliar a estrutura latitudinal dessa componente, a análise espectral no espaço-tempo foi novamente empregada. Nesse caso, para cada latitude a análise espectral foi aplicada para extrair as amplitudes da componente de 2-dias propagante para oeste com número de onda zonal 3. Além das medidas em 2004, as variações de 2 dias também foram identificadas em 2005 e 2006. A análise espectral do oxigênio atômico nesses dois últimos anos (não mostradas aqui) também revelou que a onda de 2-dias, com número de zonal -3, propagando-se para oeste é um aspecto dominante. Então, foram extraídas as amplitudes dessa componente entre os dias 190 e 200 de 2004 e 2005 e entre os dias 200 e 210 em 2006. Esses intervalos de tempo correspondem ao período onde as assinaturas da onda de 2-dias foram identificadas. A Figura 6.26 mostra o resultado da análise. Observa-se que as estruturas latitudinais da onda 2-dias apresentam estrutura semelhante durante os três anos analisados. A variação latitudinal dessa onda de 2-dias exibe um comportamento anti-simétrico em torno do equador, atingindo amplitude máxima em torno de 30°N. Também se observa que as amplitudes são mais elevadas no hemisfério de verão, onde a amplitude da onda chega a ser o dobro desta no hemisfério oposto. A onda de 2-dias é comumente associada ao modo misto assimétrico de Rossby-gravidade (3,-3), cuja estrutura consiste num distúrbio com número de onda zonal -3 que se propaga para oeste. As evidências reveladas pelas análises espectrais sugerem que as variações de 2 dias nas emissões do OI5577, O2b(0-1) e OH(6-2) identificadas nas simulações feitas com o modelo são devidas à passagem do modo de Rossby-gravidade pelas camadas de emissão.

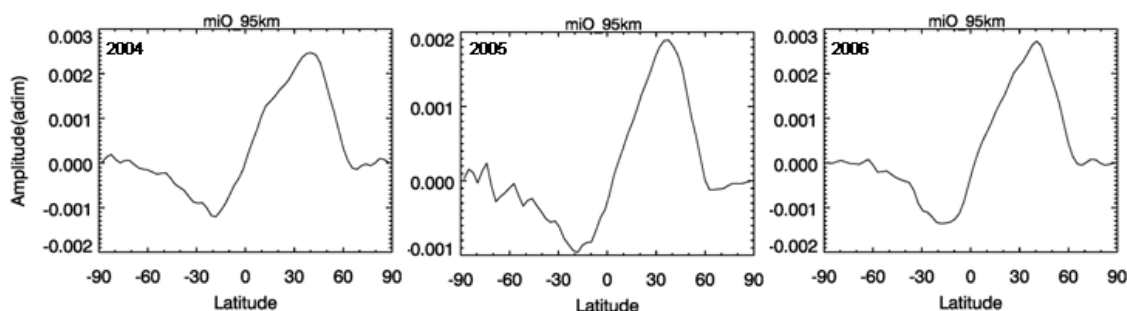


Figura 6.26 – Estrutura latitudinal da amplitude da componente de 2-dias com número de onda zonal 3 na razão de mistura do oxigênio atômico calculada pelo modelo. As amplitudes foram estimadas durante o intervalo de tempo no qual a assinatura da onda de 2-dias foi identificada nas medidas experimentais da aeroluminescência em Sata entre 2004 e 2006.

### 6.3.2. A onda de 5-dias no modelo

A análise espectral das intensidades do OI5577, O2b(0-1) e OH(6-2) simuladas pelo modelo revelou que as assinaturas da onda de 5-dias são comuns em torno dos equinócios. As amplitudes dessa componente foram estimadas durante os intervalos nos quais suas assinaturas apresentaram intensificação e são mostradas na Figura 6.27. O comportamento das amplitudes nas emissões apresenta semelhanças nos dois casos. Tanto em Sata quanto em Rikubetsu, as variações relativas são mais elevadas na emissão do OI5577 e O2b(0-1) do que na emissão do OH(6-2). Uma análise das amplitudes em cada emissão revela algumas diferenças e semelhanças entre elas. Fica evidente, por exemplo, que as amplitudes no OI5577 são mais elevadas em Rikubetsu do que em Sata. Por outro lado, as amplitudes no O2b(0-1) e OH(6-2) apresentam valores similares nos pontos correspondentes as duas localidades.

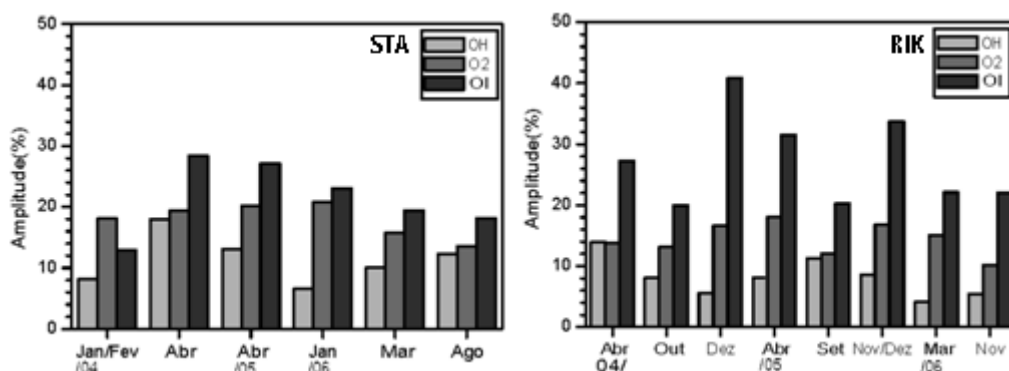


Figura 6.27 – Amplitudes da componente de 5-dias nas emissões simuladas pelo modelo e identificadas nos pontos da grade mais próximos a Sata (painel esquerdo) e Rikubetsu (painel direito).

Em algumas ocasiões, as assinaturas da onda de 5-dias foram identificadas ao mesmo tempo nas observações em Sata e Rikubetsu, bem como nas emissões simuladas pelo modelo. Esse é o caso das assinaturas identificadas em abril de 2004 tanto nas medidas em Sata quanto em Rikubetsu e que tiveram seus correspondentes observados nas simulações. Na Figura 6.28 são mostradas as taxas de emissão simuladas pelo modelo em abril de 2004 nos pontos na grade correspondentes à Sata e Rikubetsu. Variações nas taxas emissão com período em torno de 6 dias são observadas em todas as emissões. Essas assinaturas da onda de 5-dias são mais perceptíveis nas emissões do OI5577 e O2b(0-1), principalmente entre os dias 100 e 110. As taxas de emissão mostradas na figura também permitem a identificação da altitude de cada camada. Contudo, devido à baixa resolução vertical do modelo na região da MLT (~2 km), as variações na altura do pico da camada são pouco perceptíveis.

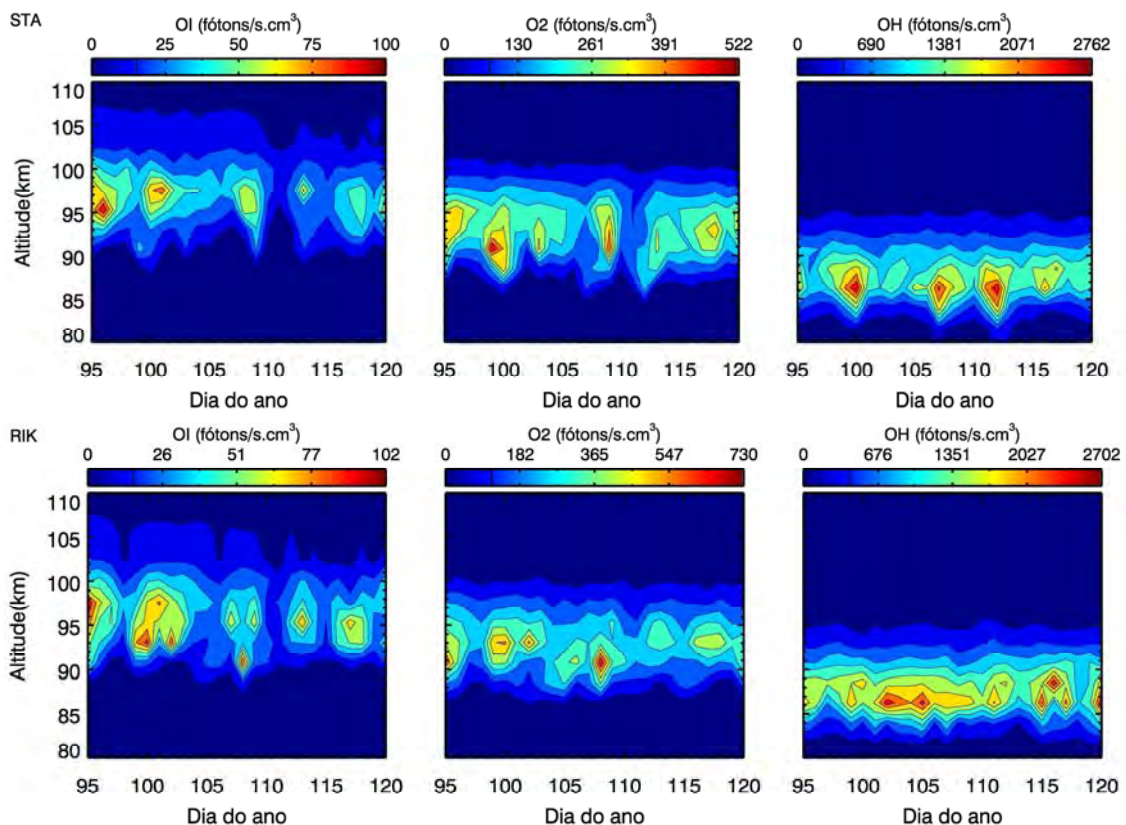


Figura 6.28 – Taxas de emissão volumétrica do OI5577, O2b(0-1) e OH(6-2) simuladas pelo modelo entre em abril de 2004 nos pontos correspondentes da grade mais próximos a Sata (painel superior) e Rikubetsu (painel inferior).

A análise de pontos isolados na grade do modelo não garante que as periodicidades da ordem de dias sejam devidas a oscilações de escala planetária. É necessário, portanto, que o caráter planetário dessas periodicidades seja verificado. A análise bidimensional no espaço-tempo de Hayashi (1971) foi então aplicada e os resultados são mostrados na Figura 6.29. A análise espectral revela que o espectro de variações das emissões durante o intervalo analisado é dominado principalmente por distúrbios propagantes para oeste. Esses distúrbios apresentam números de onda zonal -1 e -2. É interessante notar que nas emissões do OI5577 e O2b(0-1), predomina o distúrbio de aproximadamente 5 dias com número de onda zonal -2 nas latitudes correspondentes à Sata e Rikubetsu. Por outro lado, o espectro de variações da emissão do OH(6-2) é dominado por um distúrbio propagante

de aproximadamente 7 dias com  $k$  e com número de onda zonal -1. Adicionalmente, também há presença de um distúrbio propagante para oeste com período de 10 dias e número de onda zonal -1. Contudo, nesse as amplitudes são mais baixas do que no caso associado à onda de 5-dias. A estrutura latitudinal dos distúrbios associados à onda de 5-dias também foi determinada a partir da análise no espaço-tempo e o resultado é mostrado na Figura 6.30. Foi analisado no caso das emissões do OI5577 e O2b(0-1) o distúrbio com número de onda zonal -2, enquanto que no caso da emissão do OH(6-2) foi analisado o distúrbio com número de onda zonal -1. As amplitudes da componente de 5-dias com número de onda zonal -1 na emissão do OH(6-2) exibem uma estrutura latitudinal simétrica em torno do equador com máximos entre 30 e 40°N. No caso das emissões do OI5577 e O2b(0-1), as estruturas latitudinais exibem um comportamento um tanto quanto anômalo. Sua estrutura no Hemisfério Norte se assemelha àquela observada no OH(6-2). Porém, no hemisfério oposto, as estruturas latitudinais apresentam uma inversão em sua amplitude, o que lhes confere certo grau de assimetria. As oscilações em torno de 5 dias são normalmente associadas ao modo (-1, 2) que corresponde ao primeiro modo simétrico das ondas planetárias livremente propagantes cuja função de Hough é mostrada na Figura 3.2 do Capítulo 3. A estrutura latitudinal do modo função descrita pela função de Hough indica que a onda apresenta estrutura simétrica em torno do equador com máximo em torno de 40° de latitude. As estruturas latitudinais observadas nas emissões indicam que as perturbações na emissão do OH(6-2) são compatíveis com o modo (-1, 2), contudo no caso das emissões do OI5577 e O2b(0-1), o fato de elas apresentarem número de onda zonal -2, não permite inicialmente uma associação direta. A presença de perturbações nas emissões com períodos correspondentes à onda de 5-dias, mas com diferentes números de onda zonal, não parece ser apenas uma situação episódica. A análise espectral das emissões em outras ocasiões nas quais as variações de 5 dias foram identificadas (não mostradas aqui) revela que a presença de distúrbios zonalmente propagantes nas emissões do OI5577 e O2b(0-1) com número de

onda zonal -2, e -1 no OH(6-2), é relativamente comum. Esse comportamento sugere que pode haver algum fator adicional (uma interação não-linear, por exemplo) que explique essa particularidade.

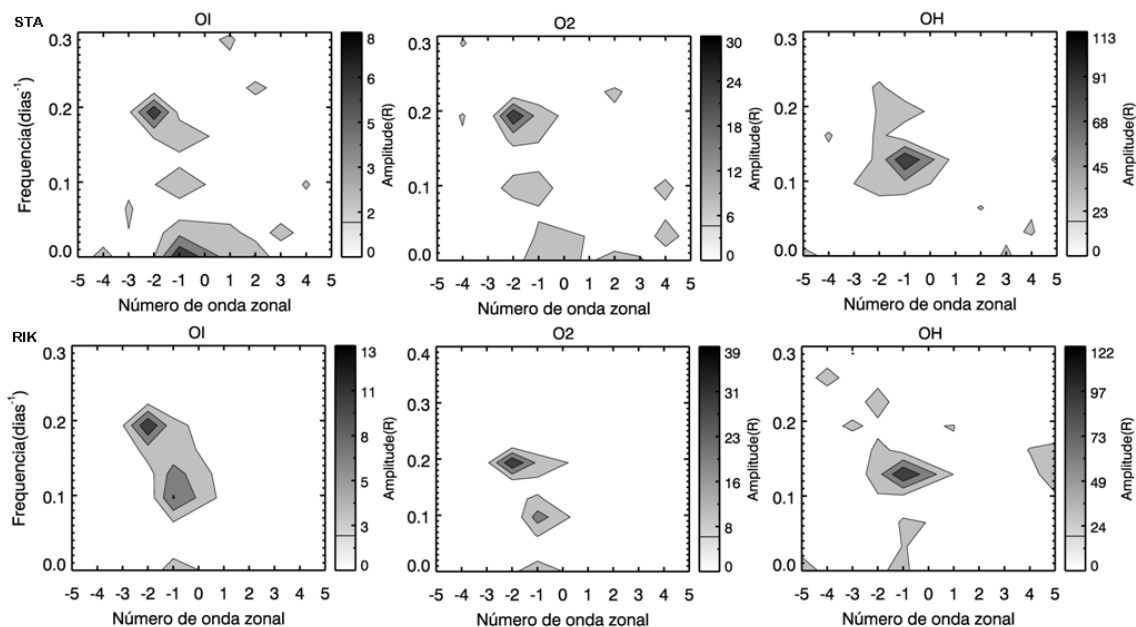


Figura 6.29 – Espectro bidimensional (espaço-tempo) da intensidade das emissões do OI5577(painel esquerdo), O2b(0-1), (painel central) e do OH(6-2) (painel direito) simuladas pelo modelo no ponto da grade mais próximo a latitude de Sata calculado em abril de 2005.

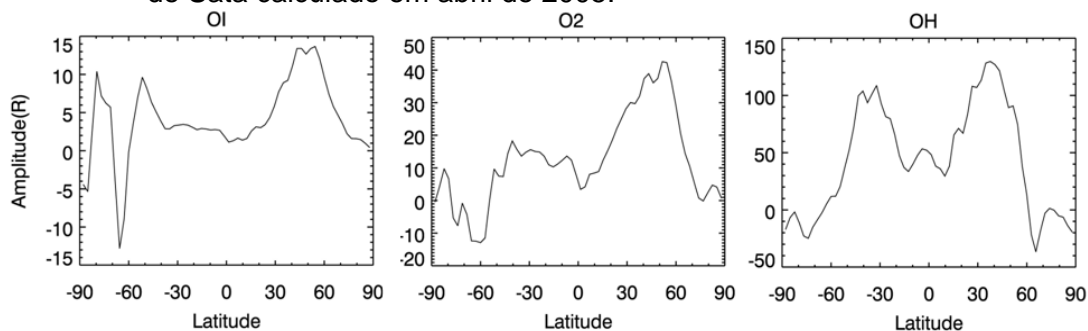


Figura 6.30 – Estrutura latitudinal da componente de 5-dias com número de onda zonal 2 na intensidade das emissões do OI5577 e O2b(0-1) e com número de onda zonal 1 na emissão do OH(6-2) simuladas pelo modelo em abril de 2005.

### 6.3.3. A onda de 10-dias no modelo

As assinaturas da onda de 10-dias nas emissões simuladas pelo modelo apresentam maior ocorrência entre o outono e o inverno. As assinaturas dessa

onda foram bem caracterizadas em três ocasiões no ponto da grade do modelo correspondente à Rikubetsu e em cinco no correspondente à Sata. As amplitudes durante esses intervalos foram estimadas e são mostradas na Figura 6.31. Assim como no caso das ondas de 2 e 5-dias, a componente de 10-dias provoca uma variação mais elevada na emissão do OI5577, cuja amplitude atingiu até cerca de 40%. As amplitudes mais elevadas são observadas na latitude correspondente à Rikubetsu. A variação das amplitudes entre as três emissões também apresentou comportamento similar ao registrado para a onda de 5-dias, onde as amplitudes no OI5577 e O2b(0-1) são geralmente mais elevadas que no OH(6-2).

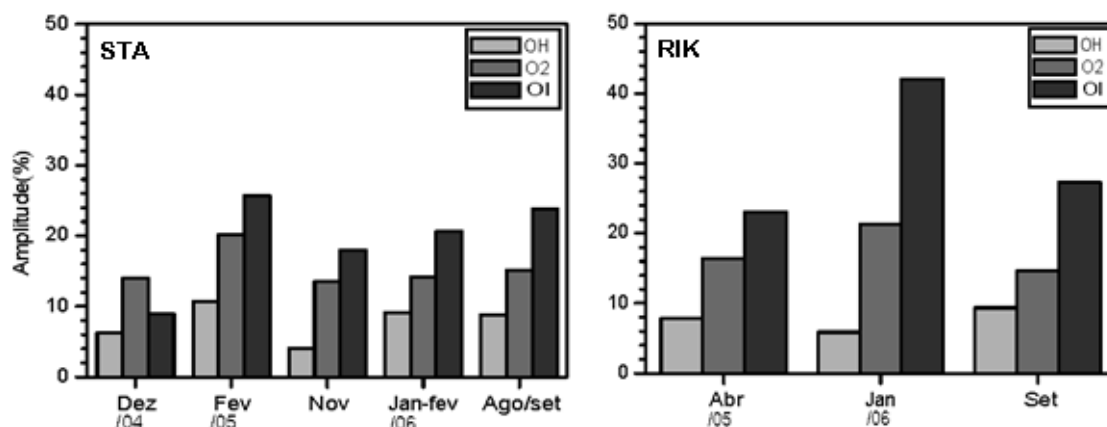


Figura 6.31 – Amplitudes da componente de 10-dias nas emissões simuladas pelo modelo e identificadas nos pontos da grade mais próximos a Sata (painel esquerdo) e Rikubetsu (painel direito).

Casos de aparecimento durante o mesmo intervalo de tempo das assinaturas da onda de 10-dias nas simulações e nas observações foram identificados em março/abril de 2005 e setembro de 2006 em Rikubetsu em fevereiro de 2006 em Sata. A fim de explicitar as características das assinaturas da onda de 10-dias identificadas no modelo, alguns desses casos serão avaliados em mais detalhes.

Entre o fim de março e início de abril de 2005 uma variação de 10-dias foi claramente identificada nas medidas experimentais em todas as emissões e nas temperaturas rotacionais. Durante o mesmo intervalo de tempo também foi

identificada uma periodicidade semelhante nas três emissões simuladas pelo modelo. A Figura 6.32 mostra as intensidades integradas do OH(6-2), O2b(0-1) e OI5577 medidas experimentalmente pelo fotômetro (esquerda) e as intensidade totais <sup>2</sup>das emissões simuladas pelo modelo (direita) entre os dias 28 de março e 8 de abril de 2005 em Rikubetsu. A linha contínua em vermelho representa a curva de ajuste, obtida via método dos mínimos quadrados, referente à componente de 10-dias. A passagem, possivelmente de uma onda planetária, pelas camadas de emissão causou variação considerável nas intensidades observadas. As perturbações causadas pela onda nas intensidades do OH(6-2), O2b(0-1) e OI5577 foram estimadas 25, 48 e 56%, respectivamente. Nas temperaturas rotacionais do OH(6-2) e O2b(0-1) as variações foram de 5 e 7 K, respectivamente. Por outro lado, as amplitudes nas intensidades das emissões simuladas pelo modelo apresentaram valores menores. Os valores obtidos para as intensidades do OH(6-2), O2b(0-1) e OI5577 foram estimados em 9, 17 e 24%, respectivamente. Apesar de apresentarem variações numericamente distintas, os efeitos da passagem da onda pelas camadas de emissão apresentam alguma semelhança. Tanto nas observações quanto nas simulações, a relação entre as amplitudes das três emissões é semelhante.

