



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

ESTUDO DOS EFEITOS DAS ONDAS DE GRAVIDADE NO PROCESSO DE GERAÇÃO DAS BOLHAS DE PLASMA NO SETOR TROPICAL BRASILEIRO

RELATÓRIO FINAL DE PROJETO DE INICIAÇÃO CIENTÍFICA
(PIBIC/CNPq/INPE)

Fernanda Tortosa Fernandes (FACAP, Bolsista PIBIC/CNPq)
E-mail: fernanda@laser.inpe.br

Dr. Alexandre Alvares Pimenta (DAE/CEA/INPE, Orientador)
E-mail: pimenta@laser.inpe.br

Junho de 2006

“Uma nova teoria científica não triunfa por convencer os seus opositores de que é verdadeira, mas porque estes vão morrendo a pouco e pouco e os mais novos já crescem habituados a ela”.

M. PLANCK

*Aos meus pais,
Luis Fernando Fernandes e
Vera Lucia Tortosa Fernandes.*

AGRADECIMENTOS

Agradeço a todos que me apoiaram e me ajudaram a vencer mais esta etapa da minha vida.

Ao orientador Dr. Alexandre Alvares Pimenta pelos conhecimentos compartilhados, pela orientação e apoio na realização deste projeto e por acreditar na minha capacidade de fazê-lo.

Ao CNPq (Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico) pelo auxílio financeiro de um ano de bolsa.

Ao INPE (Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais) pela oportunidade e utilização de suas instalações.

Aos funcionários do laboratório LASER pelo acolhimento e companheirismo ao longo destes anos, principalmente ao Aparecido Seigim Tokumoto e Fernando Morais Santos que sempre me auxiliaram quando necessário.

Aos professores e amigos da FACAP (Faculdade de Ciências Aplicadas) pelo apoio, pelo companheirismo e pelos conhecimentos compartilhados que foram muito úteis e aproveitados na realização deste projeto.

Aos meus pais Vera Lucia Tortosa Fernandes e Luis Fernando Fernandes e a toda minha família pelo amor, carinho, compreensão e apoio que foram fundamentais para a realização deste projeto que antes era um sonho: trabalhar na área de Exatas utilizando o que eu sempre quis e gosto de estudar: Física.

A todos, muito obrigada!

RESUMO

Este trabalho é a continuidade do projeto de iniciação científica iniciado em agosto de 2004 sobre “O estudo da dinâmica das bolhas de plasma no setor tropical brasileiro”, que tinha como finalidade estudar o comportamento dinâmico e sazonal das bolhas de plasma durante período de atividade solar alta na região tropical brasileira onde foram feitas análises de um ano de dados da emissão do oxigênio atômico (linha OI 630 nm) obtidos com um imageador “all-sky”, instalado em São João do Cariri ($7,39^{\circ}$ S, $36,5^{\circ}$ O), durante o período de setembro de 2000 a outubro de 2001.

As bolhas de plasma da região F tropical têm sua origem na ionosfera equatorial e constituem-se de regiões onde a densidade de plasma é drasticamente reduzida, representando um dos mais importantes fenômenos da ionosfera noturna nas regiões equatoriais e de baixas latitudes. As irregularidades ionosféricas de grande escala são normalmente denominadas bolhas de plasma. Começam a se desenvolver na base da camada F, logo após o pôr-do-sol, a partir de perturbações iniciais na ionização e apresentam um movimento ascendente. Possuem dimensões horizontais muito grandes, da ordem de 5.000 km ao longo das linhas de campo magnético, e podem atingir comprimentos de aproximadamente 450 km na direção perpendicular ao campo.

No trabalho atual passei a analisar ondas de gravidade e seus comportamentos na linha de emissão OI 557, 7nm (Linha Verde) e na Banda OH nesse mesmo ano de alta atividade solar, para observarmos se estas podem se propagar até altitudes de ~200-400 km e atuar como semeadoras da instabilidade Rayleigh-Taylor, responsável pela geração das bolhas de plasma. Para calcular suas velocidades e direções de propagação utilizei aplicativos como IDL e Origin. A atividade das ondas de gravidade na região da mesosfera equatorial (no setor brasileiro) é alta principalmente no verão e inverno e baixa no outono e primavera. Há uma forte correlação entre sua propagação para leste/noroeste e as bolhas de plasma que são geradas logo após o pôr-do-sol.

Com seus comprimentos de onda e sua periodicidade, podem produzir a desejada perturbação na densidade de plasma através do mecanismo de ressonância, fazendo com que a velocidade da onda seja igual a velocidade do plasma, quando a onda se mover na mesma direção em que a bolha se move, atuando como um tipo de amplificação para a instabilidade Rayleigh-Taylor.

**GRAVITY WAVES ACTIVITY IN THE MESOSPHERE REGION OBSERVED
BY AIRGLOW IMAGING AND ITS IMPLICATION FOR BOTTOMSIDE
SPREAD F GENERATION**

ABSTRACT

All-sky images from São João do Cariri (7.4° S, 36.5° W), Brazil, in the OH, O-2 and OI 630 nm airglow emissions from September 2000 to August 2001 are analyzed in order to investigate if the gravity waves observed in the mesosphere region can propagate to altitudes of ~ 200 - 400 km and above and acts as seeding to Rayleigh-Taylor instability responsible for ESF phenomena. In this study we select only images obtained immediately after sunset. We present all-sky images in the OI 630.0 nm emission showing that bottom-type irregularities sometimes occur in patches arranged periodically in the zonal direction. These periodicities probably are caused by large-scale (~ 30 km) waves. Also, we discuss qualitatively that how much gravity waves can deviate from the zonal direction in seeding the R-T instability.

SUMÁRIO

LISTA DE FIGURAS.....	13
LISTA DE TABELAS.....	15
LISTA DE SÍMBOLOS.....	17
LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS.....	19
CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO.....	21
1.1 - Considerações gerais sobre Bolhas de Plasma na região F da Ionosfera Tropical ...	21
1.2 – Observações de Bolhas de Plasma.....	22
1.2.1 – Observações de Bolhas de Plasma através de Luminescência Atmosférica.....	22
CAPÍTULO 2 – OS ESTUDOS SOBRE ONDAS DE GRAVIDADE.....	25
2.1 – Um breve histórico.....	25
2.2 - A luminescência atmosférica como traçadora de ondas.....	29
2.3 – O imageamento da aeroluminescência.....	30
2.4 – Ondas de gravidade na alta atmosfera.....	32
2.5 – As primeiras interpretações sobre ondas de gravidade.....	33
2.6 – Oscilações atmosféricas na presença da gravidade.....	33
2.7 – Observações de ondas de gravidade.....	34
CAPÍTULO 3 – FUNDAMENTOS TEÓRICOS DE LUMINESCÊNCIA ATMOSFÉRICA DA REGIÃO F.....	41
3.1 – As Principais Emissões de Luminescência Atmosférica da Região F.....	41
3.2 – A Linha Vermelha OI 630,0 nm.....	43
3.2.1 – O Mecanismo de Recombinação Dissociativa.....	44
3.2.2 – A Taxa de Emissão Volumétrica Integrada do OI 630,0 nm.....	46
CAPÍTULO 4 – IRREGULARIDADES DE PLASMA NA REGIÃO F.....	49
4.1 – Teoria Linear das Bolhas de Plasma.....	49
4.1.1 – O Mecanismo de Instabilidade Rayleigh-Taylor.....	49
	49
CAPÍTULO 5 – INSTRUMENTAÇÃO E ANÁLISE DE DADOS.....	51
5.1 – O Imageador “All-Sky”.....	51
5.2 – Processo de Linearização das Imagens obtidas com o Imageador “All-Sky”.....	56
CAPÍTULO 6 – RESULTADOS E DISCUSSÃO.....	59
6.1 – Observações de ondas de gravidade.....	60
6.2 – Observações simultâneas de irregularidades de plasma na região F e eventos de ondas de gravidade na mesosfera.....	61

CAPÍTULO 7 – CONCLUSÃO.....	63
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	65

LISTA DE FIGURAS

1.1 - Variação temporal na intensidade da emissão OI 630,0 nm durante a noite de 10/01/2000.....	23
1.2 - Imagem obtida através da emissão OI 630,0 nm em São João do Cariri, mostrando bolhas de plasma sobre o campo de visão do imageador “All-Sky”.....	24
2.1 - Imagem obtida através da emissão OH em São João do Cariri, mostrando ondas de gravidade sobre o campo de visão do imageador “All-sky”.....	32
3.1 - Espectro de luminescência atmosférica em torno da linha OI 777,4nm.....	43
4.1 - Esquema mostrando o crescimento de uma irregularidade no plasma da ionosfera equatorial, análogo à instabilidade Rayleigh-Taylor da hidrodinâmica. Uma pequena perturbação inicial na fronteira entre duas regiões com diferentes densidades, onde a região menos densa é deslocada para cima, gera uma perturbação de maior escala que tende a crescer.....	50
5.1 - Imageador “All-Sky” com câmara fotográfica.....	52
5.2 - Diagrama em blocos do imageador “All-Sky” com câmara CCD.....	54
5.3 - Campo de visão do imageador “all-sky ”, mostrando uma imagem obtida através da emissão OI 630,0 nm, supondo a altura da camada de emissão em torno de 250 km.....	55
5.4 - Imagem original obtida através da emissão OI 630,0 nm no dia 02/11/1999, às 23:19:56 LT e as suas respectivas imagens linearizadas para quatro diferentes áreas de projeção.....	58
6.1 - Direção de propagação das ondas de gravidade observadas na região equatorial de Setembro de 2000 à Agosto de 2001 (das 18LT às 20LT).....	62
6.2 – a) Observação simultânea de bolhas de plasma e ondas de gravidade imediatamente após o pôr-do-sol (das 18LT às 20LT) durante Setembro de 2000 a Outubro de 2001. b) Gráfico polar da velocidade de fase e direção de propagação das ondas de gravidade.....	62

LISTA DE TABELAS

3.1 - Principais emissões da luminescência atmosférica noturna na região F.....	42
5.1 - Características dos filtros e alturas médias das camadas de luminescência do oxigênio atômico.....	55

LISTA DE SÍMBOLOS

- A_D - Coeficiente de radiação
- A_j - Coeficiente de transição de Einstein em um nível j
- B - Vetor campo magnético terrestre
- D/Dt - Operador derivada total ou substantiva
- d_D - Coeficiente de desativação colisional
- E - Vetor campo elétrico
- g - Vetor aceleração da gravidade
- $J_{630,0}$ - A taxa de emissão volumétrica integrada do OI 630,0 nm
- k_Q - Coeficiente de reação (quenching)
- M - Massa do íon
- n - Denota a densidade de plasma
- $n(O_2)$ - Densidade numérica do oxigênio molecular
- $n(e)$ - Densidade numérica de elétrons
- $n(N_2)$ - Densidade numérica do nitrogênio molecular
- α_D - Coeficiente de reação (produção)
- α_1 - Coeficiente na reação de recombinação dissociativa do íon O_2^+
- α_2 - Coeficiente na reação de recombinação dissociativa do íon NO^+
- $\frac{\partial}{\partial \tilde{r}}$ - Derivada parcial
- γ_1 - Coeficiente da reação de transferência de carga na produção do O_2^+
- γ_2 - Coeficiente da reação de transferência de carga na produção do NO^+
- $\varepsilon_\lambda(z)$ - Fótons emitidos por unidade de volume por segundo
- $\varepsilon_{630,0}(z)$ - Taxa de emissão volumétrica do OI 630,0 nm

LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS

- GPS - Global Positioning System
- CCD - Couple charge device
- DN - Digital number
- Vzp - Deriva vertical de plasma

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

1.1 Considerações gerais sobre Bolhas de Plasma na Região F da Ionosfera Tropical

As bolhas de plasma da região F tropical têm sua origem na ionosfera equatorial e constituem-se de regiões onde a densidade de plasma é drasticamente reduzida, representando um dos mais importantes fenômenos da ionosfera noturna nas regiões equatoriais e de baixas latitudes. As irregularidades ionosféricas de grande escala são normalmente denominadas bolhas de plasma. Começam a se desenvolver na base da camada F, após o pôr-do-sol, a partir de perturbações iniciais na ionização e apresentam um movimento ascendente. Possuem dimensões horizontais muito grandes, da ordem de 5.000 km ao longo das linhas de campo magnético, e podem atingir comprimentos de aproximadamente 450 km na direção perpendicular ao campo. As emissões que têm origem na região F, como por exemplo OI 630,0 nm, OI 557,7 nm e OI 777,4 nm, têm sido usadas no estudo da dinâmica e morfologia dessas irregularidades de plasma de grande escala, ou bolhas de plasma (Weber et. al. 1978; Bittencourt et al. 1997; Pimenta et al. 2003).

As técnicas comumente usadas no estudo das irregularidades no plasma da região F são: radares de espalhamento coerente e incoerente, foguetes, satélites, sistema de posicionamento global GPS (do inglês “Global Positioning System”), luminescência atmosférica e ionossondas.

Inúmeras simulações teóricas têm sido também desenvolvidas numa tentativa de explicar e reproduzir as irregularidades no plasma da região F observadas pelas técnicas citadas anteriormente (Ossakow, 1979; Basu and Kelley, 1979; Zalesak, 1982).

