

CÁLCULO DO PARÂMETRO η DE KRASSOVSKY DAS EMISSÕES DO AIRGLOW DO O₂(0-1) E OH(6-2)

Amelia Naomi Onohara¹, Hisao Takahashi², Delano Gobbi³ e Kazuo Shiokawa⁴

Recebido em 20 novembro, 2009 / Aceito em 23 agosto, 2010
Received on November 20, 2009 / Accepted on August 23, 2010

ABSTRACT. In this work, the Krassovsky's η parameter, was used to investigate the amplitudes and phases of periodic variations of O₂(0-1) and OH(6-2) airglow emissions. The data set was obtained from photometer measurements at Rikubetsu (43.5°N, 143.8°E), Japan, from March 2004 to August 2005, under collaboration with STEL-LAB (Solar-Terrestrial Environment Laboratory), Nagoya University. The results showed $|\eta| = 5.3 \pm 1.7$ and $\Phi = -40.2^\circ \pm 30.6^\circ$ for O₂ emission, and $|\eta| = 8.0 \pm 4.7$ and $\Phi = -41.9^\circ \pm 41.4^\circ$ for OH emission. There is a good agreement between the results obtained in this work with the previous results. But, it must be emphasized that the models for Φ don't predict the results as good as the models for $|\eta|$. It was found the existence of larger $|\eta|$ values for the OH emission, so that there are few results in literature concerning of this high values. Comparing it with the models of Schubert et al. (1991), it was observed that they have good correlation with the model for a gravity wave with a horizontal wavelength of 100 km.

Keywords: Krassovsky's η parameter, airglow, gravity waves.

RESUMO. Neste trabalho, o parâmetro η de Krassovsky, foi utilizado para investigar as amplitudes e fases das variações periódicas das emissões de *airglow* do O₂(0-1) e do OH(6-2). As observações foram realizadas por meio de fotômetro em Rikubetsu (43,5°N; 143,8°E), Japão, no período compreendido entre março de 2004 e agosto de 2005, em colaboração com o grupo do Laboratório do Ambiente Solar-Terrestre da Universidade de Nagoya (STEL-LAB). Os valores médios obtidos foram de $|\eta| = 5,3 \pm 1,7$ e $\Phi = -40,2^\circ \pm 30,6^\circ$ para a emissão do O₂; e $|\eta| = 8,0 \pm 4,7$ e $\Phi = -41,9^\circ \pm 41,4^\circ$ para a emissão do OH. Em ambas as emissões, houve uma boa concordância dos resultados obtidos com aqueles presentes na literatura. Porém, deve ser enfatizado que os modelos concordam melhor com os valores de $|\eta|$ do que para Φ . Para a emissão do OH, foram obtidos valores de $|\eta|$ mais elevados do que normalmente é verificado em trabalhos experimentais. Esses resultados se ajustam muito bem ao modelo de Schubert et al. (1991), para uma onda de gravidade com comprimento horizontal de 100 km.

Palavras-chave: parâmetro η de Krassovsky, aeroluminescência, ondas de gravidade.

¹Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, Divisão de Aeronomia, Avenida dos Astronautas, 1758, 12245-970 São José dos Campos, SP, Brasil. Tel.: +55(12) 3208-7158; Fax: +55(12) 3208-6990 – E-mail: amelia@laser.inpe.br

²Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, Divisão de Aeronomia, Avenida dos Astronautas, 1758, 12245-970 São José dos Campos, SP, Brasil. Tel.: +55(12) 3208-7145; Fax: +55(12) 3208-6990 – E-mail: hisaotak@laser.inpe.br

³Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, Divisão de Aeronomia, Avenida dos Astronautas, 1758, 12245-970 São José dos Campos, SP, Brasil. Tel.: +55(12) 3208-7144; Fax: +55(12) 3208-6990 – E-mail: delanogobbi@laser.inpe.br

⁴Solar-Terrestrial Environment Laboratory, Nagoya University, Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya, Aichi, 464-8601, Japan. Tel.: +81(52) 747-6419; Fax: +81(52) 747-6323 – E-mail: shiokawa@stelab.nagoya-u.ac.jp

INTRODUÇÃO

Krassovsky (1972) introduziu o parâmetro η com o principal objetivo de estudar a fotoquímica relacionada à produção do OH* (*significa que a molécula da hidroxila está vibra-rotacionalmente excitada), utilizando as oscilações na taxa de emissão e na temperatura rotacional do *airglow* do OH. Para o seu trabalho, observações de ondas de gravidade acústicas provenientes da estação russa de Zvenigorod (55°N; 36°E) foram utilizadas.

O parâmetro η (ou parâmetro de Krassovsky – PK) é uma grandeza complexa que pode ser definida como:

$$\eta = |\eta|e^{i\Phi}, \quad (1)$$

onde:

$$|\eta| = A_I/A_T, \quad (2a)$$

$$\Phi = \Phi_I - \Phi_T. \quad (2b)$$

A_I e A_T são as amplitudes das oscilações observadas na intensidade e na temperatura rotacional, respectivamente. A Equação (2a) é referente à parte imaginária do PK. Φ_I e Φ_T são as fases observadas. Se a perturbação na temperatura antecede à perturbação na intensidade, Φ será positivo; e se a perturbação acontecer primeiro na intensidade, Φ será negativo.

Devido à dependência de PK com os parâmetros de onda, vários trabalhos, teóricos (Walterscheid et al., 1987; Schubert & Walterscheid, 1988; Schubert et al., 1991; Tarasick & Shepherd, 1992a,b; Hickey et al., 1993; Zhang et al., 1993; Makhlof et al., 1995) e observacionais (Hecht & Walterscheid, 1991; Zhang, 1991; Takahashi et al., 1992; Gobbi, 1993; Reisin & Scheer, 1996; Oznovich et al., 1997; Taylor et al., 2001; Taori & Taylor, 2006; Guharay et al., 2008; entre outros), o têm utilizado para estudar a propagação de ondas de gravidade por meio de observações do *airglow*, uma vez que campos da densidade e temperatura são perturbados quando uma onda atravessa uma camada de emissão. Ambas as emissões do O₂(0-1) e OH(6-2) estão situadas na região MLT (do inglês “Mesosphere Lower Thermosphere”, em torno de 80 a 110 km de altitude). A camada de emissão do O₂ situa-se a uma altura de aproximadamente 95 km, enquanto a camada do OH está situada em torno de 86 km.

O principal objetivo deste trabalho é determinar os valores de PK a partir das emissões do OH(6-2) e do O₂(0-1), e comparar os resultados obtidos com resultados observacionais e teóricos presentes na literatura. As observações de ambas as emissões foram realizadas em Rikubetsu (43,5°N; 143,8°E), Japão, no período compreendido entre março de 2004 e agosto

de 2005. Os modelos e os resultados observacionais de PK utilizados para comparação serão descritos na seção seguinte. Desta forma, serão discutidas as coincidências ou diferenças encontradas entre os resultados.

REVISÃO TEÓRICA

Walterscheid et al. (1987), Schubert & Walterscheid (1988), Hickey (1988a,b) e Schubert et al. (1991) desenvolveram uma teoria euleriana para explicar as flutuações observadas no *airglow* do OH devido à passagem de ondas de gravidade pela camada de emissão. A teoria relacionava as oscilações na intensidade e na temperatura do OH a parâmetros de ondas de gravidade. Consequentemente, esses resultados teóricos serviram como base para uma interpretação quantitativa dos resultados observacionais, tais como de Hecht et al. (1987), Viereck & Deehr (1989) e Swenson et al. (1990). Melhorias no modelo foram realizadas e, no modelo Schubert et al. (1991), os autores buscaram estudar como a viscosidade e difusividade térmica *eddy* poderia modificar as intensidades e as temperaturas do *airglow* do OH, considerando uma camada de emissão estendida.

O estudo de Schubert et al. (1991) foi importante não somente pela proposta de completar a teoria, mas também porque os efeitos da viscosidade e difusividade *eddy* são considerados importantes para as flutuações observadas na intensidade e na temperatura do *airglow* induzidas por ondas de gravidade com pequeno comprimento de onda vertical (ondas com comprimento de onda vertical menor ou comparável à espessura da camada emissora – ~13 km para a emissão do OH). As variações de PK devido a essas flutuações são as mais afetadas pelos efeitos de interferência associados com a altura finita do topo da camada de emissão.

Hickey et al. (1993), utilizando o mesmo formalismo adotado por Schubert et al. (1991), calcularam PK para a emissão do O₂. Foi utilizado o modelo de atmosfera não-perturbada de Garcia & Solomon (1985), que forneceu os valores noturnos das densidades numéricas do oxigênio atômico, as densidades médias diurnas dos gases majoritários (N₂ e O₂), a temperatura e as difusividades *eddy*. Os resultados de η foram comparados com aqueles obtidos observacionalmente por Zhang (1991), durante a campanha AIDA (*Arecibo Initiative Dynamics of the Atmosphere*), em Arecibo (18,47°N; 66,72°O), entre abril e maio de 1989. O modelo de Hickey et al. (1993) mostrou como η variava para diferentes períodos, comprimento de onda horizontal, estações do ano e reações químicas. Verificou-se que para um determinado período e comprimento de onda horizontal, não era possível observar diferenças nos parâmetros associados às

ondas evanescentes e às ondas de curto período (~ 1 h e 30 min), quando os efeitos sazonais e as reações químicas eram alterados no modelo.