---

<sup>2</sup> No caso das emissões do OH(6-2) e do O2b(0-1), o fotômetro mede apenas a intensidade integrada de algumas de suas linhas rotacionais. Por outro lado, no caso das simulações, são calculadas as intensidades totais dessas bandas.



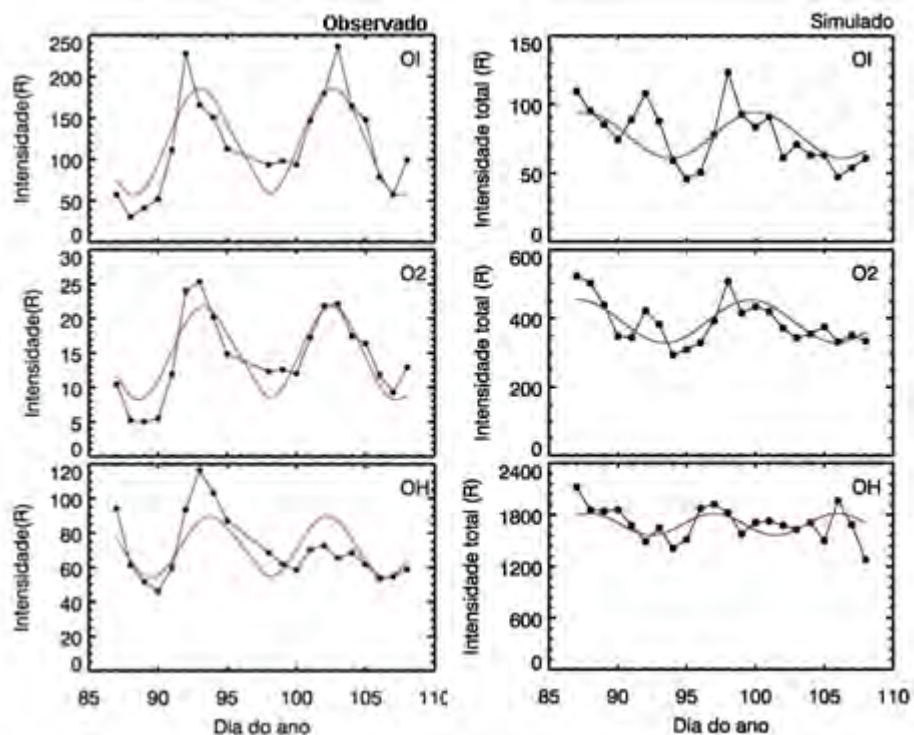


Figura 6.32 – Intensidades integradas das emissões do OI5577 (painel superior), O2b(0-1) (painel intermediário) e OH(6-2) (painel inferior). O painel esquerdo mostra as intensidades medidas experimentalmente, enquanto o direito mostra as intensidades simuladas pelo modelo. Dados referentes às medidas em Rikubetsu em 2005. A linha contínua vermelha denota o ajuste referente à componente de 10-dias.

A análise de apenas um ponto na grade do modelo não permite afirmar que as variações de 10-dias observadas sejam devidas a ondas de escala planetária. Isso evidencia a necessidade de se investigar o caráter planetário das periodicidades identificadas. O primeiro passo nessa direção consiste em analisar o conteúdo espectral da oscilação no domínio do espaço e do tempo e, assim, elucidar a estrutura do distúrbio em longitude e tempo. Para isso foi utilizada novamente a análise bidimensional no espaço-tempo. A Figura 6.33 mostra a análise espectral das três emissões calculadas pelo modelo durante o intervalo no qual a oscilação de 10-dias se intensificou. Os espectros são mostrados em termos do número de onda zonal (eixo horizontal) e da frequência (eixo vertical), com números de onda positivos denotando propagação para leste e negativos para oeste. Observa-se que os espectros

referentes às três emissões indicam a presença de uma oscilação em torno de 10 dias zonalmente propagante para oeste com número de onda zonal 1.

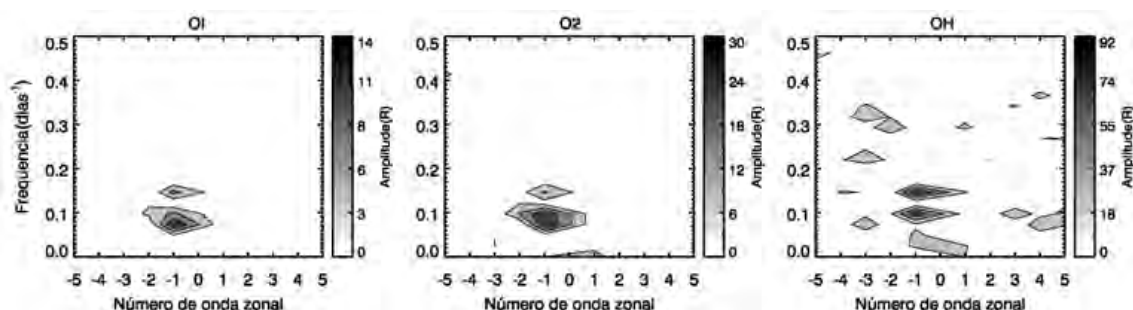


Figura 6.33 – Espectro no espaço-tempo da intensidade das emissões do OI5577 (painel esquerdo), O2b(0-1), (painel central) e do OH(6-2) (painel direito) simuladas pelo modelo no ponto da grade mais próximo a Rikubetsu calculadas entre o fim de março e o início de abril de 2005.

A propagação horizontal dessa componente pode ser visualizada aplicando-se um filtro passa-banda com frequências de corte correspondentes aos períodos de 8 e 12 dias. O filtro passa-banda foi aplicado em cada latitude e longitude do modelo. A Figura 6.34 mostra a evolução temporal da onda de 10-dias na intensidade da emissão do O2b(0-1) simulada pelo modelo após a aplicação do filtro passa-banda. São mostradas as intensidades filtradas do O2b(0-1) a cada dois dias. A propagação longitudinal para oeste da perturbação com número de onda zonal 1 é prontamente percebida acompanhando-se a evolução temporal. No dia 85 o máximo da onda se encontra sobre os observatórios de Sata e Rikubetsu (indicados pelos pontos vermelhos). À medida que o tempo evolui o máximo se propaga para oeste até que atinge novamente a região dos observatórios após cerca de 10 dias, completando assim o ciclo.

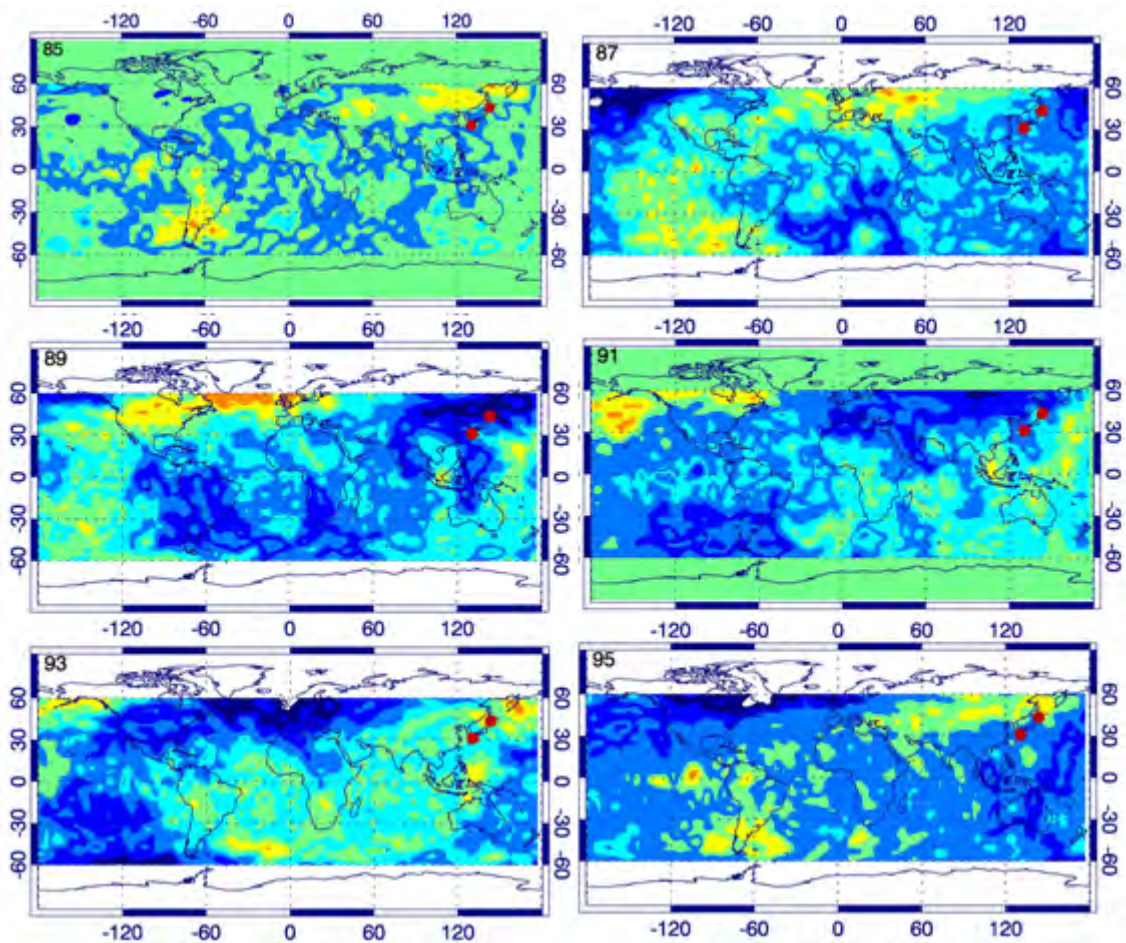


Figura 6.34 – Evolução temporal da onda de 10-dias identificada em março/abril de 2005 na emissão do O2b(0-1) simulada pelo modelo. Os números nos cantos superiores esquerdos de cada quadro denotam o dia do ano. Os pontos vermelhos indicam a localização dos observatórios de Sata e Rikubetsu.

A fim de avaliar a natureza dessas variações de 10 dias observadas nas emissões simuladas pelo modelo e associá-las à onda de 10-dias, é necessário investigar a estrutura latitudinal da oscilação. Sabe-se que para cada modo normal previsto teoricamente há uma correspondente estrutura latitudinal determinada pela função de Hough relativa a cada modo. No Capítulo 3 foi apresentada a estrutura latitudinal de alguns modos normais previstos teoricamente. A componente de 10-dias está associada ao modo (1,-3) que é classificado como o primeiro modo de Rossby assimétrico como número de

onda zonal um 1. Visando determinar a estrutura latitudinal da onda de 10-dias identificada em abril de 2005 em Rikubetsu, foram extraídas as amplitudes em cada latitude referentes ao modo (1,-3). A Figura 6.35 mostra a estrutura latitudinal do modo em cada uma das três emissões. É possível observar que a amplitude da componente de 10-dias se maximiza de médias latitudes e atinge seu mínimo no equador e nos pólos. Observa-se também as amplitudes no Hemisfério Norte são maiores que no Hemisfério Sul para as emissões do O2b(0-1) e OH(6-2), com essa última exibindo a maior diferença. No caso da emissão do OI5577, ocorre o oposto. Outro detalhe que chama a atenção é o fato da amplitude do OH(6-2) não atingir o mínimo no equador, mas sim em torno de 30°N. Como mostrado na Figura 3.2 do Capítulo 3, a estrutura latitudinal do modo (1,-3), definida por sua respectiva função de Hough, indica que esse modo se maximiza entre 50 e 60° de latitude, apresentando comportamento anti-simétrico em torno do equador. No caso da variação de 10-dias nas emissões aqui apresentada, embora existam algumas discrepâncias, a variação latitudinal da amplitude nas três emissões é semelhante àquela prevista para a onda de 10-dias. Dessa forma, tem-se a indicação de que a oscilação de 10-dias observada nas simulações em abril de 2005 é devida à propagação do modo normal de 10-dias através das camadas de emissão. A semelhança entre o comportamento dessa oscilação de 10-dias nas observações e nas simulações sugere também que a variação observada nas medidas experimentais pode ser devida à penetração da onda de 10-dias.

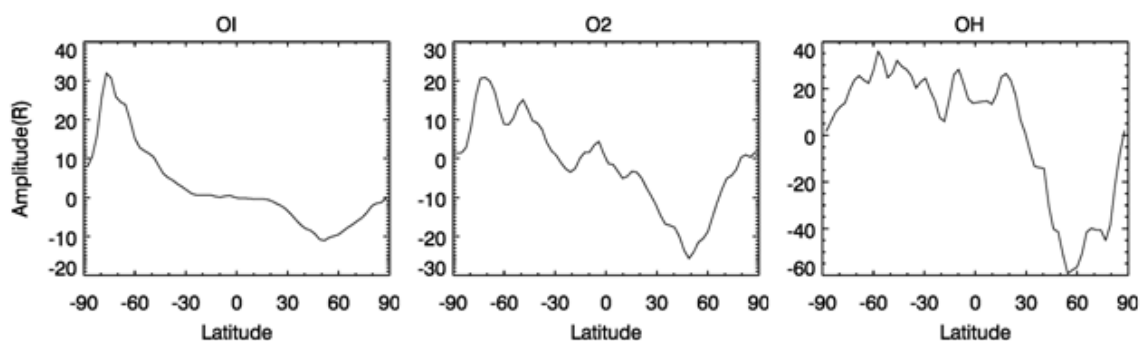


Figura 6.35 – Estrutura latitudinal da amplitude da onda de 10-dias identificada em março/abril de 2005 na intensidade das emissões simuladas pelo modelo.

#### 6.3.4. A onda de 16-dias no modelo

As assinaturas da onda de 16-dias foram as que apresentaram a menor frequência de aparecimento nas emissões simuladas pelo modelo. Ela foi observada com certa regularidade na latitude correspondente à Rikubetsu durante o outono. No ponto correspondente à Sata, a assinatura da onda foi identificada em duas ocasiões, uma no outono e outra no inverno. As amplitudes da componente de 16-dias identificadas nos pontos na grade do modelo correspondentes à Sata e Rikubetsu são mostradas na Figura 6.36. As características das perturbações de 16 dias nas emissões são semelhantes às aquelas referentes às ondas de 5 e 10-dias apresentadas anteriormente. A principal diferença está relacionada à magnitude das amplitudes. Nesse caso, as perturbações associadas à onda de 16-dias exibem amplitudes mais baixas que as ondas de 5 e 10-dias. As amplitudes mais elevadas (cerca de 30%) são observadas na emissão do OI5577 na latitude correspondente à Rikubetsu. Observações simultâneas das assinaturas da onda de 16-dias nas emissões medidas experimentalmente e nas simulações feitas com o modelo não foram identificadas.

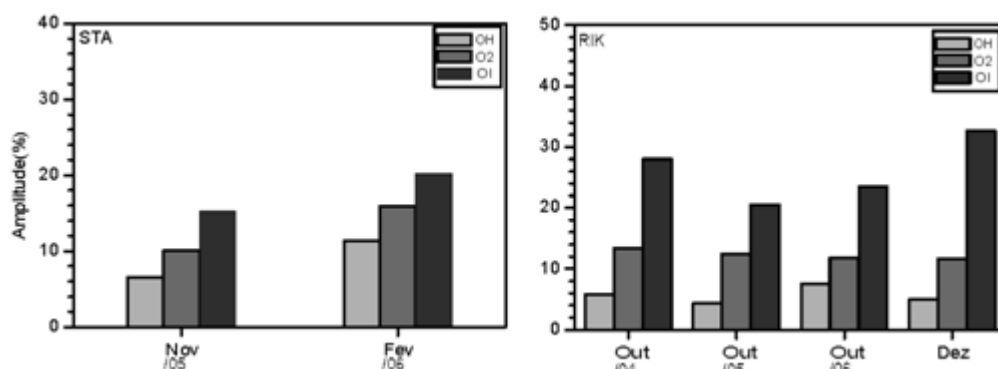


Figura 6.36 – Amplitudes da componente de 16-dias nas emissões simuladas pelo modelo e identificadas nos pontos da grade mais próximos a Sata (painel esquerdo) e Rikubetsu (painel direito).

As variações na banda de frequências correspondentes à onda de 16-dias apresentaram as menores amplitudes em comparação com as assinaturas de outras ondas. Para ilustrar a presença dessa onda nas emissões simuladas

pelo modelo, na Figura 6.37 são mostradas as taxas de emissão do OI5577, O2b(0-1) e OH(6-2) calculadas pelo modelo entre as metades de outubro e novembro de 2005 no ponto correspondente à Rikubestu. As variações associadas à onda de 16-dias são bastante evidentes na emissão do OI5577, onde a taxa de emissão volumétrica é reduzida a valores próximos de zero. Por outro lado, esse quase colapso não é tão forte na emissão do O2b(0-1) e, no caso do OH(6-2), a taxa de emissão não apresenta uma redução tão drástica.

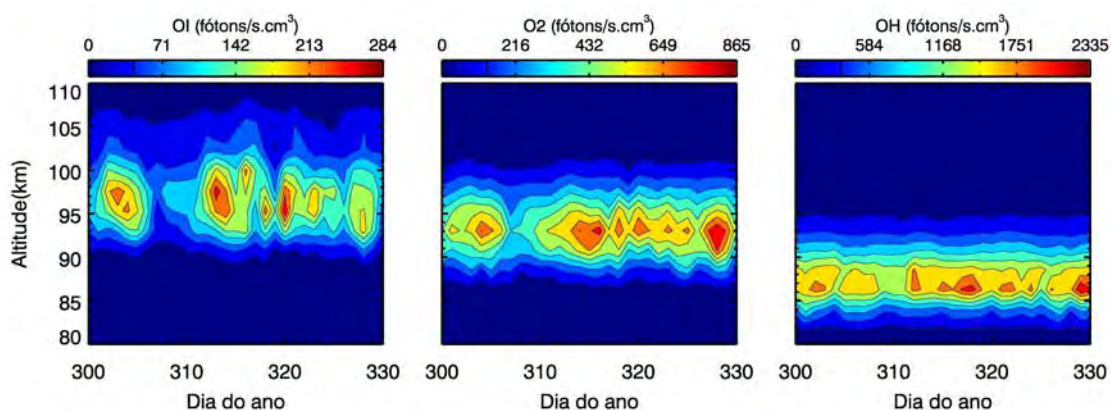


Figura 6.37 – Taxas de emissão volumétrica do OI5577, O2b(0-1) e OH(6-2) simuladas pelo modelo entre as metades de outubro e novembro de 2005 no ponto correspondentes à Rikubetsu.

A análise no espaço-tempo foi aplicada a essa perturbação no sentido de avaliar seu caráter planetário, bem como evidenciar suas características. A Figura 6.38 mostra o espectro no espaço-tempo das três emissões. Observa-se que na banda das baixas frequências, há várias assinaturas de oscilações que exibem propagação longitudinal tanto para oeste quanto para leste. Uma oscilação comum às três emissões pode ser identificada na faixa de frequências entre 0,04 e 0,06 ciclos por dia. Os espectros mostram que essa oscilação está relacionada a um período em torno de 15 dias e é devida a uma onda que se propaga para oeste com número de onda zonal 1. Essas características sugerem que as variações de 15 dias observadas nas taxas de emissão estão relacionadas à penetração do modo (-1, 4) nas camadas de emissão. Aplicando-se novamente a análise no espaço-tempo, as amplitudes dessa componente foram extraídas em todas as latitudes. Na Figura 6.39 é mostrada a estrutura latitudinal desse modo na emissão do O2b(0-1). Percebe-



se que a onda apresenta uma estrutura quase-simétrica em torno do equador, com máximos em torno de 60° de latitude. Observando a Figura 3.2 mostrada no Capítulo 3, onde se tem a função de Hough correspondente à onda de 16-dias, e comparando-se com a estrutura apresentada na Figura 6.39, percebe-se a semelhança entre elas. Portanto, tem-se a indicação de que as variações de 16-dias identificadas nas emissões simuladas pelo modelo em outubro/novembro de 2005 devem ser devida à componente de 16-dias prevista pela teoria das ondas planetárias.

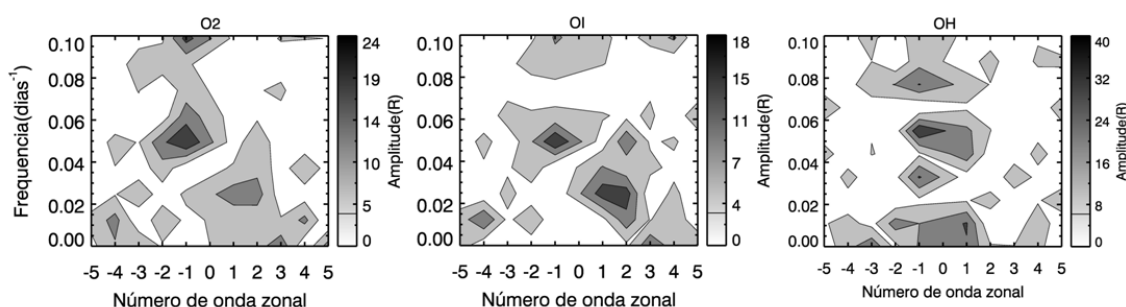


Figura 6.38 – Espectro no espaço-tempo da intensidade das emissões do OI5577(painel esquerdo), O2b(0-1), (painel central) e do OH(6-2) (painel direito) simuladas pelo modelo no ponto da grade mais próximo a Rikubetsu entre outubro e novembro de 2005.

