



Ministério da
Ciência e Tecnologia



sid.inpe.br/mtc-m19/2010/11.26.19.57-TDI

ESTUDO DE IRREGULARIDADES IONOSFÉRICAS ATRAVÉS DE SIMULAÇÃO NUMÉRICA E DADOS EXPERIMENTAIS

Matheus Mascarenhas

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial, orientada pelos Drs. José Humberto Andrade Sobral, Esfhan Alam Kherani , e Eurico Rodrigues de Paula, aprovada em 09 de dezembro de 2010.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/38LSM62> >

INPE
São José dos Campos
2011

PUBLICADO POR:

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GB)

Serviço de Informação e Documentação (SID)

Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3208-6923/6921

Fax: (012) 3208-6919

E-mail: pubtc@sid.inpe.br

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

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

Membros:

Dr^a Inez Staciarini Batista - Coordenação Ciências Espaciais e Atmosféricas (CEA)

Dr^a Maria do Carmo de Andrade Nono - Conselho de Pós-Graduação

Dr^a Regina Célia dos Santos Alvalá - Centro de Ciência do Sistema Terrestre (CST)

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

Dr. Ralf Gielow - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CPT)

Dr. Wilson Yamaguti - Coordenação Engenharia e Tecnologia Espacial (ETE)

Dr. Horácio Hideki Yanasse - Centro de Tecnologias Especiais (CTE)

BIBLIOTECA DIGITAL:

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

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

Deicy Farabello - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CPT)

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

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

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

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

Vivéca Sant´Ana Lemos - Serviço de Informação e Documentação (SID)



Ministério da
Ciência e Tecnologia



sid.inpe.br/mtc-m19/2010/11.26.19.57-TDI

ESTUDO DE IRREGULARIDADES IONOSFÉRICAS ATRAVÉS DE SIMULAÇÃO NUMÉRICA E DADOS EXPERIMENTAIS

Matheus Mascarenhas

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial, orientada pelos Drs. José Humberto Andrade Sobral, Esfhan Alam Kherani , e Eurico Rodrigues de Paula, aprovada em 09 de dezembro de 2010.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/38LSM62> >

INPE
São José dos Campos
2011

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Mascarenhas, Matheus.

M373e Estudo de irregularidades ionosféricas através de simulação numérica e dados experimentais / Matheus Mascarenhas . – São José dos Campos : INPE, 2011.

xx+175 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m19/2010/11.26.19.57-TDI)

Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2010.

Orientadores : Drs. José Humberto Andrade Sobral, Esfhan Alam Kherani , e Eurico Rodrigues de Paula .

1. Instabilidade ionosférica . 2. Bolha de plasma ionosférica.
3.Modelo e previsão. 4. Distúrbios ionosféricos. I.Título.

CDU 551.510.535

Copyright © 2011 do MCT/INPE. Nenhuma parte desta publicação pode ser reproduzida, armazenada em um sistema de recuperação, ou transmitida sob qualquer forma ou por qualquer meio, eletrônico, mecânico, fotográfico, reprográfico, de microfilmagem ou outros, sem a permissão escrita do INPE, com exceção de qualquer material fornecido especificamente com o propósito de ser entrado e executado num sistema computacional, para o uso exclusivo do leitor da obra.

Copyright © 2011 by MCT/INPE. No part of this publication may be reproduced, stored in a retrieval system, or transmitted in any form or by any means, electronic, mechanical, photocopying, recording, microfilming, or otherwise, without written permission from INPE, with the exception of any material supplied specifically for the purpose of being entered and executed on a computer system, for exclusive use of the reader of the work.

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

Dr. Alexandre Alvares Pimenta



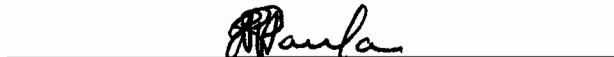
Presidente / INPE / SJC Campos - SP

Dr. José Humberto Andrade Sobral



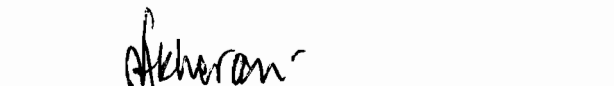
Orientador(a) / INPE / SJC Campos - SP

Dr. Eurico Rodrigues de Paula



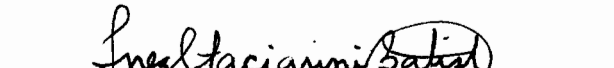
Orientador(a) / INPE / SJC Campos - SP

Dr. Esfhan Alam Kherani



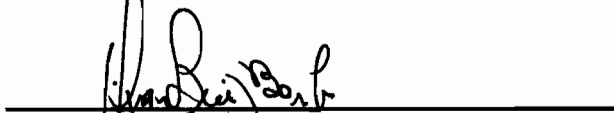
Orientador(a) / INPE / SJC Campos - SP

Dra. Inez Staciarini Batista



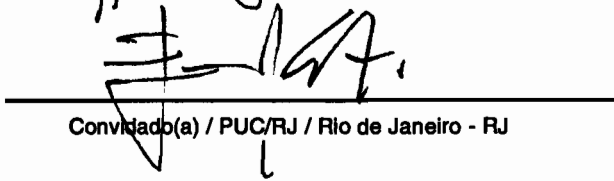
Membro da Banca / INPE / SJC Campos - SP

Dr. Gilvan Luiz Borba



Convidado(a) / UFRN / Natal - RN

Dr. Emanuel Paiva de Oliveira Costa



Convidado(a) / PUC/RJ / Rio de Janeiro - RJ

Aluno (a): Matheus Mascarenhas

São José dos Campos, 09 de dezembro de 2010

*A meus pais João e Benedicta pelo incentivo e dedicação
em todas as etapas da minha formação.*

AGRADECIMENTOS

Agradeço à Fundação de Amparo a Pesquisa do Estado de São Paulo – FAPESP, pela bolsa de Doutorado concedida (Processo – 06/50767-2).

A todos os amigos e colegas de curso pela amizade, pelas críticas, experiências compartilhadas e também pelo apoio e incentivo na realização deste trabalho.

Aos colegas de trabalho que direta ou indiretamente me ajudaram na realização da pesquisa.

Aos professores do INPE que com paciência e dedicação muito contribuíram compartilhando o conhecimento.

Aos membros da Banca Examinadora: Dr. Emanuel Paiva de Oliveira Costa, Dr. Gilvan Luiz Borba, Dr. Alexandre Alvares Pimenta e Dra. Inez Staciarini Batista.

Um especial agradecimento aos meus orientadores Dr. José Humberto Sobral, Dr. Esfhan Alam Kherani e Dr. Eurico Rodrigues de Paula pela dedicação e orientação ao longo desses anos de pesquisa.

RESUMO

Esta tese apresenta um estudo dos mecanismos de geração e evolução das instabilidades ionosféricas que geram as bolhas ionosféricas. Através de dados obtidos de imageadores, digissondas, radar de espalhamento coerente, satélites, e outros instrumentos de sondagem ionosférica, principalmente os localizados em São João do Cariri (imageador allsky 7,5°S, 36,5°O, I=-20°), em São Luís (digissonda e radar de espalhamento coerente, 2,6°S, 44,2°O, I=-2°), Fortaleza (digissonda 3,9°S, 38,5°O, I=-11°) e Cachoeira Paulista (digissonda e imageador 22,6°S, 45°O, I=-32°), estudou-se os mecanismos de geração das bolhas ionosféricas com o objetivo de identificar os parâmetros geofísicos que mais influenciam na geração desses fenômenos. Deu-se mais ênfase aos dias sob condições geomagnéticas quietas, a fim de se evitar perturbações decorrentes de tempestades magnéticas que interfiram nos processos de geração das bolhas. Com o objetivo de quantificar e comparar a influência de cada parâmetro com os dados observados, foi desenvolvido um programa para a simulação numérica da evolução dessas irregularidades, em 3 dimensões (3D). Verifica-se através dos resultados das simulações, uma forte influência da configuração do perfil inferior da ionosfera, gradiente de densidade eletrônica e altura da base, e da velocidade de deriva vertical, que está relacionada ao campo elétrico zonal. Com os dados da digissonda, localizada em São Luís, próximo ao equador magnético, foram obtidos: o perfil de densidade eletrônica e a velocidade de subida da ionosfera, instantes antes da ocorrência da irregularidade. O perfil de densidade e a velocidade de subida são os parâmetros de entrada para o programa de simulação. Além dessas condições iniciais, outras condições geofísicas foram estabelecidas, como as frequências de colisões, campo geomagnético e taxas de reação química. A principal conclusão deste estudo teórico por modelo computacional comparado com os dados experimentais foi que a configuração do perfil da base da ionosfera (a altura e a variação temporal do gradiente de densidade eletrônica) e a sua velocidade de subida têm uma influência importante no mecanismo de geração das bolhas. A análise dos eventos com vários instrumentos permitiu visualizar melhor a ocorrência das bolhas, tanto espacialmente como temporalmente, notando a forte influência, sobre a ionosfera, da complexa eletrodinâmica que envolve o instante do pôr-do-sol, especialmente na região brasileira, principalmente devido à configuração do campo geomagnético, que apresenta uma forte declinação magnética e a presença da Anomalia Magnética do Atlântico Sul.

STUDIES OF IONOSPHERIC IRREGULARITIES USING NUMERICAL SIMULATION AND EXPERIMENTAL DATA

ABSTRACT

This thesis presents a study of ionospheric bubble generation and evolution mechanism. Using imagers, digisondes, coherent backscatter radar, satellites, and other ionospheric diagnostic instruments, the ionospheric bubble generation mechanism has been studied to identify which geophysical parameters have the most importance in this kind of ionospheric phenomena. Geomagnetically quiet days were chosen in order to exclude the magnetic storms effects. In order to compare the experimental data with theoretical prediction for the bubble generation and evolution a 3D numerical simulation program was developed. Throughout the numerical simulation we can see the strong influence of the ionosphere bottomside profile, density gradient and height, and the upward velocity, which is related to the zonal electric field. The simulation input parameters, density profile and upward velocity were taken just before the spread F occurrence from São Luís digisonde, that is near the magnetic equator. Other initial conditions have been adopted from existing models like collision frequency, geomagnetic field (dipolar configuration), chemical constituents and reaction. The main conclusion of this theoretical study was that the ionosphere bottomside profile and the upward velocity have a determinant influence in the bubble generation mechanism. The multi-instruments observation of the ionospheric bubble phenomena allowed to get a better analysis of these events, both spatially and in time. We can note the strong influence of the complex sunset electrodynamic, specially over the Brazilian sector, mainly due to the geomagnetic field background, which presents the high declination and the presence of the South Atlantic Magnetic Anomaly.