η para as emissões do OH e do O₂ também foram calculados por meio de diferentes técnicas observacionais, tais como os trabalhos de Hecht & Walterscheid (1991), Zhang (1991), Takahashi et al. (1992), Gobbi (1993), Reisin & Scheer (1996), Oznovich et al. (1997), Taylor et al. (2001), Taori & Taylor (2006) e Guhary et al. (2008). Muito desses resultados foram comparados com os modelos descritos anteriormente. Nos parágrafos seguintes, será dada uma breve descrição dos trabalhos utilizados para comparação com os resultados obtidos neste estudo.

Hecht & Walterscheid (1991) calcularam PK utilizando dados de *airglow* relativos a três noites de observação, obtidos com uma câmera com dispositivo CCD durante a campanha ALOHA 90. Foram observadas tanto as emissões do O₂(0-1) como do OH(6-2), e verificou-se que os valores de η para estas duas emissões estavam próximos, mas não em perfeita concordância com os modelos utilizados para comparação (Tarasick & Hines, 1990; Schubert et al., 1991) de ambas as emissões.

Zhang (1991) calculou PK a partir das observações da banda (0-1) do O₂ pelo MORTI (*Mesopause Oxygen Rotational Temperature Imager*), durante a campanha AIDA 89. Foi verificado que os valores de $|\eta|$ estavam entre 3,5 e 5,5, e que as flutuações na taxa de emissão e na temperatura estavam praticamente em fase. Parâmetros de ondas, tais como os comprimentos de onda vertical e horizontal, além da velocidade de fase, foram também calculados.

Gobbi (1993) estudou PK a partir de observações do *airglow* das emissões do O₂(0-1) e do OH(9-4), realizadas em Cachoeira Paulista (22,7°S; 45,0°O). O autor desenvolveu uma interpretação teórica de η semelhante ao de Schubert et al. (1991), mas diferenciando-se deste através da inclusão dos efeitos de *quenching*. Os resultados obtidos por Gobbi (1993) foram comparados com os resultados obtidos por Hines & Tarasick (1987), Viereck & Deehr (1989) e Zhang (1991).

Reisin & Scheer (1996) calcularam PK para as emissões do O₂(0-1) e do OH(6-2). Os autores utilizaram aproximadamente 100 noites de observação realizadas nas localidades de El Leoncito (37,1°S; 69°O) e El Arenosillo (37,1°N; 6,7°O). Os resultados de PK obtidos por Reisin & Scheer (1996) foram comparados com os modelos de Hines & Tarasick (1987), Tarasick & Hines (1990), Tarasick & Shepherd (1992a,b), onde verificou-se uma boa concordância entre os valores teóricos e observacionais.

Taylor et al. (2001) calcularam PK para oscilações terdiurnas, utilizando dados referentes à intensidade e a temperatura da

emissão do OH(6-2). As observações foram realizadas em Ft. Collins (41°N; 105°O) e Albuquerque (35°N; 107°O) durante os anos de 1996 e 1997, por um sistema de imageamento de alta performance (CEDAR "Mesospheric Temperature Imager"). $|\eta|$ variou de 2 a 10, enquanto η variou de -11° a -94° .

Taori & Taylor (2006) calcularam o parâmetro η utilizando dados do *airglow* do O₂(0-1) observados em Mauí, Hawaii (20,8°N; 156,2°O). $|\eta|$ variou de 0,5 a 10 apresentando uma tendência crescente com o período da onda; já a diferença de fase, Φ mostrou uma tendência decrescente com o período da onda, variando de $+75^\circ$ a -100° . Observou-se uma boa concordância com outros valores obtidos experimentalmente, porém, quando comparados com o modelo de Hickey et al. (1993) para comprimentos horizontais de onda de 500 e 1000 km, observou-se também que os resultados de PK concordavam somente em tendência com os valores teóricos.

INSTRUMENTAÇÃO

As intensidades e as temperaturas rotacionais das emissões do O₂(0-1) e do OH(6-2), foram observadas em Rikubetsu (43,5°N; 143,8°E), Japão, no período compreendido entre março de 2004 e agosto de 2005. As observações foram realizadas por um fotômetro com dispositivo CCD construído pela equipe dos professores Dr. Tadahiko Ogawa e Dr. Kazuo Shiohawa, do Laboratório do Ambiente Solar-Terrestre (STEL-LAB), da Universidade de Nagoya, como parte de um programa de cooperação que este grupo mantém com o grupo LUME do INPE.

O fotômetro utilizado constitui um dos três fotômetros construídos pela equipe da Universidade de Nagoya. Além de Rikubetsu, observações foram realizadas em Sata (31,0°N; 130,7°E) Japão, e em Kototabang (0,2°S; 100,3°E) Indonésia. A calibração destes três instrumentos ocorreu em Platteville, Colorado (40,2°N; 104,8°O), entre setembro e novembro de 2003. Os fotômetros têm uma ótica basicamente similar à configuração do SATI (*Spectral Airglow Temperature Imager*), que utiliza um detector CCD para obtenção de imagens das linhas de *airglow* em forma de círculos concêntricos, através do escaneamento espectral na direção radial. O MORTI e o SATI utilizam um espelho côncavo no topo da ótica do instrumento para obter a informação azimutal do céu.

O detector CCD possui uma matriz de 512 \times 512 pixels, e foi fabricado pela Hamamatsu Photonics (modelo: C4880-30-24A). A CCD tem uma eficiência quântica superior a 90% em comprimentos de onda no visível, e superior a 60% em torno de 850 nm. O tamanho de um pixel é de 24 μ m, de modo que a área da CCD é de 12,288 mm \times 12,288 mm. Para melhorar a

relação sinal/ruído, foi utilizado o método de “binning” 4×4 , gerando como saída da CCD, uma imagem de 64×64 pixels. Por meio de um refrigerador termoelétrico, a superfície da CCD é resfriada até temperaturas inferiores a -60°C . O ruído de fundo é menor que 1 elétron/pixel/s, enquanto a relação sinal/ruído é de ~ 10 elétrons.

A ótica básica consiste de um filtro de $50\text{ mm}\phi$ e de uma lente Canon F0,95. Os raios de luz que passam através do filtro de interferência com ângulos de incidência de 0° e $19,1^\circ$ estão focados no centro e nas bordas da CCD, respectivamente. Desta forma a saída da CCD são imagens de círculos concêntricos correspondentes aos comprimentos de ondas próximos ao comprimento de onda original de uma determinada emissão do *airglow*.

A lente Fresnel (distância focal: 50 mm , diâmetro: 69 mm) foi introduzida para suavizar as estruturas no céu, tais como as estrelas e aquelas relacionadas a ondas de gravidade. Se a lente Fresnel fosse removida, essas estruturas seriam projetadas na CCD juntamente com as franjas de interferência, não permitindo uma medida tão precisa das intensidades das linhas. Utilizando a lente Fresnel, o céu é completamente desfocado e a imagem do topo da abertura ($28,7\text{ mm}\phi$) da ótica é projetada sobre a CCD.

A luz incidente passa através do filtro com um ângulo máximo de 16° (ângulo de visão do fotômetro), que corresponde a uma área circular com um diâmetro de $\sim 50\text{ km}$, em altitudes onde estão localizadas as emissões do OH e do O₂. Assim, o fotômetro mede as temperaturas rotacionais e as taxas de emissão do *airglow* sobre uma área zenital com ângulos menores que 16° . Essas configurações são basicamente idênticas para os três fotômetros.

Cada um destes três fotômetros possui 10 filtros com especificações idênticas. Para medidas da temperatura rotacional do O₂(0-1) e do OH(6-2), dois filtros semelhantes foram utilizados em cada fotômetro, de modo a fazer a calibração cruzada e para monitorar uma possível degradação dos filtros durante uma observação prolongada. As linhas de referência para as bandas do O₂(0-1) e para o OH(6-2) foram tomadas em $866,0595\text{ nm}$ e $846,5555\text{ nm}$, com largura da banda de $0,7\text{ nm}$ e $0,25\text{ nm}$, respectivamente. O tempo de exposição para cada uma dessas emissões foi de 60 s , e considerando o tempo de exposição de outros filtros, a resolução em tempo para cada uma das imagens das emissões do O₂(0-1) e do OH(6-2) foi $5,5\text{ min}$. Além de medir as temperaturas rotacionais das emissões do *airglow* do O₂(0-1) e OH(6-2), o fotômetro também mede as linhas $557,7\text{ nm}$, $630,0\text{ nm}$, $777,4\text{ nm}$ do oxigênio atômico, e a linha $589,3\text{ nm}$ do sódio. Linhas aurorais também podem ser observadas, tais como as linhas $427,8\text{ nm}$ do N₂, e $486,1\text{ nm}$ da linha H β , associadas

às emissões atmosféricas devido à precipitação de partículas energéticas da corrente de anel.

Para calcular a temperatura rotacional e a intensidade do *airglow* das imagens do fotômetro, é necessário obter basicamente dois parâmetros: a transmissão espectral ($T_i(\lambda)$) e a sensibilidade absoluta (a_i). Os círculos concêntricos foram integrados na direção azimutal. Desta forma, o número de pixels i indica a distância radial do centro do círculo. O intervalo da sensibilidade variou de $0,5$ a $2,5\text{ cont/R/s}$, dando uma estimativa de que uma exposição de 60 s de 100 R de *airglow* produziria de 3000 - 15000 contagens. Para o OH a sensibilidade foi de $\sim 1,1\text{ cont/R/s}$ (filtro 1), e $\sim 1,6\text{ cont/R/s}$ (filtro 2). Para a emissão do O₂, as sensibilidades foram de $\sim 0,65\text{ cont/R/s}$ (filtro 4), e $\sim 0,75\text{ cont/R/s}$ (filtro 3). O comprimento de onda utilizado para o cálculo da temperatura foi entre $840,7$ e $847,7\text{ nm}$ para a emissão do OH(6-2), e entre $865,91$ e $867,07\text{ nm}$ para a emissão do O₂(0-1). Detalhes adicionais relacionados à obtenção desses parâmetros podem ser encontrados em Shiokawa et al. (2007).