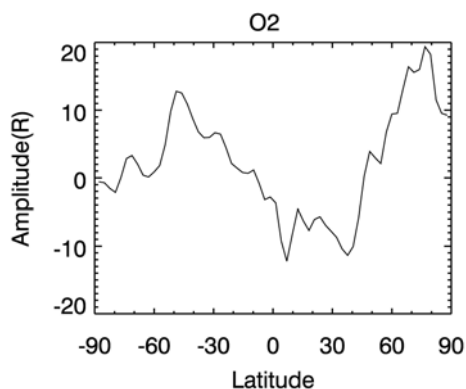


Figura 6.39 – Estrutura latitudinal da amplitude da onda de 16-dias na intensidade emissão do O2b(0-1) simuladas pelo modelo e identificada em outubro/novembro de 2005 no ponto da grade mais próximo a Rikubetsu.





## **7 DISCUSSÕES**

No Capítulo 6 foram apresentados os principais resultados relativos à atividade das ondas planetárias na aeroluminescência e suas características, tanto medida experimentalmente quanto simulada pelo modelo. Neste capítulo será apresentada uma discussão a cerca dos resultados obtidos.

### **7.1. Variabilidade das ondas planetárias na aeroluminescência, ventos e simulações**

A atividade de ondas planetárias na região da MLT foi investigada com base em medidas experimentais de aeroluminescência e vento. Adicionalmente, simulações executadas com o modelo de circulação geral da atmosfera da Universidade de Kyushu permitiram que as intensidades das emissões da aeroluminescência medidas experimentalmente fossem calculadas. Enquanto a investigação das ondas planetárias na MLT a partir de medidas de vento é ampla, o mesmo não ocorre no caso das medidas aeroluminescentes. A investigação da atividade de ondas planetárias a partir das medidas aeroluminescentes revelou que as assinaturas da onda de 2-dias são observadas principalmente no verão, após o solstício de junho, contudo, no inverno a assinatura da onda foi identificada na latitude de Sata, mas não o foi em Rikubetsu. Alguns estudos utilizando medidas de vento têm sugerido que a presença da onda de 2-dias no hemisfério de inverno é devida à penetração dessa onda inicialmente presente no hemisfério de verão (CRAIG et al., 1983; NOZAWA et al., 2003). As medidas indicam que a presença da onda de 2-dias na MLT durante o inverno é mais intensa na latitude de Yamagawa do que na de Wakkanai. Então, o fato de as assinaturas da onda de 2-dias na aeroluminescência serem claramente observadas em Sata durante o inverno, mas não o serem em Rikubetsu,, sugere que a extensão de um possível vazamento transequatorial não foi forte o suficiente ao ponto de ser claramente observado nas medidas de aeroluminescência durante o inverno em Rikubetsu.

Com relação à onda de 5-dias, suas assinaturas foram observadas especialmente em torno dos equinócios. Oscilações com períodos mais longos (ondas de 10 e 16-dias) foram observadas principalmente entre o outono e o inverno. Possivelmente, o trabalho de Lopez-Gonzalez et al. (2009) é único onde as medidas de aeroluminescência foram utilizadas de forma sistemática para estudar a atividade de ondas planetárias em médias latitudes. Nesse trabalho os autores analisaram um conjunto de dados obtidos entre 1998 e 2007 pelo instrumento SATI (Spectral Airglow Temperature Imager) instalado no observatório de Sierra Nevada (37,06°N; 3,38°O). Foram analisadas as intensidades e as temperaturas rotacionais do OH(6-2) e do O2b(0-1). O estudo revelou que, apesar das manifestações da onda de 2-dias serem observadas durante todo o ano, suas intensificações ocorrem principalmente no verão e no inverno. As manifestações associadas à onda de 5-dias apresentaram a maior frequência de ocorrência, exibindo máximos de atividade em março/abril e outubro/novembro.

Já as assinaturas da onda de 10-dias foram identificadas principalmente no outono. Por fim, na banda de frequências associadas à onda de 16-dias, a máxima atividade foi registrada no inverno. Lopez-Gonzalez et al. (2009) também estimaram as variações na intensidade da aeroluminescência e nas temperaturas provocadas pela passagem das ondas planetárias. As amplitudes mais elevadas foram devidas às ondas de 10 e 16-dias e observadas na emissão do O2b(0-1), as quais atingiram valores correspondentes a até 50% da intensidade média. Comparativamente, as amplitudes na emissão do O2b(0-1) são, em geral, mais elevadas que as do OH(6-2), especialmente para as ondas de 5, 10 e 16-dias. Variações significativas nas temperaturas rotacionais também foram observadas. As amplitudes mais elevadas foram observadas na temperatura do OH, cujos valores atingiram 15 K. Comparando os resultados apresentados por Lopez-Gonzalez et al. (2009) com os resultados obtidos a partir das medidas em Sata e Rikubetsu, observa-se que as características das ondas planetárias são semelhantes em ambos os casos.

Atividade de ondas planetárias na MLT é costumeiramente inferida a partir de medidas de vento. As medidas de vento em Yamagawa e Wakkanai permitiram a determinação da atividade das ondas planetárias na MLT durante o intervalo de tempo no qual as medidas experimentais da aeroluminescência foram tomadas. As características da atividade das ondas planetárias inferidas a partir dos dois conjuntos de medidas apresentaram uma boa concordância. A sazonalidade das manifestações das ondas de 2, 5, 10 e 16-dias, tanto nas medidas da aeroluminescência quanto nas medidas de vento, indicam um comportamento semelhante e em acordo com as características estabelecidas na literatura para essas ondas (CHSHYOLKOVA et al., 2005; JIANG et al., 2005; JIANG et al., 2008). A boa correlação entre a atividade de ondas planetárias na aeroluminescência e nos ventos é ilustrada na Figura 7.1, onde são mostrados os espectros wavelet da intensidade do O2b(0-1), medida em Rikubetsu em 2005, e das componentes zonal e meridional do vento médio. Percebe-se claramente a presença simultânea de assinaturas de ondas planetárias de 5, 10 e 16-dias na intensidade da emissão e nos vento zonal e meridional. Tendo esse comportamento em vista, sugere-se então que as medidas aeroluminescentes podem ser utilizadas, adicionalmente às medidas de vento, para monitorar a atividade de ondas planetárias na MLT.

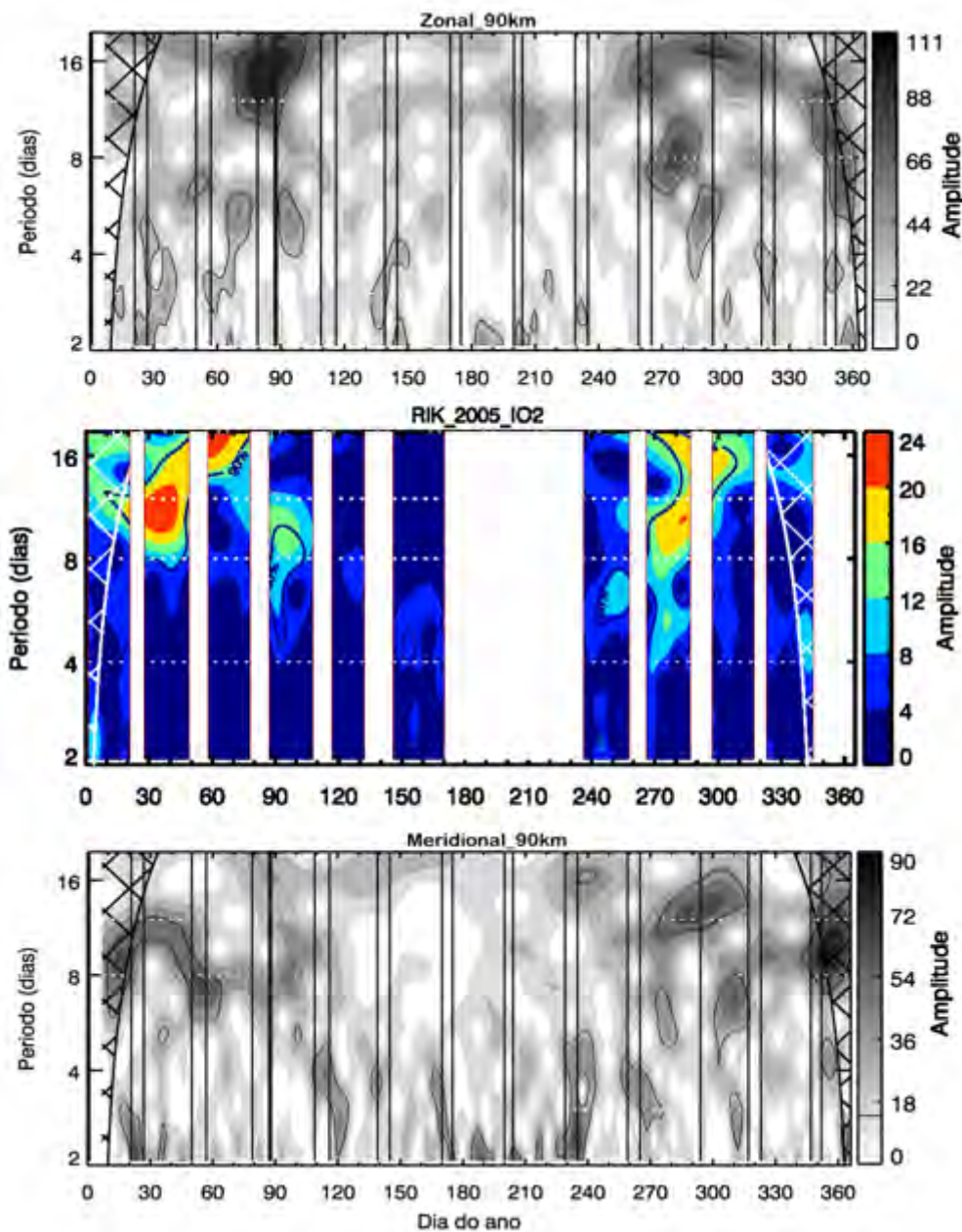


Figura 7.1 – Espectros wavelet da intensidade do O<sub>2</sub>b(0-1) (painel intermediário) e das componentes zonal (painel superior) e meridional (painel inferior) do vento relativos às medidas em 2005 em Rikubetsu (aeroluminescência) e vento (Wakkanai) na altitude de 90 km.

As intensidades das emissões simuladas pelo modelo de circulação geral da Universidade de Kyushu apresentaram várias manifestações ligadas às assinaturas das ondas planetárias. A distribuição sazonal das assinaturas das ondas de 2, 5, 10 e 16-dias identificadas no modelo está em bom acordo com

as assinaturas identificadas a partir das medidas experimentais em Sata e Rikubetsu. Adicionalmente, várias assinaturas foram identificadas quase que simultaneamente, tanto nas medidas experimentais, quanto nas simulações. Essa característica é ilustrada pelo espectro wavelet cruzado entre a intensidade do O2b(0-1) medida em Rikubetsu em 2005 e a intensidade dessa emissão simulada pelo modelo. Isso indica que o modelo consegue reproduzir relativamente bem a atividade das ondas planetárias na MLT. Nesse ponto, deve-se salientar o fato do modelo assimilar dados realísticos produzidos pela re-análise de dados meteorológicos (ONOGI et al., 2005) como uma espécie de condição de contorno em sua base. É relativamente bem estabelecido que a excitação das ondas planetárias na atmosfera é devida primariamente à atividade meteorológica na troposfera. Vários experimentos numéricos utilizando o modelo de circulação geral da atmosfera da Universidade de Kyushu têm demonstrado que a principal fonte de excitação das ondas planetárias é a convecção na troposfera (MIYOSHI, 1999; MIYOSHI et al., 1999); Nesses experimentos foi evidenciado que a amplitude das ondas planetárias na mesosfera está diretamente ligada à atividade convectiva na troposfera. Assim, tendo em vista a assimilação de dados meteorológicos pelo modelo (incluindo aqueles associados à convecção), parece plausível creditar o aparecimento simultâneo das assinaturas das ondas planetárias nas emissões da aeroluminescência medidas experimentalmente e simulados pelo modelo à assimilação de dados meteorológicos realísticos na base do modelo. Contudo, a confirmação de tal assertiva deve ser verificada posteriormente através de novos experimentos numéricos, nos quais a atividade convectiva na troposfera seja controlada.

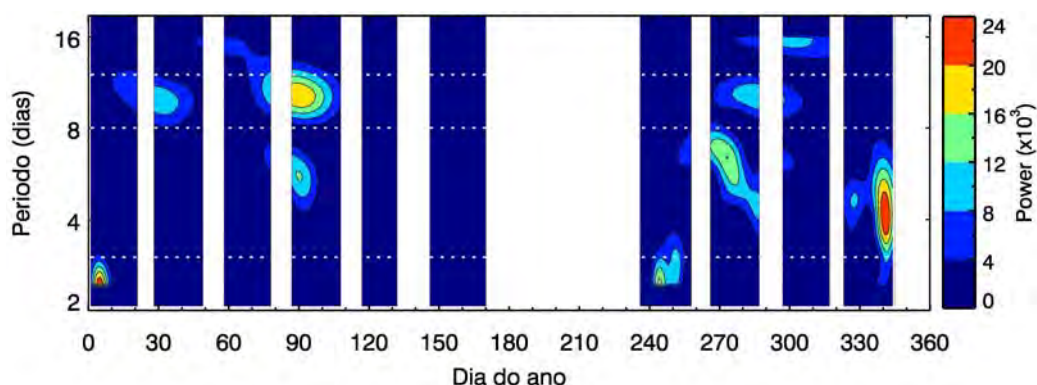


Figura 7.2 – Espectro wavelet cruzado das intensidades do O2b(0-1) medida experimentalmente e simulada pelo modelo. Os dados correspondem à Rikubestu em 2005.

As amplitudes estimadas a partir das observações mostram que, em geral, as amplitudes na emissão do OI5777 e O2b(0-1) são mais elevadas que na emissão do OH(6-2). Esse comportamento também é observado nas emissões simuladas pelo modelo. Possivelmente, a principal razão para essa relação repousa na dependência de cada uma das emissões com o oxigênio atômico que, como será mostrado na próxima seção, desempenha um papel nas variações da aeroluminescência. A principal discrepância está relacionada aos valores das amplitudes. No caso das ondas de 2-dias, as amplitudes dessa onda, tanto nas medidas experimentais, quanto nas simulações, apresentam valores próximos. Contudo, para as ondas de período mais longo (5, 10 e 16-dias), as amplitudes calculadas a partir do modelo são sistematicamente menores que aquelas obtidas a partir das observações. Esse comportamento é ilustrado pelas amplitudes médias de cada componente de onda planetária, obtidas tanto a partir das medidas experimentais quanto a partir das simulações, mostradas na Figura 7.3. Fica evidente que as amplitudes da onda de 2-dias, tanto observadas experimentalmente quanto simuladas pelo modelo, apresentam valores semelhantes. Por outro lado, no caso das ondas com períodos mais longos, as amplitudes médias observadas são sistematicamente maiores do que aquelas simuladas pelo modelo, com as diferenças aumentando com o período da onda. Essas diferenças são mais acentuadas nas emissões do OH(6-2) e do O2b(0-1). Também é possível perceber que as

diferenças entre as amplitudes observadas e calculadas pelo modelo são um pouco menores no caso da emissão do OI577. Ainda assim, observa-se que a diferença entre as amplitudes observadas e simuladas nesta emissão também cresce com o período da onda, como evidenciam os valores mostrados na Figura 7.3. Possíveis explicações para essas discrepâncias devem levar em conta os processos de transporte, especialmente do oxigênio atômico, e suas peculiaridades. Assim, esse assunto será discutido novamente mais adiante.

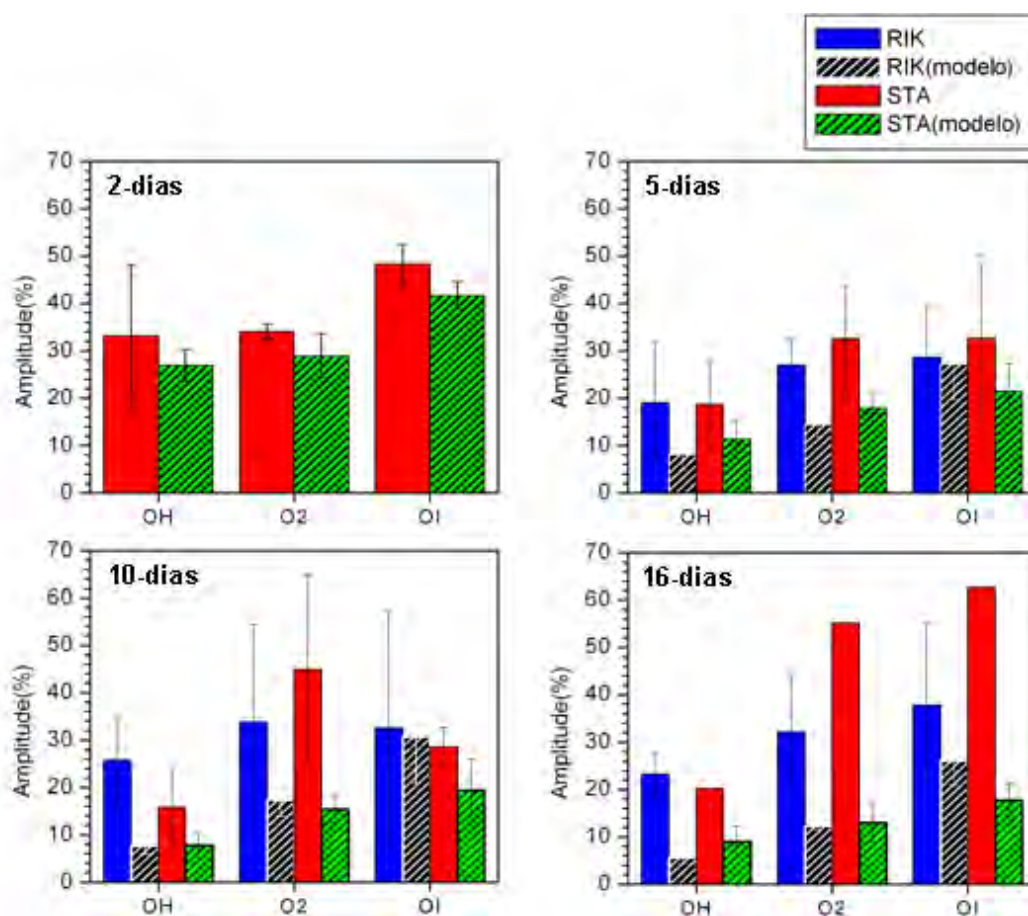


Figura 7.3 – Amplitudes médias das ondas de 2 (painel superior esquerdo), 5 (painel superior direito), 10 (painel inferior esquerdo) e 16-dias (painel inferior direito) identificadas nas medidas experimentais em Sata e Rikubetsu e nas simulações. As barras de erro denotam os desvios-padrão obtidos no cálculo das médias.

## **7.2. O que explica a assinatura das ondas planetárias na aeroluminescência?**

Nas seções anteriores foram apresentados os resultados da investigação da atividade de ondas planetárias nas medidas experimentais da aeroluminescência e nos ventos neutros na região da MLT. Como mostrado anteriormente, a passagem de ondas planetárias pelas camadas de emissão provoca variações consideráveis nas intensidades observadas no solo. Em várias situações, o modelo reproduz razoavelmente bem os aspectos observados. A principal discrepância está nos valores das amplitudes estimadas para cada emissão. Estas são geralmente mais elevadas nas observações do que nas simulações, especialmente para as ondas com períodos mais longos.

Uma das principais questões que se pretende responder nessa tese consiste em explicar como as ondas planetárias deixam sua assinatura na aeroluminescência. No Capítulo 2 foram mostrados os processos fotoquímicos responsáveis pelas emissões aeroluminescentes. Em última análise, as taxas de emissão dependem das concentrações de três espécies: O, O<sub>2</sub> e N<sub>2</sub>. Além disso, as taxas de emissão também são afetadas por perturbações na temperatura, uma vez que esta afeta os coeficientes das reações químicas. Cada uma das três emissões depende de forma distinta das concentrações de O, O<sub>2</sub> e N<sub>2</sub>. A diferença mais marcante repousa na dependência com o oxigênio atômico. No modelo fotoquímico aqui considerado, as taxas de emissão do OH, O<sub>2</sub> e OI são proporcionais à concentração do oxigênio atômico de forma linear, quadrática e cúbica, respectivamente.

Visando elucidar os fatores que explicam a assinatura das ondas planetárias na aeroluminescência, uma análise detalhada foi desenvolvida. A análise consiste basicamente em inibir, no cálculo das taxas de emissão, variações periódicas associadas às ondas planetárias nos parâmetros envolvidos no cálculo das taxas de emissão aplicando-se um filtro passa-banda com frequências de corte



correspondentes aos períodos entre 2 e 20 dias. Em seguida, as emissões são recalculadas com vários parâmetros “desligados”. Com isso, é possível avaliar a papel das espécies envolvidas. A seguir serão apresentados alguns casos típicos e que ilustram bem a aplicação desse procedimento.