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 - Ilustração didática da evolução de uma instabilidade gerando as bolhas ionosféricas segundo a teoria linear Rayleigh-Taylor.....	8
Figura 2.2 - Evolução da instabilidade Rayleigh-Taylor em uma geometria equatorial.....	9
Figura 2.3 – Geometria básica do ESF no painel superior à esquerda. Sequência temporal dos resultados obtidos por simulação numérica da evolução da bolha realizada por Scannapieco e Ossakow em 1976.	15
Figura 2.4 – Modelo em três camadas utilizado por Zalesak. Todo o plasma do plano equatorial é considerado estar concentrado na camada 2, enquanto que o restante, dos hemisférios norte e sul, nas camadas 1 e 2 respectivamente.....	17
Figura 2.5 – Sequência de 4 contornos de isodensidades resultados de simulações sem o efeito do vento neutro e das condutividades (instantes 875, 1130, 1220 e 1276 s).....	18
Figura 2.6 – Mesmo caso para a Figura 2.5 considerando as condutividades ($\Sigma_{P1} + \Sigma_{P3} = 0,12\Sigma_{P2max}^0$) nos instantes 1500, 1900, 2215 e 2560 s.....	19
Figura 2.7 – Mesmo caso para a Figura 2.6 acrescentando o vento neutro ($U_n = -150$ m/s) nos instantes 1500, 1850, 2050 e 2331 s.....	20
Figura 2.8 – Simulação 3D da evolução da bolha no equador. As densidades estão normalizadas para 10^{11}	22
Figura 2.9 – Simulação 3D da bolha fora do equador. Os ângulos 78, 81, 84 e 87 são as colatitudes correspondentes às latitudes 12, 9, 6 e 3 graus em relação ao equador. Em longitude, tem-se uma escala entre 35 km e 75 km, observando a evolução de apenas uma única depleção.....	23
Figura 2.10 – Geometria do sistema de coordenadas magnéticas orientadas com relação ao campo magnético de dipolo. O sistema de coordenadas ($\hat{q}, \hat{s}, \hat{l}$) é positivo para cima, para fora do plano do papel, direção leste e na direção norte respectivamente. As coordenadas ($\hat{L}, \hat{\phi}$), se referem ao plano equatorial.....	24
Figura 2.11 – (a) Esquema do acoplamento entre o gerador na região F equatorial e os pontos conjugados, no hemisfério norte e sul, na região E, através das linhas de campo geomagnética. (b) Circuito elétrico para representar o acoplamento entre o gerador na região F e as cargas nos pontos conjugados na região E (R_{EN} e R_{ES}) através das linhas de campo geomagnético atuando como linhas de transmissão com indutância L_T e capacitância C_T	27
Figura 3.1 - Diagrama de blocos dos processos de acoplamento ionosfera-termosfera, mostrando como os diferentes fenômenos e forças, ventos, ondas e campos elétricos, do sistema equatorial ionosfera-termosfera, estão inter relacionados, em condições calmas e perturbadas.	29
Figura 3.2 - Esquema da anomalia equatorial.	31
Figura 3.3 – Padrões de ventos obtidos com o WINDII. Medidas em períodos geomagnético calmo ($Kp < 3$ e média = 1.7) em função da hora local e latitude para algumas altitudes.	33
Figura 3.7 - Modelo simplificado da geração do campo elétrico zonal.	40
Figura 3.8 – Médias de deriva vertical de plasma medidas em Jicamarca durante o equinócio (Março-Abril, Setembro-Outubro), no inverno (Maio-Agosto) e no verão (Novembro-Fevereiro) para três níveis de fluxo solar.	41

Figura 3.9 - Variação da altura da parte inferior da camada F ($h'F$) sobre Fortaleza em cinco noites com: (a) ocorrência de <i>range spread F</i> (curvas com símbolos). (b) ocorrência de <i>spread F</i> em frequência para comparação (curvas sem símbolos). Os retângulos sólidos indicam a hora da ocorrência do <i>spread F</i> em frequência.....	42
Figura 3.10 – Configuração dos ventos na região E devido ao aquecimento solar (painel superior). Sistema de correntes horizontal (painel inferior).	43
Figura 3.12 – Diagrama esquemático mostrando o mecanismo de geração do efeito do dínamo perturbado proposto por Blanc e Richmond (1980).....	45
Figura 3.13 - (a) Perfil de taxa de produção iônica segundo a função de Chapman (b) Perfil de densidade eletrônica da ionosfera nos períodos diurno e noturno.....	47
Figura 3.14 – Perfis de densidade eletrônica (ascendente e descendente) obtidos através de instrumentos a bordo de foguete, comparados com o perfil obtido pelo modelo IRI 95.....	48
Figura 3.15 - Composição atmosférica do período diurno obtida através de medidas de um espectrômetro de massa em White Sands, Novo México (32°N, 106°O)...	48
Figura 3.16 - Comparação da evolução do índice de atividade magnética AE em referencia com a variação do $h'F$ em dias que ocorreram <i>spread F</i>	49
Figura 3.17 – Gráficos das variações da componente do campo magnético interplanetário B_z (gráfico do topo), índices aurorais (gráficos intermediários) e velocidade de deriva vertical V_z para os dias 23 e 25 de setembro de 2001.	50
Figura 3.18 – Gráficos: (a) da condutividade Pedersen total em mhos. (b) Vetores de velocidade do plasma. A linha continua mostra a mudança de sentido da velocidade na direção zonal.	52
Figura 3.19 – Evolução temporal do potencial transpolar nos lados do dia (superior) e da noite (inferior). O caso 1 (linha sólida) foi utilizado para obter o resultado da simulação apresentado na Figura 3.20.	54
Figura 3.20 – Campos elétricos na latitude de 11.645° e a 90 km de altitude, para os tempos A (antes da tempestade), C (antes da fase de recuperação) e E (após a fase de recuperação) de uma tempestade aplicada ao modelo MTIE-GCM. O caso 3 representa a simulação sem considerar a tempestade magnética.....	55
Figura 4.1 – Mapa de parte da América do Sul com as localizações dos principais instrumentos utilizados no estudo.	59
Figura 4.2 – Fotografia do sistema imageador óptico all-sky identificando as partes principais: (1) lente do tipo fish-eye; (2) rack de sustentação; (3) sistema telescópico de lentes; (4) roda de filtros de interferência óptica; (5) câmera CCD e (6) microcomputador para gerenciamento.	63
Figura 4.3 - Sequência de imagens do imageador <i>all-sky</i> localizado em São João do Cariri do dia 19 de dezembro de 2003.	64
Figura 4.4 - Figuras obtidas através do imageador <i>all-sky</i> localizado em São João do Cariri (7.5°S, 36,5°O, I = -20°). As imagens (a) e (d) são as imagens originais obtidas às 23:37:10 e 23:43:30 horas locais do dia 27 de maio de 2003. As imagens (b) e (e) são as respectivas imagens linearizadas. E os gráficos (c) e (f) são os mosaicos obtidos nas latitudes indicadas nas imagens linearizadas, a escala horizontal representa a distância zonal em km.....	66
Figura 4.5 – (a) Sequência de imagens linearizadas obtidas pelo imageador allsky localizado em São João do Cariri na noite do dia 27 de maio de 2003. (b) Mosaico obtido na noite do dia 27 para o dia 28 de maio de 2003.....	67
Figura 4.6 - Ionogramas obtidos com a ionossonda localizada em São Luís (I = 1,9°)..	70

Figura 4.7 - Perfil da ionosfera obtido através do programa SAO-Explorer, para o ionograma apresentado na Figura 4.6.	71
Figura 4.8 - Evolução temporal do perfil da ionosfera obtido através do programa SAO-Explorer. No eixo x temos o tempo, no eixo y a altura e os contornos em cores representando a densidade eletrônica, com a cor vermelha representando os valores mais altos de densidade.	72
Figura 4.9 – Ionogramas obtidos em Fortaleza e Jicamarca após o pôr-do-sol, com a presença de múltiplos traços devido a uma perturbação na base da ionosfera na noite do dia 1 de outubro de 2005.	72
Figura 4.10 – Duas geometrias em que poderiam ocorrer as multi-reflexões (a) depois da subida da ionosfera devido aos efeitos do pôr-do-sol (<i>Post-SunSet Rise</i> - PSSR) e (b) durante essa subida.	73
Figura 4.11 – Diagrama esquemático da distribuição dos 4 módulos de antenas instalados em São Luís, que compõem o radar de espalhamento coerente (FCI). Os módulos de antenas estão alinhadas na direção leste-oeste magnético.	75
Figura 4.12 – Gráfico da intensidade do espalhamento detectado pelo radar de espalhamento coerente localizado em São Luís, durante o período noturno entre 22:00 e 27:30 horas universal no dia 30 de setembro de 2005.	76
Figura 4.13 – Gráficos de velocidade vertical e zonal do plasma ionosférico dentro da irregularidade detectada pelo radar de espalhamento coerente localizado em São Luís.	76
Figura 4.15 – Taxa de ocorrência de assinaturas magnéticas do ESF entre os anos de 2001 e 2004 obtidos pelo satélite CHAMP. Os eixos do gráfico representam os meses do ano (eixo vertical) e longitude (eixo horizontal), em cores esta representada a taxa de ocorrência de assinaturas de ESF para os 12 meses do ano.	78
Figura 4.16 – Imagem do satélite ROCSAT.	79
Figura 4.17 – (a) Representação geográfica da órbita do satélite ROCSAT – 1 na noite do dia 29 de outubro de 2003 utilizando os dados de densidade eletrônica, a barra em cores representa a densidade em $\text{LogN}/(\text{cm}^3)$. (b) Gráficos da densidade eletrônica e fluxo de plasma nas direções zonal, vertical e meridional respectivamente ao longo do percurso do satélite.	80
Figura 5.1 – Distribuição das localidades dos instrumentos utilizados na análise da ocorrência da bolha ionosférica do dia 29 de maio de 2003. As identificações em cada linha indicam a altura do Apex (em km) das linhas de campo que passam pela localidade na altura de 250km.	84
Figura 5.2 - Componente Bz e índices geomagnético, assimétrico e simétrico / Dst durante a ocorrência da bolha ionosférica no dia 29 de maio de 2003.	85
Figura 5.3 – Ionogramas obtidos na estação localizada em São Luís – MA, na noite do dia 29 de maio de 2003.	86
Figura 5.4 – Idem a 5.3 para a estação de Fortaleza.	87
Figura 5.5 – Idem a 5.3 e 5.4 para a estação de Cachoeira Paulista.	87
Figura 5.6 – Altura velocidade de deriva vertical da ionosfera, calculada para as frequências de 5,6,7 e 8 MHz através dos ionogramas de Cachoeira Paulista na noite do dia 29 de maio de 2003.	88
Figura 5.6 – Imagens obtidas do imageador localizado em Arecibo (66.75°O , 18.5°N , $I = 45.471^\circ\text{N}$). Observa-se claramente a deriva da estrutura da bolha para oeste.	89
Figura 5.7 – Representação das linhas de campo geomagnético ao longo do globo terrestre, mostrando esquematicamente os meridianos magnéticos (ano de 2003).	91

Figura 5.8 – Trajetória do satélite ROCSAT-1 na noite do dia 29 de maio. A barra em cores representa a densidade eletrônica medida pelo instrumento a bordo do satélite, que tem sua órbita inclinada em 35° e altura de 600 km.	92
Figura 5.9 – Dados do Rocsat-1 obtidos na noite do dia 29 de maio de 2003. Os painéis do topo para baixo mostram: (1) densidade eletrônica, (2) velocidade zonal, (3) velocidade vertical e (4) velocidade meridional do plasma. Nos eixos horizontais dos gráficos foram colocadas grandezas relacionadas com a posição do satélite: hora universal e local, latitude geográfica e magnética e a correspondente altura da linha de campo no equador. As letras (a), (b) e (c) no gráfico estão relacionadas com as órbitas apresentadas na Figura 5.8.	92
Figura 5.10 – Imagens obtidas do imageador localizado em São João do Cariri (44.7°O, 2.6°S, I = 4.857°S), no dia 4 de outubro de 2005.	94
Figura 5.11 – Mosaicos obtidos através das imagens linearizadas para os horários indicados em cada imagem dos dias 4 e 5 de outubro de 2005. As elipses tracejadas indicam regiões com maior densidade de plasma, e as sólidas a presença das depleções de plasma. As escalas horizontais estão em km.	96
Figura 5.12 – Esquema da metodologia para o cálculo da velocidade zonal da bolha através das imagens obtidas com o imageador de São João do Cariri (painel 1). Gráficos da velocidade zonal das bolhas nos dias 4 e 5 de outubro de 2005 nos painéis 2 e 3, respectivamente.	98
Figura 5.13 – Gráficos de altura da ionosfera referente às frequências de 5,6,7 e 8 MHz, para Fortaleza e São Luís (painéis 1 e 3, respectivamente). Estão representados nesses gráficos a intensidade de espalhamento QF obtidos com o programa SAO-Explorer (gráficos em barra). Gráficos da velocidade de subida da ionosfera calculada a partir das variações das alturas da ionosfera em Fortaleza e São Luís (painéis 2 e 4, respectivamente). RTI (Range Time Intensity) obtido através do radar de São Luís (painel 5).	99
Figura 5.14 – Ionogramas obtidos com a digissonda, localizada em Fortaleza, no dia 4 de outubro de 2005 entre às 21h10 e 21h40.	100
Figura 5.15 – Ionogramas obtidos com a digissonda, localizada em São Luís, no dia 4 de outubro de 2005 entre às 21h50 e 22h10.	101
Figura 5.16 – Gráfico da altura máxima referente à sondagem da digissonda de São Luís em 5 MHz, para a sequência de dias analisados do ano de 2005 (em dias juliano). O valor ao lado de cada ponto se refere ao horário em que esse máximo foi alcançado (em hora local).	103
Figura 5.17 – Gráficos de altura e velocidade da ionosfera referente às frequências de 5,6,7 e 8 MHz (os dois painéis superiores). Gráficos dos gradientes de densidade eletrônica para as respectivas faixas de frequência (painel 3) e a variação temporal do gradiente 6-5 MHz (painel 4). RTI (Range Time Intensity) obtido através do radar de São Luís (painel 5).	104
Figura 5.18 – Gráficos dos gradientes de densidade eletrônica para as respectivas faixas de frequência (painel 1) e a variação temporal do gradiente 6-5 MHz (painel 2). RTI (Range Time Intensity) obtido através do radar de São Luís (painel 3). Cada conjunto de gráficos foi obtido com os dados dos instrumentos utilizados para os dias indicados.	105
Figura 5.19 – Gráficos de altura e velocidade da ionosfera referente às frequências de 5,6,7 e 8 MHz (os dois painéis superiores). Gráficos dos gradientes de densidade eletrônica para as respectivas faixas de frequência (painel 3) e a variação temporal do gradiente 6-5 MHz (painel 4). Gráfico da potência de	