RESULTADOS E DISCUSSÕES

Dentro do período de observação, entre março de 2004 e agosto de 2005, foram selecionadas as noites que possuíam tempo de observação maior ou igual a 4 horas. Este critério foi adotado para que os períodos de onda a serem utilizados fossem inicialmente superiores ou iguais a 2 horas. Noites com lacunas entre os dados superiores a duas horas também foram descartadas, pois poderiam prejudicar a utilização de métodos de análise espectrais para identificação de oscilações com períodos maiores que 1 hora. Assim, foram validadas para este estudo, 146 e 155 noites de observação para as emissões do O₂ e do OH respectivamente. A Figura 1 mostra a distribuição mensal do número de noites selecionadas. Nenhuma observação do O₂ foi realizada durante os meses de junho e julho de 2004.

Nas Figuras 2 e 3, as séries temporais das temperaturas e das intensidades das emissões do O₂ e do OH, obtidas durante todo o período de observação, foram plotadas sem interpolação em função dos instantes em que os valores foram observados. O tempo é dado em UT (para a localidade de Rikubetsu tem-se que $UT=LT-0900$). A temperatura é dada em K, enquanto a intensidade de emissão é dada em R ($1\text{ R} = 10^6\text{ fótons cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ coluna). As linhas e as barras em destaque representam as médias e os desvios calculados para os instantes em que as observações foram realizadas. As intensidades e temperaturas da emissão do O₂ estão representadas nas Figuras 2a e 2b, cujas médias e desvios padrões foram de $18,36\text{ R} \pm 7,42\text{ R}$ e $206,28\text{ K} \pm 11,90\text{ K}$, respectivamente. O intervalo de confiança calculado para o

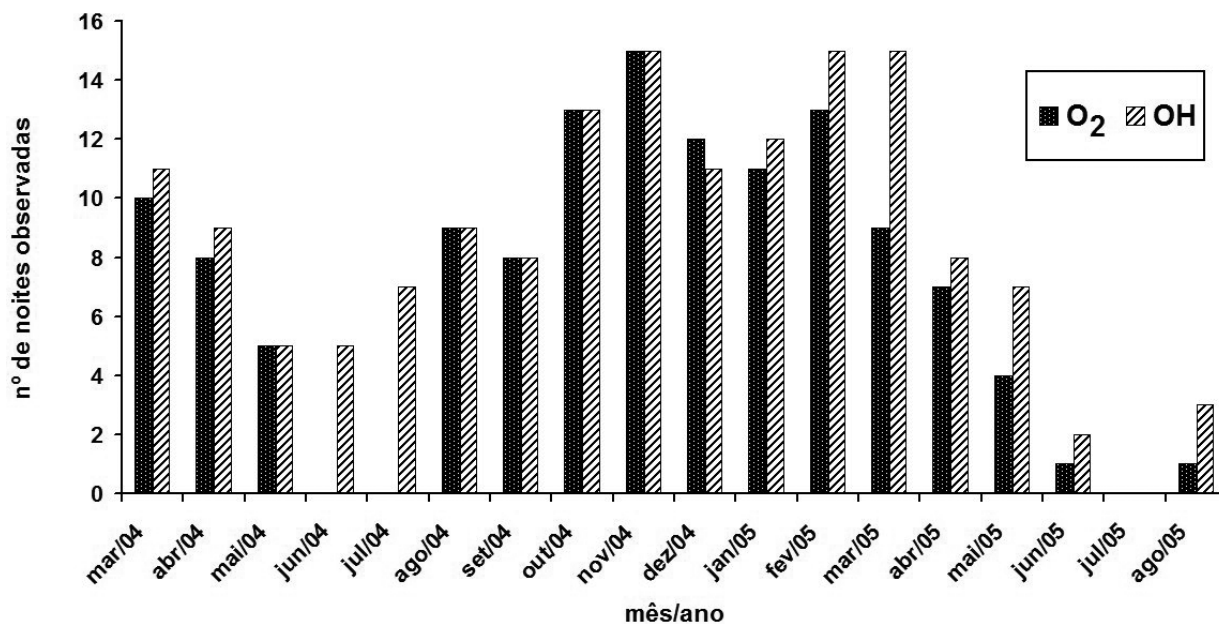


Figura 1 – Agrupamento mensal do número de noites observadas neste estudo. As medidas das intensidades e temperaturas rotacionais do *airglow* O₂(0-1) e do OH(6-2) foram realizadas no período compreendido entre março de 2004 e agosto de 2005, em Rikubetsu (43,5°N; 143,8°E). Cada uma das noites utilizadas deveria ter no mínimo 4 horas de observação contínua para que um período mínimo de duas horas fosse obtido. No mês de julho de 2005, nenhuma observação foi utilizada, pois as séries temporais obtidas para ambas as emissões não se enquadravam nos critérios adotados para este estudo.

O₂ foi de 0,16 R para a intensidade e 0,26 K para a temperatura. As Figuras 3a e 3b representam as intensidades e temperaturas do OH, e as médias e os desvios padrões calculados foram de $87,20 \text{ R} \pm 26,72 \text{ R}$ e $197,84 \text{ K} \pm 13,10 \text{ K}$, respectivamente, enquanto o intervalo de confiança calculado para a intensidade foi de 0,44 R e de 0,21 K para a temperatura. Os baixos valores observados para as intensidades de ambas as emissões do O₂ e do OH, devem-se à forma de como elas foram calculadas, ou seja, as intensidades foram obtidas considerando apenas algumas linhas das emissões: P₁(2) e P₁(4) para a emissão do OH, e as linhas entre 865,91 e 867,07 nm para a emissão do O₂. Segundo Shiohawa et al. (2007), a não utilização de outras linhas deve-se ao fato delas serem facilmente contaminadas por outras emissões do *airglow*.

As séries temporais da intensidade e da temperatura foram analisadas para cada uma das noites. Os pontos considerados “espúrios”, como por exemplo, aqueles pontos relacionados a uma variação brusca na intensidade de fundo (BG), foram retirados da série de dados. As Figuras 4a e 4b mostram respectivamente, a intensidade e a temperatura da emissão do O₂ para a noite de 17 de setembro de 2004. A intensidade apresentou máximo em torno de 20 R a aproximadamente 12 UT, e mínimo em torno de 6 R as 19 UT. Já a temperatura máxima estava em torno de 200 K a aproximadamente 9:30 UT, e mínima em torno

de 170 K a aproximadamente 17:30 UT. Esta noite será utilizada como exemplo neste trabalho com a finalidade de explicar o processo de cálculo de η para as emissões do O₂ e do OH.

Neste trabalho, pretende-se estudar as variações nas intensidades e nas temperaturas do *airglow* em torno de seu estado básico. Desta forma, foram calculados os desvios das séries temporais pela seguinte fórmula (Zhang, 1991):

$$z_i = \frac{h_i - h_0}{h_0} \quad (3)$$

onde $i = 0, 1, 2, \dots, n$, onde n representa o número total de observações realizadas em uma determinada noite. h_i representa os valores absolutos da intensidade ou da temperatura de cada emissão, enquanto h_0 representa média obtida de qualquer um desses parâmetros para cada noite.

Para a obtenção dos períodos, as séries temporais da intensidade e temperatura foram submetidas ao periodograma de Lomb Scargle (Scargle, 1982). O periodograma de Lomb Scargle (PLS) é um método de análise espectral que possibilita a identificação dos períodos de uma determinada série temporal. A série temporal não precisa estar igualmente espaçada para que seja submetida ao PLS.

Após a obtenção dos períodos, as amplitudes e fases das intensidades e das temperaturas foram calculadas por meio do

ajuste de mínimos quadrados. Para que o cálculo de PK fosse realizado, foi preciso primeiramente comparar os períodos da intensidade com os períodos da temperatura (identificados para uma mesma noite), e verificar se os valores estavam próximos (pois estamos supondo que uma mesma onda perturba tanto a intensidade como a temperatura do *airglow*). As noites utilizadas neste estudo foram escolhidas uma a uma com base na proximidade dos valores entre os períodos das intensidades e das temperaturas, ou seja, a diferença entre um período e outro deveria ser de $\sim 15\%$. Este critério foi utilizado a partir de uma análise “visual” de cada uma das noites que mostraram periodicidades semelhantes na intensidade e temperatura. Além disso, o coeficiente de correlação (r) entre as curvas de ajuste (calculadas por mínimos quadrados, e representadas pelas linhas pontilhadas) e as observações deveria ser superior a 0,5.