A onda de 2-dias foi observada nas emissões especialmente durante o verão. No Capítulo 6, as amplitudes dessa onda nas emissões e temperaturas foram apresentadas e as assinaturas da onda observada nas medidas experimentais e nas simulações em julho de 2004 em Sata foram discutidas. Para identificar o principal agente responsável por essa assinatura da onda de 2-dias nas emissões simuladas pelo modelo, as intensidades integradas das emissões foram recalculadas suprimindo-se as variações associadas à onda nas concentrações das espécies atmosféricas envolvidas nos processos de emissão do OH(6-2), O2b(0-1) e OI5577, bem como na temperatura. Inicialmente, foram suprimidas variações entre 1,5 e 3,0 dias na concentração do oxigênio atômico. Em, seguida, as intensidades foram recalculadas e analisadas através do periodograma de Lomb-Scargle no sentido de revelar o conteúdo espectral presente. A Figura 7.4 mostra os periodogramas originais (linha preta) e os periodogramas recalculados após a supressão de variações entre 1,5 e 3,0 dias no oxigênio atômico (linha vermelha) referentes às variações de 2-dias identificadas nas simulações em julho de 2004 (08 a 17 de julho). Os picos estreitos nos periodogramas originais indicam a presença de energia espectral significativa (acima do nível de confiança do periodograma) associada à assinatura da onda 2-dias nas três emissões. Em contrapartida, após a supressão das variações associadas à referida onda no oxigênio atômico, as variações de 2 dias desaparecem nas emissões do OI5577 e do O2b(0-1). Porém, ainda persiste, embora com menos intensidade, a variação de 2 dias no OH(6-2). Nesse caso, a amplitude, que originalmente era de 30%, foi reduzida para 20%. Esse comportamento indica que, nesse caso, as variações associadas à onda de 2-dias no oxigênio atômico são os principais responsáveis pelas assinaturas dessa onda deixadas nas emissões devidas ao

OI5577 e O2b(0-2). Porém, no caso do OH(6-2), as variações no oxigênio atômico associadas à onda não explicam totalmente a assinatura da componente de 2-dias nessa emissão.

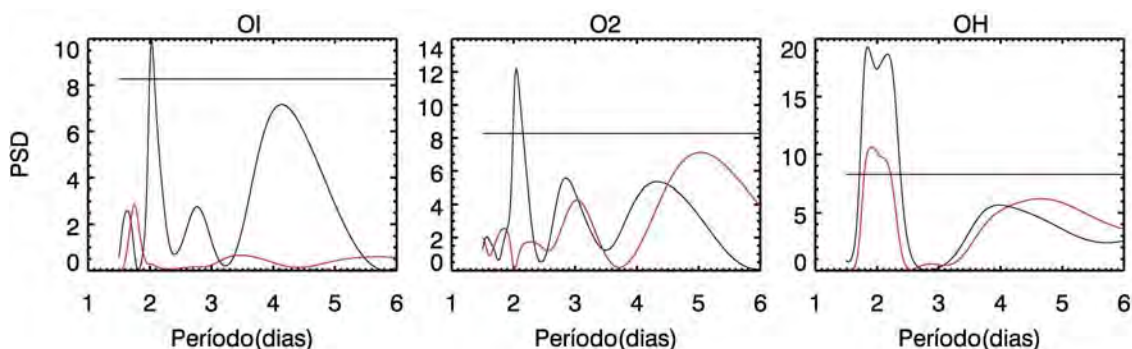


Figura 7.4 – Periodograma de Lomb-Scargle das emissões do OI5577 (painel esquerdo), O2b(0-2) (painel intermediário) e do OH(6-2) (painel direito) simuladas pelo modelo entre 08 e 17 de julho de 2004. As linhas pretas representam o espectro original, enquanto as linhas vermelhas representam o espectro recalculado após a supressão das variações de 2 dias no oxigênio atômico.

Tendo em vista que a assinatura da onda de 2-dias no OH(6-2) ainda persiste mesmo após a supressão das variações associadas a essa onda no oxigênio atômico, o periodograma de Lomb-Scargle foi recalculado suprimindo-se, além das variações no oxigênio atômico, variações no oxigênio molecular, no nitrogênio molecular e na temperatura. O periodograma foi recalculado combinando-se as supressões nas variáveis de formas distintas até que a assinatura da onda de 2-dias desaparecesse completamente. Quando foram suprimidas variações em todos os constituintes (O, O2 e N2), a assinatura da onda de 2-dias ainda estava presente com uma amplitude de 14%. Apenas quando, adicionalmente aos constituintes, foram suprimidas as variações de 2 dias na temperatura, a assinatura da onda de 2-dias desapareceu na intensidade do OH(6-2). Esses aspectos relativos à presença da onda de 2-dias nas emissões indicam que, a resposta do OH(6-2) à passagem da onda também depende, além do oxigênio atômico, de variações experimentadas pelos outros parâmetros envolvidos em seus processos de produção e perda,

sem a preponderância de um único fator como no caso das variações no OI5577 e O2b(0-1), nos quais o papel do oxigênio atômico é fundamental.

Em março/abril de 2005, uma oscilação de 10 foi identificada tanto nas medidas experimentais quanto nas simulações correspondentes à Rikubetsu. Essa oscilação foi bem caracterizada em todas as emissões. Uma análise semelhante àquela utilizada com a onda de 2-dias foi aplicada. Assim, as intensidades integradas foram recalculadas suprimindo-se previamente variações entre 2 e 20 dias nas espécies envolvidas na fotoquímica das emissões (O, O<sub>2</sub> e N<sub>2</sub>) e na temperatura. Inicialmente, foram suprimidas variações entre 2 e 20 dias no oxigênio atômico. Então, as intensidades integradas das três emissões aqui consideradas foram recalculadas e tiveram seu conteúdo espectral analisado. A Figura 7.5 mostra a variabilidade das intensidades simuladas pelo modelo entre os dias 70 e 120 de 2005 em um ponto na grade do modelo próximo à Rikubetsu originalmente calculadas (painéis superiores) e após a supressão de variações entre 2 e 20 dias no oxigênio atômico. Nota-se que, após a supressão da variabilidade do oxigênio atômico as variações de 10-dias nas emissões do OI5577 e O2b(0-1) desaparecem. Porém, no caso do OH(6-2), mesmo sendo ligeiramente menos intensa, a oscilação de 10-dias ainda está presente. Então, a intensidade do OH(6-2) foi recalculada suprimindo-se, além das variações associadas às ondas planetárias no oxigênio, as variações no O<sub>2</sub> e N<sub>2</sub>. Os espectro recalculados (não mostrados aqui) demonstram que a assinatura da onda de 10-dias no OH(6-2) só desaparece completamente quando as variações no O<sub>2</sub> e N<sub>2</sub> são suprimidas em conjunto com as variações no oxigênio atômico.

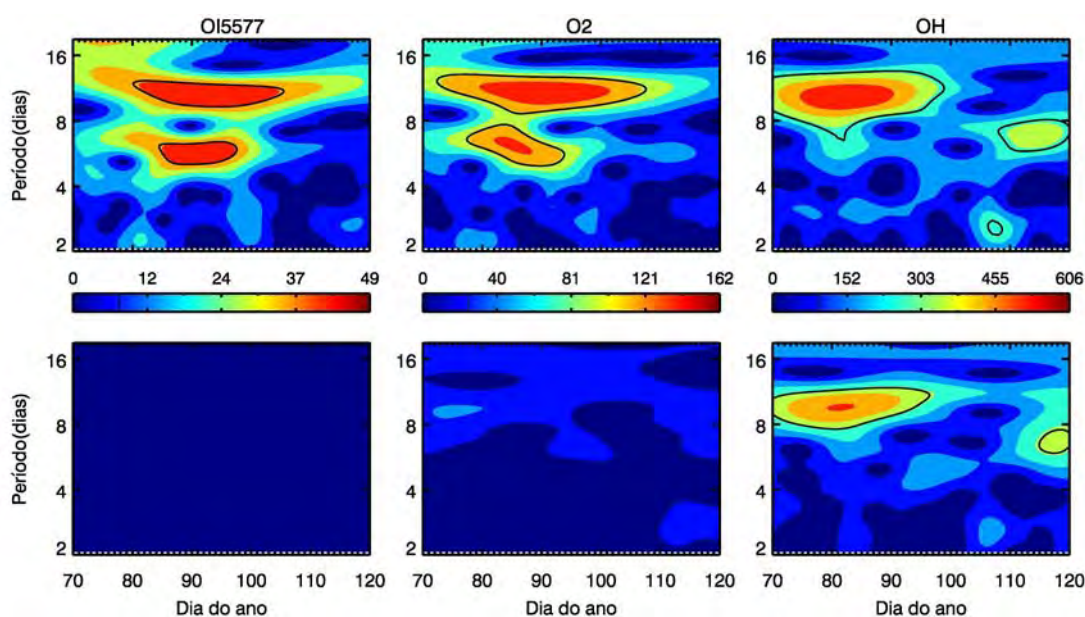


Figura 7.5 – Espectro wavelet das emissões do OH(6-2), O2b(0-1) e OI5577 simuladas pelo modelo entre os dias 70 e 120 de 2005 em Rikubetsu originalmente calculadas (painel superior) e recalculadas após a supressão de variações entre 2 e 20 dias no oxigênio atômico (painel inferior).

Esses dois casos apresentados ilustram bem a dependência das emissões com o oxigênio e os outros parâmetros. A forte dependência das emissões do OI5577 e O2b(0-1) oxigênio atômico pode ser entendida pela dependência que essas emissões têm com a espécie. OI5577 e O2b(0-1) dependem, respectivamente, cúbica e quadraticamente do oxigênio atômico. Soma-se a isso, o fato de a proporção de oxigênio na atmosfera aumentar com a altura na região onde estão localizadas as camadas de emissão do OI5577 e O2b(0-1). Então, espera-se que variações no oxigênio atômico afetem significativamente essas duas emissões. O cenário é um pouco diferente no caso das emissões da hidroxila. Essa emissão depende linearmente do oxigênio atômico e sua camada de emissão (~87 km) está situada numa região onde a proporção de oxigênio é menor do que nas alturas das camadas do OI5577 e O2b(0-1).

### 7.2.1. Transporte vertical de oxigênio atômico

Os resultados apresentados nesse trabalho mostram uma boa concordância entre as observações de ondas planetárias nas medidas aeroluminescentes e

aquelas simuladas pelo modelo. Também foi mostrado o papel fundamental desempenhado pelo oxigênio atômico como mediador da interação da dinâmica das ondas planetárias na aeroluminescência. Isso sugere que o modelo pode ser utilizado como uma ferramenta diagnóstica na interpretação dos resultados observacionais.

A interação e o efeito de ondas atmosféricas, como as ondas de gravidade e as marés atmosféricas, sobre as emissões aeroluminescentes têm sido bastante discutidas na literatura (WALTERSCHEID et al., 1987; SNIVELY et al., 2010; VARGAS et al., 2007; WARD, 1998; WARD et al., 1999; SHEPHERD et al., 1995; SHEPHERD et al., 1998; CHO et al., 2006; LIU et al., 2006; LIU et al., 2008). As discussões são baseadas tanto em resultados observacionais quanto em resultados obtidos a partir de simulações com modelos numéricos. Argumenta-se que o movimento vertical associado à passagem das ondas através das camadas de emissão é o principal responsável pelas assinaturas deixadas nas intensidades das emissões. Dentro desse contexto, o oxigênio atômico é apontado como o principal agente mediador entre a dinâmica e as consequentes variações nas emissões. Medidas obtidas por instrumentos instalados a bordo de satélites têm permitido o estabelecimento da conexão entre os movimentos verticais e as variações observadas nas taxas de emissão (SHEPHERD et al., 2006; LIU et al., 2006).

Os processos de transporte vertical de oxigênio atômico são devidos principalmente à advecção vertical e difusão. Os fluxos verticais de oxigênio atômico, isto é, o número de átomos que atravessam uma área unitária por unidade de tempo, devidos à advecção vertical e a difusão eddy foram calculados a partir das saídas do modelo em unidades de  $cm^{-2}s^{-1}$ .

Para a advecção, o fluxo vertical ( $f_{adv}$ ) pode ser calculado a partir da seguinte expressão:

$$f_{adv} = w[O], \quad (7.1)$$

onde  $w$  é a velocidade vertical do vento fornecida pelo modelo e  $[O]$  é a concentração de oxigênio atômico.

No caso da difusão eddy, o fluxo vertical de oxigênio atômico é calculado da seguinte forma:

$$f_{eddy} = -K \cdot N \frac{d}{dz} \left( \frac{n_o}{n} \right), \quad (7.2)$$

onde  $K$  é o coeficiente de difusão eddy,  $n$  é a densidade numérica da atmosfera e  $n_o$  é a densidade numérica do oxigênio atômico.

O modelo fornece apenas as razões de mistura de massa do oxigênio atômico e molecular e a temperatura. Então, a Equação (7.2) precisa ser modificada a fim de se calcular o fluxo de vertical de oxigênio atômico por difusão turbulenta. A concentração de oxigênio atômico e a densidade numérica da atmosfera são estimadas por:

$$[O] = \frac{\rho N_A}{M_o} \mu_o \quad (7.3)$$

$$[M] = \frac{N_A}{M_{atm}} \rho, \quad (7.4)$$

onde  $\rho$  é a densidade de massa da atmosfera, estimada a partir da Lei dos Gases Ideais,  $N_A$  é a constante de Avogrado,  $M_{atm}$  e  $M_o$  são, respectivamente, a massa molecular da atmosfera e do oxigênio atômico e  $\mu_o$  é a razão de mistura de massa do oxigênio atômico.

Após alguma manipulação algébrica, obtém-se que:

$$f_{eddy} = -K \cdot \frac{\rho N_A}{M_o} \frac{d}{dz} (\mu_o). \quad (7.5)$$

Nesse trabalho adotou-se a expressão para o coeficiente de difusão eddy utilizada por Chen (2012), a qual foi adaptada de Matsuno (1982):

$$K = 4 \times 10^2 \times 10^{(z-110)/40} \quad z < 110 \text{ km.} \quad (7.6)$$

Os fluxos verticais de oxigênio atômico transportado por advecção e por difusão eddy foram analisados durante os intervalos de tempo nos quais as ondas planetárias foram identificadas nas emissões. Dessa forma, foi possível avaliar a importância desses processos de transporte vertical para as variações observadas na aeroluminescência.

Nas simulações correspondentes à Rikubetsu em 2005 as intensidades aeroluminescentes apresentaram claras variações associadas às ondas de 10-dias em março/abril e às ondas de 16 e 5-dias em outubro/novembro como mostra o espectro wavelet na Figura 6.21. Durante esses intervalos os processos de transporte vertical do oxigênio atômico foram avaliados. A Figura 7.6 mostra o transporte médio diário de oxigênio atômico devido à advecção vertical (painéis superiores) e à difusão eddy (painéis inferiores). Para a advecção vertical, as áreas em cinza denotam transporte descendente (advecção negativa), enquanto as áreas em branco denotam transporte ascendente (advecção positiva). Os fluxos verticais de oxigênio atômico são da ordem de  $10^{13} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$  para a advecção e de  $10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$  para a difusão eddy em ambos os casos.

Tanto durante o intervalo no qual a onda 10-dias se manifestou, quanto no intervalo onde as ondas de 16 e 5-dias se manifestaram, os processos de transporte de oxigênio atômico por advecção e por difusão eddy apresentam variabilidades com aproximadamente as mesmas escalas temporais das variações identificadas na aeroluminescência. Nota-se que a advecção vertical contribui consideravelmente para o transporte de oxigênio atômico. Uma característica importante do transporte advectivo é a sua mudança de sentido ao longo do tempo, alternando entre movimentos ascendentes e descendentes.

Os ciclos de alternância se dão com aproximadamente com o mesmo período das variações nas emissões.

Ao contrário do transporte advectivo, que muda de sentido ao longo do tempo, a difusão eddy ocorre na direção descendente, ou seja, o oxigênio atômico está quase sempre se difundindo de regiões de maior para menor altitude. Sua magnitude é cerca de 10 vezes menor que a advecção, mas apresenta praticamente o mesmo padrão de variabilidade. A variação dos processos de transporte vertical do oxigênio atômico nas mesmas escalas temporais das assinaturas das ondas planetárias identificadas nas emissões indica que estes desempenham um papel relevante na mediação entre a dinâmica e as consequentes variações observadas na aeroluminescência.

Para entender a relação entre o transporte vertical de oxigênio atômico e as variações na aeroluminescência é importante avaliar a variação temporal das intensidades e compará-las com os processos de transporte. Na Figura 6.32, onde são mostradas as intensidades integradas das três emissões calculadas pelo modelo durante a manifestação da assinatura da onda de 10-dias, observa-se que as intensidades apresentam seus valores máximos em torno dos dias 90 e 100, passando por um mínimo em torno do dia 95. Voltando a atenção para a evolução temporal dos processos de transporte é possível estabelecer uma relação entre as variações destes e os máximos e mínimos observados nas intensidades das emissões simuladas pelo modelo. Essa relação mostra que os máximos nas intensidades estão associados à fase descende do movimento advectivo e a intensificações na difusão eddy. Por outro lado, as intensidades são mínimas quando o transporte advectivo é ascendente. A mesma relação também ocorre entre as taxas de emissão volumétrica e o transporte vertical no caso das assinaturas das ondas de 16 e 5-dias, como pode ser verificado na Figura 6.37.



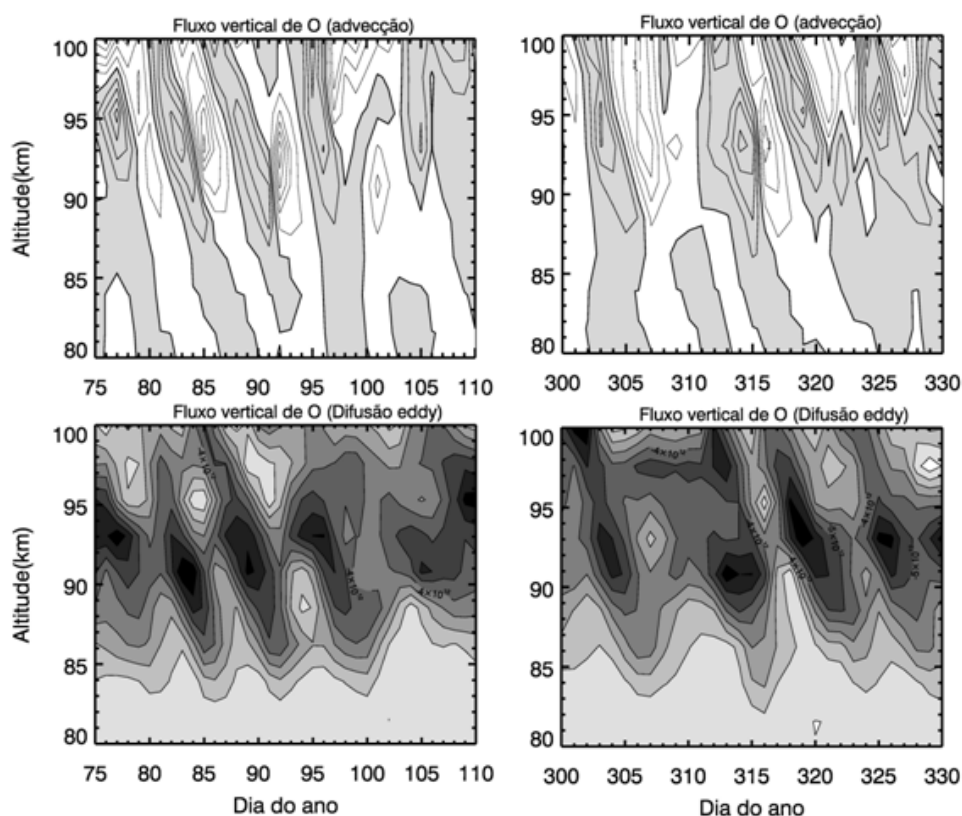


Figura 7.6 – Fluxo vertical de oxigênio atômico transportado por advecção no ponto da grade do modelo correspondente à Rikubestu em 2005. Os intervalos dos contornos são  $1,0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$  para a advecção e  $1,0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$  para a difusão eddy.

A variabilidade da aeroluminescência em consequência de movimentos verticais tem sido atribuída a processos quase-adiabáticos onde a razão de mistura do oxigênio atômico é mantida constante (Ward et al., 1994; Ward et al., 1997). Nesse caso, como a razão de mistura do oxigênio atômico aumenta com a altitude na MLT, então, movimentos advectivos descendentes trazem ar rico em oxigênio atômico de altitudes mais elevadas para altitudes baixas, causando assim um aumento na taxa de emissão. Por outro lado, na fase ascendente o ar, proporcionalmente com menos oxigênio atômico, é transportado para altitudes mais elevadas e, como consequência, a taxa de emissão diminui. Observa-se que a relação entre o movimento advectivo e a magnitude das emissões apresentada para as ondas de 5, 10 e 16-dias se encaixa bem no mecanismo de transporte quase-adiabático. Portanto, tem-se a

indicação de que as assinaturas das ondas planetárias na aeroluminescência são devidas principalmente ao transporte advectivo do oxigênio atômico induzido pela velocidade vertical do vento associado às ondas.

Evidências observacionais e simulações numéricas têm mostrado a consistência do transporte vertical como um dos principais mecanismos responsáveis pela variabilidade da aeroluminescência (SHEPHERD et al., 2006; LIU et al., 2006; LIU et al., 2008). Cho et al. (2006) argumentam que os processos que induzem variabilidade da ordem de minutos até dias e meses na aeroluminescência têm como origem comum os movimentos verticais que atuam no transporte de oxigênio atômico. Evidências experimentais obtidas a partir de medidas de satélites, onde as taxas de emissão são estimadas com boa resolução vertical, têm mostrado que a altitude do pico de emissão está anti-correlacionado com a máxima taxa de emissão. Isso significa que taxas de emissão mais elevadas são observadas em altitudes mais baixas e taxas mais baixas são observadas em altitudes mais elevadas. Contudo, não são muitos os casos onde a conexão entre os movimentos verticais e as variações na aeroluminescência é estabelecida de forma explícita para casos específicos de marés e ondas planetárias, por exemplo.