retro-espalhamento obtido com o radar de Jicamarca (painel 5) (Kudeki e Bhattacharyya, 1999). Todos os dados para o dia 24 de fevereiro de 1996.....	106
Figura 5.20 – Gráficos de altura e velocidade da ionosfera referentes às frequências de 5,6,7 e 8 MHz para as digissondas de Fortaleza (painéis 1 e 2) e São Luís (painéis 3 e 4). Gráfico do gradiente de densidade eletrônica para as respectivas faixas de frequência (painel 5). Gráfico rti da potência de retro-espalhamento obtido com o radar de São Luís (painel 6). Todos os dados foram obtido na noite do dia 23 de setembro de 2005.....	108
Figura 5.21 – Gráfico da evolução do perfil de densidade eletrônica da ionosfera para a noite do dia 23 de setembro de 2005.....	109
Figura 6.1 – Sistema de coordenadas magnéticas utilizado nos modelos numéricos. ..	112
Figura 6.2 - Perfil de frequência de colisões utilizado nas simulações.	116
Figura 6.3 – (a) Perfil de densidade eletrônica obtido pelo ionograma de São Luís no dia 25 de junho de 2003 às 19:30 Local. (b) Perfil de densidade perturbado ao longo do plano equatorial.....	117
Figura 6.4 – Gráficos de potencial elétrico e campo elétrico para a região do equador magnético (painéis superiores 1 e 2). Gráficos dos vetores de velocidade de plasma no plano equatorial e meridional (3 e 4). Nos painéis inferiores observa-se os gráficos de densidade eletrônica para os planos: 1) equatorial , 2) a 350 km, 3) a 700 km do equador e, 4) plano meridional. Para o instante inicial. Os eixos verticais de todos os gráficos indicam a altura em km.....	118
Figura 6.5 – Idem a figura 6.4, para o instante 925 s.	119
Figura 6.5 – Idem a figura 6.4, para o instante 1980 s.	119
Figura 6.7 – Simulação da evolução da instabilidade considerando a variação no perfil de densidade eletrônica para os casos apresentados nos gráficos à esquerda. Os cálculos e os gráficos foram feitos somente no plano equatorial reduzindo o modelo para duas dimensões.....	121
Figura 6.8 – Gráficos de máximo de gradiente de densidade eletrônica (a) direção vertical no centro da evolução da bolha e (b) horizontal a 500 km de altura, (c) gráfico da altura do pico de densidade eletrônica e (d) velocidade de subida da ionosfera utilizada para as simulações correspondentes na Figura 6.7, com os perfis utilizados dos dias 22 e 24 de setembro de 2005.	122
Figura 6.9 – Idem a Figura 6.7 para os dias 23 de setembro e 07 de outubro de 2005.	123
Figura 6.10 – Idem a Figura 6.8 para os dias 23 de setembro e 07 de outubro de 2005.	124
Figura 6.11 – Resultados do campo elétrico perturbado obtido pelo modelo. São mostrados o campo elétrico perturbado nas três componentes: q ao longo da linha de campo, p perpendicular a linha de campo para cima, e ϕ perpendicular ao plano meridional para leste.....	129
Figura 6.12 – Resultados do campo elétrico perturbado obtido pelo modelo. É mostrado o campo elétrico perturbado zonal (componente ϕ perpendicular ao plano meridional para leste), para baixas latitudes nos tempos iniciais (logo após a perturbação), 400s e 800s após a perturbação.....	129
Figura 6.13 – Resultados das correntes elétricas geradas pela perturbação, obtidas pelo modelo, em função do tempo.	131

SUMÁRIO

INTRODUÇÃO.....	1
FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA: BOLHAS IONOSFÉRICAS.....	7
2.1 Teoria Rayleigh-Taylor gravitacional	7
2.2 Teoria linear e modelo da instabilidade Rayleigh-Taylor generalizada	10
2.3 Previsão e início da ocorrência de ESF	11
2.4 Teorias e modelos de instabilidade não lineares	13
2.5 Tubo de fluxo integrado	23
2.6 Abordagem eletromagnética do <i>spread F</i>	26
FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA: DINÂMICA E ELETRODINÂMICA DO SISTEMA IONOSFERA/TERMOSEFERA	29
3.1 Processos de acoplamento e principais fenômenos	30
3.2 Vento termosférico	31
3.3 Campos Elétricos.....	37
3.3.1 Formação do Dínamo da região F	38
3.3.2 Formação do pico pré-reversão	39
3.3.3 Dínamo da região E e eletrojato equatorial	42
3.3.4 Dínamo perturbado	44
3.4 Gradiente de densidade eletrônica.....	46
3.5 Condições Geomagnéticas.....	49
3.6 Eletrodinâmica da ionosfera após o pôr-do-sol: vórtice.....	51
3.8 Modelos Empíricos.....	56
INSTRUMENTAÇÃO	59
4.1 Imageador All-Sky OI 630 nm	60
4.1.1 Emissão da Linha Vermelha do Oxigênio Atômico.....	61
4.1.2 Câmera CCD	62
4.2 Ionossonda.....	68
4.2.1 Assinaturas de Multi-reflexão	72
4.3 Radar de espalhamento coerente	74
4.4 Satélites.....	77
RESULTADOS E DISCUSSÃO	83
5.1 Análise multi-instrumental	83
5.2 Eletrodinâmica da ionosfera após o pôr-do-sol e as bolhas ionosféricas	93
SIMULAÇÃO NUMÉRICA	111
6.1 Resultados de simulações	120
6.2 Abordagem eletromagnética das bolhas ionosféricas.....	124
CONCLUSÕES	133
REFERÊNCIAS	137
APÊNDICE A	147
APÊNDICE B.....	149
APÊNDICE C.....	153
APÊNDICE D	175

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

O sistema equatorial ionosfera-termosfera é governado por um processo físico peculiar para a região, que possui uma especial configuração entre o campo geomagnético e gravitacional, além de ser a região do globo terrestre sob maior influência da radiação solar em relação às outras latitudes. Abdu (1999) mostrou uma série de características e fenômenos relacionados com o sistema termosfera-ionosfera, observados durante o período STEP (Solar Terrestrial Energy Program, 1990-1997), especialmente a variabilidade de respostas deste sistema quando submetido aos diversos agentes provenientes da magnetosfera e processos em altas latitudes, e também da baixa atmosfera. Entre alguns desses efeitos observados, devido ao acoplamento entre a ionosfera e a termosfera, estão: a anomalia equatorial, o aumento do campo elétrico após o pôr-do-sol, as irregularidades de plasma (*spread F* / bolhas de plasma), o eletrojato-equatorial e as instabilidades de plasma associadas a ele, a camada E esporádica (Es) dentre outros efeitos.

A ocorrência das irregularidades ionosféricas em baixas latitudes (região equatorial), mais concretamente, a das bolhas ionosféricas, vem sendo estudada nas últimas décadas através de diversas técnicas de medidas tais como: ópticas (imageadores), rádio-frequência (radares, ionossondas, polarímetros, sistemas de GPS, etc), sondagem a bordo de satélites e foguetes (RINO et al.,1981; WOODMAN; LAHOZ, 1976; SOBRAL et al.,1980; ABDU et al.,1991) e muitos outros estudos importantes. No entanto as causas da geração e desenvolvimento de tais irregularidades ainda têm muitas incógnitas, sendo um grande desafio para a ciência espacial o conhecimento dessas causas.

Os fenômenos de instabilidade do plasma que ocorrem na região F da ionosfera próxima ao equador estão sob um grupo genérico chamado *Equatorial spread F* (ESF), e tem essa denominação por causa do espalhamento (*spread*) em altura ou em frequência causado nos traços dos ionogramas obtidos com as ionossondas. Essas instabilidades

criam irregularidades na distribuição espacial da densidade de plasma, tais como rarefações de grandes escalas geográficas ao longo das linhas de campo geomagnético, conhecidas por bolhas ionosféricas, as quais podem alcançar dimensões da ordem de milhares de quilômetros.

O crescimento das irregularidades na densidade de plasma na região equatorial da ionosfera, no período do entardecer, foi atribuído inicialmente à ação de um mecanismo de instabilidade gravitacional, primeiramente sugerida por Dungey em 1956 em estudos da magnetosfera terrestre (ÇAKIR et al., 1992). A instabilidade surge próxima ao equador magnético como resultado da ação do campo gravitacional anti-paralelo ao gradiente de densidade do plasma na base da ionosfera. Balsley et al. em 1972 e Haerendel em 1973 desenvolveram uma importante teoria, considerando um tubo de fluxo integrado ao longo das linhas de campo e o ambiente ionosférico do pôr-do-sol, mostrando a influência de toda a ionosfera nos fenômenos de instabilidades equatoriais (KELLEY, 1989).

A dinâmica do plasma ionosférico, especialmente na região equatorial, sofre influência de condições ambientes da Terra, tais como do campo geomagnético e gravitacional, colisões dos íons com a atmosfera neutra e dos campos elétricos, provenientes da própria dinâmica do plasma ionosférico e também da magnetosfera (ZALESAK; OSSAKOW, 1982). Quando temos uma alta condutividade ao longo das linhas do campo geomagnético, os efeitos dos campos elétricos, mesmo afastados da região equatorial, podem ser percebidos pela ionosfera equatorial, criando condições que inibem ou favorecem o aparecimento e evolução das irregularidades ionosféricas.

Sabe-se, através de estatísticas dos dados observados, que a ocorrência dessas instabilidades obedece a algumas regras de comportamento. Há um menor número de ocorrências em determinados períodos do ano, respeitando uma sazonalidade, que denominamos períodos de baixa ocorrência, compreendendo os meses entre maio e agosto sobre a região brasileira (SOBRAL et al., 2002). Com dados de satélites Burke et al. em 2004 e Stolle et al. em 2005 mostraram o maior número de ocorrências, dentre todas as localidades do globo, sobre a região brasileira, nos meses de janeiro e dezembro.

As probabilidades de ocorrência das instabilidades de plasma, que geram as bolhas ionosféricas durante os períodos de baixa frequência de ocorrência das mesmas e em dias considerados magneticamente quietos, são informações relevantes para o estudo da eletrodinâmica da ionosfera, pois poderão revelar condições físicas críticas necessárias para a geração das bolhas ionosféricas. Alguns parâmetros do ambiente ionosférico vêm sendo estudados e analisados exaustivamente em relação ao desenvolvimento das instabilidades, como os distúrbios no campo geomagnético, a velocidade de deriva vertical (ABDU et al., 1981; BATISTA et al., 1986; SASTRI et al., 1997), o gradiente de densidade eletrônica, uma forte presença da camada E esporádica (STEPHAN et al., 2002; ABDU et al., 1996, 2003) e a anomalia equatorial.

Essas irregularidades podem causar degradação nos sinais de ondas de rádio que utilizam a ionosfera como meio de propagação, provocando grandes danos nas telecomunicações, principalmente via satélite, prejudicando, por exemplo, o Sistema de Posicionamento Global (GPS).