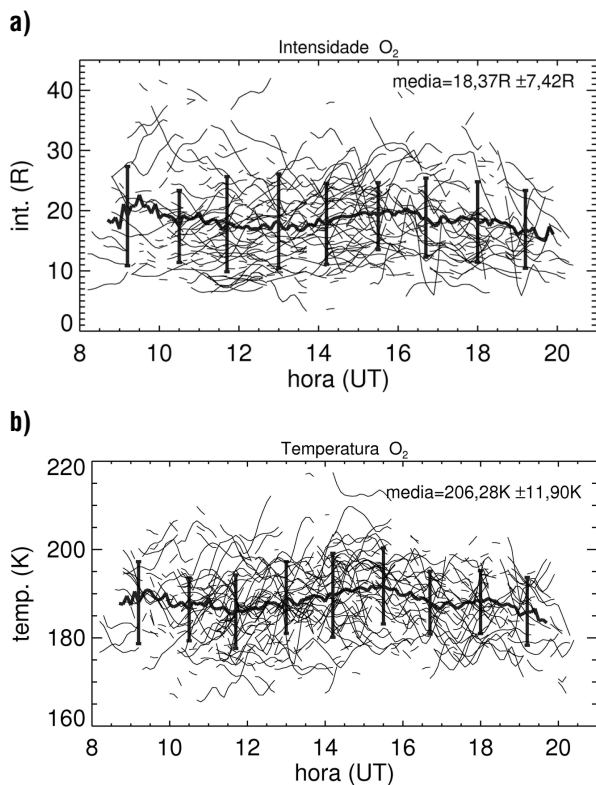


Figura 2 – Variações noturnas da intensidade (Fig. 2a) e da temperatura rotacional (Fig. 2b) da emissão do O₂ durante todo o período de observação. Em destaque estão as médias e os desvios padrões calculados para os instantes em que as observações noturnas foram realizadas. Os cálculos foram realizados para os horários compreendidos entre 8 e 20 UT porque a maior parte das séries noturnas possuía um número maior de observações compreendidas neste horário. As médias e os desvios padrões obtidos para a intensidade e temperatura da emissão do O₂, considerando todas as noites observadas foi de 18,37 R \pm 7,42 R para a intensidade, e 206,28 K \pm 11,90 K para a temperatura. O intervalo de confiança calculado foi de 0,16 R para a intensidade e de 0,26 K para a temperatura.

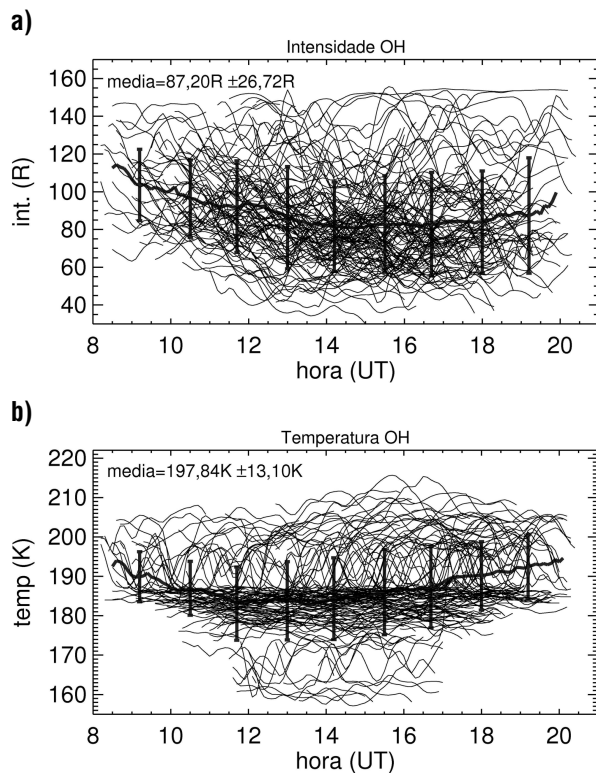


Figura 3 – Idem a Figura 2, porém para a emissão do OH. Para a emissão do OH, considerando todas as noites observadas, as médias e os desvios padrões calculados para a intensidade e temperatura foram de 87,20 R \pm 26,72 R e 197,84 K \pm 13,10 K, respectivamente. O intervalo de confiança foi de 0,44 R para a intensidade e de 0,21 K para a temperatura.

Desta forma, foi possível calcular $|\eta|$ e Φ utilizando as Equações (2a) e (2b). O processo de obtenção de PK obedeceu os critérios descritos nos parágrafos anteriores, e foi o mesmo adotado tanto para a emissão do O₂ como para a emissão do OH. Como exemplo, segue-se a noite de 17 de setembro de 2004, que retornou $|\eta| = 5,04 \pm 0,34$ e $\Phi = -48,81^\circ \pm 3,74^\circ$, como mostra a Figura 5. Nesta figura, encontram-se as oscilações da intensidade e temperatura plotadas juntamente com as suas respectivas curvas de ajuste (Figs. 5a e 5b). O coeficiente de correlação r entre as observações e a curva de ajuste foi de 0,95 para a intensidade e de 0,94 para a temperatura, estando dentro do limite de $r > 0,5$ considerado. As Figuras 5c e 5d mostram os periodogramas de Lomb Scargle obtidos para a intensidade e temperatura, respectivamente. Para a intensidade, verifica-se um pico em 10,96 h, e para a temperatura, em 10,58 h. Estes períodos serviram como parâmetros de entrada no processo de mínimos quadrados para a obtenção das amplitudes e das fases da intensidade e temperatura das emissões utilizadas neste estudo.

Para que outras oscilações fossem identificadas nesta mesma noite, optou-se novamente em utilizar o Lomb Scargle. A

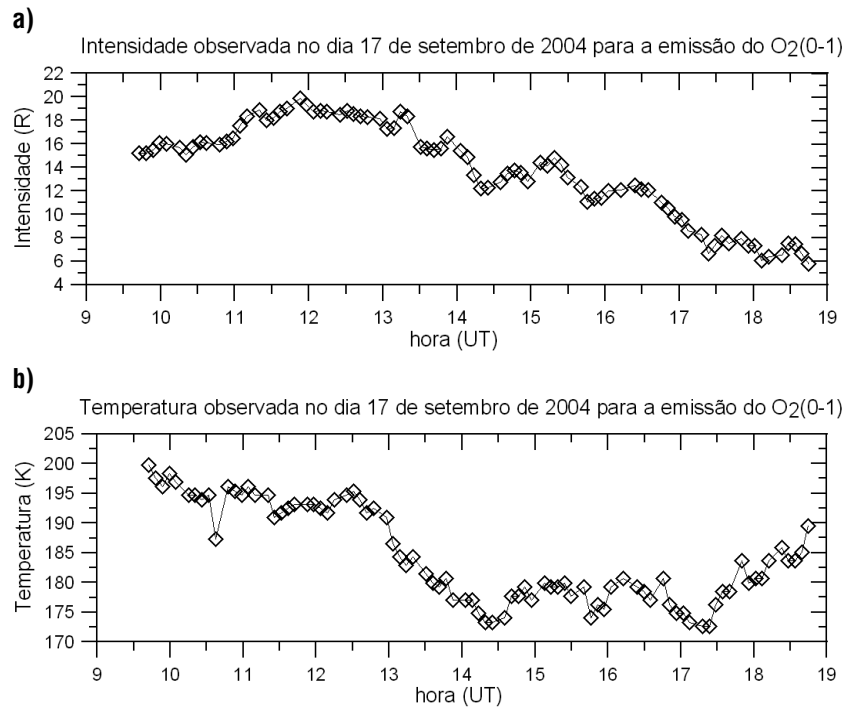


Figura 4 – A Figura 4a mostra a intensidade de emissão (em Rayleigh) para emissão do $O_2(0-1)$ para a noite do dia 17 de setembro de 2004. A Figura 4b ilustra a série noturna da temperatura (em Kelvin) obtida para esta mesma noite. A noite de 17 de setembro de 2004 foi utilizada neste trabalho com a finalidade de exemplificar os processos de obtenção de PK para ambas as emissões do $O_2(0-1)$ e $OH(6-2)$.

utilização do periodograma por mais de uma vez não é obrigatória, no entanto, como a maioria das noites apresentava inicialmente oscilações acima de 8 horas, decidiu-se em utilizar o PLS novamente, visto que essas grandes oscilações geralmente mascaravam oscilações menores, não sendo possível assim uma boa visualização destes no primeiro periodograma. Desta forma, as curvas de ajuste foram subtraídas da série temporal para que os resíduos obtidos fossem submetidos novamente ao PLS. Os passos utilizados para o cálculo de $|\eta|$ e Φ são idênticos àqueles descritos no parágrafo anterior, porém é importante salientar que o pico indicado pelo PLS não pode ser uma oscilação “artificial” gerada no processo de obtenção do resíduo, ou seja, este pico deve aparecer também no PLS da primeira oscilação.

Assim, os resultados de PK para a segunda oscilação para a noite de 17 de setembro de 2004 foram $|\eta| = 6,68 \pm 1,38$ e $\Phi = -9,84^\circ \pm 12,07^\circ$. A Figura 6 ilustra estes resultados, juntamente com os resíduos da intensidade (Fig. 6a) e da temperatura (Fig. 6b) com os seus respectivos periodogramas (Figs. 6c e 6d, respectivamente). Assim, para esta noite, foram obtidos dois valores de PK, relacionados a dois períodos distintos: ~ 10 e 3 horas. Tentou-se ainda encontrar uma terceira oscilação, mas

em nenhuma das noites utilizadas para análise isto foi possível, pois dificilmente todas as condições estabelecidas para o cálculo de PK eram obedecidas.

Com base na metodologia descrita na seção anterior, PK foi calculado e plotado em função do período da onda para ambas as emissões do O_2 e OH , como mostram as Figuras 7 e 8, respectivamente. $|\eta|$ e Φ mostram-se mais espalhados para o O_2 ; o contrário é visto para a emissão OH , onde a maioria dos resultados está relacionada às oscilações com períodos menores que 6 horas. As médias obtidas para $|\eta|$ e Φ também aparecem nas Figuras 7 e 8, juntamente com os respectivos desvios. Para o O_2 as médias e os desvios padrões obtidos para $|\eta|$ e Φ foram de $5,3 \pm 1,7$ e $-40,2^\circ \pm 30,6^\circ$, respectivamente. Já o intervalo de confiança foi de $0,43$ para $|\eta|$ e $7,74^\circ$ para Φ . Com relação à emissão do OH , as médias e os desvios padrões para $|\eta|$ e Φ foram de $8,0 \pm 4,7$ e $-42,0^\circ \pm 41,4^\circ$, respectivamente. Os intervalos de confiança calculados para esta emissão foram de $0,99$ para $|\eta|$ e $8,75^\circ$ para Φ .