Liu et al. (2008) combinaram medidas do OI5577 feitas pelo WINDII com simulações feitas com TIME-GCM e mostraram relação explícita entre as marés, os processos de transporte vertical do oxigênio atômico e as consequentes variações na aeroluminescência. A conexão estabelecida nessa entre movimentos verticais e as variações na aeroluminescência para as ondas planetárias é bastante semelhante à estabelecida por Liu et al. (2008). Para ilustrar essa semelhança, a Figura 7.7 reproduz as Figuras 8 e 9 de Liu et al. (2008). Em a) e b) tem-se o transporte vertical de oxigênio atômico por advecção no equador e em médias latitudes, respectivamente. Em c) e d), tem-se o transporte por difusão eddy. Nota-se que a advecção muda de sentido ao longo dia, uma vez no equador onde a maré diurna domina e duas vezes em médias latitudes onde a maré semi-diurna é dominante. O transporte por

difusão eddy também exibe o mesmo padrão de variabilidade da advecção, porém exibe fluxo descendente em quase a região. A conclusão dos autores é que a difusão eddy do oxigênio contribui para a intensidade de fundo da emissão, enquanto a advecção devida às marés explica a variação local das taxas de emissão do OI5577.

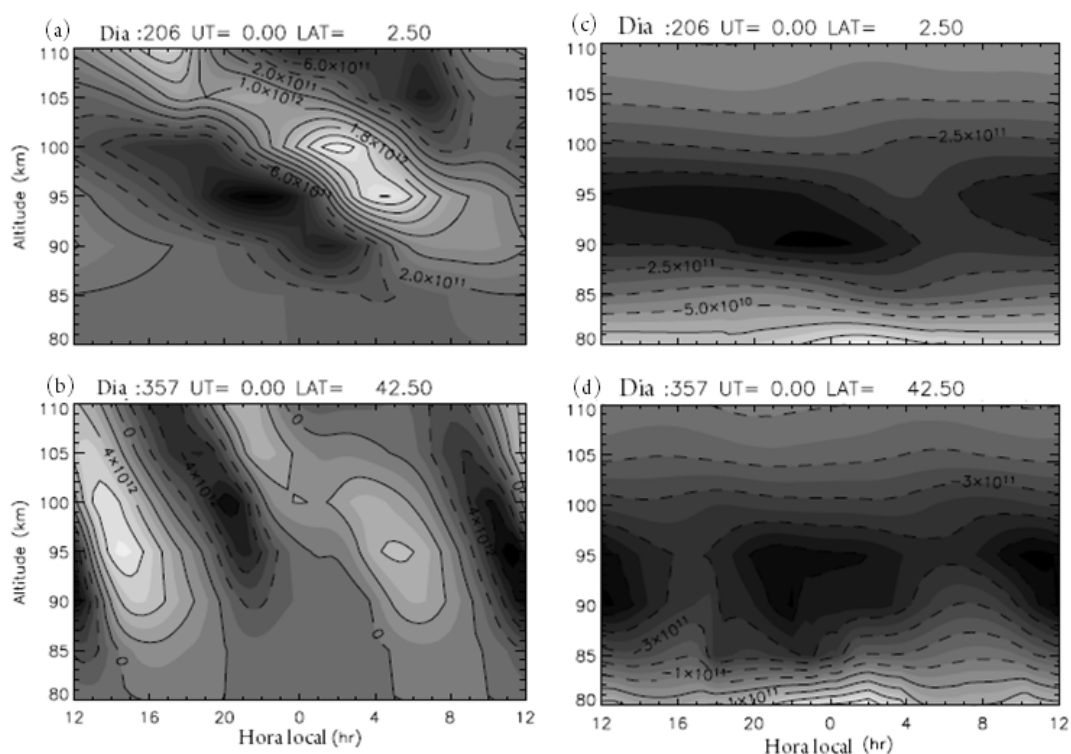


Figura 7.7 – Fluxo de oxigênio atômico transportado por advecção (painéis esquerdos) e por difusão eddy (painéis direitos) calculados pelo TIME-GCM correspondentes ao dia 24 de Julho de 1992 na latitude de 2,5°N (painéis (a) e (c)) e ao dia 22 de dezembro na latitude de 42.5°N (painéis (b) e (d)).

Fonte: Adaptado de Liu et al. (2008).

Tratando-se de ondas planetárias, Ward et al. (1997) mostraram que a assinatura da onda de 2-dias na emissão do OI5577 observada pelo WINDII tinha como principal causa a advecção vertical de oxigênio atômico devido ao campo. Os autores conseguiram estimar a razão de mistura do oxigênio atômico durante as manifestações da onda de 2-dias. As evidências mostraram que os máximos e mínimos da taxa de emissão do OI5577 estavam

associados, respectivamente, a máximos e mínimos na razão de mistura do oxigênio atômico.

Várias evidências apresentadas nesse trabalho dão suporte à interpretação de que as assinaturas das ondas planetárias observadas na aeroluminescência são primariamente causadas pelo transporte vertical do oxigênio atômico. Contudo algumas considerações devem ser feitas a cerca das limitações desse mecanismo. Quando o campo de movimento de uma onda advecta uma parcela de ar na descende, esta traz consigo para altitudes mais baixas ar com uma alta proporção de oxigênio atômico o que resulta numa taxa de emissão mais elevada. Porém, também se deve levar em conta que esse movimento vertical também provoca variações na temperatura e na taxa de recombinação do oxigênio atômico. Em altitudes mais baixas a taxa de recombinação do oxigênio atômico aumenta em consequência do aumento da densidade atmosférica. Dessa forma, na fase ascendente, a parcela de ar pode conter uma proporção menor de oxigênio atômico do que quando foi inicialmente trazida para baixo. Esse efeito deve ser mais acentuado para ondas com períodos mais longos. Portanto, apesar dos movimentos verticais devidos às ondas planetárias serem efetivos para explicar as variações nas intensidades das emissões calculadas pelo Kyushu-GCM, é necessário que evidências observacionais atestem a validade do mecanismo sugerido, principalmente para ondas com períodos mais longos. Nesse ponto, medidas feitas por instrumentos a bordo de satélites são importantes, pois, além de apresentarem boa resolução vertical, também são capazes de atestar o caráter planetário das ondas.

Nesse ponto, parece plausível retomar a discussão sobre a diferença entre as amplitudes causadas pelas ondas planetárias na aeroluminescência observadas experimentalmente e simulada pelo modelo. Os resultados mostraram as diferenças são mais acentuadas para as ondas de 5, 10 e 16-dias e aumentam com o período da onda, sendo mais evidentes nas emissões do OH(6-2) e O2b(0-1). Tendo em vista o papel desempenhado pelo oxigênio

atômico, a causa dessa diferença pode estar ligada às particularidades do transporte vertical dessa espécie induzido pela onda. Uma possibilidade seria a de que o modelo subestima a magnitude dos processos de transporte do oxigênio atômico. Outra possibilidade pode estar ligada aos processos de recombinação do oxigênio atômico. Como apontado por Ward et al. (1997), à medida que a onda advecta uma parcela de ar descendente, a taxa de recombinação aumenta e a proporção de oxigênio atômico na parcela diminui. Então, na média, quando a parcela de ar é advectada de volta, esta será caracterizada por uma menor proporção de oxigênio atômico em comparação com parcelas de ar na mesma altitude na fase descendente do movimento. Espera-se que esse efeito se acentue com o aumento período da onda, na medida em que a parcela permanece por mais tempo numa região onde a taxa de recombinação do oxigênio atômico é mais elevada. Esse mecanismo parece ser factível na medida que a diferença das amplitudes observadas e calculadas pelo modelo aumento com o período da onda. Adicionalmente, as diferenças mais elevadas para as emissões do OH(6-2) e O<sub>2</sub>(0-1) podem estar ligadas ao fato de que essas camadas emissoras estão situadas numa região onde a recombinação é mais favorecida. Isso também é consistente com o fato de que as menores diferenças são observadas na emissão do OI5577, cuja camada está localizada acima das duas outras, portanto, numa região onde a recombinação é menor. Nesse caso, ter-se-ia que a taxa de recombinação do oxigênio atômico seria superestimada no modelo. Contudo, deve-se salientar que essas são apenas possíveis explicações para as diferenças das amplitudes observadas e simuladas pelo modelo, sendo então necessária uma investigação adicional para confirmar essas causas.

### **7.2.2. Evidências do transporte vertical nas medidas de solo**

Movimentos adiabáticos também causam variação na temperatura da parcela de ar que está sendo advectada. Durante o movimento descendente a parcela de ar experimenta uma diminuição no seu volume em virtude do aumento da densidade atmosférica. Consequentemente, sua temperatura aumenta. A

situação oposta ocorre no movimento ascendente. Esse relacionamento entre temperatura e movimento vertical pode ser utilizado para inferir algumas características da aeroluminescência. No caso das emissões da hidroxila e do oxigênio molecular se infere, a partir do espectro emitido por essas espécies, a temperatura rotacional. Medidas de solo das emissões da hidroxila e do oxigênio molecular têm sido utilizadas com um indicador de movimento vertical na região da MLT (LOPEZ-GONZALEZ et al., 2004; CHO et al., 2006; SHEPHERD et al., 2006). O que se faz é plotar as intensidades integradas das emissões em função de suas temperaturas rotacionais. Nesse caso, a forma do diagrama de dispersão pode indicar a relação entre as variações na aeroluminescência com o transporte vertical.

Na Figura 7.8 são mostrados os diagramas de dispersão das intensidades médias noturnas do OH(6-2) e do O<sub>2</sub>b(0-1) em função das suas respectivas temperaturas médias noturnas durante dois períodos de observações nos quais assinaturas das ondas de 10 e 16-dias foram claramente identificadas nas emissões medidas pelo fotômetro em Rikubetsu em 2005. Os painéis superiores se referem às medidas efetuadas entre o fim de março e a metade de abril quando a assinatura da onda de 10-dias foi identificada. Já os painéis inferiores se referem as medidas efetuadas em março quando a assinatura da onda de 16-dias foi identificada. Nas duas situações apresentadas se observa que as intensidades integradas estão bem correlacionadas com temperatura, o que é denotado pelos coeficientes de correlação mostrados no canto superior esquerdo de cada painel. Quando o movimento vertical quase-adiabático ocorre, o resultado esperado é uma correlação positiva entre intensidade e temperatura, ou seja, espera-se que intensidades mais elevadas estejam associadas a temperaturas também mais elevadas. Isso garante a consistência com o mecanismo no qual a parcela de ar rica em oxigênio atômico transportada descendentemente (o que resulta no aumento da intensidade de emissão) experimenta um aumento de temperatura. Portanto, a correlação positiva entre temperaturas e emissões sugere que, a interpretação de que o

movimento vertical associado às ondas são os principais responsáveis pelas assinaturas das ondas planetárias na aeroluminescência, é consistente.

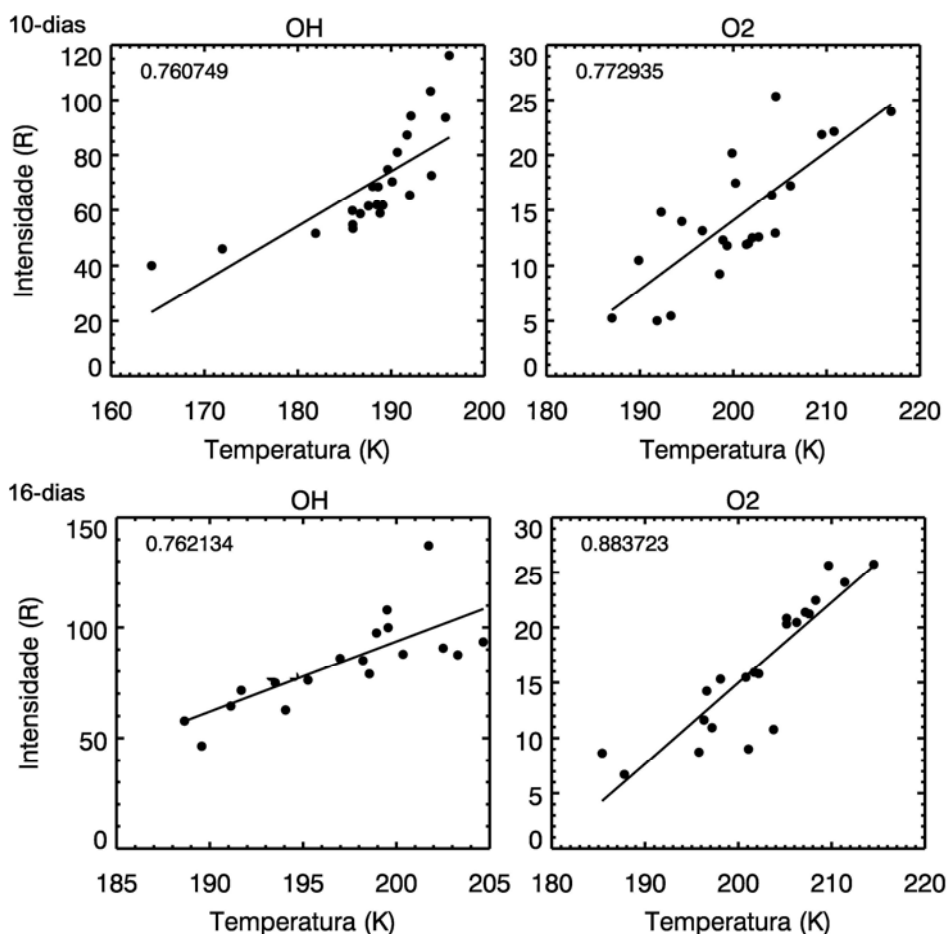


Figura 7.8 – Correlação entre as temperaturas médias noturnas do OH(6-2) e O2b(0-1) e suas respectivas intensidades médias noturnas medidas pelo fotômetro em Rikubetsu em 2005. Nos painéis superiores são mostradas as correlações durante as medidas em março/abril quando uma assinatura da onda de 10-dias foi identificada. Nos painéis inferiores têm-se as correlações quando uma assinatura da onda de 16-dias foi identificada em fevereiro/março. Os números nos cantos superiores esquerdos de cada painel indicam os coeficientes de correlação.

Uma consideração deve ser feita com respeito às variações de temperatura associadas ao movimento vertical. A temperatura toma parte das reações que produzem a aeroluminescência, cuja dependência está inclusa nos coeficientes cinéticos das reações. Em geral, o efeito do aumento da temperatura consiste em diminuir a magnitude dos coeficientes cinéticos das reações. Então, o aumento da temperatura, nesse caso, reduz as taxas de emissão. Porém, os

efeitos da temperatura sobre as taxas de emissão, via os coeficientes das reações, não são muito significativos. Assim, as relações entre o movimento vertical quase-adiabático e as variações nas intensidades das emissões que foram estabelecidas, tanto para as medidas experimentais da aeroluminescência como para as emissões simuladas pelo modelo, continuam sendo consistentes.



## 8 CONCLUSÕES

Nesse trabalho foi apresentado um estudo da atividade de ondas planetárias e seus efeitos na aeroluminescência na região da MLT, combinando-se medidas experimentais e simulações numéricas. Foram utilizadas medidas experimentais da aeroluminescência do OH(6-2), O2b(0-1) e OI5577 obtidas entre 2004 e 2006 por dois fotômetros instalados em Sata (31,0°N; 130,7°L) e Rikubetsu (43,5°N; 143,8°L). Em conjunto com as medidas experimentais, simulações das emissões foram efetuadas com o modelo de circulação geral da atmosfera da Universidade de Kyushu. Adicionalmente, foram utilizadas medidas de vento obtidas por dois radares MF instalados em Yamagawa (31,2°N; 130,6°L) e Wakkanai (45,4°N; 141,7°L) para efeito de comparação com as medidas aeroluminescentes.

A análise espectral das intensidades das emissões medidas experimentalmente revelou a presença recorrente de variações periódicas associadas às ondas planetárias de 2, 5, 10 e 16-dias. A distribuição sazonal dessas ondas indica que a onda de 2-dias é um aspecto típico do verão. Porém, as assinaturas dessa onda também foram observadas durante o inverno em Sata, mas não o foram em Rikubetsu. A onda de 5-dias foi observada principalmente em torno dos equinócios, com atividade mais elevada nas medidas efetuadas em Sata. Já as ondas de 10 e 16-dias apresentaram sua máxima atividade entre o outono e o inverno, sendo mais intensas nas medidas em Rikubetsu.

A análise das amplitudes provocadas pelas ondas planetárias na aeroluminescência revelou que estas induzem variações consideráveis nas intensidades das emissões, com as amplitudes chegando a atingir valores próximos a 70%. De uma forma geral, as amplitudes das ondas planetárias nas emissões do OI5577 e O2b(0-1) são mais elevadas do que na emissão do OH(6-2). Esse comportamento geral é observado para todas as componentes das ondas planetárias.

As medidas de vento obtidas nas proximidades dos dois observatórios de aeroluminescência permitiram que a atividade das ondas planetárias inferida a partir dessas medidas fosse comparada com aquela inferida das medidas aeroluminescentes. A distribuição sazonal das ondas planetárias obtida a partir da análise espectral das medidas de vento mostra que, de uma forma geral, há uma boa concordância entre as duas técnicas. Tendo em vista que as ondas planetárias na MLT são principalmente estudadas através de medidas de vento, tem-se que as medidas aeroluminescentes constituem um bom indicador da atividade de ondas planetárias e podem ser utilizadas para monitorá-las.

As intensidades das emissões do OH(6-2), O2b(0-1) e OI5577 foram calculadas com sucesso através do modelo de circulação geral da atmosfera da Universidade de Kyushu. A análise espectral das intensidades calculadas pelo modelo também mostraram que a presença de assinaturas das ondas planetárias nas emissões é recorrente. Da mesma que foi observado nas medidas experimentais, os resultados do modelo mostram que as assinaturas das ondas de 2-dias são típicas do verão. Porém, diferente que foi observado nas medidas em Sata durante o inverno, as assinaturas da onda de 2-dias nas emissões simuladas pelo modelo não são evidentes durante essa estação. Na banda de frequências associadas à onda de 5,10 e 16-dias os resultados do modelo também apresentam uma boa concordância com aqueles inferidos das medidas experimentais, onde as assinaturas da onda 5-dias são mais intensas em torno dos equinócios e as assinaturas das ondas de 10 e 16-dias são mais evidentes entre o outono e o inverno. Em algumas situações as assinaturas das ondas planetárias foram observadas simultaneamente nas medidas experimentais e nas simulações, o que pode ser atribuído ao fato de o modelo assimilar de dados realísticos em sua base produzidos pela re-análise de dados meteorológicos medidos experimentalmente.

A boa concordância qualitativa entre os resultados obtidos a partir das medidas experimentais da aeroluminescência e aqueles obtidos a partir das simulações, permitiu o modelo fosse utilizado como ferramenta diagnóstica para identificar os mecanismos pelos quais as ondas planetárias deixam suas assinaturas na

aeroluminescência. Constatou-se que as assinaturas das ondas planetárias observadas na aeroluminescência são devidas principalmente a variações provocadas pelas ondas no oxigênio atômico. Portanto, tem-se no oxigênio atômico o principal mediador do efeito das ondas planetárias na aeroluminescência. A avaliação do transporte vertical de oxigênio atômico mostrou que o transporte advectivo quase-adiabático dessa espécie é o principal mecanismo responsável pela assinatura das ondas planetárias na aeroluminescência.

Para trabalhos futuros sugere-se que medidas da aeroluminescência obtidas por instrumentos instalados a bordo de satélites sejam utilizadas na investigação das ondas planetárias. Essas medidas, além de evidenciar o caráter planetário das ondas, podem ajudar a confirmar a validade do mecanismo de transporte adiabático de oxigênio atômico como principal responsável pelas assinaturas das ondas planetárias na aeroluminescência, especialmente para as ondas com períodos mais longos.

Evidências, tanto observacionais quanto teóricas, têm mostrado que as ondas planetárias interagem com as marés atmosféricas e dão origem as várias ondas secundárias e que podem exercer influências consideráveis na atmosfera. Como o modelo utilizado é não-linear, pode ser possível avaliar os efeitos das ondas geradas pela interação não-linear entre ondas planetárias e marés sobre a aeroluminescência.



## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ANDREWS, D. G.; HOLTON, J. R.; LEOVY, C. B. **Middle atmosphere dynamics**. San Diego: Academic Press, 1987.
- BAKER, D. J. and STAIR, A. T. Rocket measurements of the altitude distributions of the hydroxyl airglow. **Physica Scripta**. v.37, p.12, 1988.
- BARTH, C. A. The 5577-angstrom airglow. **Science**. v.134, 1961.
- BATES, D. R. and NICOLET, M. The photochemistry of the atmospheric water vapor. **Journal of Geophysical Research**. v.55, 3, p.27, 1950.
- BOLZAN, M. Transformada em ondeleta: uma necessidade. **Revista Brasileira de Ensino de Física**. v.28, 4, p.563-567, 2006.
- BRASSEUR, G. P. and SOLOMON, S. **Aeronomy of the Middle Atmosphere**. Springer, 2005.
- BURITI, R. A., TAKAHASHI, H., LIMA, L. M. and MEDEIROS, A. F. Equatorial planetary waves in the mesosphere observed by airglow periodic oscillations. **Advances in Space Research**. v.35, 11, p.2031-2036, 2005.
- CAMPBELL, I. M. and GRAY, C. N. Rate constants for O(P-3) recombination and association with N(S-4). **Chemical Physics Letters**. v.18, 4, p.607-609, 1973.
- CHAMBERLAIN, J. W. **Theory of planetary atmospheres**. London: Academic Press, 1978.
- CHAPMAN, S. and LINDZEN, R. S. **Atmospheric tides**. D. Reidel, 1970.
- CHAPMAN, S. **History of aurora and airglow**. In: Aurora and Airglow. 1967.
- CHAPMAN, S. Some phenomena of the upper atmosphere. **Proceedings of the Royal Society A**. v.132, p.353-374, 1931.
- CHARNEY, J. G. and DRAZIN, P. G. Propagation of planetary-scale disturbances from lower into upper atmosphere. **Journal of Geophysical Research**. v.66, 1, p.83-88, 1961.
- CHEN, Y. W. **Analyses of fast and ultrafast kelvin waves simulated by the Kyushu-GCM: wave behavior and excitation sources**. 119 p. PhD Thesis - Kyushu University, 2012.