A complexidade dos fenômenos observados na ionosfera, a eletrodinâmica envolvida, as estruturas criadas, como as bolhas ionosféricas, exigem diferentes recursos e modelos para explicá-los. As simulações numéricas são uma importante ferramenta nos estudos da ciência espacial, pois, devido à complexidade dos fenômenos, os laboratórios são relativamente limitados. Neste aspecto, com a evolução dos computadores, possibilitou-se a investigação de problemas em física com características não lineares. Ao longo das últimas décadas vêm sendo utilizadas simulações numéricas no estudo de instabilidades e irregularidades ionosféricas (SCANNEPIECO; OSSAKOW, 1976; KESKINEN et al., 1980; ZARGHAM; SEYLER, 1987; RAGHAVARAO et al., 1992; HUANG et al., 1993; HYSSEL et al., 1994; SEKAR et al., 1995). Estes modelos adotaram uma geometria em duas dimensões (2D), onde as equações são resolvidas no plano equatorial, perpendicular ao campo geomagnético. Os modelos não lineares, desenvolvidos por Zalesak e Ossakow (1982) e Keskinen et al. (1998), foram um passo significativo para o estudo da evolução da bolha em três dimensões (3D). Similares aos modelos em 2D, eles também resolvem as equações no plano equatorial, porém usando parâmetros integrados ao longo das linhas de campo. Mais recentemente, Keskinen et

al. (2003) e Kherani et al. (2005) desenvolveram um modelo que resolve as equações em 3D para regiões de baixa latitude, próximas ao equador geomagnético.

Outros modelos computacionais utilizados no estudo da ionosfera, como o GTIM-Global Theoretical Ionosphere Model (ANDERSON et al., 1996), o SUPIM-Sheffield University Plasmasphere-Ionosphere Model (BAILEY; BALAN, 1996) entre outros, auxiliam, sem dúvida alguma, na compreensão de diversos fenômenos, pois através de uma simulação computacional obtém-se a capacidade de gerá-los nas mais diversas condições.

Diante dos desafios da ciência espacial, esse trabalho de tese tem como objetivo identificar os parâmetros geofísicos que mais influenciam nos mecanismos de geração e evolução das bolhas ionosféricas sobre a região brasileira. Para tal estudo foi desenvolvido um modelo computacional numérico, que simula as equações de plasma que regem a dinâmica do ambiente ionosférico. Além do desenvolvimento do programa de simulação, este trabalho contribuiu com uma extensa análise de dados experimentais provenientes de diversos instrumentos de sondagem ionosférica, localizados principalmente na região brasileira. Tal análise exigiu um estudo sobre o princípio de funcionamento e características dos instrumentos utilizados, que abrangem desde instrumentos instalados em solo como imageadores e digissondas, até instrumentos a bordo de satélites. Alguns desses dados foram utilizados como entradas para o modelo, com o objetivo de simular uma situação mais realista, e comparar a evolução das bolhas com os resultados obtidos através das simulações.

Esta tese está estruturada da seguinte forma: os Capítulos 2 e 3 introduzem alguns conceitos teóricos e estudos anteriores referentes aos fenômenos de irregularidades ionosféricas e parâmetros físicos presentes no ambiente ionosférico; o Capítulo 4 descreve a instrumentação utilizada na aquisição dos dados experimentais; o Capítulo 5 apresenta alguns casos e a metodologia empregada na análise dos dados experimentais; o Capítulo 6 traz uma síntese do modelo numérico para simulação de instabilidades utilizado neste estudo, a sua concepção e os resultados obtidos por ele, comparados com as observações, este Capítulo também apresenta, como um tópico de estudo futuro, um modelo considerando a propagação de ondas eletromagnéticas influenciando a geração e

evolução das bolhas de plasma; e finalmente, o Capítulo 7 é destinado aos comentários e conclusões finais.

CAPÍTULO 2

FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA: BOLHAS IONOSFÉRICAS

2.1 Teoria Rayleigh-Taylor gravitacional

Há algumas teorias para explicar a formação da bolha ionosférica. A mais aceita é a Teoria Rayleigh-Taylor (KELLEY, 1989). Uma nova fase dos estudos sobre ESF começou com a publicação das primeiras medidas feitas pelo radar no observatório de Jicamarca (Peru), quando os pesquisadores, na ocasião, concluíram que não havia uma teoria que explicasse aqueles dados. Woodman e LaHoz (1976) introduziram o termo bolha de plasma através da interpretação desses dados. Outros instrumentos auxiliaram e ainda contribuem para o desenvolvimento de uma teoria que explique essas irregularidades. São eles: sondas a bordo de satélites e foguetes (RINO et al., 1981), fotômetros (SOBRAL et al., 1980) e outros.

A teoria Rayleigh-Taylor explica como uma pequena perturbação na base da região F da ionosfera pode gerar as bolhas ionosféricas.

Como ilustrado na Figura 2.1, a ionosfera pode ser representada através de um meio com maior densidade eletrônica sendo sustentado por outro com menor densidade. Esta configuração da ionosfera, sob a ação da gravidade, resulta em uma região de equilíbrio instável, análogo ao clássico mecanismo hidrodinâmico Rayleigh-Taylor. Uma perturbação na base da região, como, por exemplo, ondas de gravidade, podem romper este equilíbrio e, a partir desta pequena perturbação, fazer com que a instabilidade evolua, gerando as bolhas ionosféricas. Esta evolução depende de uma série de condições do ambiente, como a configuração dos campos elétricos presentes na ionosfera, os distúrbios geomagnéticos, a altura e os gradientes de densidade eletrônica na base da ionosfera, etc.

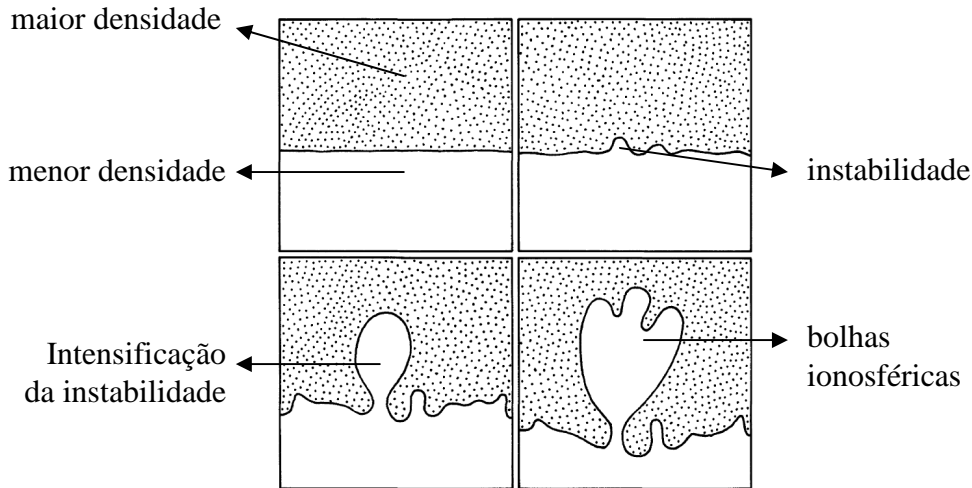


Figura 2.1 - Ilustração didática da evolução de uma instabilidade gerando as bolhas ionosféricas segundo a teoria linear Rayleigh-Taylor.
 Fonte: Kelley (1989).

A Figura 2.2 mostra, de forma simplificada, como se dá a evolução da instabilidade Rayleigh-Taylor gravitacional no plano equatorial (Gravitational Rayleigh-Taylor: GRT). A força gravitacional para baixo, ou seja, antiparalela ao gradiente de densidade eletrônica na base da ionosfera, e o campo geomagnético horizontal (perpendicular a esse gradiente de densidade eletrônica do plasma ionosférico) da região equatorial, criam uma deriva das partículas no plano horizontal. Esta deriva faz com que apareça uma corrente $J_x = nMg/B$ (direção de $\vec{g} \times \vec{B}$).

Devido ao fato de as mobilidades dos íons e elétrons serem diferentes uma da outra, quando ocorrer uma pequena perturbação, na base da ionosfera, haverá uma separação e um acúmulo de cargas, provocando o aparecimento de um campo elétrico de polarização. Este campo elétrico horizontal ($\vec{\delta E}$), como mostrado na Figura 2.2, juntamente com o campo geomagnético (perpendicular a $\vec{\delta E}$), criarão derivas de plasma ($\vec{\delta E} \times \vec{B}$) vertical, que podem formar as denominadas bolhas ionosféricas. Pode-se calcular a taxa de crescimento (γ_{GRT}) da bolha através da Equação 2.1, considerando a força gravitacional (SULTAN, 1996).

$$\gamma_{GRT} = -\frac{\bar{g}}{v_{in}} \frac{1}{n_0} \cdot \frac{\partial n_0}{\partial h} - R \quad s^{-1} \quad (2.1)$$

onde n_0 é a densidade eletrônica inicial, h a altura em relação a Terra, v_{in} a frequência de colisão entre íons e partículas neutras, g a aceleração gravitacional (positiva para cima) e R a taxa local de recombinação química.

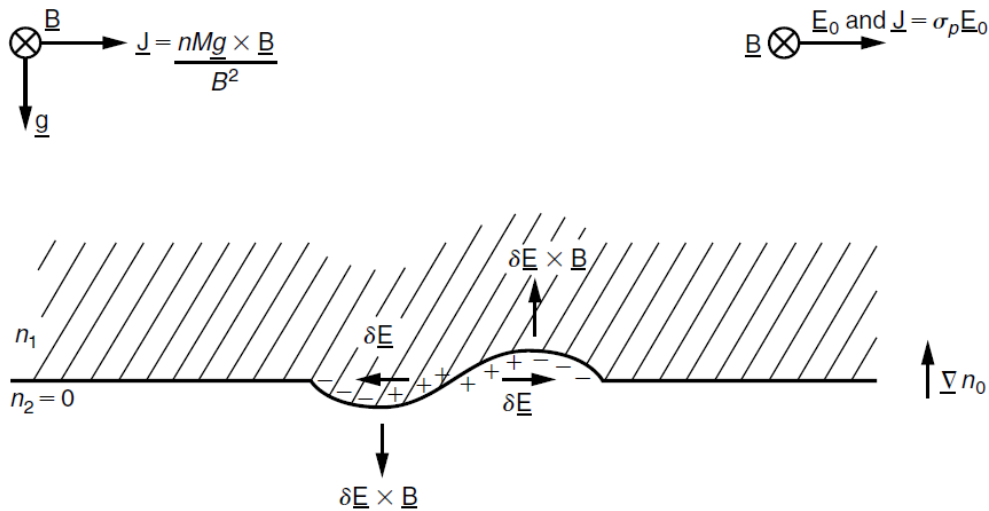


Figura 2.2 - Evolução da instabilidade Rayleigh-Taylor em uma geometria equatorial.
Fonte: Kelley (1989).

A expressão mostra uma taxa de crescimento maior quando: (a) a altura do pico da ionosfera é maior, maximizando o termo g/v_{in} , uma vez que a frequência de colisão diminui exponencialmente com a altura; (b) quando se tem um maior gradiente de densidade eletrônica, o que normalmente ocorre em instantes próximo ao pôr-do-sol, quando a região E desaparece; e (c) em alturas e horas locais onde a taxa de recombinação química é mínima. De fato, as bolhas são observadas em maior número de ocorrência logo após o pôr-do-sol, quando reúne as condições favoráveis. Mas não são somente esses os indicadores para a ocorrência do *spread F*, como veremos adiante.

2.2 Teoria linear e modelo da instabilidade Rayleigh-Taylor generalizada

O efeito da força gravitacional não é o único fator que influencia na ionosfera equatorial. Os efeitos do campo elétrico ambiente (que veremos em detalhes no Capítulo 3), do vento neutro, dos gradientes de densidade eletrônica vertical e horizontal da ionosfera, a presença da região E (com alta condutividade), e a recombinação química também apresentam forte influência na ionosfera equatorial, em especial na geração e evolução das instabilidades que geram as bolhas ionosféricas (SULTAN, 1996). Além desses fatores, o plasma fora do plano equatorial tem uma grande contribuição na condutividade Pedersen integrada ao longo da linha de campo (HAERENDEL et al., 1992a) (que será comentado na seção 2.5), tendo esta condutividade integrada uma forte influência na dinâmica da evolução das irregularidades, como um parâmetro não local, que se soma à condutividade da região E nos pontos conjugados à linha de campo geomagnética.

Acredita-se que as irregularidades, com tamanho característico de poucas dezenas a poucas centenas de quilômetros, sejam geradas pela instabilidade de plasma do tipo Rayleigh-Taylor colisional (do inglês collisional-Rayleigh Taylor, CRT), a qual opera sob a influência da gravidade na base da região F noturna (ZALESAK et al., 1982 e SEKAR et al., 1995).