Verifica-se também que as fases das duas emissões são na sua maioria negativas, o que significa que a perturbação da onda de gravidade é vista primeiramente na temperatura do *airglow*. Segundo Liu & Swenson (2003), a fase da temperatura sempre

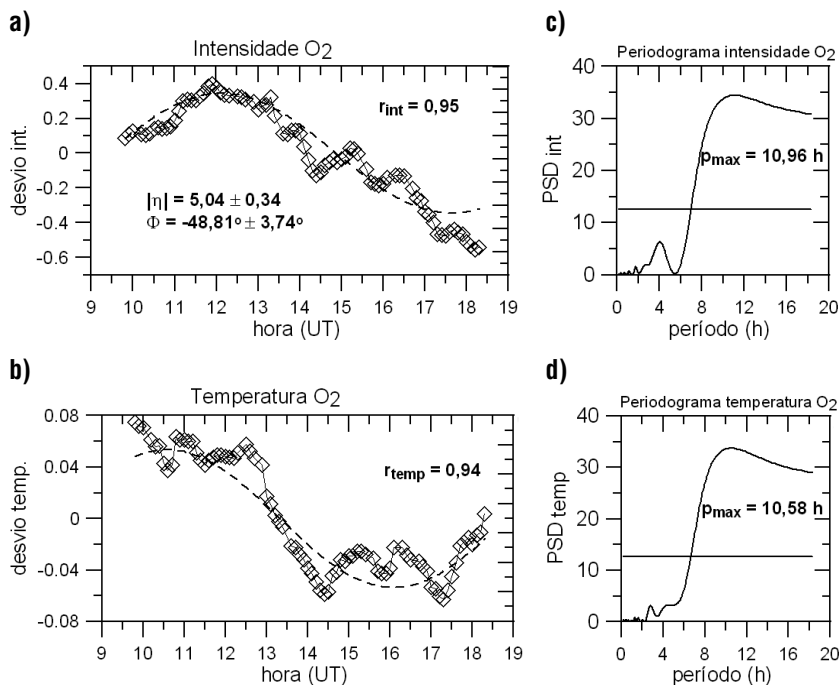


Figura 5 – Desvios da intensidade (Fig. 5a), temperatura (Fig. 5b), e seus respectivos periodogramas de Lomb Scargle (Figs. 5c e 5d, respectivamente), obtidos para a noite de 17 de setembro de 2004 para a emissão do O₂. No gráfico, estão presentes também os resultados de $|\eta|$ e r_{int} e r_{temp} são os coeficientes de correlação entre os desvios e as curvas de ajuste da intensidade e temperatura, respectivamente.

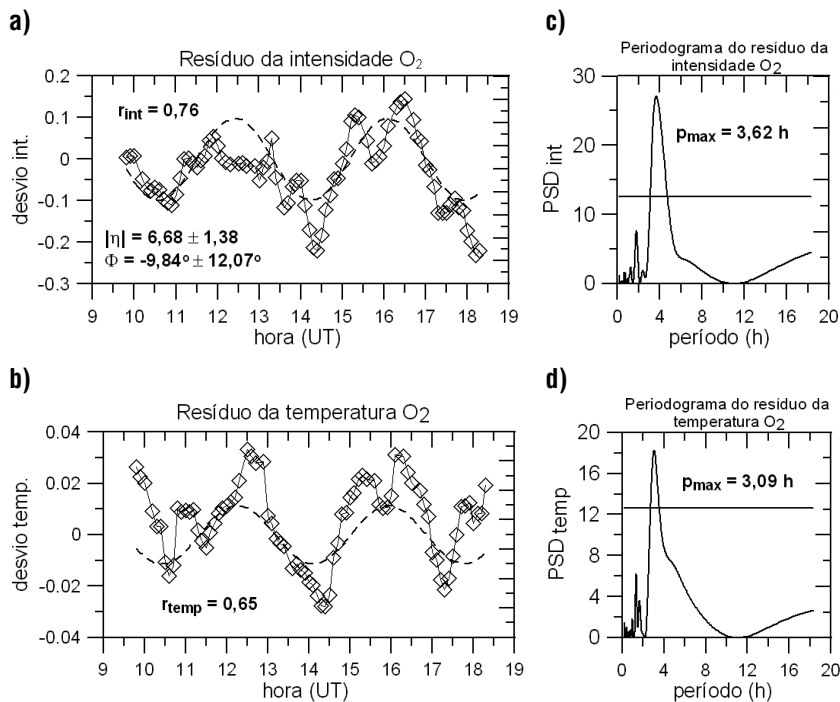


Figura 6 – Resíduos da intensidade (Fig. 6a) e temperatura (Fig. 6b) do O₂ para a noite de 17 de setembro de 2004. Esses resíduos são resultado da diferença entre os valores observacionais e as curvas de ajuste presentes na Figura 5. Desta forma, em uma mesma noite de observação, foi possível identificar a presença de mais de um tipo de onda nas séries da intensidade e da temperatura. Os seus respectivos periodogramas estão representados pelas Figuras 6c e 6d.

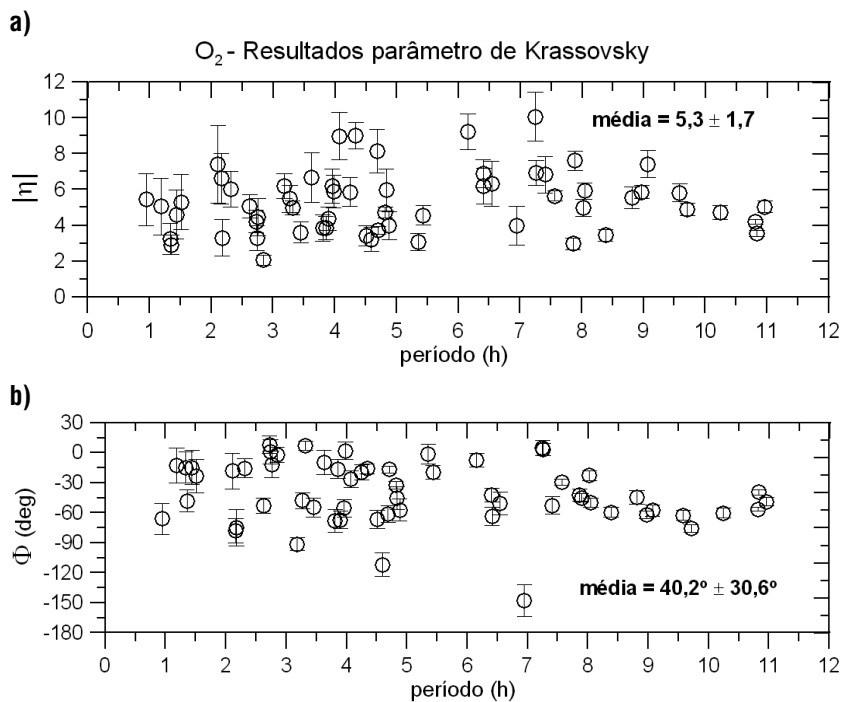


Figura 7 – $|\eta|$ (Fig. 7a) e Φ (Fig. 7b) plotados em função do período para a emissão do O₂. As suas respectivas médias e desvios padrão encontram-se nas figuras, e mostram $5,3 \pm 1,7$ para $|\eta|$ e $-40,2^\circ \pm 30,6^\circ$ para Φ . O intervalo de confiança para $|\eta|$ foi de 0,43 e para Φ de $7,74^\circ$.

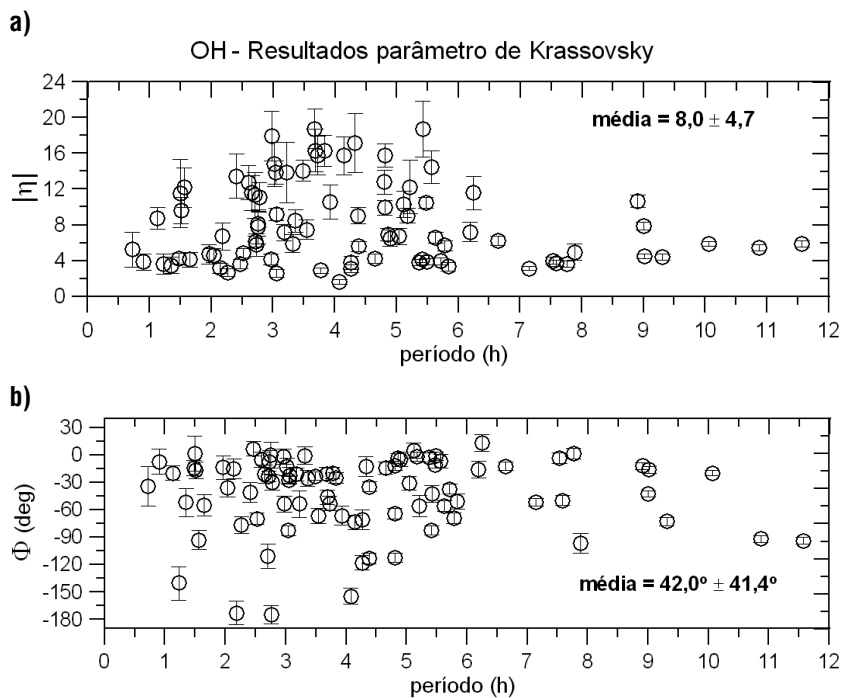


Figura 8 – $|\eta|$ (Fig. 8a) e Φ (Fig. 8b) plotados em função do período para a emissão do OH. As médias e os desvios padrões calculados são de $8,0 \pm 4,7$ para $|\eta|$, e $-42,0^\circ \pm 41,4^\circ$ para Φ . O intervalo de confiança calculado para $|\eta|$ foi de 0,99 e para Φ foi de $8,75^\circ$.