CHO, Y. M. and SHEPHERD, G. G. Correlation of airglow temperature and emission rate at Resolute Bay (74.68 degrees N), over four winters (2001-2005). **Geophysical Research Letters**. v.33, 6, 2006.

CHSHYOLKOVA, T. **Planetary waves and dynamical process associated with seasonal perturbations and transitions**. 220 p. PhD Thesis - University of Saskatchewan, Saskatoon, 2007.

CHSHYOLKOVA, T., MANSON, A. H. and MEEK, C. E. Climatology of the quasi two-day wave over Saskatoon (52 degrees N, 107 degrees W): 14 Years of MF radar observations. **Advances in Space Research**. v.35, 11, p.2011-2016, 2005.

CHSHYOLKOVA, T., MANSON, A. H., MEEK, C. E., AVERY, S. K., THORSEN, D., MACDOUGALL, J. W., HOCKING, W., MURAYAMA, Y. and IGARASHI, K. Planetary wave coupling processes in the middle atmosphere (30-90 km): A study involving MetO and MFR data. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**. v.68, 3-5, p.353-368, 2006.

COXON, J. A. and FOSTER, S. C. Rotational analyses of hydroxyl vibration-rotation emissions bands: Molecular constants for OH X<sub>2</sub>π (6 <u<10). **Canadian Journal of Physics**. v.60, p.41-48, 1982.

CRAIG, R. L., VINCENT, R. A., KINGSLEY, S. P. and MULLER, H. G. Simultaneous Observations of the Quasi 2-Day Wave in the Northern and Southern Hemispheres. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**. v.45, 8-9, p.539-541, 1983.

DAS, S. S., KUMAR, K. K., VEENA, S. B. and RAMKUMAR, G. Simultaneous observation of quasi 16 day wave in the mesospheric winds and temperature over low latitudes with the SKIYMET radar. **Radio Science**. v.45, 2010.

DOMINGUES, M. O., MENDES, O. and DA COSTA, A. M. On wavelet techniques in atmospheric sciences. **Fundamentals of Space Environment Science**. v.35, 5, p.831-842, 2005.

ESPY, P. J. and WITT, G. Observation of a quasi 16-day oscillation in the polar summer mesospheric temperature. **Geophysical Research Letters**. v.23, 10, p.1071-1074, 1996.

ESPY, P. J., STEGMAN, J. and WITT, G. Interannual variations of the quasi-16-day oscillation in the polar summer mesospheric temperature. **Journal of Geophysical Research-Atmospheres**. v.102, D2, p.1983-1990, 1997.

FORBES, J. M. Tidal and planetary waves, in *The Upper Mesosphere and Lower Thermosphere: A Review of Experiment and Theory*. **Geophysical Monograph Series**. v.87, p.21, 1995.

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

FORBES, J. M., HAGAN, M. E., MIYAHARA, S., VIAL, F., MANSON, A. H., MEEK, C. E. and PORTNYAGIN, Y. I. Quasi 16-day oscillation in the mesosphere and lower thermosphere. **Journal of Geophysical Research-Atmospheres**. v.100, D5, p.9149-9163, 1995.

FRICK, P., GALYAGIN, D., HOYT, D. V., NESME-RIBES, E., SCHATTEN, K. H., SOKOLOFF, D. and ZAKHAROV, V. Wavelet analysis of solar activity recorded by sunspot groups. **Astronomy and Astrophysics**. v.328, p.670-681, 1997.

FUJIWARA, H. **Modeling of the mesosphere-thermosphere coupling system**. 137 p. PhD Thesis - Tohoku University, 1996.

GOMES, F. E. **Observação de oscilações de 3-4 dias através das emissões do airglow mesosférico em São João do Cariri (7,4°S; 36,5°W)**. 122 p. Dissertação - Universidade Federal de Campina Grande, Campina Grande, 2009.

GREER, R. G. H., MURTAGH, D. P., MCDADE, I. C., DICKINSON, P. H. G., THOMAS, L., JENKINS, D. B., STEGMAN, J., LLEWELLYN, E. J., WITT, G., MACKINNON, D. J. and WILLIAMS, E. R. ETON 1: A data base pertinent to the study of energy transfer in the oxygen nightglow. **Planetary and Space Science**. v.34, 9, p.771-788, 1986.

GUHARAY, A., BATISTA, P. P., CLEMESHA, B. and SCHUCH, N. Study of the quasi-two-day wave during summer over Santa Maria, Brazil using meteor radar observations. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**. v.92, p.83-93, 2013.

HAYASHI, Y. A generalized method of resolving disturbances into progressive and retrogressive waves by space Fourier and time cross-spectral analyses. **Journal of the Meteorological Society of Japan**. v.49, p.4, 1971.

HECHT, J. H., WALTERSCHEID, R. L., GELINAS, L. J., VINCENT, R. A., REID, I. M. and WOITHE, J. M. Observations of the phase-locked 2 day wave over the Australian sector using medium-frequency radar and airglow data. **Journal of Geophysical Research-Atmospheres**. v.115, 2010.

HINES, C. O. and TARASICK, D. W. On the detection and utilization of gravity-waves in airglow studies. **Planetary and Space Science**. v.35, 7, p.851-866, 1987.

HIROOKA, T. and HIROTA, I. Normal modes Rossby waves observed in the upper stratosphere 2. Second antisymmetric and symmetric modes of zonal wavenumbers 1 and 2. **Journal of Atmospheric Sciences**. v.42, 6, p.536-548, 1985.

HORNE, J. H. and BALIUNAS, S. L. A Prescription for Period Analysis of Unevenly Sampled Time-Series. **Astrophysical Journal**. v.302, 2, p.757-763, 1986.

HUANG, T. Y. and HICKEY, M. Gravity-wave-induced variations in exothermic heating in the low-latitude, equinox mesosphere and lower thermosphere region. **Journal of Geophysical Research-Space Physics**. v.117, 2012.

JIANG, G., XIONG, J., WAN, W., NING, B. and LIU, L. Observation of 6.5-day waves in the MLT region over Wuhan. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**. v.70, 1, p.41-48, 2008a.

JIANG, G., XIONG, J., WAN, W., NING, B., LIU, L., VINCENT, R. A. and REID, I. The 16-day waves in the mesosphere and lower thermosphere over Wuhan (30.6°N, 114.5°E) and Adelaide (35°S, 138°E). **Advances in Space Research**. v.35, p.2005-2010, 2005.

JIANG, G., XU, J. Y., XIONG, J., MA, R., NING, B., MURAYAMA, Y., THORSEN, D., GURUBARAN, S., VINCENT, R. A., REID, I. and FRANKE, S. J. A case study of the mesospheric 6.5-day wave observed by radar systems. **Journal of Geophysical Research-Atmospheres**. v.113, D16, 2008b.

JOHNSTON, J. E. and BROADFOOT, A. L. Midlatitude observations of the night airglow - implications to quenching near the mesopause. **Journal of Geophysical Research-Space Physics**. v.98, A12, p.21593-21603, 1993.

KHOMICH, V. Y., SEMENOV, A. I. and SHEFOV, N. N. **Airglow as an indicator of upper atmospheric structure and dynamics**. Berlin: Springer, 2008.

KINGSLEY, S. P., MULLER, H. G., NELSON, L. and SCHOLEFIELD, A. Meteor winds over Sheffield (53°N, 2°W). **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**. v.40, 8, p.917-922, 1978.

KRASSOVSKY, V. I. Hydroxyl emission problem and paths of its solution. **Annales de Geophysique**. v.27, 2, p.11, 1971.



- KRASSOVSKY, V. I. Infrasonic variations of OH emission in the upper atmosphere. **Annales de Geophysique**. v.28, 4, p.8, 1972.
- KRUPENIE, P. H. The spectrum of molecular oxygen. **Journal of Physical and Chemical Reference Data**. v.1, 2, p.423-487, 1972.
- LANGHOFF, S. R., WERNER, H. J. and ROSMUS, P. Theoretical Transition-Probabilities for the Oh Meinel System. **Journal of Molecular Spectroscopy**. v.118, 2, p.507-529, 1986.
- LICHSTEIN, G. S., FORBES, J. M., COLL, M. A. I., TAKAHASHI, H., GOBBI, D. and BURITI, R. A. Quasi-3-day kelvin wave and the OI(5577 angstrom), OH(6,2) Meinel, and O-2(0,1) emissions. **Geophysical Research Letters**. v.29, 4, 2002.
- LIMA, L. M., ALVES, E. O., BATISTA, P. P., CLEMESHA, B. R., MEDEIROS, A. F. and BURITI, R. A. Sudden stratospheric warming effects on the mesospheric tides and 2-day wave dynamics at 7 degrees S. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**. v.78-79, p.99-107, 2012.
- LIMA, L. M., BATISTA, P. P., CLEMESHA, B. R. and TAKAHASHI, H. 16-day wave observed in the meteor winds at low latitudes in the southern hemisphere. **Middle and Upper Atmospheres, Active Experiments, and Dusty Plasmas**. v.38, 11, p.2615-2620, 2006.
- LIMA, L. M., BATISTA, P. P., CLEMESHA, B. R. and TAKAHASHI, H. The 6.5-day oscillations observed in meteor winds over Cachoeira Paulista (22.7 degrees S). **Planetary Atmospheres, Ionospheres, and Magnetospheres**. v.36, 11, p.2212-2217, 2005.
- LIMA, L. M., BATISTA, P. P., TAKAHASHI, H. and CLEMESHA, B. R. Quasi-two-day wave observed by meteor radar at 22.7 degrees S. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**. v.66, 6-9, p.529-537, 2004.
- LIU, A. Z. and SWENSON, G. R. A modeling study of O-2 and OH airglow perturbations induced by atmospheric gravity waves. **Journal of Geophysical Research-Atmospheres**. v.108, D4, 2003.
- LIU, G. and SHEPHERD, G. G. An empirical model for the altitude of the OH nightglow emission. **Geophysical Research Letters**. v.33, 9, 2006.
- LIU, G. P., SHEPHERD, G. G. and ROBLE, R. G. Seasonal variations of the nighttime O((1)S) and OH airglow emission rates at mid-to-high latitudes in the context of the large-scale circulation. **Journal of Geophysical Research-Space Physics**. v.113, A6, 2008.

LOMB, N. R. Least-Squares Frequency-Analysis of Unequally Spaced Data. **Astrophysics and Space Science**. v.39, 2, p.447-462, 1976.

LOPEZ-GONZALEZ, M. J., RODRIGUEZ, E., GARCIA-COMAS, M., COSTA, V., SHEPHERD, M. G., SHEPHERD, G. G., AUSHEV, V. M. and SARGOYTCHEV, S. Climatology of planetary wave type oscillations with periods of 2-20 days derived from O-2 atmospheric and OH(6-2) airglow observations at mid-latitude with SATI. **Annales Geophysicae**. v.27, 9, p.3645-3662, 2009.

LOPEZ-GONZALEZ, M. J., RODRIGUEZ, E., GARCIA-COMAS, M., COSTA, V., SHEPHERD, M. G., SHEPHERD, G. G., AUSHEV, V. M. and SARGOYTCHEV, S. Climatology of planetary wave type oscillations with periods of 2-20 days derived from O-2 atmospheric and OH(6-2) airglow observations at mid-latitude with SATI. **Annales Geophysicae**. v.27, 9, p.3645-3662, 2009.

LOPEZ-GONZALEZ, M. J., RODRIGUEZ, E., WIENS, R. H., SHEPHERD, G. G., SARGOYTCHEV, S., BROWN, S., SHEPHERD, M. G., AUSHEV, V. M., LOPEZ-MORENO, J. J., RODRIGO, R. and CHO, Y. M. Seasonal variations of O2 atmospheric and OH(6-2) airglow and temperature at mid-latitudes from SATI observations. **Annales Geophysicae**. v.22, p.819-828, 2004.

MAKHLOUF, U. B., PICARD, R. H. and WINICK, J. R. Photochemical-Dynamical Modeling of the Measured Response of Airglow to Gravity-Waves .1. Basic Model for Oh Airglow. **Journal of Geophysical Research-Atmospheres**. v.100, D6, p.11289-11311, 1995.

MAKHLOUF, U. B., PICARD, R. H., WINICK, J. R. and TUAN, T. F. A model for the response of the atomic oxygen 557.7nm and the OH Meinel airglow to atmospheric gravity waves in a realistic atmosphere. **Journal of Geophysical Research-Atmospheres**. v.103, D6, p.6261-6269, 1998.

MANSON, A. H. and MEEK, C. E. Dynamics of the middle atmosphere at Saskatoon (52°N, 107 W) - A spectral study during 1981, 1982. . **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**. v.48, p.1039-1055, 1986.

MARTIN, L. R., COHEN, R. B. and SCHATZ, J. F. Quenching of laser-induced fluorescence of o-2 (b1-sigma-g+) by o-2 and n-2. **Chemical Physics Letters**. v.41, 2, p.394-396, 1976.

MATSUNO, T. A quasi one-dimensional model of the middle atmosphere circulation interacting with internal gravity-waves. **Journal of the Meteorological Society of Japan**. v.60, 1, p.215-226, 1982.

MCDADE, I. C. and LLEWELLYN, E. J. The excitation of O(1S) and O-2 bands in the nightglow - a brief review and preview. **Canadian Journal of Physics**. v.64, 12, p.1626-1630, 1986.

MCDADE, I. C. The photochemistry of the MLT oxygen airglow emissions and the expected influences of tidal perturbations. **Atmospheric Tidal Dynamics and E- and D-Region Physics**. v.21, 6, p.787-794, 1998.

MEINEL, A. B. O<sub>2</sub> emissions bands in the infrared spectrum of the night sky. **Astrophysical Journal**. v.112, p.464-468, 1950a.

MEINEL, A. B. OH emissions bands in the spectrum of the night sky. **Astrophysical Journal**. v.112, 1, p.11, 1950b.

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

MIYAHARA, S., YOSHIDA, Y. and MIYOSHI, Y. Dynamic coupling between the lower and upper-atmosphere by tides and gravity-waves. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**. v.55, 7, p.1039-1053, 1993.

MIYOSHI, Y. and FUJIWARA, H. Day-to-day variations of migrating diurnal tide simulated by a GCM from the ground surface to the exobase. **Geophysical Research Letters**. v.30, 15, 2003.

MIYOSHI, Y. and FUJIWARA, H. Excitation mechanism of intraseasonal oscillation in the equatorial mesosphere and lower thermosphere. **Journal of Geophysical Research-Atmospheres**. v.111, D14, 2006.

MIYOSHI, Y. and HIROOKA, T. A numerical experiment of excitation of the 5-day wave by a GCM. **Journal of the Atmospheric Sciences**. v.56, 11, p.1698-1707, 1999.

MIYOSHI, Y. Numerical simulation of the 5-day and 16-day waves in the mesopause region. **Earth Planets and Space**. v.51, 7-8, p.763-772, 1999.

MULLER, H. G. and NELSON, L. A travelling quasi 2-day wave in the meteor region. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**. v.40, p.761-766, 1978.

MURAYAMA, K., IGARASHI, K., RICE, D. D., WATKINS, B. J., COLLINS, R. L., MIZUTANTI, K., SAITO, Y. and KAINUMA, S. Medium frequency radars in Japan and Alaska for upper atmosphere observations. **IEICE TRANSACTIONS on Communications**. V.E83-B, 9, p.1996-2003, 2000.

GREER, R. G. H., MURTAGH, D. P., MCDADE, I. C., DICKINSON, P. H. G., THOMAS, L., JENKINS, D. B., STEGMAN, J., LLEWELLYN, E. J., WITT, G., MACKINNON, D. J. and WILLIAMS, E. R. ETON 1: A data base pertinent to the study of energy transfer in the oxygen nightglow. **Planetary and Space Science**. v.34, 9, p.771-788, 1986.

NAMBOOTHIRI, S. P., KISHORE, P. and IGARASHI, K. Observations of the quasi-2-day wave in the mesosphere and lower thermosphere over Yamagawa and Wakkanai. **Journal of Geophysical Research-Atmospheres**. v.107, D16, 2002.

NAMBOOTHIRI, S. P., KISHORE, P., IGARASHI, K., NAKAMURA, T. and TSUDA, T. MF radar observations of mean winds over Yamagawa (31.2 degrees N, 130.6 degrees E) and Wakkanai (45.4 degrees N, 141.7 degrees E). **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**. v.62, 13, p.1177-1187, 2000.

NICHOLLS, D. C., EVANS, W. F. J. and LLEWELLYN, E. J. Collisional relaxation and rotational intensity distributions in spectra of aeronomic interest. **Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer**. v.12, p.10, 1972.

NICOLAIDES, C., SINANOGLU, O. and WESTHAUS, P. Theory of atomic structure including electron correlation .4. Method for forbidden-transition probabilities with results for [oi]oii], [oiii], [ni], [nii], and [ci]. **Physical Review A**. v.4, 4, p.1400-&, 1971.

NICOLET, M. Ozone and hydrogen reactions. **Annales de Geophysique**. v.26, 2, p.15, 1970.

NOZAWA, S., IWAHASHI, H., BREKKE, A., HALL, C. M., MEEK, C., MANSON, A., OYAMA, S., MURAYAMA, Y. and FUJII, R. The quasi 2-day wave observed in the polar mesosphere: Comparison of the characteristics observed at Tromso and Poker Flat. **Journal of Geophysical Research-Atmospheres**. v.108, D24, 2003.

ONOGI, K., KOIDE, H., SAKAMOTO, M., KOBAYASHI, S., TSUTSUI, J., HATSUSHIKA, H., MATSUMOTO, T., YAMAZAKI, N., KAMAHORI, H., TAKAHASHI, K., KATO, K., OYAMA, R., OSE, T., KADOKURA, S. and WADA, K. JRA-25: Japanese 25-year re-analysis project - progress and status. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**. v.131, 613, p.3259-3268, 2005.

PANCHEVA, D. and MUKHTAROV, P. Planetary wave coupling of the atmosphere-ionosphere system during the Northern winter of 2008/2009. **Advances in Space Research**. v.50, 9, p.1189-1203, 2012.

PANCHEVA, D. Non-linear interaction of tides and planetary waves in the mesosphere and lower thermosphere: observations over Europe. **Physics and Chemistry of the Earth Part C-Solar-Terrestrial and Planetary Science**. v.26, 6, p.411-418, 2001.

PANCHEVA, D. V., MUKHTAROV, P. J., MITCHELL, N. J., FRITTS, D. C., RIGGIN, D. M., TAKAHASHI, H., BATISTA, P. P., CLEMESHA, B. R., GURUBARAN, S. and RAMKUMAR, G. Planetary wave coupling (5-6-day waves) in the low-latitude atmosphere-ionosphere system. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**. v.70, 1, p.101-122, 2008.

PANCHEVA, D., MUKHTAROV, R., ANDONOV, B., MITCHELL, N. J. and FORBES, J. M. Planetary waves observed by TIMED/SABER in coupling the stratosphere-mesosphere-lower thermosphere during the winter of 2003/2004: Part 1-Comparison with the UKMO temperature results. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**. v.71, 1, p.61-74, 2009.

PEDATELLA, N. M. and FORBES, J. M. The quasi 2 day wave and spatial-temporal variability of the OH emission and ionosphere. **Journal of Geophysical Research-Space Physics**. v.117, 2012.

PENDLEBURY, D., SHEPHERD, T. G., PRITCHARD, M. and MCLANDRESS, C. Normal mode Rossby waves and their effects on chemical composition in the late summer stratosphere. **Atmospheric Chemistry and Physics**. v.8, p.1925-1935, 2008.

RAYLEIGH, L. The light of the night sky: its intensity variations when analysed by colour filter. III. **Proceedings of the Royal Society A**. v.119, p.11-33, 1928.

REES, M. H. **Physics and Chemistry of the upper atmosphere**. Cambridge: Cambridge University Press, 1989.

RIGGIN, D., LIU, H. L., LIEBERMAN, R. S., ROBLE, R. G., RUSSELL III, J. M., MERTENS, C. J., MLYNCZAK, M., PANCHEVA, D., FRANKE, S. J., MURAYAMA, Y., MANSON, A. H., MEEK, C. E. and VINCENT, R. A. Observations of the 5-day wave in the mesosphere and lower thermosphere. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**. v.68, p.323-339, 2006.

RODGERS, C. D. and PRATA, A. J. Evidence for a traveling 2-day wave in the middle atmosphere. **Journal of Geophysical Research-Oceans and Atmospheres**. v.86, Nc10, p.9661-9664, 1981.

SALBY, M. L. The 2-day wave in the middle atmosphere - observations and theory. **Journal of Geophysical Research-Oceans and Atmospheres**. v.86, Nc10, p.9654-9660, 1981.

SCARGLE, J. D. Studies in astronomical time-series analysis .2. Statistical aspects of spectral-analysis of unevenly spaced data. **Astrophysical Journal**. v.263, 2, p.835-853, 1982.

SHEPHERD, G. G., CHO, Y. M., LIU, G. P., SHEPHERD, M. G. and ROBLE, R. G. Airglow variability in the context of the global mesospheric circulation. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**. v.68, 17, p.2000-2011, 2006.

SHEPHERD, G. G., MCLANDRESS, C. and SOLHEIM, B. H. Tidal influence on  $\text{O}(^1\text{S})$  airglow emission rate distributions at the geographic equator as observed by windii. **Geophysical Research Letters**. v.22, 3, p.275-278, 1995.