Os principais mecanismos de geração dessas irregularidades são os processos de instabilidade Rayleigh-Taylor (Haerendel, 1973) e a deriva \mathbf{ExB} (Reid, 1968). A forte correlação existente entre o movimento vertical da ionosfera, ao entardecer, e a

ocorrência de irregularidades ionosféricas já está bem estabelecida (Booker and Wells, 1938; Farley et al. 1970; Woodman, 1970; Bittencourt et al. 1997). Ao longo do dia, a ionosfera equatorial sofre um deslocamento para cima, devido à deriva eletromagnética **ExB**. Esse movimento vertical do plasma ionosférico na região tropical é devido ao campo elétrico (dirigido para leste) gerado pelo dínamo da região E, na presença do campo magnético (dirigido para norte). À noite, a direção do campo elétrico é invertida provocando um movimento do plasma ionosférico para baixo. Entretanto, antes da inversão, a deriva eletromagnética vertical sofre um aumento abrupto de velocidade ao entardecer, originando um máximo na velocidade de deriva, denominado pico pré-reversão, causado pelo aparecimento de campos elétricos de polarização na região F. Esses campos elétricos são produzidos por ventos termosféricos (dínamo da região F), os quais surgem devido à diminuição da condutividade da região E, imediatamente após o pôr-do-sol (Rishbeth, 1971a,b). A amplitude do pico pré-reversão e a duração do aumento abrupto da velocidade de deriva, logo após o pôr-do-sol, dependem da estação do ano e da declinação magnética, ou seja, do alinhamento relativo entre o plano meridional magnético local e a linha do terminadouro solar (Abdu et al. 1981; Tsunoda, 1985; Batista et al. 1986). Embora haja um consenso entre os pesquisadores de que a instabilidade colisional Rayleigh-Taylor (RT) é o mecanismo responsável pelo desenvolvimento das irregularidades no plasma da região F, as condições iniciais que disparam essas irregularidades ainda não estão totalmente estabelecidas.

1.2 Observações de Bolhas de Plasma

1.2.1 Observações de Bolhas de Plasma Através de Luminescência Atmosférica

As emissões de luminescência atmosférica que têm origem na região F, tais como OI 630,0 nm, OI 557,7 nm e OI 777,4 nm, têm sido utilizadas no estudo da dinâmica e morfologia das bolhas de plasma. Utilizando instrumentos óticos, tais como fotômetros e imageadores tipo “all-sky”, é possível detectar estas emissões. As emissões detectadas através de fotômetros mostram frequentemente bruscas variações na sua intensidade,

variações estas associadas à passagem de bolhas de plasma sobre o campo de visão do fotômetro (Figura 1.5).

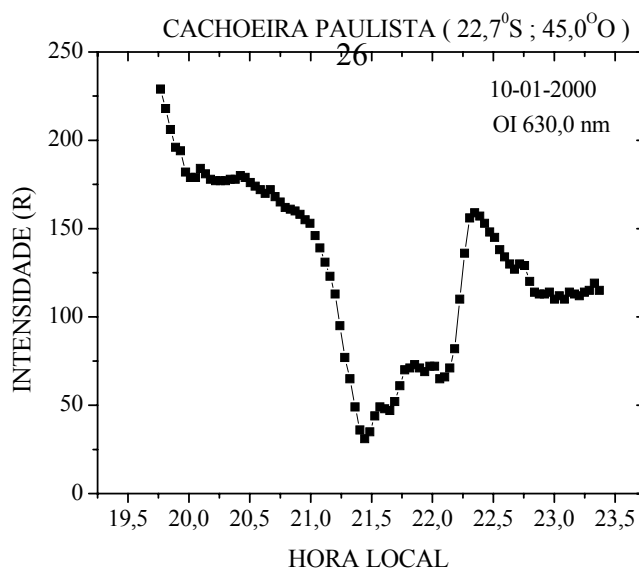


Fig. 1.1 - Variação temporal na intensidade da emissão OI 6300 nm obtida em Cachoeira Paulista durante a noite de 10/01/2000.

Já os imageadores tipo “all-sky” realizam medidas de maior alcance espacial, possibilitando-nos observar grandes áreas horizontais, aproximadamente 14,5° de latitude/longitude a partir do zênite, para o caso do OI 630,0 nm, considerando a altura da camada de emissão em torno de 250 km. A Figura 1.6 ilustra a ocorrência de bolhas de plasma sobre o campo de visão dos imageadores. As imagens mostram estruturas escuras que, essencialmente, são regiões onde a densidade de plasma é drasticamente reduzida em relação ao plasma ambiente, na faixa de altura onde ocorrem as emissões.

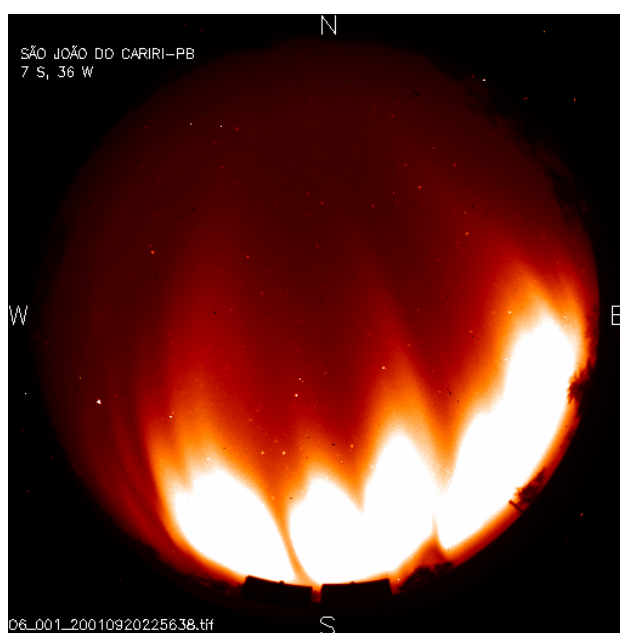


Fig. 1.2 - Imagem obtida através da emissão OI 630,0 nm em São João do Cariri, mostrando bolhas de plasma sobre o campo de visão do imageador “All-sky”. A região clara na imagem é o pico da anomalia equatorial no hemisfério sul.

CAPÍTULO 2

OS ESTUDOS SOBRE ONDAS DE GRAVIDADE

2.1 Um breve histórico

A importância das ondas de gravidade sobre a dinâmica atmosférica foi discutida inicialmente nos anos 50 quando movimentos de pequena escala foram observados na alta atmosfera (Munro, 1950, 1958). Estes movimentos foram associados mais tarde com ondas de gravidade (Hines, 1965). Em 1960, Hines (1960) explicou a distorção de trilhas de meteoros como sendo resultado de ventos médios e propagação de ondas de gravidade para cima, e também estabeleceu a teoria básica de ondas de gravidade em alturas mesosféricas.

Leovy (1965) afirmou que o balanço de calor e de momento é responsável pela força de arraste zonal presente na mesosfera, e Hines (1972) sugeriu que o transporte de momento através de ondas de gravidade pode afetar a circulação média.

Desde então, um considerável progresso ocorreu nas técnicas de observações de ondas de gravidade na mesosfera e baixa termosfera (MLT). Algumas destas técnicas são as seguintes: a) radares MF (Vincent e Fritts, 1987; Manso et al., 1997; Thayaparan, 1997; Fritts et al., 1998) que medem ventos entre 60 e 100 km; b) radares de espalhamento incoerente capazes de realizar observações na baixa termosfera (Burnside et al., 1991; Rishbeth e Vaneyken, 1993; Kirchengast et al., 1996; Oliver et al., 1997); c) Radares MST, tipo do radar UM do Japão (Takahashi et al., 1998, 1999) e o radar em Jicamarca (Riggin et al. 1995) usados para os estudos de ondas de gravidade; d) os radares de laser que são capazes de medir densidades e temperaturas na região do MLT (Clemesha, 1995; Clemesha et al., 1999, Gardner et al., 1995, Bills e Gardner, 1993; She et al., 1991); e) instrumentos óticos dos tipos: fotômetro (Takahashi et al., 1974; Buriti, 1997), câmera fotográfica (Peterson e Keiffaber 1973, Moreels e Herse, 1977; Herse et al., 1980), câmeras de televisão (Hapgood e Taylor, 1982; Taylor e Edwards, 1991) e Imageadores com CCD (Coupled Charge Device) (Taylor et al, 1995a; Taylor e

Garcia, 1995; Garcia e Taylor, 1997; Hecht et al., 1994; Swenson e Mende, 1994) contribuíram para as observações de ondas de gravidade. Também o interferômetro de Fabry Perot (Hernandez et al., 1993) capaz de medir ventos, e o interferômetro de Michelson capaz de medir temperaturas (Lowe e Turnbull, 1995; Sivjee e Walterscheid, 1994) e ventos (Gault et al., 1996; Shepherd (1996) em alturas da aeroluminescência. Existem também estudos de satélites na média atmosfera utilizando os instrumentos HRDI e WINDII a bordo do satélite UARS que são responsáveis por importantes observações (Shepherd, 1996; Melo et al., 1999).

O entendimento da importância das ondas de gravidade na dinâmica global da atmosfera teve um considerável progresso após estes estudos. E o papel destas ondas na média atmosfera tornou-se mais evidente nos anos 80 quando Lindzen (1981) detalhou os aspectos das interações de ondas de gravidade com o fluxo médio, sugerindo que ondas de gravidade com escalas horizontais de ~1000 km eram responsáveis pela transferência de momento para a atmosfera.

Estudos posteriores examinaram as escalas e velocidades das ondas de gravidade e indicaram que ondas de menor escala (~100 km) eram mais importantes na transferência de momento (Vincent e Reid, 1983, Meeck et al., 1985). Estes trabalhos também discutiram a distribuição do fluxo de momento e da energia destas ondas. Estes estudos indicaram uma significativa variação sazonal deste parâmetro. Fritts e Vincent (1987) e Vincent e Reid (1983) encontraram acelerações zonais devido ao arraste de ondas de gravidade da ordem de ~50 m/s/dia, consistentes com as expectativas baseadas na estrutura de vento zonal observada.

Seguindo os estudos de Lindzen (1981) outros pesquisadores propuseram novas hipóteses para explicar a quebra de ondas de gravidade e conseqüentemente o depósito de energia e momento na atmosfera. Weinstock (1984, 1985, 1986) sugeriu que processos de interação onda-onda poderiam explicar o mecanismo de quebra de ondas de gravidade. Fritts e Dunkerton (1985) e Fritts e Rastogi (1985) mostraram após simulações numéricas que as instabilidades convectivas eram mais importantes do que

os processos onda-onda. Outros trabalhos indicaram que as instabilidades dinâmicas são também um mecanismo importante na quebra de ondas de gravidade (Fritts, 1985; Fritts et al., 1994).

Atualmente, ainda não existe um consenso para a exata natureza da quebra de ondas de gravidade, as evidências observacionais indicam a existência de um espectro universal, o qual presumidamente estaria relacionado com os mecanismos de quebra de ondas de gravidade. O espectro universal foi primeiramente discutido na dinâmica dos oceanos (Garret, 1975), e na média atmosfera (Van Zandt, 1982; Dewan e Grossard, 1984; Dewan e Good, 1986).

Vários outros estudos tentaram descrever a saturação de ondas e o espectro universal, como Instabilidade linear (Dewan e Good, 1986), Teoria do Espalhamento Doppler (Hines, 1991), a parametrização de Fritts e Lu (Fritts e Lu, 1993) e a teoria de filtragem difusiva (Gardner, 1994).

Vários destes modelos são usados na parametrização dos efeitos de ondas de gravidade no Modelo de Circulação Geral (MCG). Como discutido anteriormente, a transferência de momento das ondas de gravidade é responsável por uma aceleração no fluxo zonal na mesosfera, influenciando assim na circulação geral da atmosfera.

Um segundo tipo de interação de ondas de gravidade com o meio atmosférico ocorre quando a velocidade de fase da onda encontra um campo de vento e ocorre um nível crítico de absorção. Pode-se mostrar (Beer, 1974) que a velocidade de grupo vertical cai para zero e por isto a onda não irá mais se propagar, ou seja, a onda é absorvida. Pode-se considerar isto como um caso especial de saturação, o qual é acompanhado por mistura turbulenta e transferência de momento (Fuller-Rowell, 1995).

A transferência de momento dá origem a uma força zonal, em consequência disto surge um forte fluxo meridional do pólo de verão para o pólo de inverno para balancear esta força através da força de Coriolis (componente zonal que surge devido ao fluxo

meridional). O resultado deste fluxo meridional é a ascensão de uma parcela de ar (o que implica em esfriamento adiabático) no hemisfério de verão na região da mesopausa, e também uma parcela de ar descendente (o que implica em aquecimento adiabático) no hemisfério de inverno. Este efeito representa um desvio na estrutura de temperatura da mesopausa se considerarmos o equilíbrio radiativo como o único responsável pelo sistema de temperatura nesta região.

As fontes de ondas de gravidade na troposfera incluem: fluxos de ar sobre montanhas, tempestades convectivas e atividades frontais. Fritts e Nastrom (1992) mostraram que em termos de comprimento de ondas médio as fontes topográficas são as principais responsáveis, seguidas por ventos de cisalhamento. Desta forma, desde que existem variações nos padrões de ventos e de precipitações de toda ordem (de sazonal a diária), é esperada também uma variação na geração de ondas de gravidade, o que influenciará nas variações provocadas por estas ondas na atmosfera.

Uma outra interação das ondas de gravidade é com as ondas de mares. A maré diurna é gerada na troposfera pela absorção da radiação solar pelo vapor de água e os modos mais importantes na baixa termosfera são gerados pela absorção da radiação solar pelo ozônio estratosférico (Forbes, 1995). Marés são variações harmônicas de escala global com períodos de um dia, ou fração de um dia. As marés podem ser migrantes, seguem o movimento do sol em torno da Terra, como também podem ter modos fixos em localizações geográficas da Terra (Fuller-Rowell, 1995). As interações entre ondas de gravidade e maré diurna foram estudadas inicialmente por Gavrilov et al. (1981). Fritts e Vincent (1987) mostraram que as marés modulam o divergente do fluxo de momento das ondas de gravidade, atuando no sentido de reduzir a amplitude e o avanço de fase. Forbes et al. (1991) também mostraram efeitos semelhantes através de modelos numéricos.