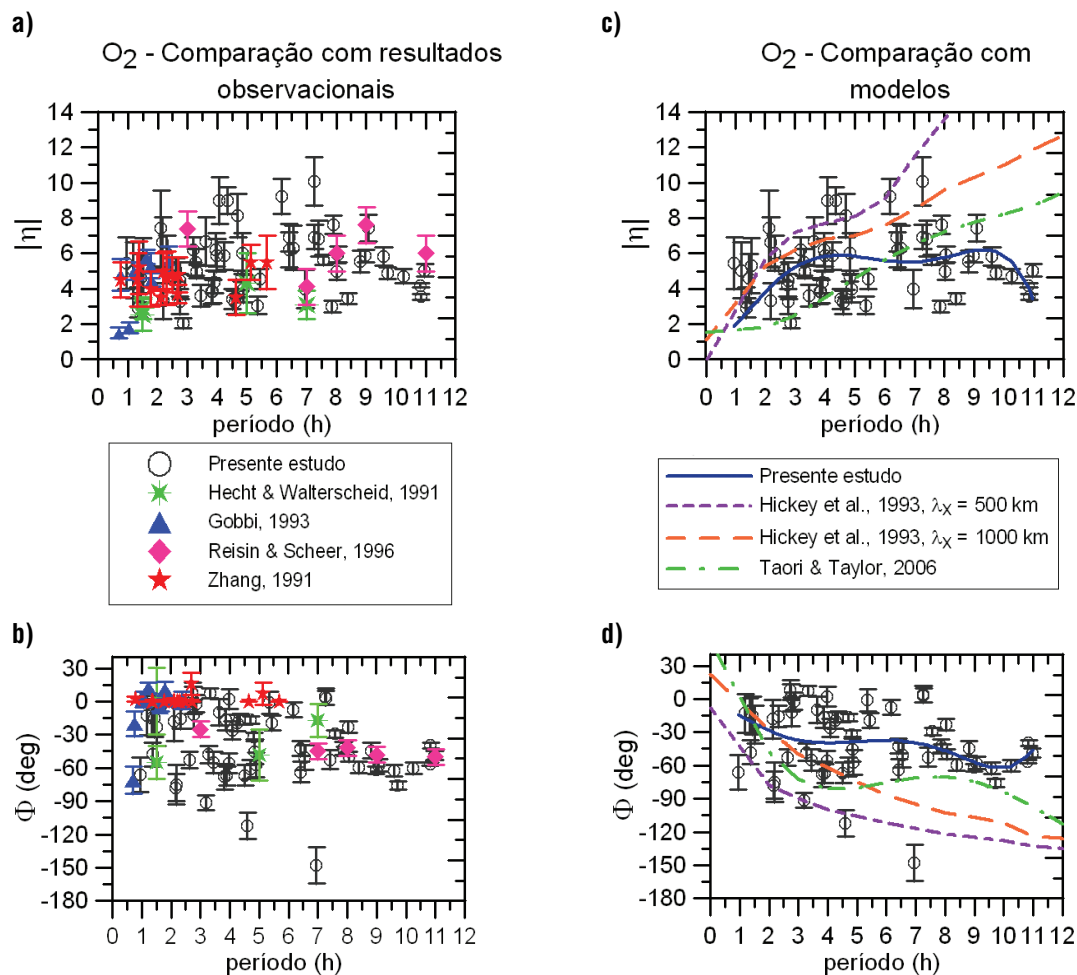


Figura 9 – Nas Figuras 9a e 9b, resultados de $|\eta|$ e Φ obtidos neste trabalho para a emissão do O_2 estão plotados juntamente com outros resultados observacionais, tais como de Hecht & Walterscheid (1991), Zhang (1991), Gobbi (1993) e Reisin & Scheer (1996). Nas Figuras 9c e 9d, a comparação é realizada com os modelos de Hickey et al. (1993) para $\lambda_x = 500$ km e para $\lambda_x = 1000$ km, e com a curva de ajuste de Taori & Taylor (2006). A linha sólida azul representa um ajuste polinomial de quinto grau dos nossos resultados de PK.

antecede a fase da intensidade em ambas as camadas do O_2 e OH , devido à propagação descendente de fase de uma onda de gravidade, e também ao fato do pico do perfil da intensidade situar-se numa altura inferior ao da temperatura.

Comparação dos resultados obtidos para a emissão do O_2 com alguns parâmetros existentes na literatura

PK calculados neste trabalho foram comparados com os resultados observacionais obtidos por Hecht & Walterscheid (1991), Zhang (1991), Gobbi (1993) e Reisin & Scheer (1996) (Figs. 9a e 9b); e também com resultados teóricos de Hickey et al. (1993), para comprimentos de onda horizontais de 500 km e 1000 km, além da curva de ajuste calculada por Taori & Taylor (2006) (Figs. 9c e 9d).

Pela análise das Figuras 9a e 9b, nota-se que o resultados deste estudo situam-se no mesmo intervalo de valores de η calculados em trabalhos anteriores. Os cálculos de PK de Zhang (1991) e Gobbi (1993), em geral, estão relacionados a períodos menores que 4 horas, enquanto um espalhamento maior com relação ao período é visualizado nos resultados de Hecht & Walterscheid (1991) e de Reisin & Scheer (1996). As diferenças de fase Φ geralmente são negativas. Nota-se que Φ calculados por Zhang (1991) estão, em sua maioria, concentrados próximos a zero, o que significa que as ondas foram observadas simultaneamente na intensidade e na temperatura da emissão O_2 .

Nas Figuras 9c e 9d, $|\eta|$ e Φ deste trabalho estão plotados juntamente com os modelos de Hickey et al. (1993), para comprimentos de onda horizontais de 500 e 1000 km. Além do modelo

de Hickey et al. (1993), foi também utilizada para comparação a curva de ajuste obtida para os resultados observacionais de PK de Taori & Taylor (2006). As linhas sólidas presentes nas Figuras 9c e 9d representam curvas de ajustes de quinto grau obtidas neste estudo para os resultados de $|\eta|$ e Φ .

Na Figura 9c, é possível observar que os modelos de Hickey et al. (1993) (para $\lambda_x = 500$ km e $\lambda_x = 1000$ km), e a curva de ajuste de Taori & Taylor (2006) apresentam uma tendência crescente de $|\eta|$ com o período. A curva de ajuste deste trabalho mostra essa mesma tendência crescente para $|\eta|$ com períodos compreendidos entre 1 e 4 horas. Para períodos entre 4 e 10 horas, a curva de ajuste ilustra uma tendência próxima à média ($\sim 5,3$). Para períodos superiores a 10 horas, observa-se uma tendência decrescente, mesmo que existam somente 4 valores neste intervalo.

Para Φ (Fig. 9d), a curva de ajuste possui uma tendência levemente decrescente em comparação com os exemplos utilizados de Hickey et al. (1993), e de Taori & Taylor (2006), que predizem uma tendência decrescente muito mais abrupta de Φ com o período. A linha sólida, tal como na Figura 9c, representa uma curva de ajuste de quinto grau obtida para os resultados deste estudo, e mostra uma tendência próxima à média ($\sim 40^\circ$), além disso, mostra também uma tendência decrescente, porém muito mais suave do que os modelos utilizados para comparação. Os modelos mostram alguma concordância com os resultados observacionais para Φ relacionados a períodos menores que 4 horas. A maior parte dos resultados de Φ estão compreendidos entre $+30^\circ$ e -70° , enquanto os modelos predizem Φ entre $+30^\circ$ e -150° .

Comparação dos resultados obtidos para a emissão do OH com alguns parâmetros existentes na literatura

PK calculados neste trabalho para a emissão do OH foram comparados com os resultados observacionais de Hecht & Walterscheid (1991), Gobbi (1993), Reisin & Scheer (1996) e Taylor et al. (2001), como mostram as Figuras 10a e 10b. E também com os modelos de Schubert et al. (1991) para comprimentos horizontais de onda de 100, 500 e 1000 km (Figs. 10c e 10d).

Para esta emissão, verificou-se que aproximadamente 49% do total dos resultados de $|\eta|$ são superiores a 10, como mostra a Figura 10c. Poucos exemplos da literatura utilizada coincidem com este valor, tais como aqueles obtidos por Reisin & Scheer (1996). Gobbi (1993) calculou PK para períodos menores que 3 horas, enquanto Taylor et al. (2001) calcularam η relacionados a períodos da maré terdiurna. Em geral, os resultados encontrados neste trabalho para a emissão do OH estão situados no mesmo

intervalo de valores de η calculados em estudos anteriores. O intervalo abrangente de períodos relacionados ao parâmetro η deste trabalho (~ 30 min-11 h), ajudou na comparação com diferentes resultados de PK.