Estendendo a teoria GRT para os parâmetros mencionados, podemos calcular a taxa de crescimento da instabilidade Rayleigh-Taylor supondo uma pequena perturbação na densidade de plasma e no campo elétrico. Partindo das equações básicas de fluido, equação da continuidade e do momento, obtém-se a taxa de crescimento (γ_{RT}) da instabilidade dada pela equação 2.2 (ZALESAK et al., 1982; STEPHAN et al., 2002), mais completa:

$$\gamma_{RT} = \frac{\sum_P^F}{\sum_P^{E,N} + \sum_P^F + \sum_P^{E,S}} \left(\vec{V}_P - \vec{U}_N - \frac{\vec{g}}{v_{in}} \right) \cdot \frac{\nabla n}{n} - R \quad (2.2)$$

onde \vec{g} é a aceleração gravitacional, ν_{in} é a frequência de colisões das partículas, \vec{V}_p ($\vec{E} \times \vec{B} / B^2$) a velocidade de deriva de campo elétrico das partículas, R a taxa de recombinação química, \vec{U}_N a velocidade do vento neutro, \sum_P^F , $\sum_P^{E,N}$ e $\sum_P^{E,S}$ são as condutividades Pedersen integradas ao longo do tubo de fluxo (na camada F, e na camada E, nos pontos conjugados ao norte e ao sul do mesmo tubo de fluxo, respectivamente). Destes últimos termos conclui-se que com o aumento da condutividade na camada E, aumentaria o denominador do termo relacionado com as condutividades, diminuindo a taxa de crescimento da instabilidade. Por outro lado, para valores muito baixos de condutividade da camada E, esse termo tenderia para o valor um, aumentando dessa forma a taxa de crescimento.

Como se pode perceber, são muitos os parâmetros que contribuem para o desenvolvimento das irregularidades de plasma ionosférico, dificultando enormemente a análise de suas causas e desenvolvimento (ABDU, 1999 e 2001). No Capítulo 3, veremos alguns desses parâmetros que controlam a dinâmica e eletrodinâmica do sistema termosfera-ionosfera.

2.3 Previsão e início da ocorrência de ESF

Apesar de se ter alcançado um consenso de o principal mecanismo gerador do ESF ser o gravitacional, na instabilidade Rayleigh-Taylor descrita anteriormente, o início do desenvolvimento da instabilidade ainda não está estabelecido. Em particular, a questão persiste, porque o ESF ocorre/não ocorre em uma dada noite (SULTAN, 1996)?

Maruyama and Matuura (1984) e Maruyama (1988) encontraram que a estatística da ocorrência de ESF está associada com a simetria da distribuição de plasma em relação ao equador magnético, e que o ESF ocorre com menor frequência quando na parte norte, ou na parte sul da região da anomalia equatorial, apresenta uma maior densidade eletrônica em relação ao seu ponto conjugado. Tais assimetrias foram relacionadas com a presença de um forte vento transequatorial, ainda que a diferença na incidência solar ao norte e ao sul do equador magnético também tenha a sua importância ao determinar essa assimetria. Mendillo et al. (1992) relacionou o vento transequatorial com a

supressão do ESF com observações ópticas noite a noite da anomalia equatorial. Tsunoda (1985) e Abdu et al. (1981, 1992) sustentam a idéia de que a ocorrência do ESF apresenta um comportamento sazonal, e que o evento de uma irregularidade ocorre, preferencialmente, durante épocas do ano em que o meridiano magnético local e o terminador solar no pôr-do-sol estão alinhados, situação em que se maximiza a amplitude do pico pré-reversão da deriva vertical do plasma, próximo ao equador magnético. Rastogi e Koparkar (1990) relacionaram a ocorrência do ESF com a redução do nível do conteúdo eletrônico total acima do equador magnético. Raghavarao et al. (1988) e Sridharan et al. (1994) mencionam a intensificação da densidade eletrônica da região da anomalia equatorial como sendo o precursor do início do ESF. Estes dois últimos eventos estão relacionados com a duração do pico pré-reversão do campo elétrico para leste. E finalmente, Jayachandran et al. (1993) mencionam que a altura e a velocidade de deriva vertical da parte inferior da região F são os fatores decisivos para o início do ESF, com um máximo de taxa de crescimento ocorrendo na altura do pico de densidade eletrônica.

Como observado nos dados do ALTAIR (radar de espalhamento incoerente localizado em Kwajalein Atoll), somente a presença de uma perturbação inicial alimentando a instabilidade não garante a produção e evolução do ESF, mas indica onde as bolhas podem ocorrer se as condições forem favoráveis (SULTAN, 1996).

Um problema que persiste, desde quando o ESF foi detectado pela primeira vez através de dados de ionossonda, é a dificuldade de prever a ignição do fenômeno de instabilidade, uma vez que a sua ocorrência varia muito de noite para noite.

Através das observações das ocorrências de ESF, realizada por Mendillo et al. (1992), utilizando dados de radar e imageador all-sky, constatou-se a subida da ionosfera equatorial em todas as noites, antes da ocorrência do ESF. Verificou-se também a presença do ESF mesmo sem uma clara assinatura de uma perturbação que iniciasse a instabilidade, por isso, alguns autores mencionam que uma alta velocidade de deriva vertical pode ocasionar a ignição para a evolução da instabilidade, mas nada se tem confirmado a respeito.

Outro fator são os termos que descrevem os gradientes de densidade eletrônica do plasma equatorial ($\nabla n/n$), que são muito importantes na taxa de crescimento da instabilidade, uma vez que estão sempre presentes e livres de qualquer fonte de energia, ou seja, não depende de fatores externos, somente da sua configuração. Claro que está relacionado com todo o processo de formação da ionosfera, mas uma vez estabelecido o perfil de densidades ele não depende de outras fontes de energia.

2.4 Teorias e modelos de instabilidade não lineares

Obviamente não é apropriado utilizar a taxa de crescimento linear em estágios avançados do desenvolvimento da instabilidade (que não é linear), mas é útil para responder questões básicas como, se a ionosfera está, ou não, susceptível à evolução da instabilidade (SULTAN, 1996).

Usando modelos numéricos para a dinâmica e eletrodinâmica da ionosfera equatorial, muitos pesquisadores têm simulado a evolução das irregularidades e estruturas de larga escala da região F, que são observadas durante os eventos de ESF. Os resultados das simulações confirmam a afirmação de Woodman e LaHoz (1976), que as depleções de densidade de plasma poderiam, de fato, ser geradas por perturbações na base da ionosfera. Nas suas sucessivas gerações, os modelos numéricos têm se tornado cada vez mais sofisticados, e muitos agora incluem efeitos de vento neutro, campo elétrico ambiente e acoplamentos entre as regiões E e F. Os modelos mais recentes estão aptos a criar a evolução das irregularidades e estruturas cada vez mais próximas do que acontece na realidade.

Os problemas de modelagem em geral partem das equações básicas de plasma (2.3), (2.4) e (2.5), e para cada modelo se aplica uma solução particular, de acordo com o que se deseja obter, de acordo com a técnica numérica empregada, por exemplo, a solução em duas dimensões sugerida por Scannapieco e Ossakow (1976).

$$\text{Equação da continuidade de corrente: } \vec{\nabla} \cdot \vec{J} = -\vec{\nabla} \cdot [n(\vec{V}_i - \vec{V}_e)] = 0 \quad (2.3)$$

$$\text{Equação da continuidade da densidade eletrônica: } \frac{\partial n}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n\vec{V}_e) = 0 \quad (2.4)$$

$$\text{Equação do movimento: } \vec{V}_\alpha - k_\alpha(\vec{V}_\alpha \times \hat{B}) = -D_\alpha \frac{\nabla n}{n} + b_\alpha \vec{E} + \frac{D_\alpha}{H_\alpha} \hat{g}, \quad (k_\alpha = \frac{\Omega_\alpha}{v_{\alpha n}}) \quad (2.5)$$

onde n é a densidade eletrônica, \vec{J} a densidade de corrente, $\vec{V}_{\alpha=i,e}$ a velocidade de íons e elétrons, k_α é a relação entre a girofrequência Ω_α e a frequência de colisão $v_{\alpha n}$, D_α é o coeficiente de difusão, b_α a mobilidade e H_α a altura de escala para a espécie α .

Scannapieco e Ossakow (1976) desenvolveram o primeiro modelo utilizando simulação numérica para o mecanismo de instabilidade CRT na região F da ionosfera equatorial noturna. A simulação foi concebida em duas dimensões, em um plano perpendicular ao campo geomagnético, usando somente a gravidade e o gradiente de densidade eletrônica vertical do plasma como os geradores da instabilidade. Os resultados mostraram as bolhas de plasma (depleções na densidade de plasma) geradas pela instabilidade CRT na base da região F noturna, as quais se estenderam além do pico da região F por uma polarização não linear induzida pela deriva $\vec{E} \times \vec{B}$. Esta foi a primeira explicação para a ocorrência de grandes irregularidades na base e no topo da região F da ionosfera equatorial. Neste caso, Scannapieco e Ossakow estudaram a evolução não linear das flutuações na densidade de plasma da região F equatorial utilizando uma solução numérica para resolver o seguinte par de equações:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla_\perp \cdot n \frac{c}{B} \left(\frac{m}{e} g \times \hat{z} - \nabla_\perp \phi \times \hat{z} \right) = -(K_1 n(O_2) + K_2 n(N_2))(n - n_0) \quad (2.6)$$

$$\nabla_\perp^2 \phi + \frac{\nabla_\perp v_{in} n}{v_{in} n} \cdot \nabla_\perp \phi = \frac{\nabla_\perp v_{in} n}{v_{in} n} \cdot \frac{m}{e} g + \frac{B}{c v_{in}} \frac{\nabla_\perp n}{n} \cdot g \times \hat{z} \quad (2.7)$$

onde c é a velocidade da luz, B o campo magnético (constante na direção de z), e a carga do elétron, m a massa dos íons, g a aceleração da gravidade, o índice \perp significa que a grandeza em questão é perpendicular a z , $(K_1n(O_2)+K_2n(N_2))$ as taxas de recombinação, n a densidade, ϕ o potencial eletrostático, ν_{in} a frequência de colisão, e n_0 a densidade ionosférica inicial (não perturbada).

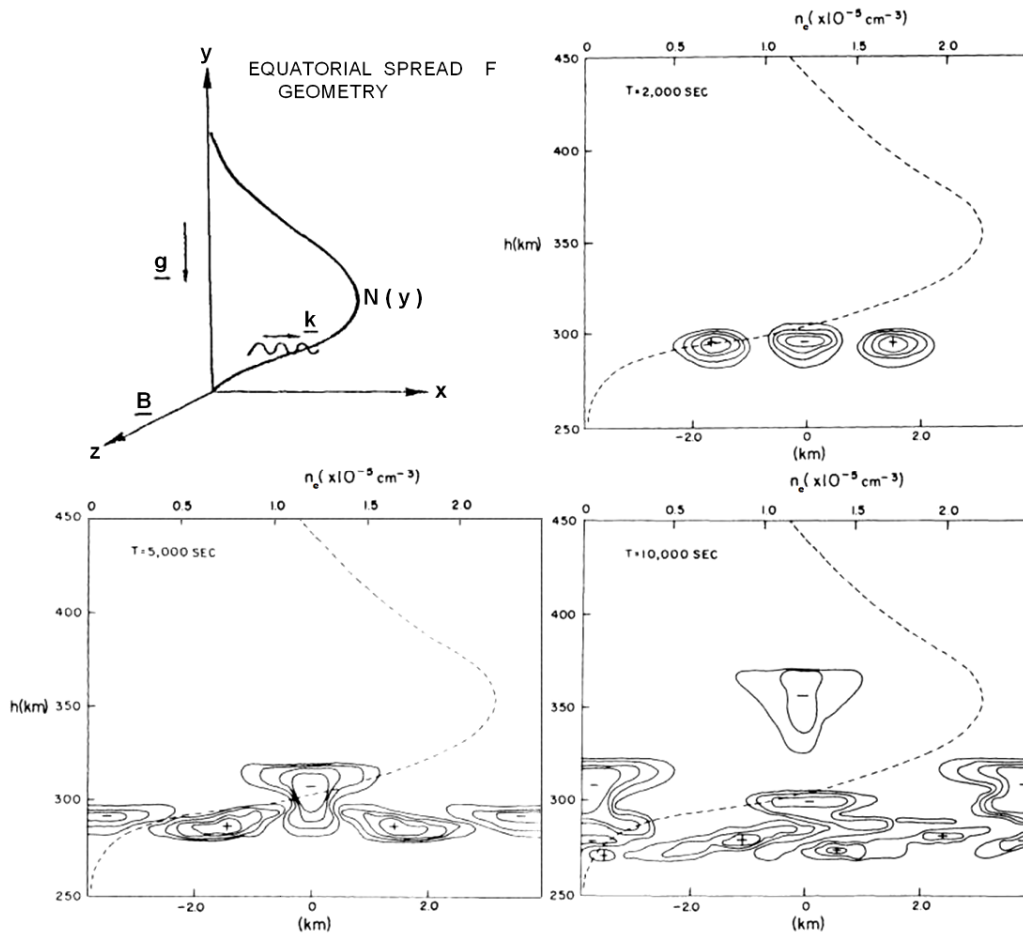


Figura 2.3 – Geometria básica do ESF no painel superior à esquerda. Sequência temporal dos resultados obtidos por simulação numérica da evolução da bolha realizada por Scannapieco e Ossakow em 1976.
 Fonte: Ossakow (1981) e Scannapieco (1976).