As ondas planetárias também são de escala global, mas não necessariamente relacionadas com a posição do sol. Estas ondas podem apresentar períodos de 2, 5, 10 e 16 dias na mesosfera (Forbes, 1995) e podem ser geradas por fluxos de ar sobre

montanhas por grandes regiões de terra plana e padrões meteorológicos de grande escala. Miyahara (1984) examinou a interação entre ondas planetárias estacionárias e ondas de gravidade, e mostrou que as amplitudes das ondas planetárias foram reduzidas devido ao arraste provocado pelas ondas de gravidade. McLandress e McFarlane (1993) mostraram que o arraste das ondas de gravidade altera a distribuição espacial e pode provocar um aumento da amplitude das ondas planetárias na troposfera.

Em linhas gerais podemos dizer que: uma onda de gravidade se propaga para cima e sua dissipação na atmosfera, depende do meio no qual a onda se propaga. As ondas de gravidade podem ser filtradas pelos ventos na estratosfera e mesosfera. Se as ondas atingem alturas mesosféricas, as perturbações induzidas por estas ondas tornam-se grandes o bastante para provocar instabilidades, dentre elas, quebra de ondas e depósito de momento. Em resumo podemos afirmar que as ondas de gravidade são responsáveis por:

- Turbulência;
- Condução de calor turbulenta;
- Difusão turbulenta;
- Mistura de constituintes;
- Transferência de momento;
- Interações com marés e ondas planetárias;
- Redução da amplitude da maré diurna;
- Geração do fluxo meridional;
- A anomalia de temperatura na mesopausa;
- E pela interação e modificação do fluxo médio da atmosfera, talvez a mais importante

2.2 A luminescência atmosférica como traçadora de ondas

A luminescência atmosférica é resultado de reações químicas na atmosfera devido ao armazenamento da energia radiativa do sol durante o dia, a qual é reemitida mais tarde.

Durante a noite, esta quimiluminescência contribui significativamente para o brilho do céu, especificamente no infravermelho próximo. Os estudos da luminescência atmosférica têm contribuído bastante para a pesquisa sobre a dinâmica da mesosfera e baixa termosfera (Gardner e Taylor, 1998).

A luminescência atmosférica é utilizada para se estudar ondas de gravidade devido à perturbação que estas ondas causam sobre as camadas emissoras. Parte-se do princípio que a passagem de ondas pela região emissora pode elevar ou baixar a altura destas camadas adiabaticamente. Assim, é possível relacionar a perturbação na altura da camada também com mudanças de temperaturas através de taxa de queda adiabática.

Enquanto a mudança na densidade é responsável pela mudança na intensidade, as mudanças de temperatura irão afetar os coeficientes de taxa de reação nos processos que produzem as camadas, e então a intensidade de luz radiada irá mudar. Esta mudança é utilizada para captar as imagens. Neste trabalho foram imageadas as seguintes emissões: as bandas de Meinel (OH), a linha verde do oxigênio atômico em 557,7 nm (5577) e a banda atmosférica (0, 1) do $O_2(O_2)$.

2.3 O imageamento da aeroluminescência

Os três instrumentos mais utilizados atualmente no estudo de ondas de gravidade são: radar de laser, radar MF e o imageador.

O radar de laser é capaz de medir densidade e temperatura em função da altura e do tempo, com uma alta resolução em altura.

Um típico radar MF, que faz medidas de ventos em função da altura e do tempo observa uma área horizontal de aproximadamente 75 km de diâmetro e tem resolução espacial de 4 a 5 km (Thayaparan et al., 1995). O radar MF é capaz de realizar medidas com resolução temporal de 1 a 2 minutos.

O imageador utilizado neste trabalho tem uma resolução temporal de aproximadamente 3 minutos para imagens do OH e 5577 e de aproximadamente 7 minutos para as do O_2 . A resolução espacial pode chegar até 0,5 km dependendo da projeção. O diâmetro da área imageada é de aproximadamente 900 km em 85 de altura.

Comparando o imageador com os outros dois instrumentos, notamos que o imageador observa uma área maior do que o radar MF, porém a aquisição dos dados depende das condições das observações e o radar de laser detecta diferentes regiões do espectro de ondas de gravidade. Desta forma, podemos dizer que estes três instrumentos são complementares para o estudo de ondas de gravidade.

A principal vantagem do imageamento da aeroluminescência na observação de ondas de gravidade é a combinação da alta resolução espacial com a alta resolução temporal na visualização de uma grande área horizontal.

As principais desvantagens no uso do imageador para detecção de ondas são as seguintes: a) O restrito intervalo de tempo de observação, porque requerem boas condições de tempo e só podem ser realizadas à noite; b) a atenuação das assinaturas para ondas de comprimentos de ondas verticais curtos.

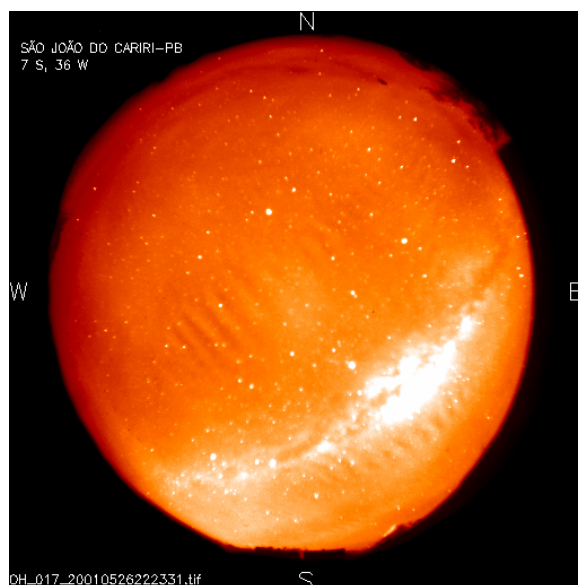


Fig. 2.1 - Imagem obtida através da emissão OH em São João do Cariri, mostrando ondas de gravidade sobre o campo de visão do imageador “All-sky”.

2.4 Ondas de gravidade na alta atmosfera

Já é bem conhecido o fato de que as ondas de gravidade desempenham um importante papel no transporte de energia e momento da baixa atmosfera para região da MLT, afetando a estrutura de temperatura e a circulação geral desta região.

A média atmosfera é uma região rica em interações dinâmicas e fotoquímica; onde é encontrado uma variedade de estruturas interessantes, tais como, as camadas mesosféricas de aeroluminescência, as camadas metálicas devido ablação de meteoros, e nuvens noctilucetas.

Existem várias técnicas observacionais de ondas de gravidade. Todavia, cada instrumento tem sua própria limitação na observação dos parâmetros da onda de gravidade. No entanto, a combinação de métodos observacionais é muito importante para o estudo mais detalhado das ondas de gravidade.

Em aeronomia, os estudos das emissões de aeroluminescência tratam das variações da dinâmica da média atmosfera. Temperaturas rotacionais, velocidades de ventos radiais e densidades atmosféricas podem ser inferidas destas emissões.

O imageamento da aeroluminescência em torno da região da mesopausa é capaz de investigar as estruturas de ondas de gravidade mais diretamente, e tem sido aplicado para observar ondas de gravidade com características de períodos curtos (< 1 horas) e pequenos comprimentos de onda horizontal (6~100 km) em vários locais.

Em alguns casos, as fontes destas ondas supostamente estão na troposfera, de onde as ondas se propagariam para a média atmosfera. Também são sugeridos como prováveis fontes destas ondas a excitação na própria camada da aeroluminescência noturna (Isler et al., 1997; Fritts et al.;1993).

2.5 As primeiras interpretações sobre ondas de gravidade

Com o advento dos foguetes de sondagem e de métodos indiretos para a medida dos ventos na alta atmosfera nos anos 50, observou-se que estes apresentavam características bastante diferentes em relação à baixa atmosfera. O perfil vertical do vento na alta mesosfera e baixa termosfera apresentava altos valores e enorme variação com a altura. Estes ventos foram inicialmente denominados de ventos irregulares.

A observação deste de outros perfis verticais permitiu que algumas características destes ventos fossem obtidas: i) fortes variações na distância vertical, da ordem de alguns quilômetros; ii) o vento dominante em um dado ponto persiste com pouca variação por dezenas de minutos e tende a alcançar a correlação zero após aproximadamente 100 minutos; iii) as escalas horizontais dos ventos são maiores do que as verticais em aproximadamente 20 vezes; iv) os movimentos são predominantemente horizontais; v) as velocidades tendem a aumentar com a altura; vi) as escalas de alturas dominantes tendem a aumentar com a altura.

Hines, em uma série de artigos publicados nos anos 50 e 60 explicou que estes ventos irregulares não eram tão irregulares assim, mas que podiam ser explicados como sendo provenientes de uma soma de modos de propagação de ondas internas.

2.6 Oscilações atmosféricas na presença da gravidade

A idéia de ondas acústicas é bastante familiar, mas a maioria das pessoas estranham num primeiro momento a relação de dispersão das ondas de gravidade pois ela apresenta características não muito comuns. Para o caso mais simples, podemos considerar: pequenas variações de pressão e densidade, nas quais não ocorra perda de energia (viscosidade nula) e solução plana em duas dimensões.

Ondas com as propriedades descritas anteriormente podem ser obtidas como soluções idealizadas de modelos simplificados onde a atmosfera é considerada estacionária, com temperatura e composição uniformes. Neste tipo de atmosfera básica, as ondas são consideradas perturbações lineares e que ocorrem adiabaticamente, sem fricção (atrito), e a aceleração da gravidade é constante com a altura. A força de Coriolis é desprezada em relação às forças do gradiente de pressão, de inércia e da gravidade

2.7 Observações de ondas de gravidade

Várias técnicas têm sido desenvolvidas para o estudo experimental de ondas de gravidade na média atmosfera: observações de traços meteóricos por métodos visuais e de sinais de rádio, liberação de compostos químicos, foguetes e granadas (temperatura), instrumentação de alta resolução em foguetes e balões, radares (meteóricos, reflexão parcial, MST), radares de laser, e imageadores.

Através destes métodos é possível delinear as principais características das ondas de gravidade: comprimento de onda, velocidade de fase, variabilidade (latitudinal, sazonal e temporal), e evidências de saturação.

Observações de traços de meteoros realizadas por Liller e Whipple (1954) revelaram a presença na média atmosfera de movimentos horizontais semelhantes aos de ondas, com comprimento de onda vertical variando de ~2 a 15 km entre 80 e 100 km de altitude. Similares estruturas de ventos foram observadas em experimentos de liberação de substâncias químicas realizados por Kochanski (1964), Blamont e Barat (1967) e Woodrum e Justus (1968). Estudos adicionais de Theon et al. (1967) utilizando explosões de granadas através de foguetes encontraram similares estruturas no perfil de temperatura entre 40-50 km. As cargas úteis de foguetes obtiveram perfis de ventos e temperatura com resoluções ≤ 100 m (Philbrick et al., 1983). Radar e radar de laser dão resoluções em torno de 50m a 2km e oferecem a vantagem de alta resolução temporal.

Até a introdução do radar e do radar de laser não havia potencial para estudar completamente o espectro de ondas de gravidade.

Parâmetros importantes são o comprimento de onda horizontal e a velocidade de fase horizontal. Existem, no entanto, fenômenos naturais que facilitam a estimativa destes parâmetros e observação da morfologia de ondas de gravidade em certos níveis da média atmosfera através de técnicas visuais e óticas. Como por exemplo, nuvens noctilucentes (NLC), as quais só ocorrem em altas latitudes no verão da mesopausa (~85 km). Os estudos fotográficos de Witt (1962), Grishin (1967), Haurwitz e Fogle (1969), e outros, encontraram evidências de comprimento de ondas horizontais variando de ~10 a 75 km e velocidades de fase entre 10 e 60 ms^{-1} . Peterson e Kieffaber (1973) fotografaram uma estrutura na emissão OH. Os resultados confirmaram a existência de estruturas de pequena escala na região próxima do infravermelho (NIR). A comparação destas fotografias com as estruturas de ondas em nuvens noctilucentes levaram Morels e Herse (1977) a especular se ondas de gravidade internas seriam a causa das estruturas observadas na emissão do OH. Armstrong (1982, 1986), encontrou comprimento de onda e velocidade de fase de 244 km e 72 ms^{-1} , respectivamente. Crawford et al. (1975) utilizaram um sistema de TV de baixa intensidade de luz para obter as primeiras imagens em tempo real com alta resolução temporal (1/7s de exposição). Taylor et al. (1987), obtiveram as primeiras imagens simultâneas de três emissões da

aeroluminescência. Semelhantes observações foram obtidas na camada de emissão do OH por Herse et al. (1980). Estes autores observaram comprimentos de onda horizontais entre ~30 e 100 km. Herse (1984) identificou que somente parte da Terra parecia coberta pela estrutura de onda. Mende et al. (1994) notaram que a emissão da banda do O₂ (0,0) é mais brilhante do que o OH quando vista do espaço, o que levou-os a inferir que as observações de Herse (1984) tenham sido da emissão devido ao O₂ e não do OH.

Comprimentos de onda e velocidades de fase horizontais na mesosfera também foram obtidos utilizando radares HF ou VHF em localizações separadas por 20-35 km. Os estudos de Vincent e Reid (1983) obtiveram comprimentos de ondas zonais menores do que 200 km, com valor médio de ~70 km para período menores que uma hora. Em estudo similar Smith e Fritts (1983) encontraram evidências de movimentos de baixa e alta frequência.