As Figuras 10c e 10d comparam $|\eta|$ e Φ deste trabalho com o modelo de Schubert et al. (1991) para $\lambda_x = 100, 500$ e 1000 km. As linhas sólidas presentes nas figuras representam as curvas de ajustes de quinto grau dos resultados observacionais de η calculados neste trabalho. Na Figura 10c, verifica-se que o modelo de Schubert et al. (1991) para $\lambda_x = 100$ km se ajusta muito bem aos resultados mais elevados de $|\eta|$, principalmente para aqueles relacionados a períodos entre 1 e 6 horas. As curvas referentes a $\lambda_x = 500$ e 1000 km, estão relacionadas aos valores de $|\eta|$ mais baixos ($|\eta| < 5$) e possuem uma tendência levemente crescente com o período de onda. Nota-se também que grande parte dos nossos resultados para a emissão do OH estão relacionados a períodos menores que 8 horas. A curva de ajuste utilizada neste trabalho, tal como na emissão do O_2 , mostra um comportamento próximo da média dos resultados. Para períodos menores que 4 horas, observa-se uma tendência crescente semelhante àquela observada pelo modelo de Schubert et al. (1991) para $\lambda_x = 100$ km. Para períodos superiores a 4 horas, a curva de ajuste decresce até valores de $|\eta|$ próximos a 3.

Pela análise da Figura 10d, nota-se que os modelos para $\lambda_x = 100, 500$ e 1000 km predizem Φ variando entre 0° e -40° , enquanto as observações mostram variações de Φ desde valores próximos a 0° até $\sim -180^\circ$. Comparando-se os modelos com a curva de ajuste, verifica-se que existe uma concordância entre eles para Φ relacionado a períodos entre 6 e 9 horas. Acima de 9 horas, a curva de ajuste deste trabalho mostra um comportamento decrescente até aproximadamente -90° . Nenhuma das curvas presentes na Figura 10d representam bem os valores de Φ situados entre -50° e -180° .

Sendo assim, foi observado neste trabalho que a comparação dos resultados observacionais de η com os modelos teóricos existentes ainda é um assunto a ser aprofundado e discutido considerando ambas as emissões do OH e do O_2 . Devido à limitação do instrumento, o único parâmetro de onda encontrado foi o período. Não se pode dizer com absoluta certeza que os valores mais elevados de $|\eta|$ calculados para a emissão do OH são realmente devidas às ondas de gravidade com $\lambda_x = 100$ km, como prevê o modelo de Schubert et al. (1991). O ideal é a obtenção de PK juntamente com um número maior de parâmetros de onda, como realizado por Buriti (1997), que calculou PK para quatro casos, utilizando observações provenientes

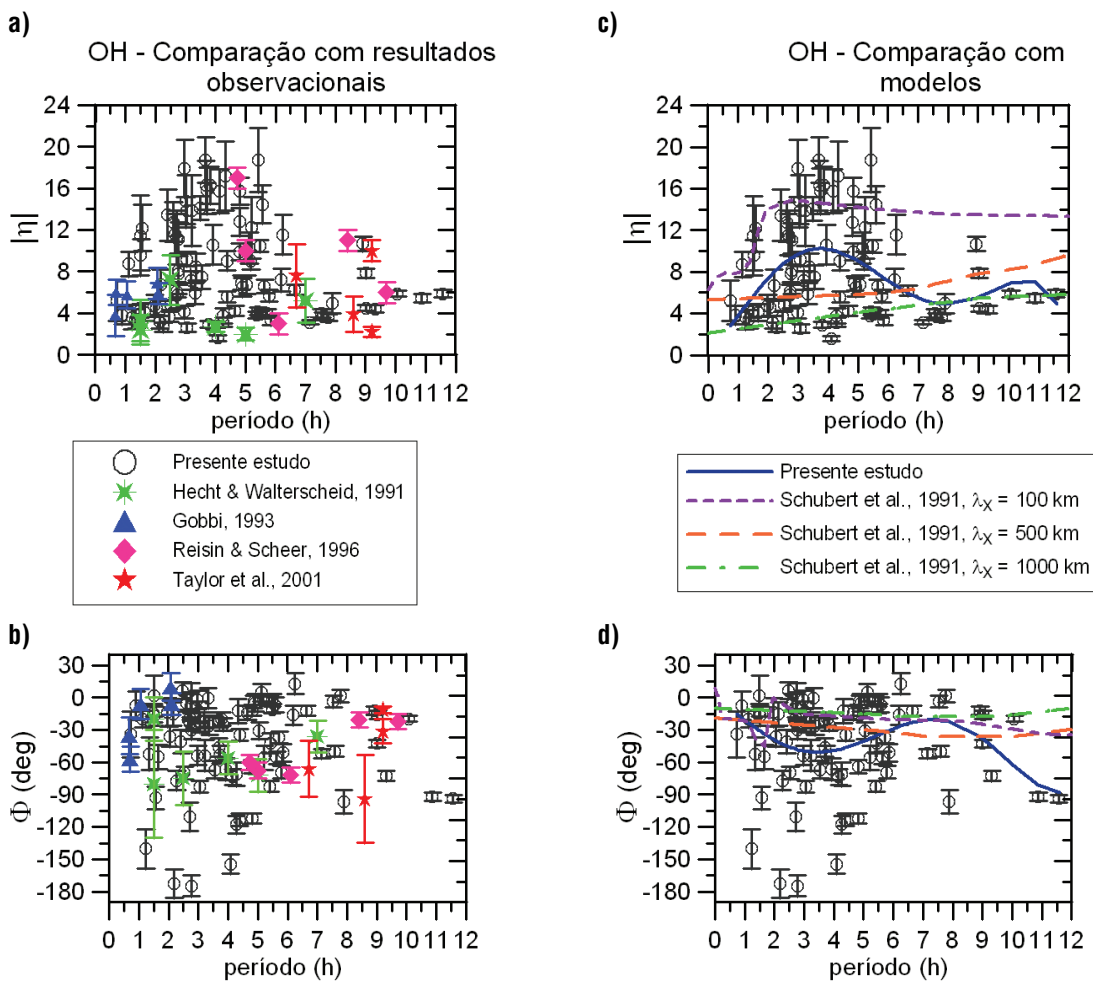


Figura 10 – Segue-se nesta figura o mesmo esquema adotado na Figura 9. Nas Figuras 10a e 10b, tem-se respectivamente, $|\eta|$ e Φ calculados neste trabalho para a emissão do OH plotados juntamente com outros resultados observacionais tais como Hecht & Walterscheid (1991), Gobbi (1993), Reisin & Scheer (1996) e Taylor et al. (2001). Nas Figuras 10c e 10d, os resultados obtidos neste trabalho são comparados com os modelos de Schubert et al. (1991) para $\lambda_x = 100$ km, $\lambda_x = 500$ km e $\lambda_x = 1000$ km. A linha sólida azul representa um ajuste polinomial de quinto grau dos nossos resultados.

tes de fotômetro e radar de vento. Desta forma, as comparações dos parâmetros observacionais e teóricos de η podem ser realizadas de uma maneira mais consistente.

CONCLUSÃO

Neste trabalho, a intensidade e a temperatura das emissões do *airglow* do O₂(0-1) e do OH(6-2) foram utilizadas para o cálculo do parâmetro η de Krassovsky, que relaciona as variações em amplitude e em fase das oscilações observadas nessas grandezas. Os resultados deste trabalho foram comparados com outros resultados observacionais presentes na literatura, e também com modelos teóricos. A comparação com outras observações, mostrou que PK deste trabalho está em relativa concordância com

os resultados observacionais utilizados. Para a emissão do O₂, as médias de $|\eta|$ e Φ foram de $5,3 \pm 1,7$ e $-41,2^\circ \pm 30,6^\circ$, respectivamente, enquanto as emissões do OH apresentaram $|\eta| = 8,0 \pm 4,7$ e $\Phi = -42,0^\circ \pm 41,4^\circ$. Os modelos utilizados para comparação foram os de Hickey et al. (1993) para a emissão do O₂, e o de Schubert et al. (1991) para a emissão do OH. Ambos os modelos consideram os efeitos das viscosidades e difusividades *eddy* num referencial euleriano do movimento. Aproximadamente 49% dos resultados de $|\eta|$ da emissão do OH apresentaram-se mais elevados (> 10) do que a média observada na literatura. Isto deve-se a uma perturbação muito elevada na amplitude da intensidade em comparação com a perturbação na temperatura. Esses resultados mais elevados encontrados para o OH, possuem boa concordância com o modelo de Schubert

et al. (1991) para $\lambda_x = 100$ km. É necessário enfatizar que o único parâmetro de onda calculado neste trabalho foi o período. Porém, para que interpretações mais consistentes sejam realizadas a cerca de comparações entre observações e modelo, é necessário a obtenção de um número maior de parâmetros de ondas. Assim, para trabalhos futuros, pretende-se estudar η por meio de observações simultâneas de ondas de gravidade por meio de diferentes equipamentos, tais como radar meteorológico e imageadores de *airglow*, de modo que uma estimativa mais precisa dos mecanismos responsáveis pelas perturbações no *airglow* seja obtida.

APÊNDICE

airglow – é a emissão de luz por átomos e moléculas excitados através de processos químicos na alta atmosfera (Chamberlain, 1961).

difusividade *eddy* – coeficiente relacionado à difusão de um meio conservativo por *eddies* (vórtices de pequena escala) em um fluxo turbulento (Holton, 1972).

dinâmica euleriana – nesta especificação do movimento, um observador está parado em relação ao fluido em movimento (Holton, 1972).

LT – hora local (do inglês “Local Time”). A hora de uma determinada localidade dada em função de um fuso horário de referência. Para o Brasil, tem-se que $LT = UT - 3:00$.

ondas de gravidade atmosféricas – são ondas geradas pela ação da gravidade sobre as variações na densidade numa atmosfera estratificada (Holton, 1972).

quenching – este efeito é referente a qualquer processo que diminua a intensidade de fluorescência de uma dada substância. Vários processos podem resultar em *quenching*, tais como as reações no estado excitado, transferência de energia, entre outros (Chamberlain, 1961).