A Figura 2.3 apresenta o resultado obtido por Scannapieco e Ossakow. A geometria utilizada em 2D está representada no painel superior esquerdo, onde o plano equatorial é o plano x - y , com y representando a direção vertical para cima. Nos outros painéis estão representados os contornos da variação da densidade em relação ao perfil de densidade

eletrônica inicial ($\delta n/n_0$), em três instantes diferentes e sucessivos da simulação (2000s, 5000s e 10000s). Para o instante 2000s, os níveis dos contornos têm uma variação de escala de -22% a 19%, em 5000s os níveis são de -46% a 107% e em 10000s de -58% a 289% de variação.

Os resultados de Scannapieco foram obtidos utilizando perfis de $n(O_2)$, $n(N_2)$, v_{in} , n_0 , K_1 e K_2 obtidos pelo modelo de atmosfera neutra, Jacchia 1965, em função da altura y , com uma perturbação aplicada seguindo a expressão (2.8) com $A = e^{-3}$ e $\lambda = 3\text{km}$:

$$\frac{n(x, y, 0)}{n_0(y)} = 1 - A \cdot \cos\left(\frac{2\pi x}{\lambda}\right) \quad (2.8)$$

Diferentemente dos trabalhos anteriores (SCANNEPIECO; OSSAKOW, 1976; OSSAKOW et al., 1979; ZALESK; OSSAKOW, 1980), quando os efeitos do vento neutro e outros foram desprezados, Zalesak et al. (1982) desenvolveram um modelo considerando a influência do vento neutro (no movimento e na estrutura das bolhas, vistas experimentalmente) e a condutividade Pedersen integrada ao longo da linha de campo, que poderia ser explicada em termos de uma evolução não linear da ação da gravidade controlada pela instabilidade Rayleigh-Taylor colisional (CRT). Este modelo utilizou técnicas de simulação numérica para demonstrar de forma qualitativa e quantitativa a sua concordância com as observações.

Como a condutividade ao longo das linhas de campo magnético é extremamente alta, os campos elétricos, presentes na ionosfera, podem depender da dinâmica do plasma distante da região equatorial, por estar, de certa forma, conectado ao plasma equatorial pelas linhas de campo magnético. Zalesak et al.(1982) observaram, com o seu modelo, que a condutividade Pedersen integrada ao longo da linha de campo é um dos parâmetros geofísicos que dominam a evolução da instabilidade CRT, e o plasma da região equatorial, próximo ao plano computacional (ver Figura 2.4), tem uma forte influência no início do desenvolvimento da instabilidade.

A proposta do trabalho de Zalesak não foi analisar a evolução das bolhas em uma geometria 3D, mas apresentou um grande passo nesta direção, uma vez que o modelo considerou a influência da presença do plasma fora da região computacional do plano equatorial, não considerando, portanto, o transporte de plasma saindo e entrando na região (plano equatorial). No entanto, o modelo considerou as correntes elétricas fluindo ao longo das linhas de campo entre o plano equatorial e as camadas que estão fora do plano equatorial preservando a neutralidade das cargas.

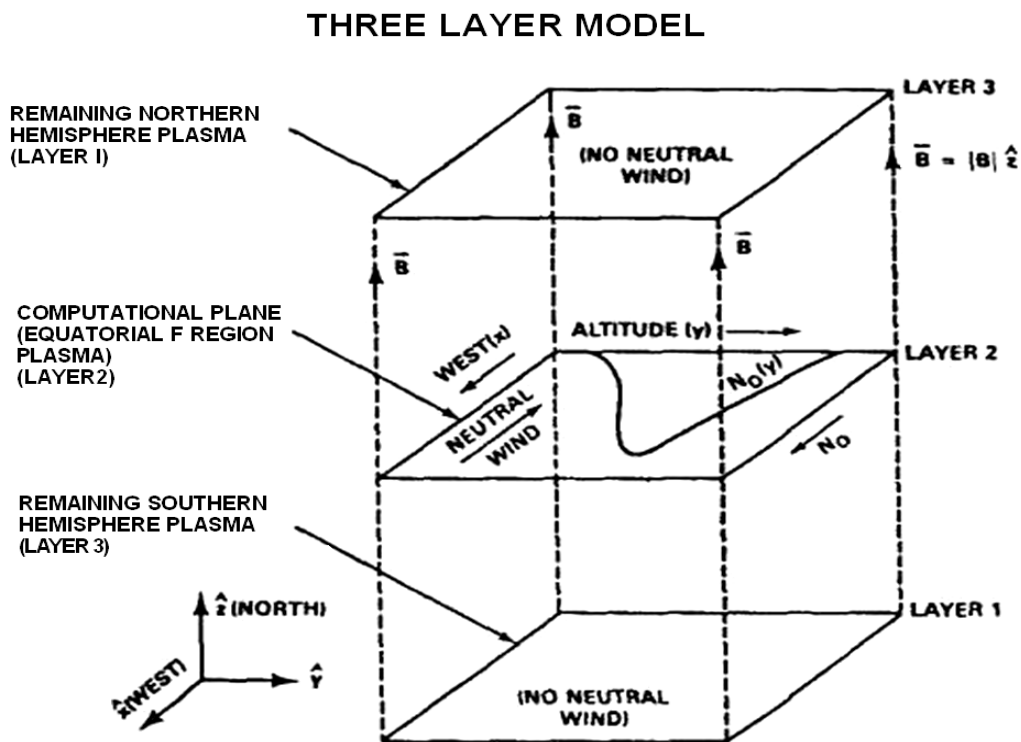


Figura 2.4 – Modelo em três camadas utilizado por Zalesak. Todo o plasma do plano equatorial é considerado estar concentrado na camada 2, enquanto que o restante, dos hemisférios norte e sul, nas camadas 1 e 2 respectivamente.

Fonte: Zalesak et al. (1982).

A geometria utilizada por Zalesak está representada na Figura 2.4, com o seguinte par de equações para a solução numérica:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla_{\perp} \cdot (nV_{i\perp}) = 0 \quad (2.9)$$

$$\nabla_{\perp} \cdot [(\Sigma_{P1} + \Sigma_{P2} + \Sigma_{P3}) \nabla_{\perp} \phi] = -\frac{\partial}{\partial x} \left[\Sigma_P \frac{Bg}{v_{in} c} \right] - \frac{\partial}{\partial y} \left[\Sigma_P \frac{BU_n}{c} \right] \quad (2.10)$$

onde Σ_{P1} , Σ_{P2} e Σ_{P3} são as condutividades nas camadas 1, 2 e 3 respectivamente, U_n a velocidade do vento neutro e Σ_P se refere à condutividade da camada 2. A perturbação segue o mesmo padrão da Equação (2.8), mas com $\lambda = 200$ km.

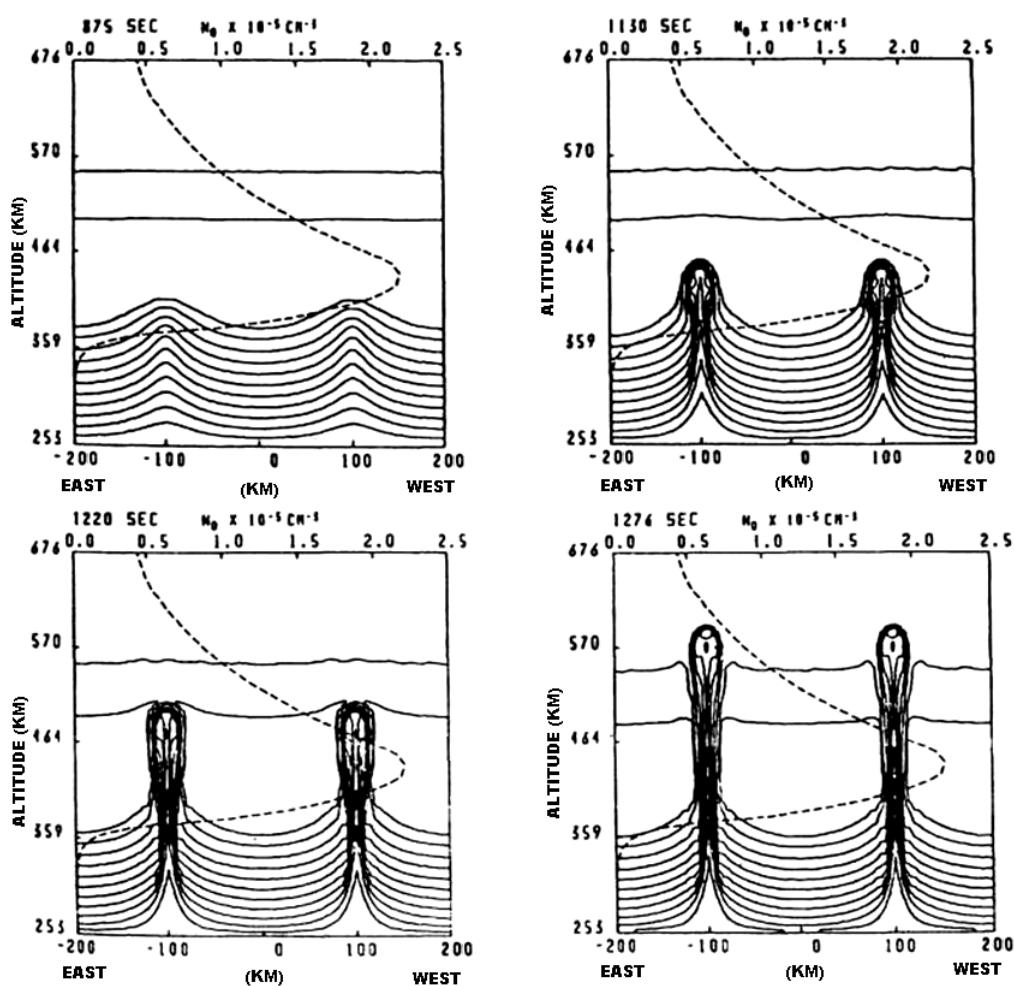


Figura 2.5 – Sequência de 4 contornos de isodensidades resultados de simulações sem o efeito do vento neutro e das condutividades (instantes 875, 1130, 1220 e 1276 s).
Fonte: Zalesak et al. (1982).

A sequência de Figuras 2.5 – 2.7 mostra o resultado da simulação realizada por Zalesak et al. (1982). Tratam-se de gráficos de isolinhas de densidade eletrônica para três

situações: (a) considerando as condutividades nas camadas 1 e 3 e a velocidade do vento neutro iguais a zero; (b) considerando o acréscimo somente das condutividades das camadas ($\Sigma_{P1} + \Sigma_{P3} = 0,12 \Sigma_{P2max}^0$) e (c) acrescentando o vento neutro ($U_n = -150$ m/s). O plasma das camadas 1 e 3 é considerado uniforme e livre de forças externas, inclusive do vento neutro; o plasma da camada 2 segue um perfil realista da ionosfera equatorial, conforme a Figura 2.4.