Uma característica adicional observada no espectro de ondas de gravidade é a tendência a um grau de polarização (Vincent e Stubbs, 1977; Manson et al., 1981). Vincent e Stubbs (1977) sugeriram que isto se devia a filtragem direcional do espectro por um campo de vento, o que foi realçado inicialmente por Hines e Reddy (1967). A orientação preferida pelas ondas de gravidade também foi sugerida por observações de NLC realizadas por Witt (1962), Grishin (1967) e Haurwitz e Fogle (1969) e por estudos da emissão do OH por Herse et al. (1980) e Smith e Fritts (1983). Tais observações parecem ser consistentes com os achados de Dunkerton e Butchart (1984) sobre transmissão seletiva do espectro de ondas de gravidade inicialmente isotrópico. Uma outra característica de ondas de gravidade notada por vários autores é a aparente mudança observada na frequência com a altura (Rastogi e Bowhill, 1976; Stening et al., 1978; Manson et al., 1979).

A variabilidade latitudinal e sazonal do espectro de ondas de gravidade na média atmosfera foi estudada por Theon et al (1967), usando explosões de granadas a bordo de foguetes para determinar a estrutura de temperatura devido as ondas de gravidade. Estas observações sugeriram que as flutuações estavam presentes nas ondas de gravidade em

todas as latitudes durante o inverno, com maiores flutuações em altas latitudes. Fortes evidências de variação sazonal foram obtidas em um grande número de localizações usando radares meteorológicos, HF e VHF (Manson et al., 1975, 1979, 1981; Frezal et al., 1981; Balsley et al., 1983). Em todos estes trabalhos foi encontrado que a atividade de ondas de gravidade era maior no inverno do que no verão. Hirota (1984) examinou as flutuações de ondas de gravidade presente nos campos de vento e temperatura usando dados meteorológicos, e observou um notável ciclo anual das amplitudes rms das ondas em altas latitudes. Durante o verão, pelo contrário, alguma atividade foi detectada em baixas latitudes, no entanto nenhuma flutuação foi encontrada em altas latitudes. Fortes evidências de variação sazonal foram obtidas em um grande número de localizações usando radares , HF e VHF (Manson et al., 1975, 1979, 1981; Frezal et al., 1981; Balsley et al., 1983). Em todos estes trabalhos foi encontrado que a atividade de ondas de gravidade era maior no inverno do que no verão. Hirota (1984) examinou as flutuações de ondas de gravidade presente nos campos de vento e temperatura usando dados meteorológicos, e observou um notável ciclo anual das amplitudes rms das ondas em altas latitudes, com um máximo de atividade durante o inverno. O que concorda com os trabalhos citados anteriormente. Outra característica interessante deste trabalho é um ciclo semi-anual em baixas latitudes com atividade máxima próximo do equinócio. Nakamura et al.(1999) também fez um estudo sobre variação sazonal, onde os parâmetros das ondas apresentam diferenças entre inverno/verão e meses de equinócio.

Em adição à variabilidade latitudinal e sazonal, existem evidências de uma substancial variação temporal no espectro de ondas de gravidade na média atmosfera. Amplitude, comprimento de onda, velocidade de fase, orientação e largura do espectro foram observados variando significativamente em escalas de tempo, desde o período da onda até vários dias (Witt, 1962; Grishin,, 1967; Haurwitz e Fogle, 1969; Carter e Balsley, 1982; Vincent e Reid, 1983; Balsley et al. 1983; Hirota, 1984; Smith e Fritts, 1983).

A publicação das primeiras imagens realizadas com uma lente fish-eye (olho de peixe) all-sky (180° de campo de visão) mostrando estruturas de onda sobre todo o céu (cobrindo $\sim 10^6$ km²) foram registradas por Peterson e Adams (1983).

A campanha ALOHA-90, com os imageadores de Taylor (Taylor e Ewards, 1991), como também com outros instrumentos, permitiram investigar movimentos de curto período em baixa latitude sobre o oceano em Haleakala, Havaí (USA). Estruturas de ondas de curto período foram observadas freqüentemente. Também, estes trabalhos marcaram a introdução de imageadores com CCD nas medidas de aeroluminescência. Taylor e Hill (1991) sugeriram que as montanhas não poderiam ser uma fonte importante das ondas observadas, e que a filtragem pelos ventos poderiam desempenhar um papel importante nos padrões de ondas detectados. Taylor et al. (1991) compararam medidas de imageador com o interferômetro da Universidade de Ontário no Canadá e encontraram uma boa concordância.

Evidências observacionais da filtragem de ondas na MLT são raras. Taylor et al. (1993) encontraram uma forte anisotropia na direção de ondas de gravidade em Nederland, Colorado (USA). A partir de 22 eventos detectados, sugeriram que a filtragem pelos ventos em níveis críticos foram os responsáveis pela anisotropia encontrada.

Swenson e Mende (1994) registraram várias noites de observações de ondas de gravidade em imagens do OH, incluindo uma observação de quebra de onda. Neste trabalho, eles também apresentaram um método aproximado de diferenciação temporal, no qual sucessivas imagens são subtraídas umas das outras. Isto significa uma aproximação de uma derivada temporal de uma série de imagens. O evento de quebra de onda foi caracterizado por uma distorção na frente de onda e o aparecimento de caóticas estruturas de “ripples” alinhados ortogonalmente à onda inicial. Este fenômeno é atribuído a semelhantes estruturas observadas por Fritts et al. (1993) em nuvens noctilucentes. Hecht et al. (1994) foi o primeiro a calcular o espectro em duas dimensões utilizando a análise de Fourier em imagens do OH.

A campanha ALOHA-93 também foi um momento de várias observações das características da aeroluminescência. Hecht et al. (1995) calcularam a inclinação do espectro do número de onda em duas dimensões, e também sugeriram a presença de ondas acústicas em altitudes mesosféricas, devido a observação de períodos de onda de 3 minutos, embora isto possa ser explicado pelo deslocamento Doppler da frequência

devido ao vento de fundo. Swenson e Espy (1995) registraram ondas em imagens do OH com direção para sudeste, comprimento de onda de aproximadamente 25km e velocidade de fase entre 25-40 m/s. Estas medidas foram comparadas com a teoria de filtragem difusiva (Gardner, 1994) e os resultados foram consistentes com as previsões. Swenson et al. (1995) combinaram medidas de aeroluminescência com medidas de radar de laser para calcular a altitude máxima de penetração atmosférica das ondas de gravidade observadas durante ao ALOHA-93. Taylor et al. (1995a) compararam imagens do OH e do 5577, e encontraram que existiam mais ondas nas imagens do 5577 do que nas do OH, e também que os “ripples” presentes no 5577 eram ausentes no OH. Taylor et al. (1995c) utilizando um método de triangulação com dados de dois imageadores, através das imagens do 5577, mediram a altura da camada de emissão, o resultado encontrado foi 95 ± 2 km.

Durante a campanha do ALOHA-93 Swenson e Espy (1995s) observaram um evento raro denominado “wall event”. Tal evento caracteriza-se por um aumento de 50% na intensidade num intervalo de 5 minutos. Também nesta campanha Taylor et al. (1995c) detectaram um espetacular evento de onda de gravidade nas imagens do OH e do 5577. Este distúrbio apareceu como uma frente de onda seguida por várias cristas de ondas (trem de ondas).

Taylor e Garcia (1995) realizaram análise espectral em duas dimensões de imagens observadas sobre Arecibo, Porto Rico (USA). Eles encontraram comprimentos de onda horizontal entre 26 e 70 km, velocidades de fase entre 31 e 41 m/s e períodos de 11 minutos a 28,5 minutos.

Isler et al. (1997) analisaram imagens de ondas de gravidade observadas em várias emissões. Eles encontraram que 75% das observações apresentaram um comportamento de onda canalizadas e que a maioria destas ondas apresentaram curtos comprimentos de onda. Garcia e Taylor (1997) descreveram uma técnica de processamento de imagens que usava uma calibração espacial, remoção de estrelas, projeção geográfica e análise de Fourier.

Durante a campanha CORN (Collaborative Observations Regarding the Nightglow) Hecht et al. (1997a) em Urbana, Illinois (USA) detectaram em imagens de OH ondas alinhadas entre 135° e 315° . Estas ondas apresentaram comprimento de onda entre 30-50 km, período entre 10-20 minutos, com velocidade de fase em torno de 50 m/s.

Taylor et al.(1997b) registraram a climatologia de ondas de gravidade sobre Adelaide (Austrália) e encontraram que a atividade de ondas de gravidade com comprimento de onda entre 50 e 80 km foi maior na camada de emissão do OH e mostraram uma variação semi-anual.

Coble et al.(1998) obtiveram imagens do OH no Novo México (USA) e determinaram o espectro de número de onda horizontal.

Taylor et al. (1998) participaram da campanha SEEK em Shigaraki (35° N, 136° E) e Yamagawa (31° N, 130° E). Os valores médios encontrados para os parâmetros das ondas nos dois locais apresentaram uma boa concordância.

Recentemente, estudos óticos e de radar têm revelado uma diversidade muito grande de ondas na região do MLT. Os lidars, por exemplo, tem oferecido uma melhor resposta para movimentos de onda com comprimento de onda vertical menores do que a espessura da camada de sódio (~ 10 km). Em comparação, o imageamento da aeroluminescência (principalmente do OH) têm demonstrado alta sensibilidade para movimentos que apresentam comprimento de onda horizontal de pequena escala (<100 km) e períodos curtos (<1 hora). [(Batista et al., 2000; Nakamura et al., 1999; Isler et al, 1997; Taylor et al. 1997; Garcia et al., 1997; Hecht et al., 1997b; Coble et al., 1998; Taylor e Garcia, 1995)]

Atualmente a pesquisa sobre ondas de gravidade está centrada nos seguintes aspectos: identificação das prováveis fontes, direção preferencial de propagação, tipos de ondas (canalizadas, propagantes, evanescentes) e difusão de momento e energia (Walterscheid et al., 1999; Alexander et al.,2000; Dewan e Picard, 2001 e Hecht et al.,2001).

CAPÍTULO 3

FUNDAMENTOS TEÓRICOS DE LUMINESCÊNCIA ATMOSFÉRICA DA REGIÃO F

3.1 As principais Emissões de Luminescência Atmosférica da Região F

A atmosfera superior da Terra é uma fonte permanente de emissões de fótons que são liberados por átomos ou moléculas excitadas acima de seu nível normal de energia. A produção desta luminescência é devida a diversos processos físico-químicos e, em geral, ocorre através da emissão de bandas e linhas espectrais.

Geralmente, temos duas categorias distintas de emissões da atmosfera superior na faixa de altura que varia de 80 km a 600 km, sendo uma delas denominada aurora e a outra luminescência atmosférica ou aeroluminescência ou ainda “airglow”. A aurora é geralmente causada pela excitação dos constituintes termosféricos pelo impacto de partículas energéticas com os átomos e moléculas da atmosfera e ocorre tipicamente em altas latitudes, enquanto que a luminescência atmosférica são emissões usualmente muito mais fracas causadas por reações químicas dos constituintes atmosféricos. Ambas ocorrem tanto do lado diurno quanto do lado noturno da atmosfera superior da Terra. A aurora, devido ao alto brilho visível a olho nu (principalmente durante tempestades geomagnéticas), foi primeiramente observada. Registros históricos revelam observações aurorais na Grécia antiga nos séculos III, IV e V a.c.

O estudo de emissões atmosféricas teve início com os trabalhos de Gassendi em 1621 sobre as primeiras observações sistemáticas de um fenômeno ocorrido no sul da França, que ele denominou “Aurora Boreal”. Mais tarde, Slipher (1919) observou que existiam emissões na atmosfera mesmo quando auroras não podiam ser notadas. Esse fenômeno foi devidamente demonstrado por Dufay (1933) como sendo auto-luminescência atmosférica e, portanto, distinto de auroras. Mesmo assim o nome “aurora não polar” (Rayleigh, 1931) só foi substituído quando Elvey (1950), sob sugestão de Otto Struve, propôs o uso da palavra “airglow”, que em Português é normalmente denominado luminescência atmosférica. Essa denominação vem sendo usada até hoje para indicar a

radiação ótica amorfa continuamente emitida pela atmosfera de um planeta (Chamberlain, 1978).

Portanto, a luminescência atmosférica pode ser definida como uma radiação de natureza eletromagnética, tênue, amorfa e constante, cuja emissão é proveniente de átomos e moléculas excitadas existentes na atmosfera, principalmente nas altitudes entre 80 km e 400 km. A luminescência atmosférica pode ser observada em qualquer latitude e existe em vários comprimentos de onda.

As emissões noturnas de luminescência atmosférica da região F mais estudadas são as emissões do oxigênio atômico OI 630,0 nm, OI 557,7 nm e OI 777,4 nm. Na tabela 2.1 temos as principais emissões da região F, suas intensidades típicas e comprimentos de onda respectivos, enquanto na Figura 2.1 temos o espectro eletromagnético de luminescência atmosférica ao redor da linha OI 777,4 nm.