UT – tempo universal (do inglês “Universal Time”), é o fuso horário de referência a partir do qual se calculam todas as outras zonas horárias do mundo. O fuso horário é contabilizado a partir do meridiano de Greenwich: para oeste, o fuso é negativo, para leste será positivo.

viscosidade *eddy* – transferência de momento por *eddies*, que dá origem a um atrito interno no fluido, de modo análogo à ação da viscosidade molecular em um fluxo laminar, mas que acontece em uma escala muito maior (Holton, 1972).

AGRADECIMENTOS

À CAPES e ao CNPq pela bolsa de mestrado. Gostaríamos também de prestar os agradecimentos aos Drs. Tadahiko Ogawa e

Kazuo Shiokawa, do Laboratório do Ambiente Solar-Terrestre, da Universidade de Nagoya, pela concessão dos dados do fotômetro.

REFERÊNCIAS

- BURITI RA. 1997. Estudo de Parâmetros de Ondas de Gravidade por Medidas Simultâneas de Radar MU e Fotômetro em Shigaraki, Japão. Tese (Doutorado) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 170 p.
- CHAMBERLAIN JW. 1961. Physics of the aurora and airglow. Academic Press, New York, 704 p.
- GARCIA R & SOLOMON S. 1985. The effect of breaking gravity waves on the dynamics and chemical composition of the mesosphere and lower thermosphere. J. Geophys. Res., 90(D2): 3850–3868.
- GOBBI D. 1993. Estudo de ondas de gravidade na alta atmosfera através de observações de luminescência atmosférica da hidroxila OH(9-4) e oxigênio O₂(0-1). Tese (Doutorado) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 208 p.
- GUHARAY A, TAORI A & TAYLOR M. 2008. Summer-time nocturnal wave characteristics in mesospheric OH and O₂ airglow emissions. Earth Planets Space, 60: 973–979.
- HECHT JH & WALTERSCHEID RL. 1991. Observations of the OH Meinel (6,2) and O₂ atmospheric (0,1) nightglow emissions from Maui during the ALOHA-90 campaign. J. Geophys. Res., 18(7): 1341–1344.
- HECHT JH, WALTERSCHEID RL, SIVJEE GG, CHRISTENSEN AB & PRANKE JB. 1987. Observations of wave-driven fluctuations of OH nightglow emission from Sondre Stromfjord, Greenland. J. Geophys. Res., 92(A6): 6091–6099.
- HICKEY MP. 1988a. Effects of eddy viscosity and thermal conduction and Coriolis force in the dynamics of gravity wave driven fluctuations in the OH nightglow. J. Geophys. Res., 93(A5): 4077–4088.
- HICKEY MP. 1988b. Wavelength dependence of eddy dissipation and Coriolis force in the dynamics of gravity wave driven fluctuations in the OH nightglow. J. Geophys. Res., 93(A5): 4089–4101.
- HICKEY MP, SCHUBERT G & WALTERSCHEID RL. 1993. Gravity wave-driven fluctuations in the O₂ atmospheric (0-1) nightglow from an extended, dissipative emission region. J. Geophys. Res., 98(A8): 13,717–13,729.
- HINES CO & TARASICK DW. 1987. On the detection and utilization of gravity waves in airglow studies. Planet. Space Sci., 35(7): 851–866.
- HOLTON JR. 1972. An Introduction to Dynamic Meteorology. Academic Press, New York, 319 p.
- KRASOVSKY VI. 1972. Infrasonic variations of OH emission in the upper atmosphere. Ann. Geophys., 28: 739–746.
- LIU AL & SWENSON GR. 2003. A modeling study of O₂ and OH airglow perturbations induced by atmospheric gravity waves. J. Geophys. Res., 108(D4), doi:10.1029/2002JD002474.

- MAKHLOUF UB, PICARD RH & WINICK R. 1995. Photochemical-dynamical modeling of the measured response of airglow to gravity waves. *J. Geophys. Res.*, 100: 11,289–11,311.
- OZNOVICH I, WALTERSCHEID RL, SIVJEE GG & McEWEN DJ. 1997. On Krassovsky's ratio for ter-diurnal hydroxyl oscillations in the winter polar mesopause. *Planet. Space Sci.*, 45(3): 385–394.
- REISIN ER & SCHEER J. 1996. Characteristics of atmospheric waves in the tidal period range derived from zenith observations of O₂(0-1) atmospheric and OH(6-2) airglow at lower midlatitudes. *J. Geophys. Res.*, 101(D16): 21,223–21,232.
- SCARGLE JD. 1982. Studies in astronomical time-series analysis. 2. Statistical aspects of spectral-analysis of unevenly spaced data. *Astrophysical Journal*, 263(2): 835–853.
- SCHUBERT G & WALTERSCHEID RL. 1988. Wave-driven fluctuations in OH nightglow from an extended source region. *J. Geophys. Res.*, 93: 9903–9915.
- SCHUBERT G, WALTERSCHEID RL & HICKEY MP. 1991. Gravity wave-driven fluctuations in OH nightglow from an extended, dissipative emission region. *J. Geophys. Res.*, 96(A8): 13,869–13,880.
- SHIOKAWA K, OTSUKA Y, SUZUKI S, KATOH T, SATOH M, OGAWA T, TAKAHASHI H, GOBBI D, NAKAMURA T, WILLIAMS BP, SHE C-Y, TAGUCHI M & SHIMOMAI T. 2007. Development of airglow temperature photometers with cooled-CCD detectors. *Earth Planets Space*, 59: 585–599.
- SWENSON GR, MENDE SB & GELLER SP. 1990. Fabry-Perot imaging observations of OH(8-3): Rotational temperatures and gravity waves. *J. Geophys. Res.*, 95: 12,251–12,263.
- TAKAHASHI H, SAHAI Y, BATISTA PP & CLEMESHA BR. 1992. Atmospheric gravity wave effect on the airglow O₂(0,1) and OH(9,4) band intensity and temperature variations observed from a low latitude station. *Adv. Space Res.*, 12(10): 131–134.
- TAORI A & TAYLOR M. 2006. Characteristics of wave induced oscillations in mesospheric O₂ emission intensity and temperatures. *Geophys. Res. Lett.*, 33: L01813.
- TARASICK DW & HINES CO. 1990. The observable effects of gravity waves in airglow emissions. *Planet. Space Sci.*, 38: 1105–1119.
- TARASICK DW & SHEPHERD GG. 1992a. Effects of gravity waves on complex airglow chemistries I: O₂(b¹Σ_g⁺) emission. *J. Geophys. Res.*, 97(A3): 3185–3193.
- TARASICK DW & SHEPHERD GG. 1992b. Effects of gravity waves on complex airglow chemistries II: OH emission. *J. Geophys. Res.*, 97(A3): 3195–3208.
- TAYLOR MJ, GARDNER LC & PENDLETON JR WR. 2001. Long-period wave signatures in mesospheric OH Meinel (6,2) band intensity and rotational temperature at mid-latitudes. *Adv. Space Res.*, 27(6-7): 1171–1179.
- VIERECK RA & DEEHR CS. 1989. On the interaction between gravity waves and the OH Meinel (6-2) and the O₂ atmospheric (0-1) bands in the polar night airglow. *J. Geophys. Res.*, 94(A5): 5397–5404.
- WALTERSCHEID RL, SCHUBERT G & STRAUS JM. 1987. A dynamical-chemical model of wave-driven fluctuations in the OH nightglow. *J. Geophys. Res.*, 92(A2): 1241–1254.
- ZHANG SP. 1991. Gravity Waves from O₂ airglow. Ph.D Thesis-York University, 256 p.
- ZHANG SP, PETERSON RN, WIENS RH & SHEPHERD GG. 1993. Gravity waves from O₂ nightglow during the AIDA '89 Campaign I: Emission rate/temperature observations. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 55(3): 355–375.

NOTAS SOBRE OS AUTORES

Amelia Naomi Onohara. Possui licenciatura plena em Física pela Universidade Estadual Paulista Júlio de Mesquita Filho (2003). Mestre em Geofísica Espacial pelo Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (2007). Atualmente é estudante de doutorado do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais. Tem experiência na área de Geociências, com ênfase em Aeronomia, atuando principalmente nos seguintes temas: ondas de gravidade, ondas planetárias, aeroluminescência atmosférica, região MLT e ionosfera.

Hisao Takahashi. Possui graduação em Física pela Universidade de Niigata (1968), mestrado em Física pela Universidade de Niigata (1970) e doutorado em Geofísica Espacial pelo Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (1980). Atualmente é professor titular do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais. Tem experiência na área de Geociências, com ênfase em Aeronomia, atuando principalmente nos seguintes temas: processos relacionados ao *airglow* atmosférico, ondas de gravidade, ondas planetárias e acoplamento dinâmico da atmosfera equatorial da troposfera à mesosfera-ionosfera.

Delano Gobbi. Possui graduação em Física pela Universidade Federal do Rio Grande do Sul (1984), mestrado em Geofísica Espacial pelo Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (1988) e doutorado em Geofísica Espacial pelo Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (1993). Atualmente é pesquisador associado do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais. Tem experiência na área de Geociências, com ênfase em Aeronomia, atuando principalmente nos seguintes temas: aeroluminescência, ondas de gravidade mesosféricas e instrumentação óptica para alta atmosfera.

Kazuo Shiokawa. Pesquisador do Laboratório do Ambiente Solar-Terrestre (STEL-LAB) da Universidade de Nagoya. Lidera um grupo de pesquisa especializado no estudo da magnetosfera e alta atmosfera terrestre. Seu laboratório, o único do tipo no Japão, investiga a relação entre a Terra e o Sol, principalmente considerações ambientais e assuntos relacionados à previsão do clima espacial.