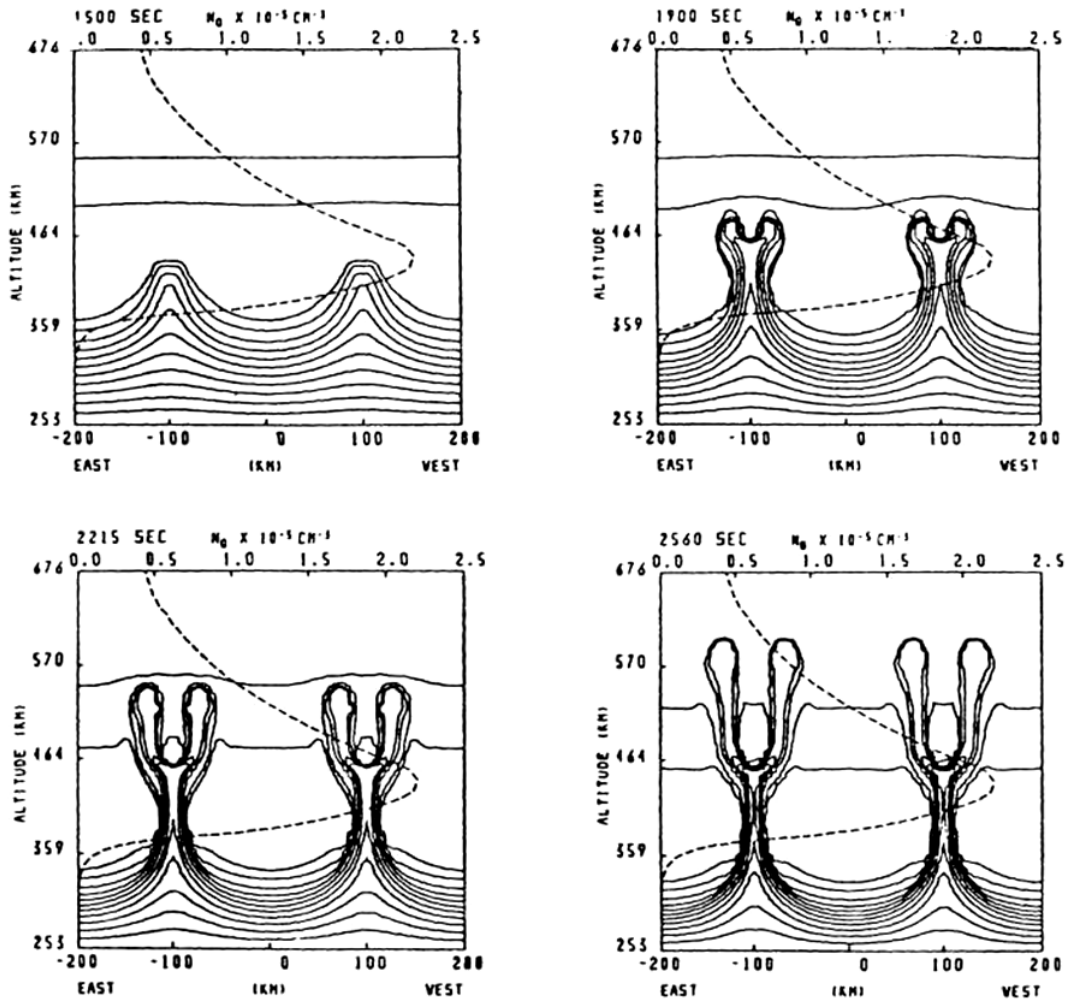


Figura 2.6 – Mesmo caso para a Figura 2.5 considerando as condutividades ($\Sigma_{P1} + \Sigma_{P3} = 0,12 \Sigma_{P2max}^0$) nos instantes 1500, 1900, 2215 e 2560 s.
 Fonte: Zalesak et al. (1982).

Comparando as Figuras 2.5 e 2.6, quando se passou a considerar as condutividades, verifica-se que para a situação apresentada no caso (b) a escala de tempo da evolução

aumentou aproximadamente 70%, ou seja, demorou-se mais tempo para a estrutura da bolha alcançar a altitude de 600km. A explicação dos autores foi que quando se passou a considerar as condutividades das camadas 1 e 3 uma corrente elétrica passou a circular entre as camadas diminuindo o efeito do campo elétrico, o que ocasionou uma menor velocidade de deriva do plasma. Outro efeito é a presença da bifurcação, que os autores não conseguiram responder na ocasião.

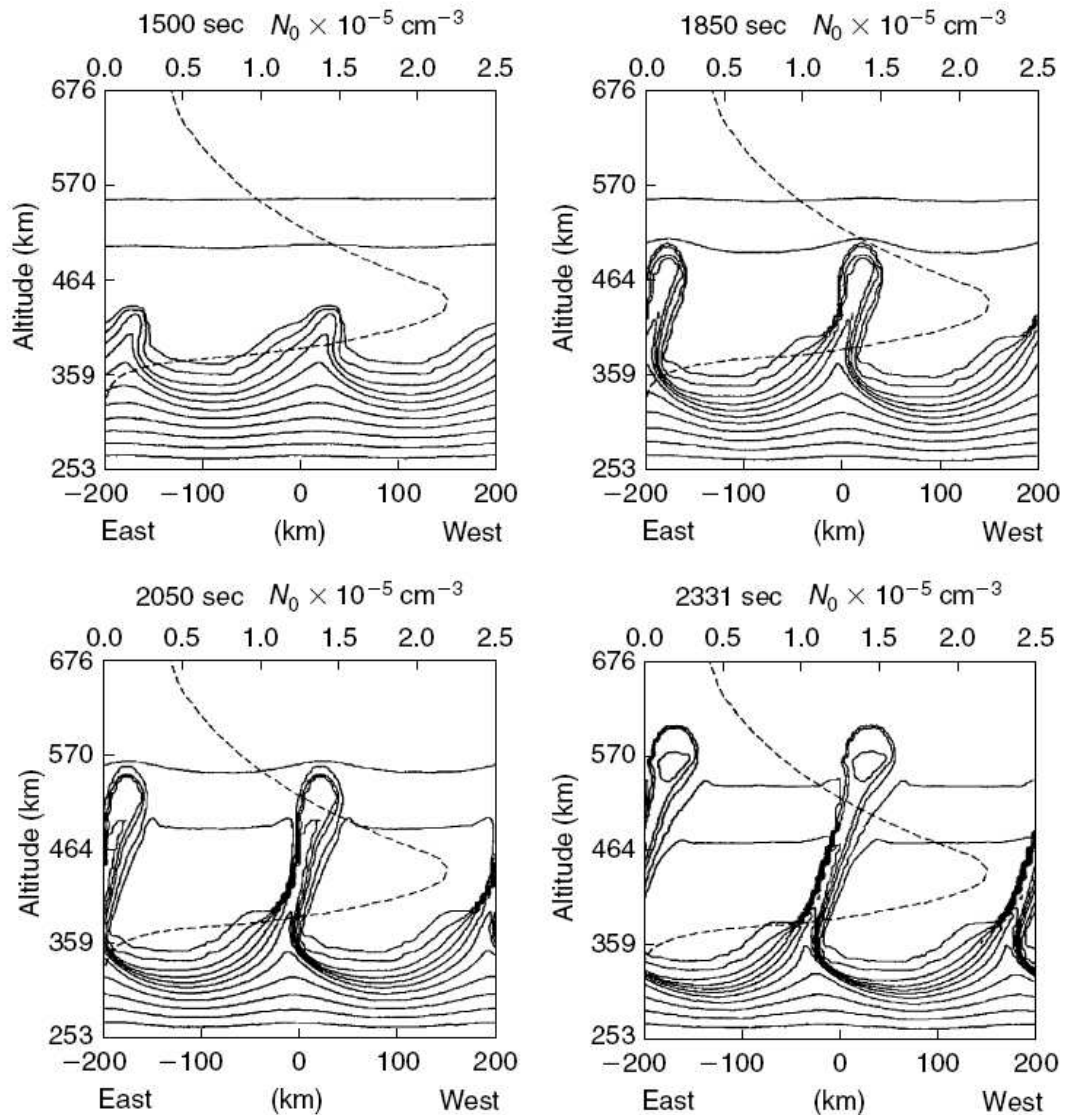


Figura 2.7 – Mesmo caso para a Figura 2.6 acrescentando o vento neutro ($U_n = -150 \text{ m/s}$) nos instantes 1500, 1850, 2050 e 2331 s.
Fonte: Zalesak et al. (1982).

Comparando agora as Figuras 2.6 e 2.7, avalia-se somente o efeito da inclusão do vento neutro, uma vez que os valores de condutividade se mantiveram. Observa-se que em ambos os casos as taxas de crescimento foram as mesmas em relação ao tempo, e a principal diferença se deu na forma da estrutura da bolha, que com a inclusão dos ventos, a estrutura apresentou a forma de C, com a parte superior mais extensa e inclinada. Ambos os casos apresentaram o mesmo nível de depleção e não houve bifurcação no caso com o vento neutro.

Keskinen et al. (2003) e Kherani et al. (2005) desenvolveram um modelo completo em 3 dimensões para a instabilidade colisional da evolução não linear do ESF. Desta forma considera-se o transporte de plasma em toda a região de simulação, conseqüentemente observa-se como ocorre a evolução da instabilidade nos planos fora do equador.

Kherani et al. (2005) partiram das equações básicas de plasma, considerando, no entanto, o desenvolvimento em 3 dimensões, e não somente no plano equatorial. Utilizaram também a perturbação inicial conforme a expressão (2.8), através da qual altera toda a distribuição do plasma, que passa a apresentar um potencial perturbado na região equatorial. Novamente o modelo em 3D, através de soluções numéricas, resolve ao longo da simulação duas equações: uma é a equação do potencial perturbado (2.12); e a outra, é a equação da continuidade de densidade eletrônica (2.11), que utiliza o valor do potencial perturbado para calcular a densidade eletrônica no instante posterior.

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_a (\vec{v}_{ad} + \vec{v}_{ag} + \vec{v}_{aW} + \vec{v}_{aEo} + \vec{v}_{a\phi})) = P - L \quad (2.11)$$

$$\mu_p \nabla^2 \phi + \mu_{\parallel} \hat{b} \cdot \vec{\nabla} (\hat{b} \cdot \vec{\nabla} \phi) + (\vec{\alpha} + \vec{\beta}) \cdot \vec{\nabla} \phi + \gamma_1 + \gamma_2 = 0 \quad (2.12)$$

onde $\vec{v}_{ad}, \vec{v}_{ag}, \vec{v}_{aW}, \vec{v}_{aEo}$ e $\vec{v}_{a\phi}$ são as velocidades devidas ao gradiente de pressão, à gravidade, ao vento, ao campo elétrico ambiente e ao campo elétrico perturbado, este último é o calculado pela expressão (2.12) (ver notações no APÊNDICE A). P e L são as taxas de produção e perda química. Com exceção da velocidade devida ao campo

elétrico perturbado, calculado através da simulação, as outras velocidades são obtidas através das condições de contorno exigidas pelo modelo.

As Figuras 2.8 e 2.9 apresentam o resultado desse modelo, mostrando a evolução das bolhas dentro e fora do plano equatorial, representada pelas alterações no perfil das isolinhas de densidade eletrônica. Pode-se observar a estrutura aparecendo inicialmente no plano equatorial, e posteriormente se estendendo para latitudes maiores fora do equador.

Tais modelos numéricos em 3D vêm contribuindo no estudo da evolução, formação e comportamento das estruturas mediante uma série de condições ambientes, podendo inclusive auxiliar na identificação dos parâmetros que mais influenciam na taxa de crescimento da instabilidade.