TABELA 3.1 – PRINCIPAIS EMISSÕES DA LUMINESCÊNCIA
ATMOSFÉRICA NOTURNA NA REGIÃO F

<i>Emissão Atmosférica</i>	<i>Intensidade Típica (R)</i>	<i>Comprimento de onda (nm)</i>	<i>Altura média da camada de emissão (km)</i>
OI 557,7 nm	60	557,7	250-300
OI 630,0 nm	300	630,0	250-300
OI 777,4 nm	20	777,4	300-400

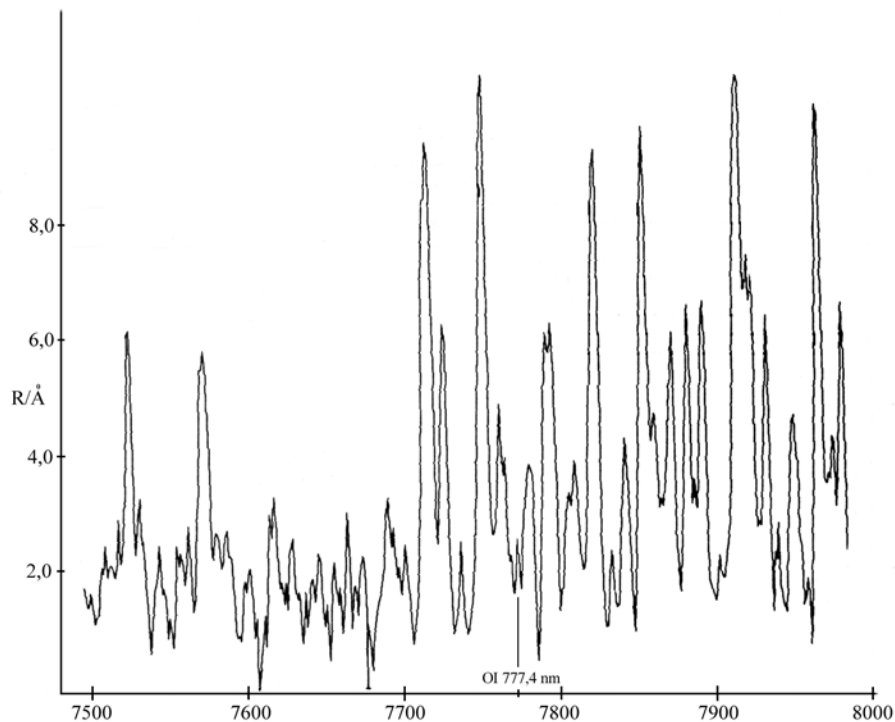


Fig. 3.1 - Espectro de luminescência atmosférica em torno da linha OI 777,4nm.

FONTE: Broadford e Kendall (1968).

3.2 A Linha Vermelha OI 630,0 nm

A linha de emissão OI 630,0 nm é a mais utilizada no estudo da dinâmica da região F noturna. Ela provém de uma camada emissora de aproximadamente 50 km de espessura localizada abaixo do pico da região F (aproximadamente uma altura de escala) com sua fonte de emissão entre 240 e 300 km de altitude. A intensidade do OI 630,0 nm aumenta, ou diminui, quando o plasma ionosférico move-se para baixo, ou para cima, respectivamente. Dessa forma, a intensidade da luminescência é mais, ou menos, intensa quando a densidade de elétrons aumenta, ou diminui. Através da linha de emissão OI 630,0 nm, a geração, dinâmica e morfologia das bolhas de plasma têm sido largamente estudadas nos últimos 20 anos, juntamente com técnicas de ondas de rádio.

3.2.1 O Mecanismo de Recombinação Dissociativa

Já está bem estabelecido que o processo de produção do oxigênio atômico excitado $O(^1D)$ na região F, que leva à geração da linha OI 630,0 nm, é a recombinação dissociativa do íon oxigênio molecular com elétrons. Na reação de recombinação dissociativa



parte da energia da reação é usada para dissociar o íon molecular XY^+ em átomos excitados. A recombinação dissociativa do íon molecular O_2^+ pode produzir os seguintes produtos:



O átomo do oxigênio atômico excitado no nível 1D , ao decair para o estado fundamental espontaneamente ($O^*(^1D) \rightarrow O(^3P) + hv(630,0\text{nm e } 636,4\text{nm})$), libera o excesso de energia na forma de radiação eletromagnética, emitindo linhas discretas nos comprimentos de onda 630,0 nm e 636,4 nm.

Ainda não está bem estabelecido se a recombinação dissociativa do íon NO^+



e



deve ser incluída na teoria da luminescência do OI 630,0 nm.

A taxa de produção do oxigênio excitado, por unidade de volume, devido ao mecanismo de recombinação dissociativa do íon O_2^+ é

$$\frac{dn(O^*)}{dt} = \alpha_1 n(O_2^+) n(e). \quad (2.9)$$

Por outro lado, a taxa de produção do oxigênio excitado, por unidade de volume, devido ao mecanismo de recombinação dissociativa do íon NO^+ é

$$\frac{dn(O^*)}{dt} = \alpha_2 n(NO^+) n(e) \quad (2.10)$$

onde α_1 e α_2 são os coeficientes das reações.

Na região F, durante a noite, o íon molecular, O_2^+ , é produzido através do mecanismo de transferência



A taxa de produção do íon molecular O_2^+ , por unidade de volume, é então dada por

$$\frac{dn(O_2^+)}{dt} = \gamma_1 n(O^+) n(O_2) \quad (2.12)$$

onde γ_1 é o coeficiente da reação a uma temperatura de 1000 K. A partir da reação de recombinação dissociativa do O_2^+ , notamos que a intensidade da emissão da linha OI 630,0 nm depende fortemente das concentrações do íon O_2^+ e elétrons.

O íon molecular NO^+ é produzido através da reação



A taxa de produção do íon molecular NO^+ , por unidade de volume, é

$$\frac{dn(NO^+)}{dt} = \gamma_2 n(O^+) n(N_2) \quad (2.14)$$

onde γ_2 é o coeficiente da reação a uma temperatura de 1000 K.

A deriva vertical \mathbf{ExB} observada na região F, após o pôr-do-sol, influencia significativamente a intensidade da emissão OI 630,0 nm. Um movimento de plasma para cima, diminui a concentração do O_2^+ , conseqüentemente diminuindo a concentração do oxigênio atômico excitado no nível 1D , e, diminuindo assim, a intensidade da emissão OI 630,0 nm. Já um movimento de deriva vertical para baixo, aumenta a intensidade da emissão do OI 630,0 nm.

O tempo de vida do oxigênio excitado no nível 1D é ≤ 110 segundos (Peterson et al. 1966), podendo ser desativado durante este período por colisões (“quenching”), sem a emissão de fótons. Os principais constituintes atmosféricos envolvidos na desativação do $O(^1D)$ são as moléculas neutras O_2 e N_2 . Assim sendo, as reações do OI 630,0 nm envolvidas no processo são



onde α_D , k_Q e A_D representam os coeficientes das reações.

3.2.2 A Taxa de Emissão Volumétrica Integrada do OI 630,0 nm

A taxa de emissão volumétrica $\varepsilon_\lambda(z)$ (fótons emitidos por unidade de volume por segundo) de uma linha, tendo comprimento de onda λ , em um nível j , é dado pelo produto do coeficiente de transição de Einstein, A_j , e a densidade numérica $n(j)$ dos átomos no nível j

$$\varepsilon_\lambda(z) = A_\lambda n(j). \quad (2.19)$$

A taxa de emissão volumétrica integrada, na direção vertical, em Rayleighs, é então dada por:

$$J_{\lambda} = 10^{-6} \cdot A_{\lambda} \int_0^{\infty} n(j) dz \quad (2.20)$$

A densidade numérica $n(^1D)$, pode ser determinada, resolvendo-se a equação da continuidade para a “população” do oxigênio excitado no nível 1D , sendo dada por

$$n(^1D) = \frac{k_D}{A_D} \frac{1}{(1 + d_D/A_D)} \frac{\gamma_1 n(O_2) n(e)}{1 + \frac{\gamma_1 n(O_2)}{\alpha_1 n(e)} + \frac{\gamma_2 n(N_2)}{\alpha_2 n(e)}} \quad (2.21)$$

onde

γ_1 é o coeficiente da reação de transferência de carga na produção do O_2^+ ,

γ_2 é o coeficiente da reação de transferência de carga na produção do NO^+ ,

$n(O_2)$ é a densidade numérica do oxigênio molecular,

$n(e)$ é a densidade numérica de elétrons,

$n(N_2)$ é a densidade numérica do nitrogênio molecular,

α_1 é o coeficiente na reação de recombinação dissociativa do íon O_2^+ ,

α_2 é o coeficiente na reação de recombinação dissociativa do íon NO^+ ,

d_D é o coeficiente de desativação colisional.

Para obtermos a taxa de emissão volumétrica para a transição $^1D_2 \rightarrow ^3P_2$, que emite a linha OI 630,0 nm, temos que multiplicar a densidade numérica $n(^1D)$, dada na eq. (2.21), pelo coeficiente de transição de Einstein, $A_{630,0}$. Portanto, a taxa de emissão volumétrica do OI 630,0 nm devido a recombinação dissociativa dos íons O_2^+ e NO^+ é

$$\varepsilon_{630,0}(z) = A_{630,0} \cdot n(^1D). \quad (2.22)$$

A taxa de emissão volumétrica integrada do OI 630,0 nm, na vertical, em Rayleighs, é dada por

$$J_{630,0} = 10^{-6} \int \varepsilon_{630,0}(z) \cdot dz \quad (2.23) \text{ ou}$$

$$J_{630,0} = 10^{-6} \cdot 0,76 \int \frac{1}{(1 + d_D/A_D)} k_D \frac{\gamma_1 n(O_2) n(e)}{\left(1 + \frac{\gamma_1 n(O_2)}{\alpha_1 n(e)} + \frac{\gamma_2 n(N_2)}{\alpha_2 n(e)}\right)} dz \quad (2.24)$$

onde

$$A_{630,0}/A_D = 0,76 \text{ e } k_D = 0,2, \quad (\text{Peterson e Vanzandt, 1969}).$$

CAPÍTULO 4

IRREGULARIDADES DE PLASMA NA REGIÃO F

4.1 Teoria Linear das Bolhas de Plasma

Imediatamente após o pôr-do-sol, a região E inicia um processo rápido de recombinação e não há condutividade suficiente para curto-circuitar os campos elétricos da região F. Devido à recombinação e aos efeitos eletrodinâmicos (movimento vertical da região F devido à deriva $E \times B$), o gradiente de ionização da parte inferior da camada F começa a aumentar. Quando a camada está suficientemente alta, ou o gradiente de ionização está suficientemente elevado para superar efeitos de recombinação, haverá o crescimento das flutuações na densidade, devido à instabilidade Rayleigh-Taylor. Essas flutuações dão origem às bolhas de plasma na parte inferior da camada, que sobem não-linearmente pelo movimento de polarização $E \times B$, acima do pico da região F, estendendo as irregularidades para a parte superior da camada.

4.1.1 O Mecanismo da Instabilidade Rayleigh-Taylor

Considere a Figura 3.1, onde a densidade n_1 é maior que a n_2 e ambas estão submetidas à gravidade g e ao campo magnético B . Uma pequena perturbação inicial está ilustrada na Figura 3.1. As velocidades das partículas são proporcionais às suas massas, portanto há um domínio dos íons. Uma corrente flui na direção x (direção leste-oeste) devido ao gradiente de pressão e gravidade, tendo como magnitude,

$$j_x = \frac{nMg}{B} \quad (3.1)$$

onde n denota a densidade de plasma e M é a massa do íon.

Como a corrente resultante é na direção $g \times B$, que é estritamente horizontal, j_x será grande quando n for grande e pequeno quando n for pequeno. Existe uma divergência no fluxo de corrente devido a perturbação inicial, distribuindo as cargas sobre a perturbação. Devido a essa separação de cargas, surge um campo elétrico de polarização δE , tendo a direção mostrada na Figura 3.1. Esse campo elétrico δE , que surge pela

perturbação, causa uma deriva $\delta \mathbf{E} \times \mathbf{B}$, deslocando a região de baixa densidade para cima, e uma deriva deslocando a região de densidade maior para baixo. Portanto, ocorre uma amplificação na perturbação inicial e o sistema fica instável. Uma condição de instabilidade do sistema ocorre quando \mathbf{g} e ∇n são anti-paralelos.

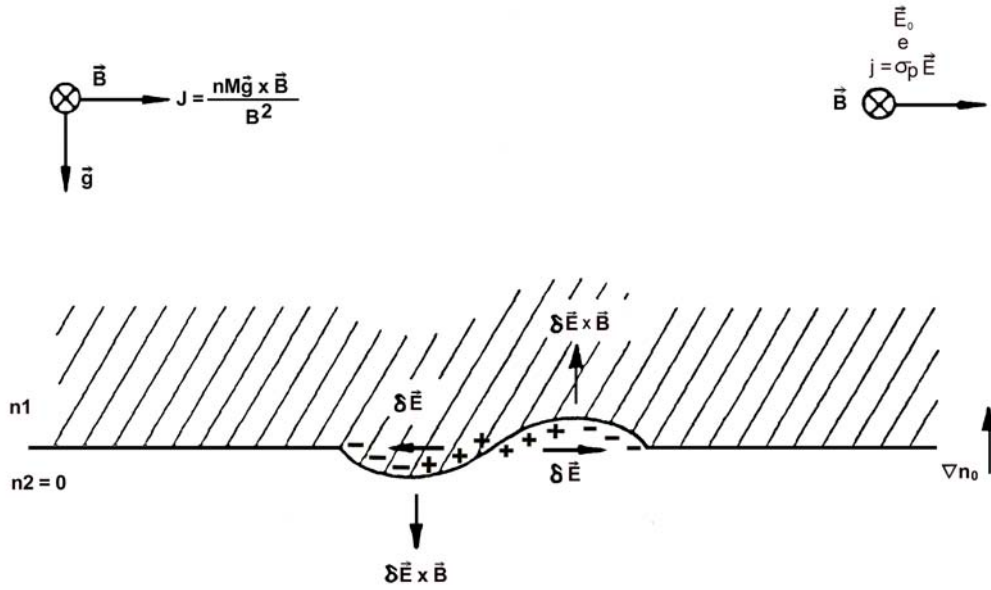


Fig. 4.1 - Esquema mostrando o crescimento de uma irregularidade no plasma da ionosfera equatorial, análogo à instabilidade Rayleigh-Taylor da hidrodinâmica. Uma pequena perturbação inicial na fronteira entre duas regiões com diferentes densidades, onde a região menos densa é deslocada para cima, gera uma perturbação de maior escala que tende a crescer. FONTE: Kelley (1989, p. 122)

A taxa de crescimento da instabilidade é dada pela expressão

$$\gamma_{I,\max} = -\frac{g}{v_{in}} \frac{1}{n_0} \frac{\partial n_0}{\partial q} \quad (3.2)$$

CAPÍTULO 5

INSTRUMENTAÇÃO E ANÁLISE DE DADOS

Os dados utilizados para o estudo da deriva zonal e morfologia das bolhas de plasma foram obtidos com imageadores tipo “all-sky”. A emissão de luminescência atmosférica usada nesta pesquisa, foi a do oxigênio atômico OI 630,0 nm. O imageador “all-sky” realiza medidas de maior alcance espacial (quando comparadas com medidas por meio de foguetes, digissonda e fotômetros), possibilitando-nos observar grandes áreas horizontais, aproximadamente $14,5^\circ$ de latitude/longitude a partir do zênite, para o caso do OI 630,0 nm, supondo a altura da camada de emissão em torno de 250 km..