SHEPHERD, G. G., ROBLE, R. G., ZHANG, S. P., MCLANDRESS, C. and WIENS, R. H. Tidal influence on midlatitude airglow: Comparison of satellite and ground-based observations with TIME-GCM predictions. **Journal of Geophysical Research-Space Physics**. v.103, A7, p.14741-14751, 1998.

SHEPHERD, G. G., THUILLIER, G., SOLHEIM, B. H., CHANDRA, S., COGGER, L. L., DUBOIN, M. L., EVANS, W. F. J., GATTINGER, R. L., GAULT, W. A., HERSE, M., HAUCHECORNE, A., LATHUILLIERE, C., LLEWELLYN, E. J., LOWE, R. P., TEITELBAUM, H. and VIAL, F. Longitudinal structure in atomic oxygen concentrations observed with windii on uars. **Geophysical Research Letters**. v.20, 12, p.1303-1306, 1993.

SHIOKAWA, K., OTSUKA, Y., SUZUKI, S., KATOH, T., KATOHL, Y., SATOH, M., OGAWA, T., TAKAHASHI, H., GOBBLI, D., NAKAMURA, T., WILLIAMS, B. P., SHE, C. Y., TAGUCHI, M. and SHIMOMAI, T. Development of airglow temperature photometers with cooled-CCD detectors. **Earth Planets and Space**. v.59, 6, p.585-599, 2007.

SIVJEE, G. G., WALTERSCHEID, R. L. and MCEWEN, D. J. Planetary wave disturbances in the arctic winter mesopause over eureka (80-Degrees-N). **Planetary and Space Science**. v.42, 11, p.973-986, 1994.

SLANGER, T. G., WOOD, B. J., BLACK, G. and OLSON, R. E. Temperature-dependent  $\text{O}(^1\text{S})$  reaction-rate coefficients - implications for atmospheric  $\text{O}(^1\text{S})$  profiles and measurements in pulsating aurorae. **Transactions-American Geophysical Union**. v.53, 11, p.1073-&, 1972.

SNIVELY, J. B., PASKO, V. P. and TAYLOR, M. J. OH and OI airglow layer modulation by ducted short-period gravity waves: Effects of trapping altitude. **Journal of Geophysical Research-Space Physics**. v.115, 2010.

SRIDHARAN, S., TSUDA, T., NAKAMURA, T., VINCENT, R. A., NAKAMURA, T. and EFFENDY A report on radar observations of 5-8-day waves in the

equatorial MLT region. **Journal of the Meteorological Society of Japan.** v.84A, p.295-304, 2006.

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.** 127 p. Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos - SP, 1981.

TAKAHASHI, H.; ABDU, M. A.; WRASSE, C. M.; FECHINE, J.; BATISTA, I. S., PANCHEVA, D.; LIMA, L. M., BATISTA, P. P., CLEMESHA, B. R.,; SHIOKAWA, K.; GOBBI, D.; MLYNCZAK, M. G.; RUSSELL, J. M. Possible influence of ultra-fast Kelvin wave on the equatorial ionosphere evening uplifting. **Earth Planets and Space.** v.61, 4, p.455-462, 2009.

TAKAHASHI, H., BURITI, R. A., GOBBI, D. and BATISTA, P. P. Equatorial planetary wave signatures observed in mesospheric airglow emissions. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics.** v.64, 8-11, p.1263-1272, 2002.

TAKAHASHI, H., SHIOKAWA, K., EGITO, F., MURAYAMA, Y., KAWAMURA, S. and WRASSE, C. M. Planetary wave induced wind and airglow oscillations in the middle latitude MLT region. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics.** v.In press, 2013.

TAKAHASHI, H., WRASSE, C. M., FECHINE, J., PANCHEVA, D., ABDU, M. A., BATISTA, I. S., LIMA, L. M., BATISTA, P. P., CLEMESHA, B. R., SCHUCH, N. J., SHIOKAWA, K., GOBBI, D., MLYNCZAK, M. G. and RUSSELL, J. M. Signatures of ultra fast Kelvin waves in the equatorial middle atmosphere and ionosphere. **Geophysical Research Letters.** v.34, 11, 2007.

TALAAT, E. R., YEE, J. H. and ZHU, X. Observations of the 6.5-day wave in the mesosphere and lower thermosphere. **Journal of Geophysical Research-Atmospheres.** v.106, D18, p.20715-20723, 2001.

TEITELBAUM, H., MASSEBEUF, M., FELLOUS, J. L., PETITDIDIER, M., CHRISTOPHE, J. and 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, Na9, p.7767-7770, 1981.

THAYAPARAN, T., HOCKING, W. K. and MACDOUGALL, J. Amplitude, phase, and period variations of the quasi 2-day wave in the mesosphere and lower thermosphere over London, Canada (43 degrees N, 81 degrees W), during 1993 and 1994. **Journal of Geophysical Research-Atmospheres.** v.102, D8, p.9461-9478, 1997.

THAYAPARAN, T., HOCKING, W. K., MACDOUGALL, J., MANSON, A. H. and MEEK, C. E. Simultaneous observations of the 2-day wave at London (43 degrees N, 81 degrees W) and Saskatoon (52 degrees N, 107 degrees W) near 91 km altitude during the two years of 1993 and 1994. **Annales Geophysicae-Atmospheres Hydrospheres and Space Sciences**. v.15, 10, p.1324-1339, 1997.

TILLU, A. D. Night airglow at Poona. **Proceedings of the Indian National Science Academy**. v.39A, 6, p.12, 1973.

TORRENCE, C. and COMPO, G. P. A practical guide to wavelet analysis. **Bulletin of the American Meteorological Society**. v.79, 1, p.61-78, 1998.

TURNBULL, D. N. and LOWE, R. P. New Hydroxyl Transition-Probabilities and Their Importance in Airglow Studies. **Planetary and Space Science**. v.37, 6, p.723-738, 1989.

VARGAS, F., SWENSON, G., LIU, A. and GOBBI, D. O(S-1), OH, and O-2(b) airglow layer perturbations due to AGWs and their implied effects on the atmosphere. **Journal of Geophysical Research-Atmospheres**. v.112, D14, 2007.

VOLLAND, H. **Atmospheric tidal and planetary waves**. Springer, 1988.

WALTERSCHEID, R. L. and SCHUBERT, G. Dynamical-chemical model of fluctuations in the oh airglow driven by migrating tides, stationary tides, and planetary-waves. **Journal of Geophysical Research-Space Physics**. v.100, A9, p.17443-17449, 1995.

WALTERSCHEID, R. L. Tidal generation of the phase-locked 2-day wave in the southern hemisphere summer by wave-wave interactions. **Journal of Geophysical Research**. v.101, D21, p.26567-26576, 1996.

WALTERSCHEID, R. L., SCHUBERT, G. and STRAUS, J. M. A Dynamical-chemical model of wave-driven fluctuations in the oh nightglow. **Journal of Geophysical Research**. v.92, A2, p.14, 1987.

WARD, W. E. Tidal mechanisms of dynamical influence on oxygen recombination airglow in the mesosphere and lower thermosphere. **Atmospheric Tidal Dynamics and E- and D-Region Physics**. v.21, 6, p.795-805, 1998.

WARD, W. E., OBERHEIDE, J., RIESE, M., PREUSSE, P. and OFFERMANN, D. Tidal signatures in temperature data from CRISTA 1 mission. **Journal of Geophysical Research-Atmospheres**. v.104, D13, p.16391-16403, 1999.



WARD, W. E., A simple model of diurnal variations in the mesospheric oxygen nightglow. **Geophysical Research Letters**. v.26, 23, p.3565-3568, 1999.

WARD, W. E., ROCHON, Y. J., MCLANDRESS, C., WANG, D. Y., CRISWICK, J. R., SOLHEIM, B. H. and SHEPHERD, G. G. Correlations between the mesospheric  $O(S-1)$  emission peak intensity and height, and temperature at 98 km using windii data. **Earths Middle Atmosphere**. v.14, 9, p.57-60, 1994.

WARD, W. E., SOLHEIM, B. H. and SHEPHERD, G. G. Two day wave induced variations in the oxygen green line volume emission rate: WINDII observations. **Geophysical Research Letters**. v.24, 9, p.1127-1130, 1997.

WILLIAMS, C. R. and AVERY, S. Analysis of long-period waves using the mesosphere- stratosphere-troposphere radar at Poker Flat, Alaska. **Journal of Geophysical Research**. v.97, D18, p.855-861, 1992.

WU, D. L., HAYS, P. B. and SKINNER, W. R. Observations of the 5-day wave in the mesosphere and lower thermosphere. **Geophysical Research Letters**. v.21, 24, p.2733-2736, 1994.

YEE, J. H., CROWLEY, G., ROBLE, R. G., SKINNER, W. R., BURRAGE, M. D. and HAYS, P. B. Global simulations and observations of  $O(S-1)$ ,  $O-2((1)Sigma)$  and OH mesospheric nightglow emissions. **Journal of Geophysical Research-Space Physics**. v.102, A9, p.19949-19968, 1997.



## **APÊNDICE A – ESPECTROS WAVELET DAS EMISSÕES**

No Capítulo 6 foram mostrados os espectros wavelet da emissão do O<sub>2</sub>b(0-1) entre 2004 e 2006 referentes às medidas em Sata e Rikubetsu. Por mostrarem basicamente as mesmas informações, os espectros referentes às emissões do OI5577 e OH(6-2), bem como os das temperaturas rotacionais do OH e do O<sub>2</sub>, foram omitidos. Aqui esses espectros serão apresentados.

## A.1 Espectro wavelet do OI5577

As Figuras A.1 e A.2 mostram os espectros wavelet das intensidades da emissão do OI5577 medidas em Rikubetsu e Sata, respectivamente, entre 2004 e 2006.

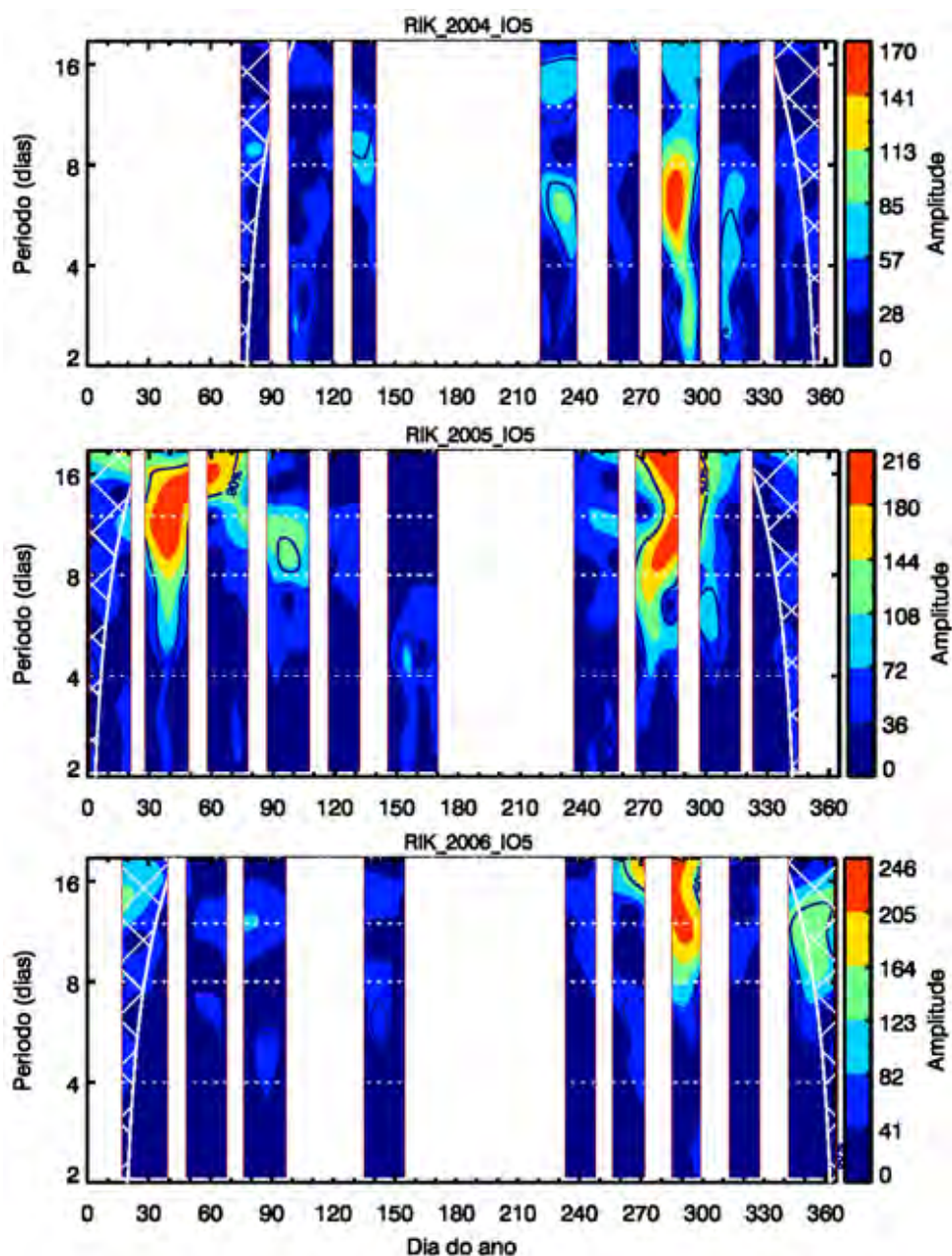


Figura A.1 – Espectro wavelet da intensidade média noturna do OI5577 medida em Rikubetsu entre 2004 e 2006. Retângulos verticais denotam os intervalos de tempo sem observações. As linhas horizontais pontilhadas indicam os períodos de 4, 8 e 12 dias.

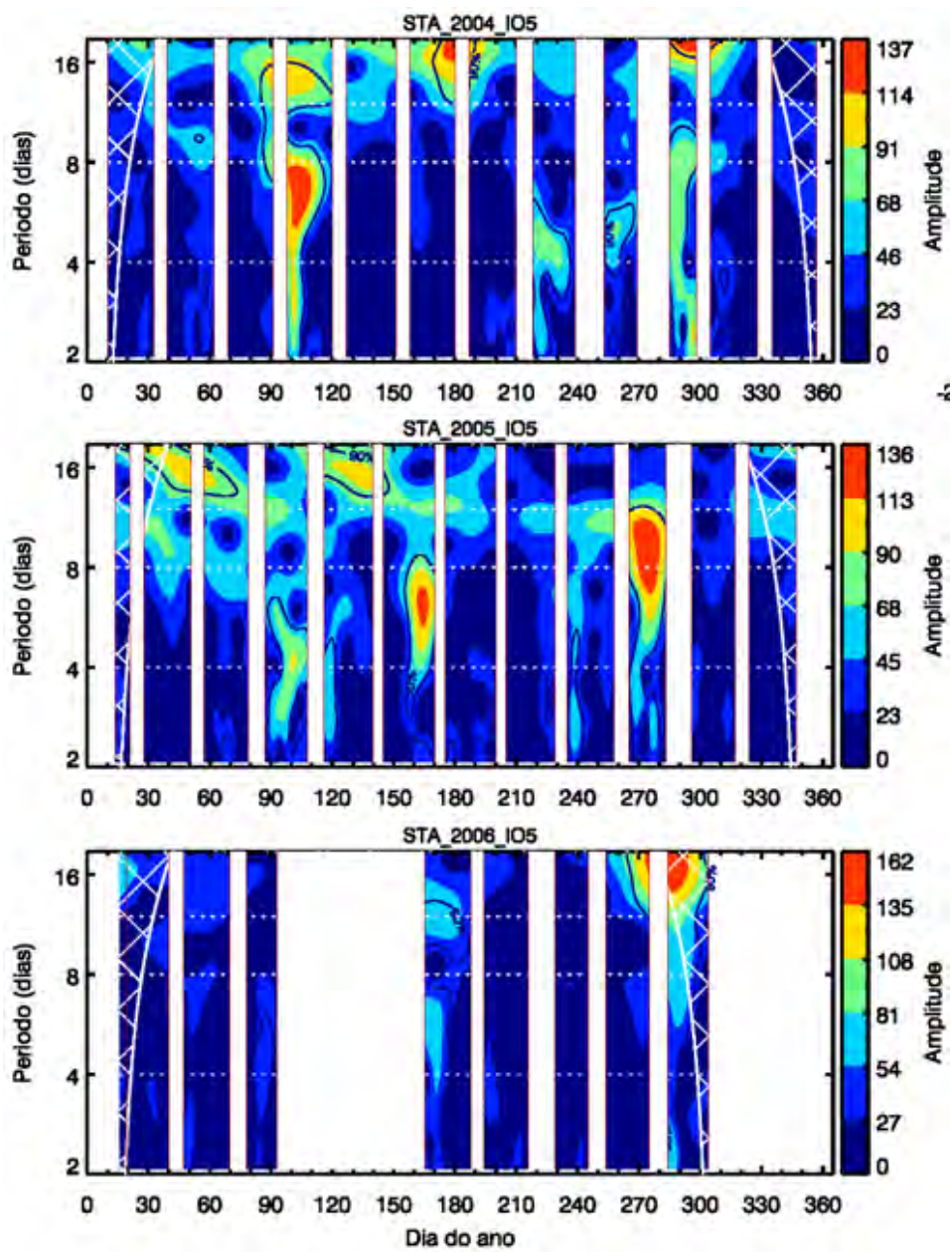


Figura A.2 – Mesmo que a Figura A.1, mas para Sata.

## A.2 Espectro wavelet do OH(6-2)

As Figuras A.3 e A.4 mostram os espectros wavelet das intensidades da emissão do OH(6-2) medidas em Rikubetsu e Sata, respectivamente, entre 2004 e 2006.

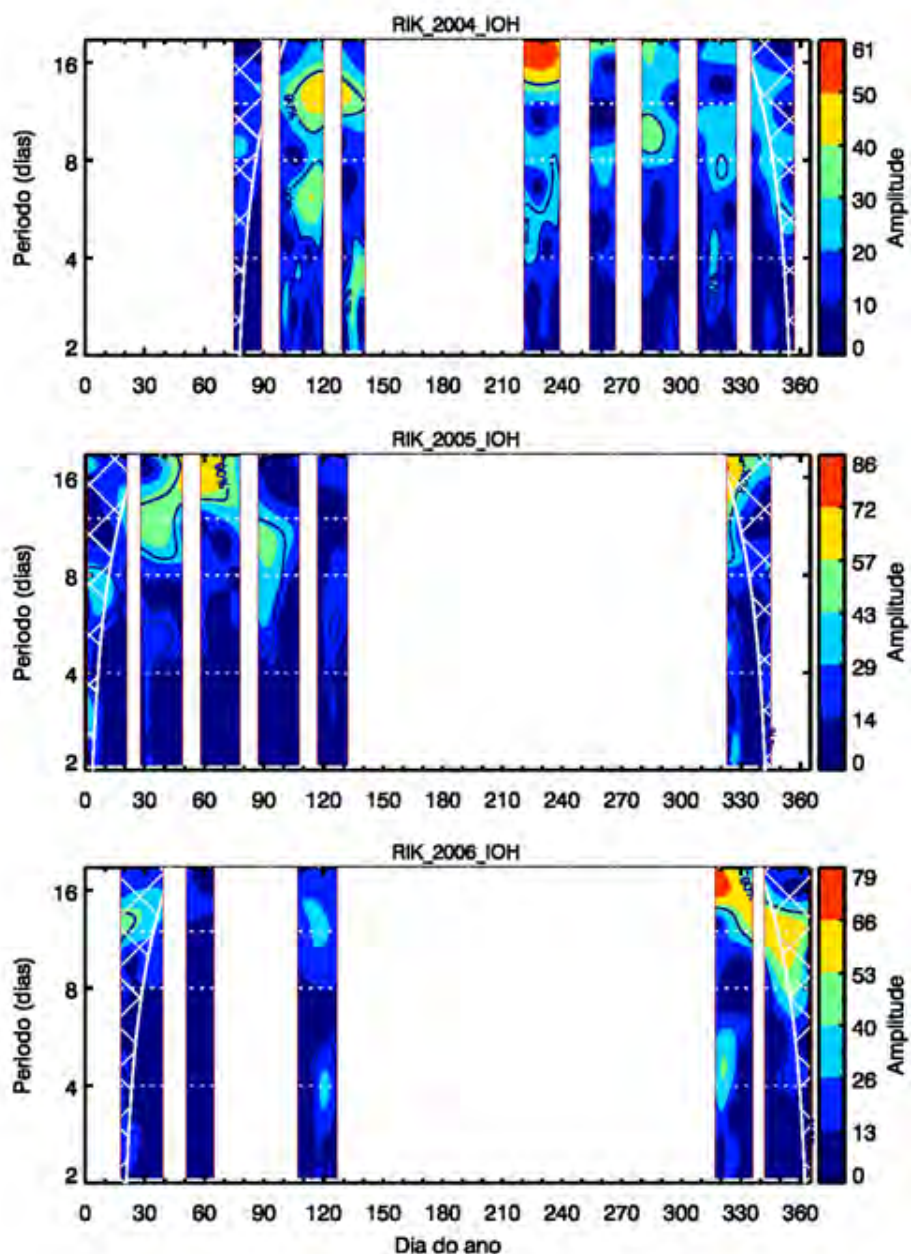


Figura A.3 – Espectro wavelet da intensidade média noturna do OI5577 medida em Rikubetsu entre 2004 e 2006. Retângulos verticais denotam os intervalos de tempo sem observações. As linhas horizontais pontilhadas indicam os períodos de 4, 8 e 12 dias.