5.1 O Imageador “All-Sky”

O primeiro sistema de imageamento “all-sky” entrou em operação em janeiro de 1975 (Mende e Eather, 1976) com o propósito de investigar as emissões com origem na região auroral. Weber et. al (1978), usando um equipamento similar montado a bordo de um avião, realizou uma série de medidas voando sobre a costa oeste da América do Sul, com o objetivo de estudar as irregularidades no plasma da região F equatorial e os seus respectivos efeitos nos sinais transmitidos por satélites. Já as primeiras observações feitas com o sistema de imageamento “all-sky” em solo, na região tropical, foi realizada por Mendillo et. al (1982) em uma campanha na ilha Ascension ($7,95^\circ$ S, $14,38^\circ$ W).

Uma das primeiras versões dos imageadores “all-sky” está mostrada na Figura 4.1. Como podemos observar, a parte superior do imageador é constituída por uma lente denominada “all-sky”, que proporciona um campo de visão de 180° , obtendo, dessa forma, uma imagem completa do céu local. Porém, esse tipo de lente introduz efeitos de compressão e curvatura nas imagens para pequenos ângulos de elevação (nas bordas da lente). A lente de campo garante que toda a luz vinda da lente “all-sky” incida na lente colimadora.

Este sistema ótico utiliza ainda um filtro de 4 polegadas de diâmetro com largura de faixa de 1,35 nm, centrada no comprimento de onda em 630 nm. Filtros de interferência

com banda estreita (bastante seletivo) são necessários, pois as intensidades de determinadas linhas do espectro eletromagnético de luminescência atmosférica noturna, tais como OI 630,0 nm e OI 777,4 nm, possuem intensidades relativamente baixas. Como na região próxima ao equador magnético o conteúdo eletrônico é ainda mais baixo, devido à anomalia equatorial, um intensificador de imagem foi acrescentado ao sistema de forma a amplificar a intensidade da emissão. O registro das imagens monocromáticas é feito por uma câmara convencional (filmes de 35mm) em intervalos de 20 minutos e tempo de exposição de 32 segundos.

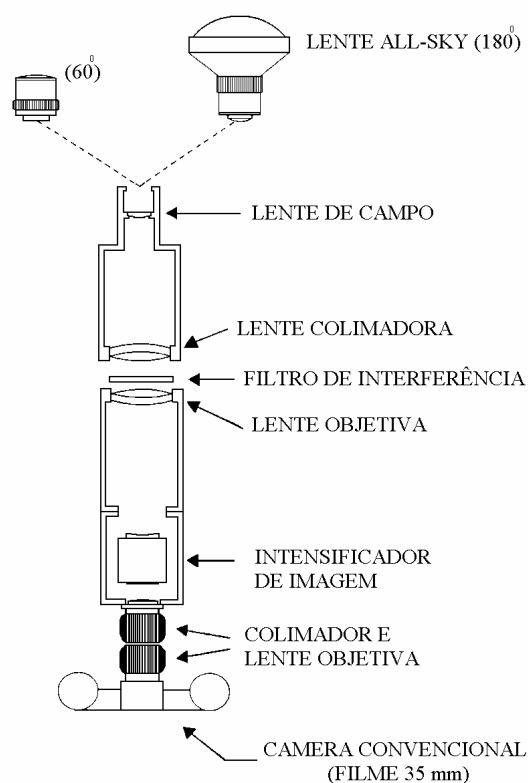


Fig. 5.1 - Imageador "All-Sky" com câmara fotográfica.

FONTE: Mendillo et al. (1982).

As últimas gerações de imageadores "all-sky" são constituídas basicamente por uma lente tipo "all-sky", um sistema telecêntrico, uma roda de filtros de interferência, um

sistema de re-imageamento, uma câmara CCD (do inglês (“Charge Coupled Device”), um sistema de refrigeração e um microcomputador. As Figuras 4.2 e 4.3 mostram, respectivamente, o esquema e foto dos imageadores “all-sky” CCD atuais que estão sendo usados no estudo da velocidade zonal, comportamento espacial e bifurcações das bolhas de plasma.

Através da lente “all-sky”, como dito anteriormente, obtemos um campo de cobertura de 180° do céu noturno. Como nas primeiras gerações de imageadores, esse tipo de lente introduz efeitos de compressão e curvatura nas imagens para pequenos ângulos de elevação. O sistema telecêntrico de lentes torna os feixes perpendiculares à roda de filtro, evitando, assim, o deslocamento na linha de emissão selecionada. Uma das vantagens dos imageadores atuais é a possibilidade da troca de filtro automaticamente e o registro das imagens como arquivos digitais (dispensa o procedimento da digitalização das fotografias como nos primeiros imageadores). A roda de filtros de interferência possui 5 filtros, sendo gerenciada pelo programa de aquisição de dados.

A câmara de detecção CCD é uma matriz de dimensões 1024×1024 pixels, tendo área de $6,54 \text{ cm}^2$ (para o caso do imageador 2). As imagens foram re-amostradas para 512×512 pixels de forma a melhorar a relação sinal/ruído. A resolução da câmara CCD é determinada pela geometria da mesma. Um pixel pode variar de poucos micrômetros a $48 \text{ }\mu\text{m}$ e área total de 1 a 24 cm^2 . A alta eficiência quântica ($\sim 80\%$ no visível), o baixo ruído térmico [$0,5$ (elétrons/pixel)/s], o baixo ruído de leitura (15 elétrons/rms), e a alta linearidade (0,05%) permitem uma excelente capacidade de medidas quantitativas das emissões de luminescência. O sistema de refrigeração reduz a temperatura da câmara CCD, de forma a minimizar o ruído térmico gerado pelos componentes elétricos e eletrônicos da própria câmara. Já o microcomputador é usado no controle da roda de filtros e no processo de aquisição de dados. O sistema é capaz de detectar variações da luminescência noturna na linha OI 630 nm, registrando as imagens como arquivos digitais em intervalos de tempo de 7,15 minutos e tempo de exposição de 90 segundos. Para se conhecer o campo de cobertura dos imageadores “all-sky”, é importante considerar a relação entre o ângulo zenital da lente “all-sky” e a altura da camada de emissão considerada. Pela Figura 4.4, percebe-se que o campo de cobertura do

instrumento corresponde ao setor sudeste e parte do setor sul brasileiro e também a uma área equivalente sobre oceano atlântico. Como a maioria dos instrumentos óticos situados em solo e projetados para medir a luminescência noturna, o imageador CCD “all-sky” necessita de céu claro para operar. Essas condições restringem o período de observação a 13 dias por mês, centrado na lua nova. Portanto, as condições climáticas e o ruído de fundo contaminando o espectro eletromagnético (nuvens, a lua e as luzes circunvizinhas ao ponto de observação) são fatores que limitam os instrumentos óticos nas observações da luminescência atmosférica. Na tabela 5.2 temos as características dos filtros usados nas observações das emissões do oxigênio atômico com origem na região F da ionosfera, consideradas neste trabalho.

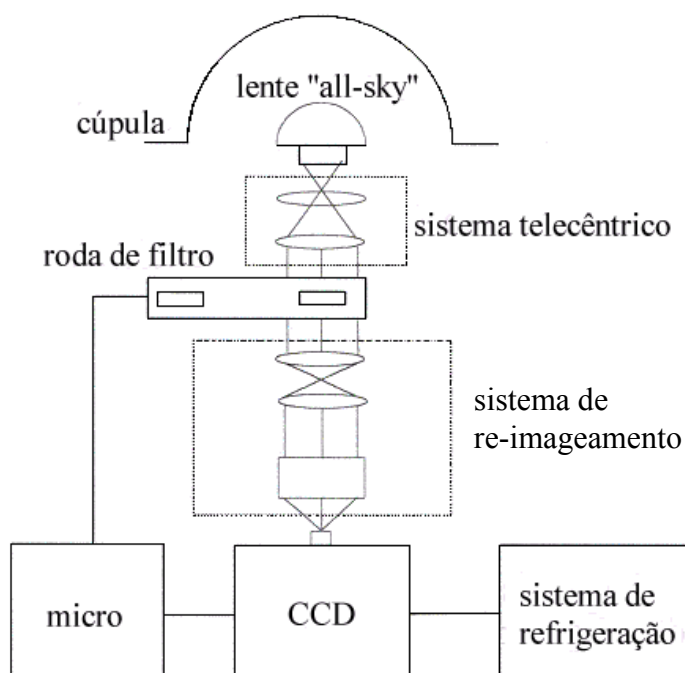


Fig. 5.2 - Diagrama em blocos do imageador “All-Sky” com câmara CCD.

TABELA 5.1 CARACTERÍSTICAS DOS FILTROS E ALTURAS MÉDIAS DAS CAMADAS DE LUMINESCÊNCIA DO OXIGÊNIO ATÔMICO

Comprimento de onda das emissões OI (nm)	Largura de banda (nm)	Altura média da camada (km)
630,0	1,5	250-300
557,7	2,65	250-300
777,4	1,35	300-400

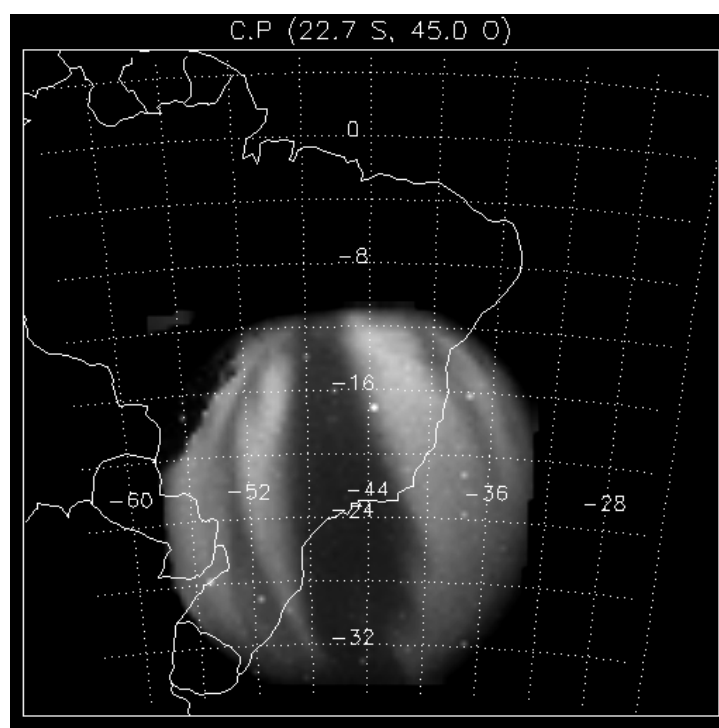


Fig. 5.3 - Campo de visão do imageador “all-sky”, mostrando uma imagem obtida através da emissão OI 630,0 nm, supondo a altura da camada de emissão em torno de 250 km em Cachoeira Paulista durante a noite 02/11/1999.

5.2 Processo de Linearização das Imagens obtidas com o Imageador “All-Sky”.

Como dito anteriormente, um dos problemas associados ao sistema ótico “all-sky” nos estudos da luminescência são os efeitos de compressão e curvatura que ocorrem nas imagens para pequenos ângulos de elevação. Isso ocorre porque a lente “all-sky” projeta a imagem sobre a câmara CCD, de forma que cada pixel, subentende o mesmo ângulo do céu.

Num acordo de cooperação científica entre o grupo de luminescência atmosférica (Lume) do INPE e a universidade de Kyoto, a técnica de linearização de imagens ‘all-sky’, desenvolvida por Maekawa (1998), foi usada nos estudos das emissões com origem na mesosfera. Tal técnica foi estendida para linearizar as imagens obtidas através das emissões com origem na termosfera/ionosfera.

As imagens obtidas com os imageadores “all-sky”, por sua natureza digital, são constituídas por um arranjo de elementos sob a forma de uma malha ou “grid”. Cada célula desse “grid” tem sua localização definida em um sistema de coordenadas do tipo linha e coluna, representados por x e y , respectivamente. O nome dado a essas células é pixel, derivado do inglês “picture element”. Para uma mesma CCD, cada pixel representa sempre uma área com as mesmas dimensões. Cada célula possui também um atributo numérico z , que indica o nível de cinza dessa célula, que, obviamente, vai variar do preto ao branco. Este nível de cinza é conhecido por DN (do inglês “digital number”). O DN de uma célula representa a intensidade da energia eletromagnética medida pelo sensor, para a área da CCD correspondente ao tamanho do pixel. Uma imagem digital pode então ser vista como uma matriz, de dimensão x linhas por y colunas, com cada elemento possuindo um atributo z (nível de cinza).

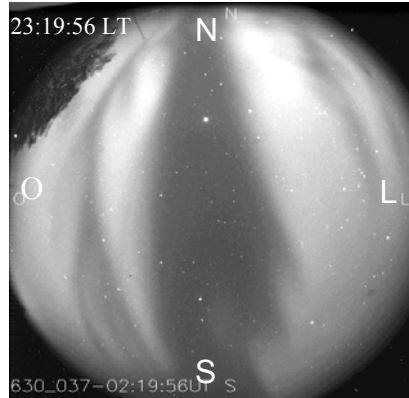
Podemos resumir o procedimento para linearização das imagens da seguinte forma:

- a) Escolher uma boa imagem com muitas estrelas próximas ao zênite.
- b) Identificar as estrelas (coordenadas x,y) na imagem original, através de uma rotina apropriada.
- c) Usar o aplicativo “Sky-Map” e identificar as estrelas da imagem original (obter os parâmetros azimute e elevação).

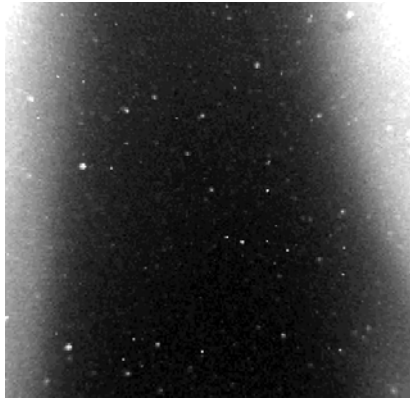
- d) Fazer a correção das coordenadas x e y obtidas no item (b), através de uma segunda rotina.
- e) Criar um arquivo de dados com os valores para azimute, elevação e coordenadas corrigidas de cada estrela.
- f) Obter o zênite real da imagem, o azimute corrigido e os coeficientes da função da lente “all-sky” através de uma terceira rotina.
- g) A partir de uma quarta rotina, gerar os mapas de projeção.

O aplicativo computacional usado no desenvolvimento das rotinas foi o “Interactive Data Language” (IDL). A imagem escolhida para a calibração do imageador all-sky foi a obtida através do fundo estelar do dia 09/06/1999, às 19:21:13 LT. Nessa calibração foram identificadas 50 estrelas. Um número relativamente alto de estrelas se faz necessário, pois melhora o ajuste da função da lente “all-sky” (aumenta o número de pontos). Na Figura 4.5 temos um exemplo de uma imagem original obtida através da emissão OI 630,0 nm e as suas respectivas imagens linearizadas para as áreas de projeção 256 km², 512 km², 600 km² e 1024 km². Através dessa técnica de linearização de imagens foi possível inferir a velocidade zonal das bolhas de plasma sobre uma vasta área a partir do zênite.

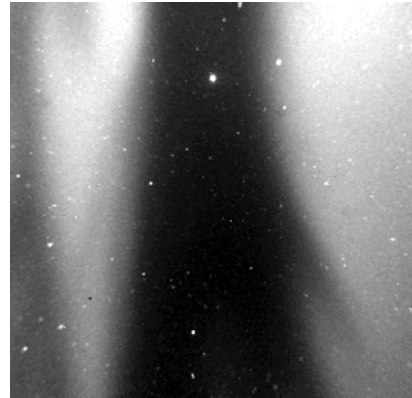
Imagem original



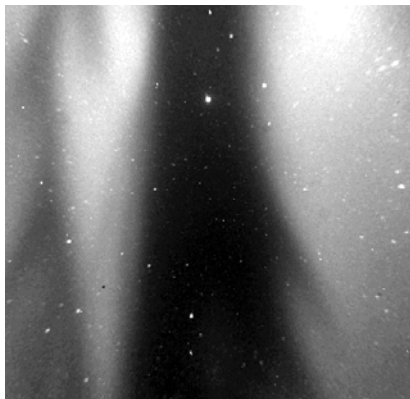
256 km x 256 km



512 km x 512 km



600 km x 600 km



1024 km x 1024 km

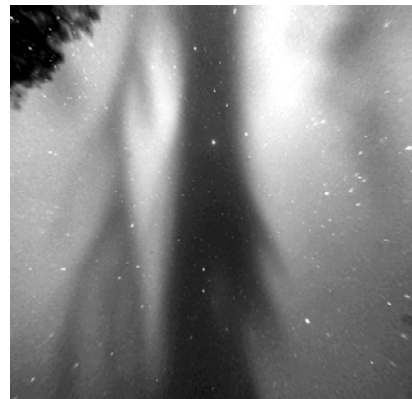


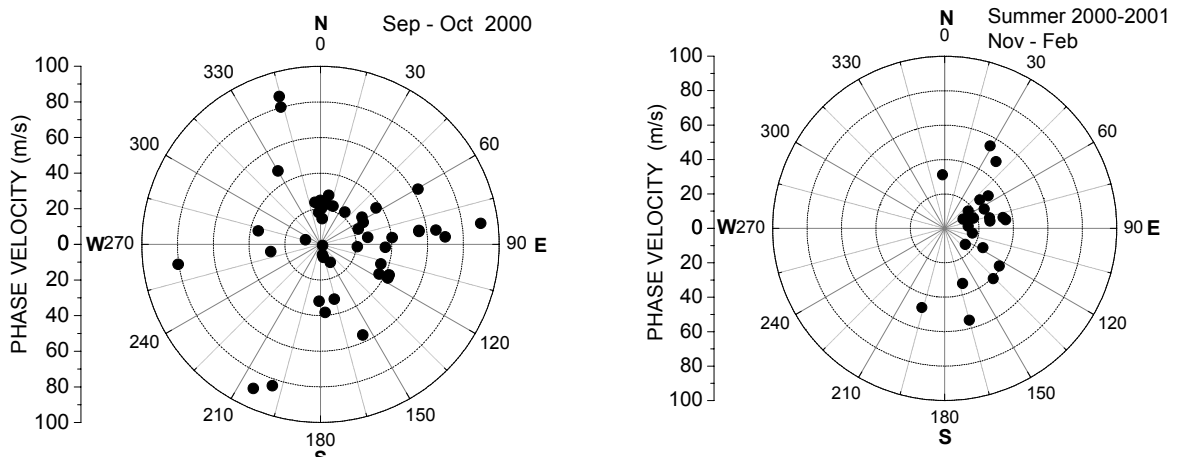
Fig. 5.4 - Imagem original obtida através da emissão OI 630,0 nm no dia 02/11/1999 (com o imageador 2), às 23:19:56 LT e as suas respectivas imagens linearizadas para quatro diferentes áreas de projeção

CAPÍTULO 6

RESULTADOS E DISCUSSÃO

6.1 Observações de ondas de gravidade

Neste estudo foram utilizadas apenas as observações das ondas de gravidade detectadas na camada de emissão da hidroxila OH, efetuadas entre setembro de 2000 e agosto de 2001. A Figura 6.1 apresenta a distribuição sazonal da direção de propagação versus a velocidade de fase horizontal das ondas de gravidade observadas em São João do Cariri após o pôr-do-Sol (entre 18 e 20 horas). Este parâmetro é representado pelo ângulo azimutal do vetor de onda. Observa-se claramente que durante o inverno não temos ondas de gravidade deslocando-se para a região leste-nordeste (entre 0° e 90°). Já no verão há uma clara tendência de propagação das ondas para a essa região. Já para os meses março/abril e setembro/outubro observa-se uma anisotropia elevada apresentando ondas em quase todas as direções. Como veremos adiante esses resultados são extremamente relevantes no processo de geração das bolhas de plasma, mostrando que as ondas de gravidades podem ser realmente o “gatilho” que dispara o mecanismo da “instabilidade colisional Rayleigh-Taylor”.



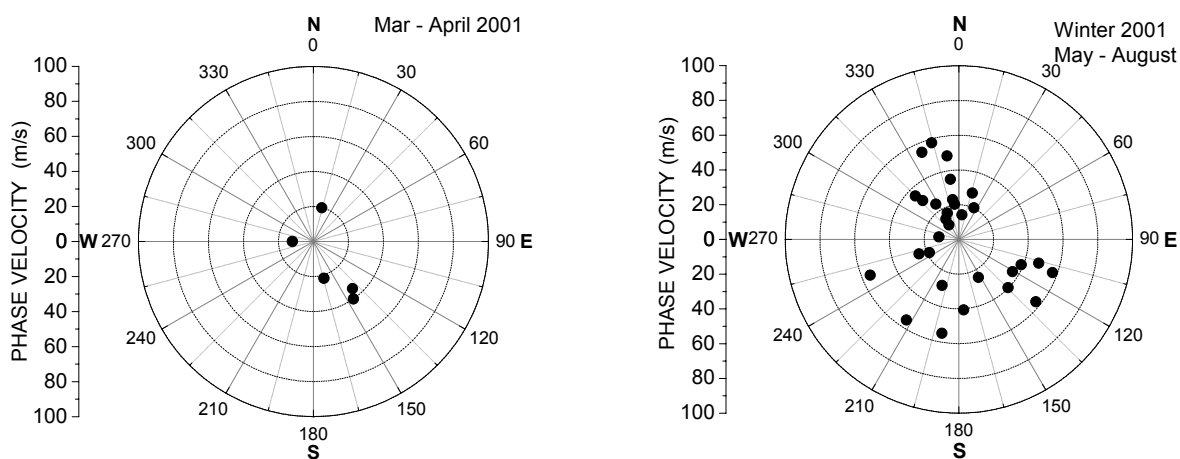


Fig. 6.1 – Direção de propagação das ondas de gravidade observadas na região equatorial de Setembro de 2000 à Agosto de 2001 (das 18LT às 20LT).

6.2 – Observações simultâneas de irregularidades de plasma na região F e eventos de ondas de gravidade na mesosfera

Neste estudo selecionamos eventos simultâneos de formação de bolhas de plasma sobre o campo de visão do imageador e eventos de ondas de gravidade na mesosfera para o período de 09/2000 a 08/2001. Selecionamos apenas os eventos de ondas de gravidade e bolhas de plasma que ocorreram imediatamente o pôr do Sol (entre 18 LT e 20 LT). As Figuras 6.2 mostram os resultados para os meses de outubro de 2000 e setembro de 2001. Como as bolhas de plasma não ocorrem entre maio e agosto no setor Brasileiro (exceto quando temos tempestades magnéticas intensas), não se pode fazer este tipo de estudo durante esse período. As Figuras 6.2 ilustram observações simultâneas de ondas de gravidade e irregularidades no plasma da região F logo após o pôr-do-Sol.

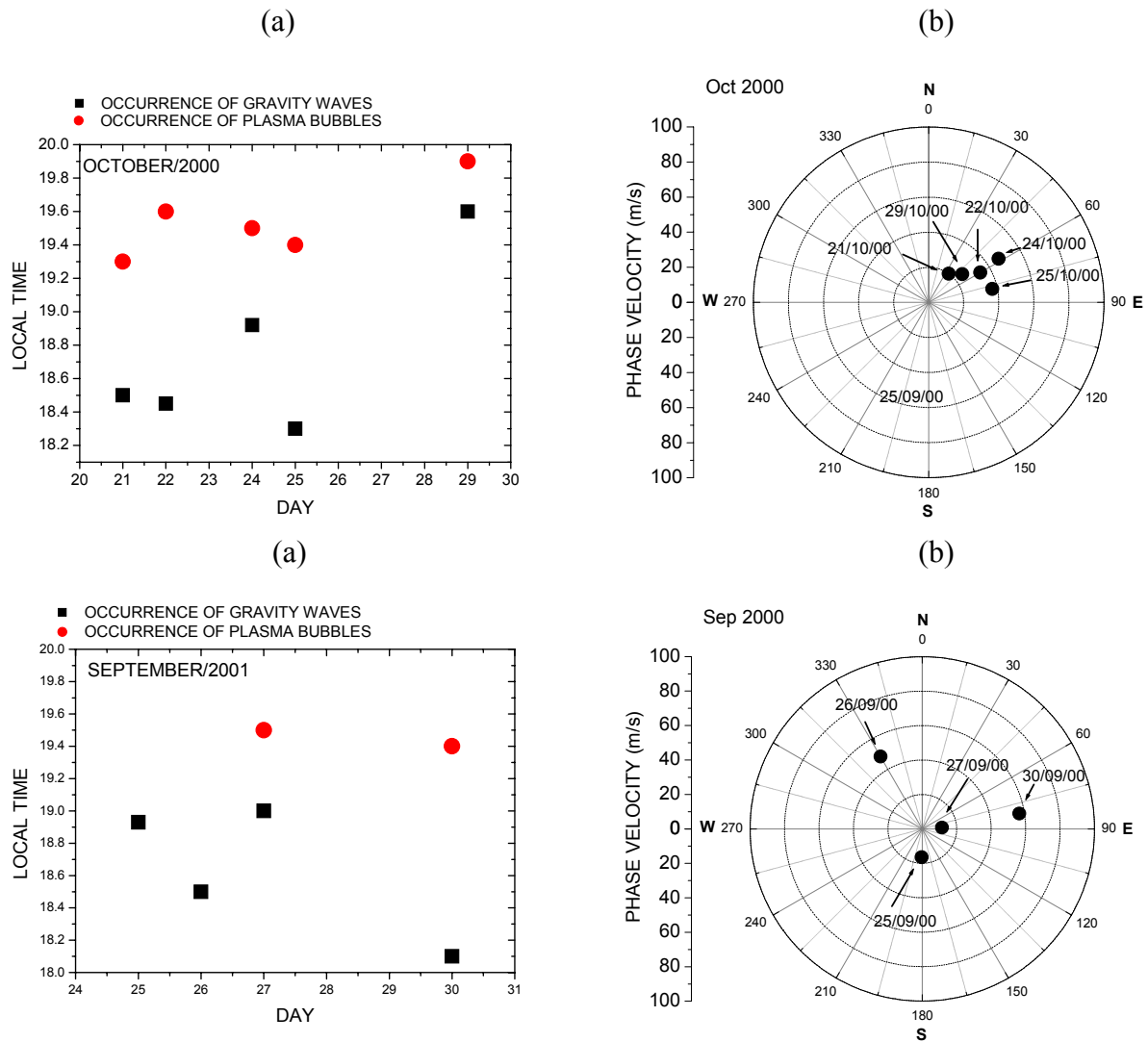


Fig. 6.2 – a) Observação simultânea de bolhas de plasma e ondas de gravidade imediatamente após o pôr-do-sol (das 18LT às 20LT) durante Setembro de 2001 e Outubro de 2000. b) Gráfico polar da velocidade de fase e direção de propagação das ondas de gravidade.