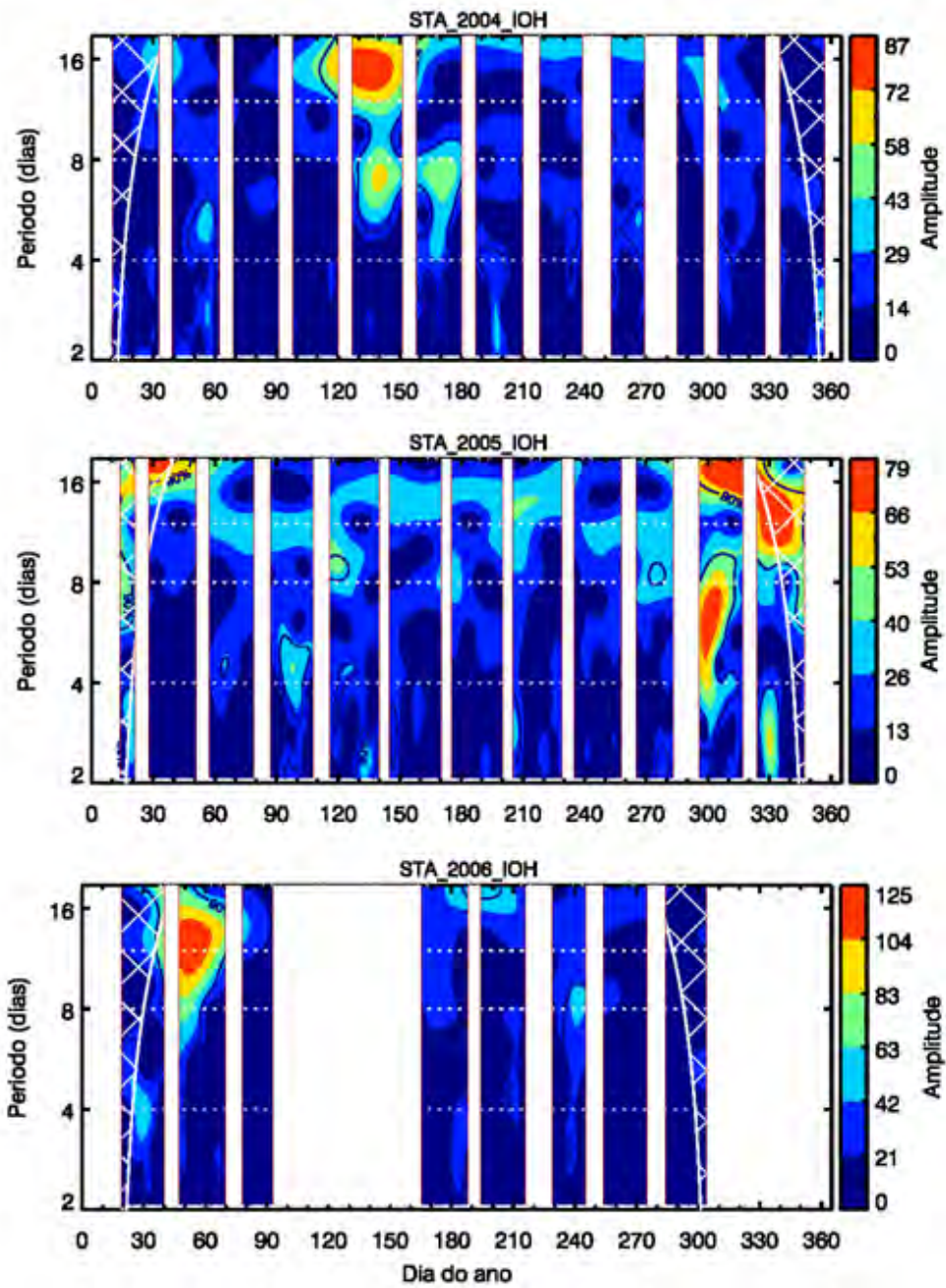


Figura A.4 – Mesmo que a Figura A.3, mas para Sata.

### A.3 Espectro wavelet da temperatura rotacional do OH

As Figuras A.5 e A.6 mostram os espectros wavelet da temperatura rotacional do OH(6-2) medidas em Rikubetsu e Sata, respectivamente, entre 2004 e 2006.

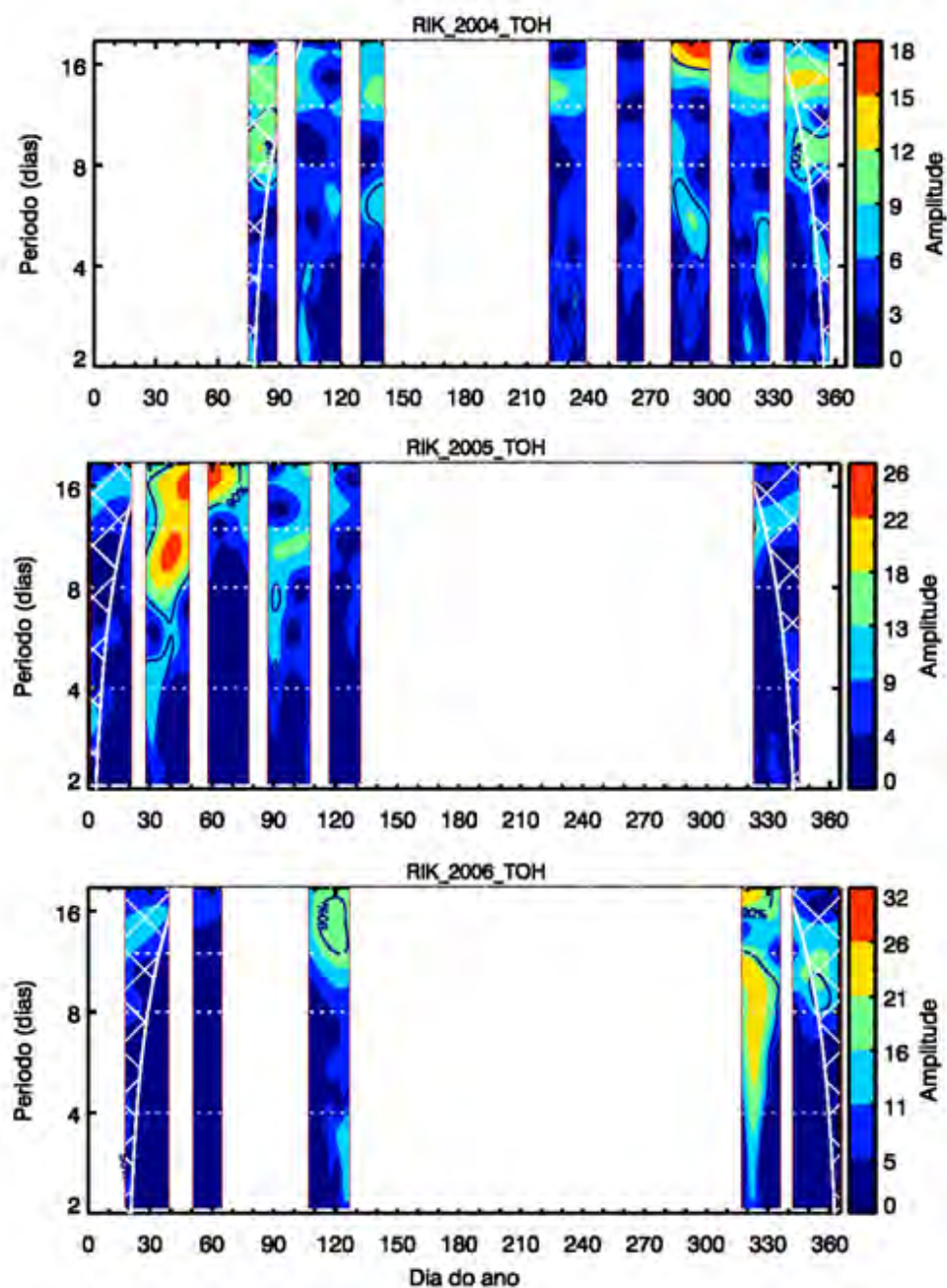


Figura A.5 – Espectro wavelet da temperatura rotacional do OH(6-2) medida em Rikubetsu entre 2004 e 2006. Retângulos verticais denotam os intervalos de tempo sem observações. As linhas horizontais pontilhadas indicam os períodos de 4, 8 e 12 dias.



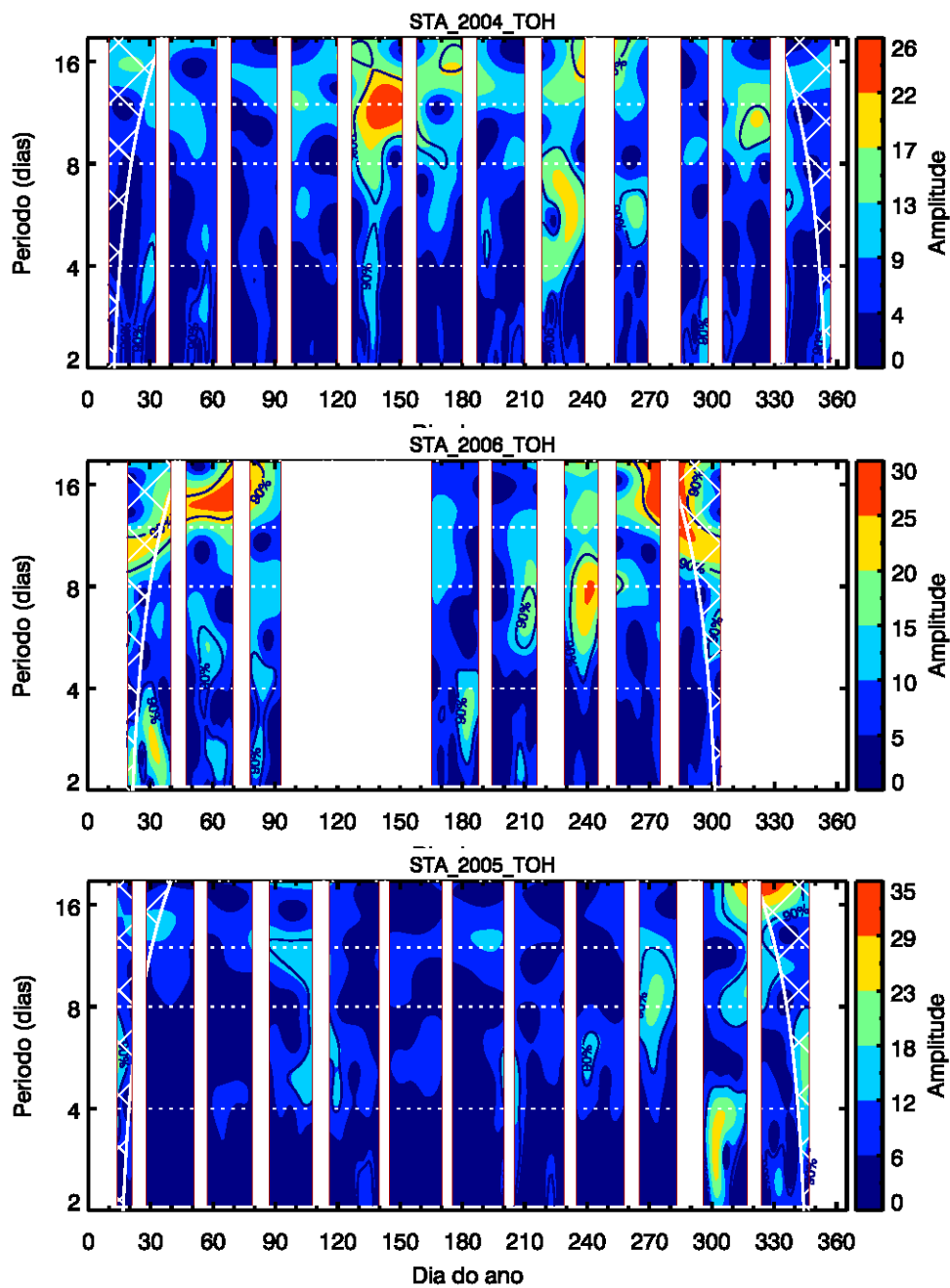


Figura A.6 – Mesmo que a Figura A.5, mas para Sata.

#### A.4 Espectro wavelet da temperatura rotacional do O2

As Figuras A.7 e A.8 mostram os espectros wavelet da temperatura rotacional do O2b(0-1) medidas em Rikubetsu e Sata, respectivamente, entre 2004 e 2006.

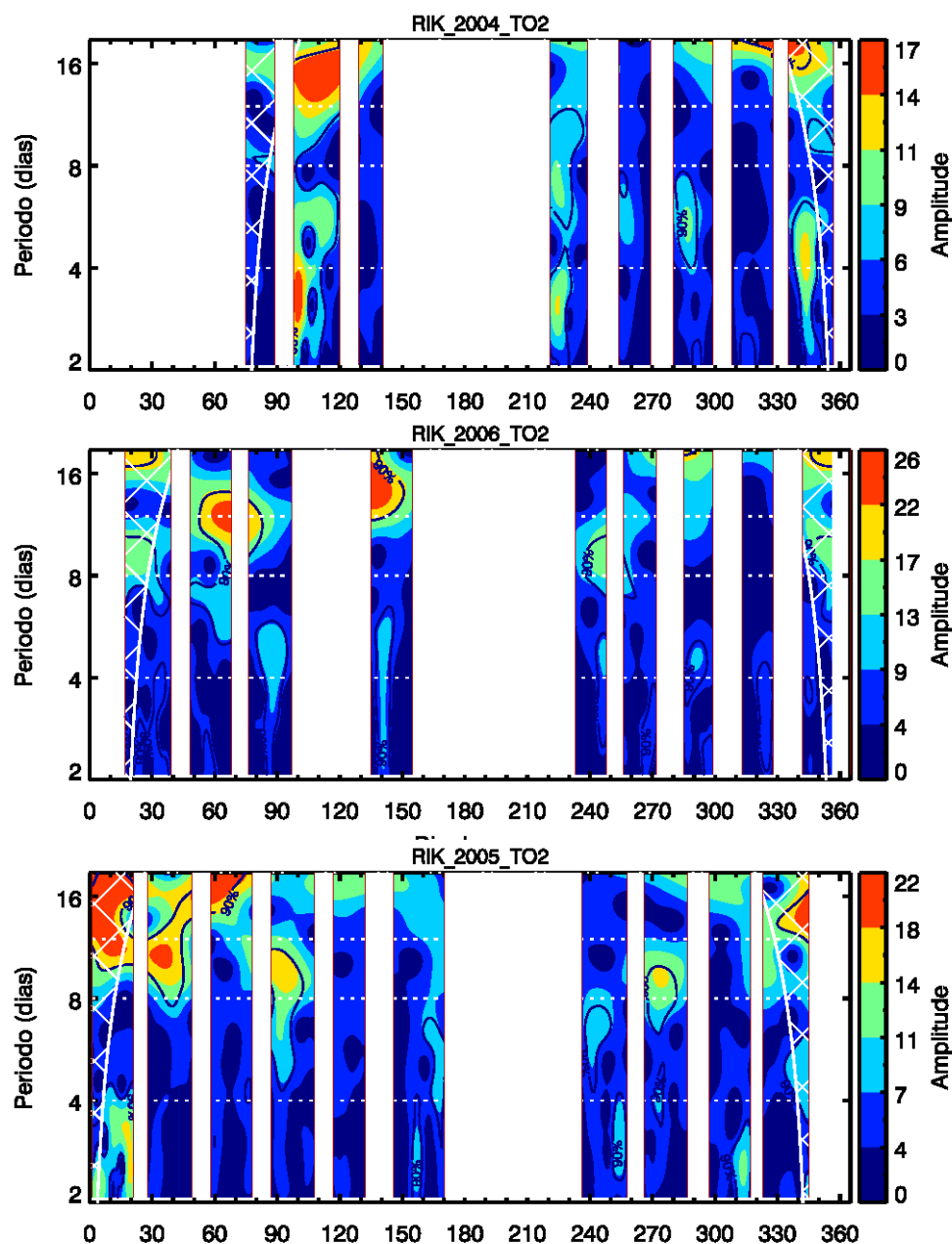


Figura A.7 – Espectro wavelet da temperatura rotacional do O2b(0-1) medida em Rikubetsu entre 2004 e 2006. Retângulos verticais denotam os intervalos de tempo sem observações. As linhas horizontais pontilhadas indicam os períodos de 4, 8 e 12 dias.

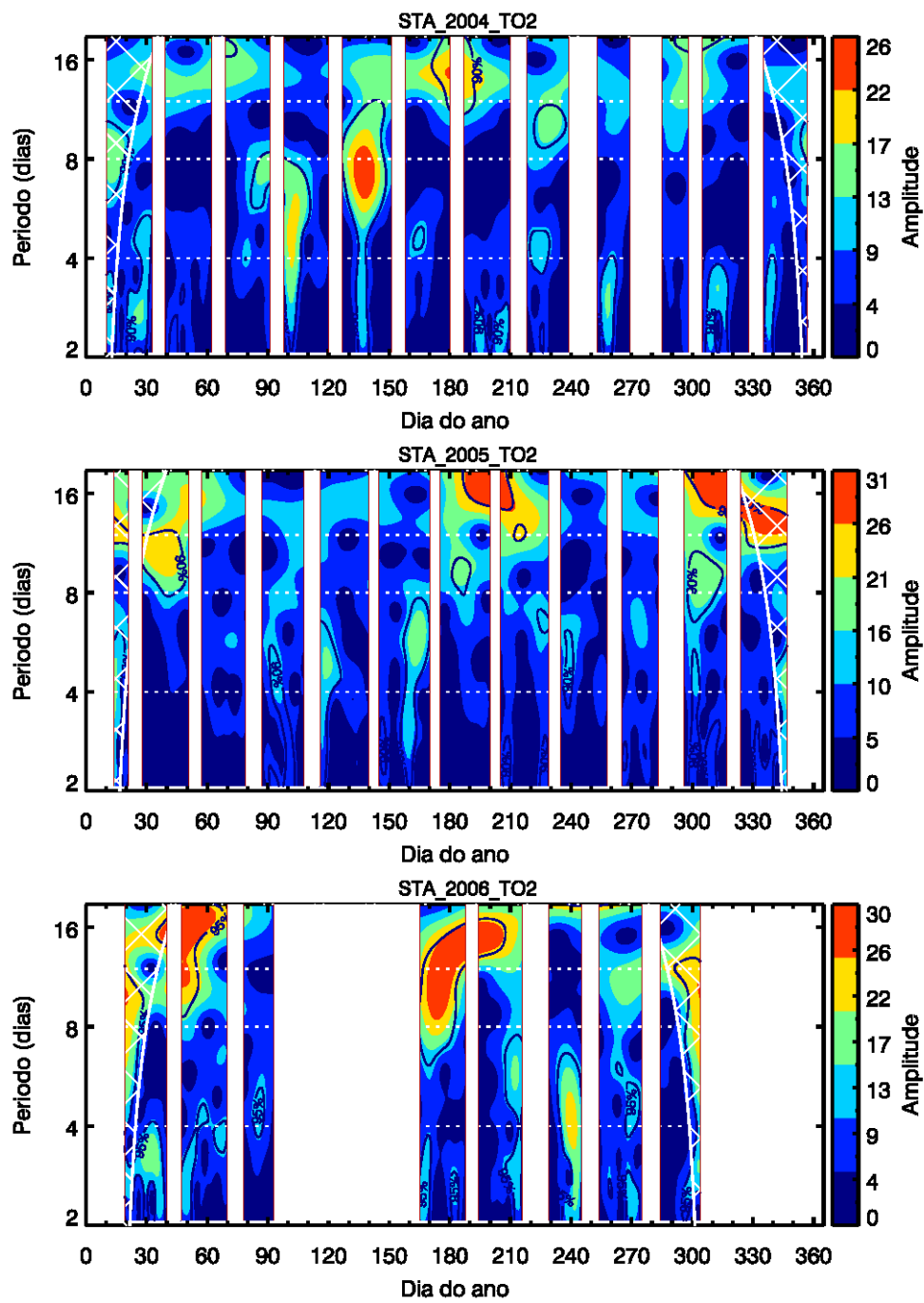


Figura A.8 – Mesmo que a Figura A.7, mas para Sata.

## **PUBLICAÇÕES TÉCNICO-CIENTÍFICAS EDITADAS PELO INPE**

### **Teses e Dissertações (TDI)**

Teses e Dissertações apresentadas nos Cursos de Pós-Graduação do INPE.

### **Manuais Técnicos (MAN)**

São publicações de caráter técnico que incluem normas, procedimentos, instruções e orientações.

### **Notas Técnico-Científicas (NTC)**

Incluem resultados preliminares de pesquisa, descrição de equipamentos, descrição e ou documentação de programa de computador, descrição de sistemas e experimentos, apresentação de testes, dados, atlas, e documentação de projetos de engenharia.

### **Relatórios de Pesquisa (RPQ)**

Reportam resultados ou progressos de pesquisas tanto de natureza técnica quanto científica, cujo nível seja compatível com o de uma publicação em periódico nacional ou internacional.

### **Propostas e Relatórios de Projetos (PRP)**

São propostas de projetos técnico-científicos e relatórios de acompanhamento de projetos, atividades e convênios.

### **Publicações Didáticas (PUD)**

Incluem apostilas, notas de aula e manuais didáticos.

### **Publicações Seriadas**

São os seriados técnico-científicos: boletins, periódicos, anuários e anais de eventos (simpósios e congressos). Constam destas publicações o Internacional Standard Serial Number (ISSN), que é um código único e definitivo para identificação de títulos de seriados.

### **Programas de Computador (PDC)**

São a seqüência de instruções ou códigos, expressos em uma linguagem de programação compilada ou interpretada, a ser executada por um computador para alcançar um determinado objetivo. São aceitos tanto programas fonte quanto executáveis.

### **Pré-publicações (PRE)**

Todos os artigos publicados em periódicos, anais e como capítulos de livros.