CAPÍTULO 7

CONCLUSÃO

Foi analisado um ano de dados do imageador instalado em São João do Cariri, no período de setembro de 2000 a outubro de 2001 nas linhas de emissões 557, 7nm (Linha Verde) e na Banda OH, com o objetivo de analisar ondas de gravidade e seu comportamento sazonal durante esse período.

Conforme foi discutido no Capítulo 4 deste trabalho, já está bem estabelecido que existe uma forte correlação entre a magnitude do pico pré-reversão da deriva vertical da camada F, ao entardecer, e a ocorrência de bolhas de plasma. Observamos que as ondas de gravidade podem atuar como semeadoras da instabilidade Rayleigh-Taylor, responsável pela geração das bolhas de plasma. A atividade das ondas de gravidade na região da mesosfera equatorial (no setor brasileiro) é alta principalmente no verão e inverno e baixa no outono e primavera. Há uma forte correlação entre sua propagação para leste/noroeste e as bolhas de plasma que são geradas logo após o pôr-do-sol.

Tendo uma visão global dos resultados aqui obtidos, podemos concluir que este trabalho é mais uma contribuição para o conhecimento do estudo da aeroluminescência.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Aarons, J.; Mendillo, M.; Yantosca, R. GPS phase fluctuations in the equatorial region during the MISETA 1994 campaign. **Journal of Geophysical Research**, v.101, no. A12, p. 26.851-26.862, 1996.
- Abdu, M.A.; Bittencourt, J.A.; Batista, I.S. Magnetic declination of the equatorial F-region dynamo electric field development and spread F. **Journal of Geophysical Research**, v 86, no. A13, p. 11.443 -11.446, 1981.
- Abdu, M.A.; Muralikrishna, P.; Batista, I.S.; Sobral, J.H.A. Rocket observation of equatorial plasma bubbles over natal, Brazil, using a high-frequency capacitance probe. **Journal of Geophysical Research**, v. 66, no. A5, p. 7689-7695, 1991.
- Anderson, D.N.; Heelis, R.A.; Mclure, J.P. Calculated nighttime eastward drift velocities at low latitudes and their solar cycle dependence. **Annales Geophysicae**, v.5, no.3, p. 435-442, 1987.
- Armstrong E. B., The association of visible airglow features with gravity wave, **J.Atmos.Terr.Phys**, 44, 325-336, 1982.
- Armstrong E. B., Irregularities in the 80-100km region: A photographic approach, **Radio Sci.**, 21, 313-318, 1986.
- Basu, S.; Kelley, M.C. A review of recent observations of equatorial scintillations and their relationship to current theories of F region irregularity generation, **Radio Science**, v. 14, no. 3, p. 471-485, 1979.
- Batista, I.S.; Medeiros, R.T.; Abdu, M.A.; Souza, J.R.; Bailey, G.J.; de Paula, E.R. Equatorial ionospheric vertical plasma drift model over the Brazilian region. **Journal of Geophysical Research**, v. 101, no. A11, p. 10.887-10.892, 1986.
- Beer T., **Atmospheric waves**, Wiley, 1974.
- Bills R.E. and Gardner C.S., Lidar observations of the mesopause region temperature structure at Urbana, **J. Geophys. Res. Atmosph.**, 98 (D1), 1011-1021, 1993.
- Bittencourt, J.A.; Abdu, M.A. A theoretical comparison between apparent and real vertical ionization drift velocities in the equatorial F region. **Journal of Geophysical Research**, v. 86, no. A4, p. 2451-2454, 1981.
- Bittencourt, J.A.; Sahai, Y.; Fagundes, P.R.; Takahashi, H. Simultaneous observations of equatorial F-region plasma depletions and thermospheric winds. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 59, no.9, p. 1049-1059, 1997.

Blamont J. E. and Barat J., Introduction d'un modèle pour la structure des mouvements de atmosphère entre 85 et 110 km d'altitude, **Ann. Geophys.**, 23, 173-189, 1967.

Booker, H.G.; Wells, H.W. Scattering of radio waves by the F-region of the ionosphere. **Journal of Geophysical Research**, v. 43, no.2-3, p. 249-256, 1938.

Broadfoot, A.L.; Kendall, K.R. Airglow spectrum 3100-10000 Å. **Journal of Geophysical Research**, v. 73, no.1, p. 426-429, 1968.

Buriti R. A., **Estudo de parâmetros de ondas de gravidade por medidas simultâneas de radar UM e fotômetro em Shigaraki (35° N, 136° L), Japão**. São José dos Campos. 176p. (INPE-6647-TDI.624). Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 1997.

Burnside R.G., Tepley C. A., Sulzer M. P., Fuller-Rowell T. J., Torr D. G. and Roble R. G., the neutral thermosphere at Arecibo during geomagnetic storms, **J. Geophys. Res. Space Phys.**, 96 (NA2), 1289-1302, 1991.

Chamberlain, J.W. **Theory of planetary atmospheres**. New York: Academic Press, 1978.

Clemesha, B.R. An investigation of the irregularities in the F-region associated with equatorial type spread-F, **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 26, no.1, p. 91-112, 1964.

Clemesha, B.R., Sporadic neutral metal layers in the mesosphere and lower thermosphere, **J. Atmosph. Terr. Phys.**, 57, 725-736, 1995.

Clemesha, B.R., Veselowskii I., Batista P.P., Jorge M.P.P.M. and Simonich D. M., First mesopause temperature profiles from a fixed southern hemisphere site, **Geophys. Res. Lett.**, 26(12), 1681-1684, 1999.

Coley, W.R.; Heelis, R.A. Low latitude zonal and vertical ion drifts seen by DE-2. **Journal of Geophysical Research**, v. 94, no.A6, p. 6751-6761, 1989.

Crawford J., Rothwell P. and Wells N., Airborne television observations of airglow clouds in near-infrared, **Nature**, 257, 650-651, 1975.

Dewan E.M. and Grossbard N., Spectral analysis of 10 m resolution scalar velocity profiles in the stratosphere, **Geophys. Res. Lett.**, 11(1), 80-83, 1984.

Dewan E.M. and Good R.E., Saturation and "universal" spectrum for vertical profiles of horizontal scalar winds in the atmosphere, **J. Geophys. Res.**, 91(D2), 2742-2748, 1986.

Dunkerton T. J. and Butchart N., Propagation and selective transmission of internal gravity waves in sudden warming, **J. Atmos. Soc.**, 41, 1443-1460, 1984.

Elvey, C.T. Note on the spectrum of the airglow in the red region. **Astrophysics Journal**, v.111, p. 432-433, 1950.

Farley, D.T.; Balsley, B.B.; Woodman, R.F.; McClure, P.J. Equatorial spread F: Implications of VHF radar observations. **Journal of Geophysical Research**, v. 75, no. 34, p. 7199-7216, 1970.

Fejer, B.G.; Gonzales, D.T.; Farley, D.T.; Kelley, M.C. Equatorial electric fields during magnetically disturbed conditions 1. The effect of the interplanetary magnetic field. **Journal of Geophysical Research**, v. 84, no.A12, p. 5797-5802, 1979.

Fejer, B.G.; Kudeki, E.; Farley, D.T. Equatorial F region zonal plasma drifts. **Journal of Geophysical Research**, v.90, no. A12, p. 12.249-12.255, 1985.

Forbes J.M., Jun G. and Miyahara S., On interactions between gravity-waves and the diurnal propagating tide, **Planet. Space Sci.**, 39(9), 1249-1257, 1991.

Forbes J.M., Tidal and planetary waves, **The upper mesosphere and lower thermosphere: a review of experiment and theory**; 87, Geophysical Monograph, 67-68, 01995.

Fritts D.C. and Dunkerton T.J., Fluxes of heat and constituents due to convectively unstable gravity waves, **J. Atmos. Sci.**, 42, 549-556, 1985.

Fritts D.C. and Nastrom G.D., Sources of mesoscale variability of gravity waves. Part 2: Frontal, convective, and jet-stream excitation, **J. Atmos. Sci.**, 49(2), 111-127, 1992.

Fritts D.C. and Lu W., Spectral estimates of gravity wave energy and momentum fluxes. Part II: Parameterization of wave forcing and variability, **J.Atmos.Sci.**, 50(22), 3695-3727, 1993.

Fritts D.C., Isler J.R., Thomas G. and Andreassen O., Wave breaking signatures in noctilucent clouds, **Geophys. Res, Lett.**, 20, 2039-2042, 1993.

Haerendel, G. **Theory of equatorial spread-F**, repot. Berlin: Max Planck Institute fur Extraterrestre Physics, 1973.

Kelley, M.C. The Earth's ionosphere: **Plasma physics and electrodynamics**. Academic Press: San Diego, CA., 1989 (Int.Geophys. Ser43).

Lanyi, G.E.; Roth, T. A comparison of mapped and measured total ionospheric electron content using global positioning system and Beacon satellite-observations. **Radio Science**, v. 23, no. 4, p. 483-492, 1988.

Maekawa, R. **Development mult-color all sky airglow CCD imaging system**. Kyoto University, Dec, 1998 (RASC Research Report).

Medeiros, A.F. **Observações de ondas de gravidade através do imageamento da aeroluminescência**. São José dos Campos. Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) – INPE, 2002.

Mende, S.B.; Eather, R.H. Monochromatic all-sky observations and auroral precipitation patterns. **Journal of Geophysical Research**, v.81, no.22, p.3771, 1976.

Mendillo, M.; Baumgardner, J. Airglow characteristics of equatorial plasma depletions. **Journal of Geophysical Research**, v.87, no. A9, p. 7641-7647, 1982.

Mendillo, M.; Lin, B.; Aarons, J. The application of GPS observations to equatorial aeronomy, **Radio Science**, v.35, no.3, p. 885-904, 2000.

Ossakow, S.L.; Zalesak, S.T.; McDonald, B.E.; Chaturvedi, P.K. Nonlinear equatorial spread F: Dependence on altitude of the F peak and bottomside background electron density gradient scale length. **Journal of Geophysical Research**, v.84, no. A1, p.17-29, 1979.

Peterson, V.I; Steiger, W.R. F-region nightglow emissions of atomic oxygen. **Journal of Geophysical Research**, v.71, no.9, p. 2267-2277, 1966.

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

Pimenta, A.A.; Fagundes, P.R.; Bittencourt, J.A.; Sahai, Y. Relevant aspects of equatorial plasma bubbles under different solar activity conditions. **Advances in Space Research**, v. 27, no.6-7, p. 1213-1218, 2001.

Pimenta, A.A.; Fagundes, P.R.; Bittencourt, J.A.; Sahai, Y.; Gobbi, D.; Medeiros, A.F.; Taylor, M.J.; Takahashi, H. Ionospheric plasma bubble zonal drift: a methodology using OI 630 nm all-sky imaging systems. **Advances in Space Research**, v. 27, no.6-7, p. 1219-12124, 2001.

Rayleigh, IV LORD. Absolute intensity of the aurora line in the night sky and the number of atomic transitions. **Proc. Roy. Soc**, v.A, no.131, p. 376-381, 1931.

Reid, G.C. The formation of small-scale irregularities in the ionosphere. **Journal of Geophysical Research**, v.73, no.5, p. 1627-1640, 1968.

Rishbeth, H., Polarization fields produced by winds in the equatorial F-region. **Planetary and Space Science**, v.19, no.1-4, p. 357-369, 1971a.

Rishbeth, H. The F-layer dynamo. **Planetary and Space Science**, v.19, no.3, p. 263-267, 1971b.

Sahai, Y.; Aarons, J.; Baumgardner, J.; Bittencourt, J.A.; Takahashi, H. OI 630 nm imaging observations of the equatorial plasma depletions at 16°S dip latitude. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v.56, no.11, p. 1461-1475, 1994.

Slipher, V.W. On the general auroral illumination of the sky and the wavelength of the chief aurora line. **Astrophysics Journal**, v.49, no.7, p. 266-275, 1919.

Sobral, J.H.A.; Abdu, M.A.; Sahai, Y. Equatorial plasma bubble eastward velocity characteristics from scanning airglow photometer measurements over Cachoeira Paulista. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v.47, no. 8-10, p. 895-900, 1985.

Sobral, J.H.A.; Abdu, M.A.; Takahashi, H.; Sawant, H.; Zamlutti, C.J.; Borba, G.L. Solar and geomagnetic activity effects on nocturnal zonal velocities of ionospheric plasma depletions. **Advances in Space Research**, v.24, no.11, p. 1507-1510, 1999.

Tsunoda, R.T. Control of the seasonal and longitudinal occurrence of equatorial scintillations by the longitudinal gradient in integrated E region Pedersen conductivity. **Journal of Geophysical Research**, v.90, no. A1, p. 447-456, 1985.

Weber, E.J.; Buchau, J.; Eather, R.H.; Mende, S.B. North-south aligned equatorial airglow depletions. **Journal of Geophysical Research**, v.83, no. A2, p. 712-716, 1978.

Woodman, R.F. East-west ionospheric drifts at the magnetic equator. **Space Research**, v.12, no.12, p. 968-974, 1972.

Zalesak, S.T.; Ossakow, S.L.; Chaturvedi, P.K. Nonlinear equatorial spread F: The effect of neutral wind and background Pedersen conductivity. **Journal of Geophysical Research**, v.87, no. A1, p. 151-166, 1982.