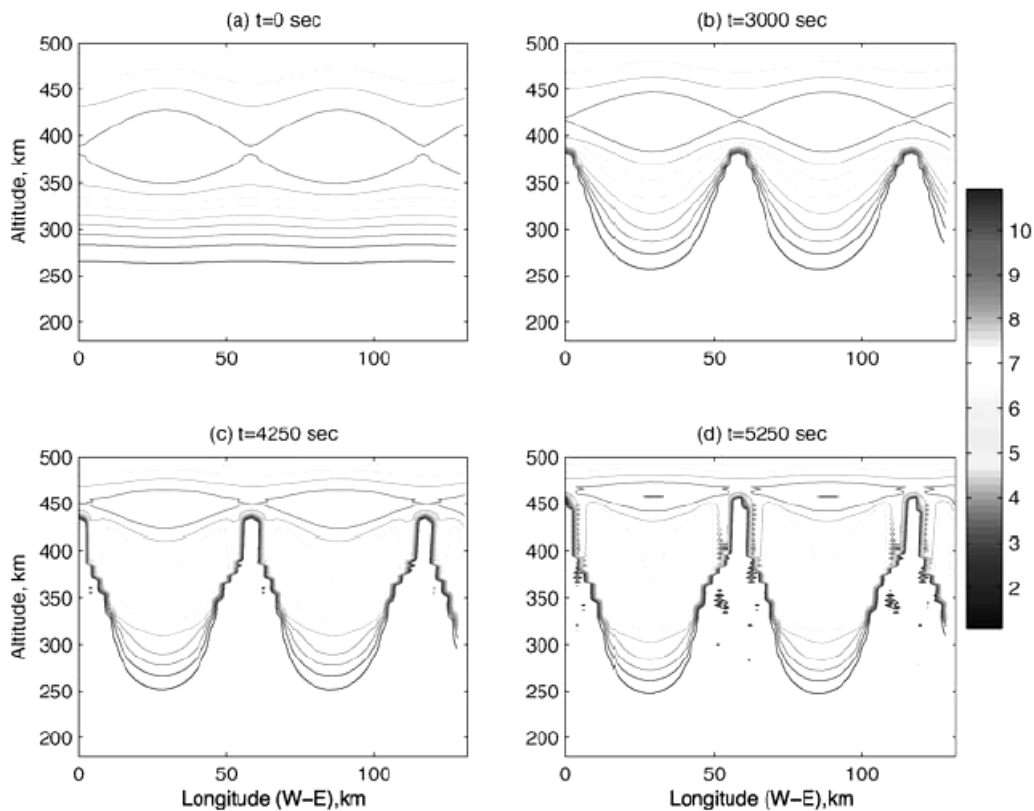


Figura 2.8 – Simulação 3D da evolução da bolha no equador. As densidades estão normalizadas para 10^{11} .
Fonte: Kherani et al. (2005).

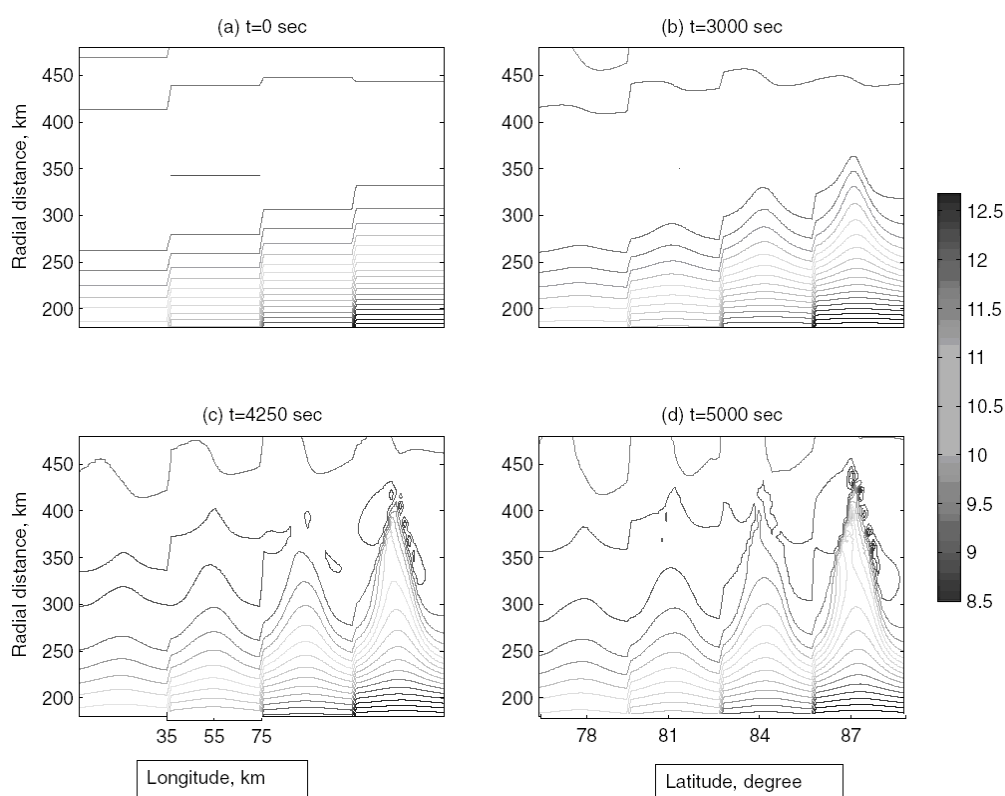


Figura 2.9 – Simulação 3D da bolha fora do equador. Os ângulos 78, 81, 84 e 87 são as colatitudes correspondentes às latitudes 12, 9, 6 e 3 graus em relação ao equador. Em longitude, tem-se uma escala entre 35 km e 75 km, observando a evolução de apenas uma única depleção.
 Fonte: Kherani et al. (2005).

2.5 Tubo de fluxo integrado

Há muitos trabalhos que estudaram a física e a eletrodinâmica das irregularidades envolvendo ESF, mas os três trabalhos - Haerendel et al., (1992a); Çakir et al., (1992) e Haerendel e Eccles (1992b) - proveram a base para o modelo das bolhas imersas no plasma ionosférico e o modelo global da eletrodinâmica da ionosfera (ECCLES, 1999).

A eletrodinâmica da ionosfera em média (>5km) e grande (>100km) escalas pode ser modelada com a física do tubo de fluxo integrado, apresentada por Haerendel (1973) e Haerendel et al. (1992a). As equações usadas supõem que as linhas de campo são linhas equipotenciais formando um campo magnético dipolar. Com estas hipóteses, as equações eletrodinâmicas em 3D podem ser reduzidas em equações eletrostáticas em

2D. A solução bidimensional produz um campo elétrico perpendicular ao campo magnético. A validade da hipótese de as linhas de campo serem equipotenciais foi analisada por Farley (1959). Ambos os modelos (modelo global da eletrodinâmica da ionosfera e modelo de alta resolução das bolhas de plasma) podem usar as mesmas equações eletrostáticas para determinar as derivas $\vec{E} \times \vec{B}$ de plasma.

Todas as quantidades são integradas ao longo da linha de campo da maneira descrita por Haerendel et al. (1992a). Para considerar a taxa de crescimento da instabilidade ao longo de todo o tubo de fluxo, as equações de corrente e velocidade de íons (2.13)-(2.16) devem ser integradas ao longo do campo magnético, onde se supõe que as linhas de campo sejam equipotenciais elétricos.

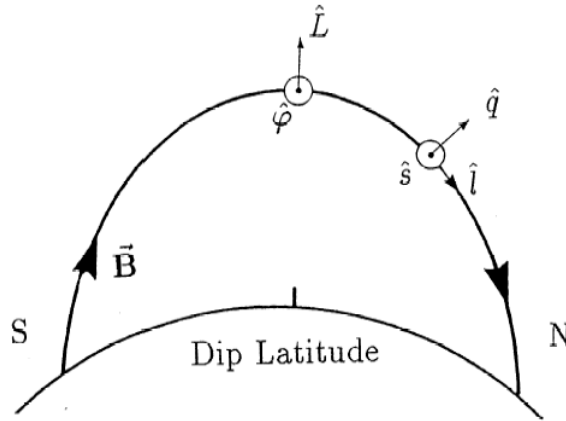


Figura 2.10 – Geometria do sistema de coordenadas magnéticas orientadas com relação ao campo magnético de dipolo. O sistema de coordenadas $(\hat{q}, \hat{s}, \hat{l})$ é positivo para cima, para fora do plano do papel, direção leste e na direção norte respectivamente. As coordenadas $(\hat{L}, \hat{\phi})$, se referem ao plano equatorial.
Fonte: Sultan (1996).

$$j_s = \sigma_P (E_s - Bu_q) + \sigma_H (E_q + Bu_s) - \frac{g}{\Omega i} ne \quad (2.13)$$

$$j_q = \sigma_P (E_q + Bu_s) - \sigma_H (E_s + Bu_q) \quad (2.14)$$

$$v_s = \frac{j_s}{ne} - \frac{E_q}{B} \quad (2.15)$$

$$v_q = \frac{jq}{ne} - \frac{E_s}{B} \quad (2.16)$$

Seguindo o desenvolvimento de Haerendel (1973) e Haerendel et al. (1992a), as equações para a corrente integrada (J) e o fluxo de íons (F) expressas em duas dimensões ($\hat{L}, \hat{\phi}$), em coordenadas magnéticas (ver Figura 2.10) são:

$$J_\varphi = \tilde{\Sigma}_P \left(E_\varphi - \frac{B_0}{L^3} U_L^P \right) + \Sigma_H \left(E_L + \frac{B_0}{L^3} U_\varphi^H \right) - \frac{g_0}{\Omega_0} e L \tilde{N} \quad (2.17)$$

$$J_L = \Sigma_P \left(E_L + \frac{B_0}{L^3} U_\varphi^P \right) - \Sigma_H \left(E_\varphi + \frac{B_0}{L^3} U_L^H \right) \quad (2.18)$$

$$F_\varphi = \frac{1}{e} J_\varphi - E_L \frac{L^3}{B_0} N \quad (2.19)$$

$$F_L = \frac{1}{e} J_L + E_\varphi \frac{L^3}{B_0} N \quad (2.20)$$

As quantidades individuais integradas ao longo do tubo de fluxo: conteúdo eletrônico N , condutividade Pedersen Σ_P , e vento neutro ponderado pela condutividade Pedersen U_L^P na direção \hat{L} são definidos por Haerendel et al. (1992a) como:

$$N = 2R_E L \int_0^{\zeta^m} n(1 - \zeta^2)^3 d\zeta \quad (2.21)$$

$$\Sigma_P = 2R_E L \int_0^{\zeta^m} \sigma_P (1 + 3\zeta^2) d\zeta \quad (2.22)$$

$$U_L^P = \frac{2R_E L}{\Sigma_P} \int_0^{\zeta^m} u_q \sigma_P \frac{(1 + 3\zeta^2)^{\frac{1}{2}}}{(1 - \zeta^2)^{\frac{3}{2}}} d\zeta \quad (2.23)$$

E com expressões similares para Σ_H , U_L^H , U_ϕ^P e U_ϕ^H , onde ζ é o seno da latitude do dipolo e R_E o raio da Terra, com L sendo a distância em raios terrestres.

As integrações, como mencionado anteriormente, assumem uma perfeita condutividade ao longo do campo geomagnético B para todas as escalas de tamanho do campo elétrico E , mas como as linhas de campo não são perfeitamente equipotenciais, esta hipótese se sustenta somente para estruturas de grandes escalas ($\lambda > 1$ km).

2.6 Abordagem eletromagnética do *spread F*

Nos estudos anteriores, relacionados à teoria de instabilidade Rayleigh-Taylor utilizada na compreensão da geração e evolução das instabilidades de plasma da região F da ionosfera, foram considerados os campos elétricos eletrostáticos, que agem sobre a ionosfera, desprezando os efeitos de ondas eletromagnéticas que se propagam no meio. De fato, os campos eletrostáticos dominam a geração e crescimento da instabilidade Rayleigh-Taylor na região equatorial da ionosfera, justificando consistentemente a abordagem utilizada nos trabalhos anteriores (BASU, 2005). Zalesak et al. (1982), em sua simulação, destacou a importância do acoplamento entre a região F equatorial e seus pontos conjugados na região E através das correntes alinhadas às linhas de campo (FACs), considerando a condutividade Pedersen da região E. No entanto, devido a complexidade do problema, Zalesak et. al (1982) e Keskinen et. al (1998) não consideraram explicitamente as FACs em seus modelos e simulações não lineares da evolução das bolhas de plasma equatorial.

Bhattacharyya e Burke (2000) apresentaram um primeiro estudo considerando a região F equatorial e os seus pontos conjugados na região E acoplados pelas FACs como portadoras de ondas de Alfvén, durante o desenvolvimento das bolhas de plasma. Eles usaram uma analogia com linhas de transmissão para explicar o acoplamento entre as cargas localizadas na região E, nos dois terminais das linhas de campo geomagnético, e o gerador localizado na região F equatorial (ver Figura 2.11). Basu (2005) também apresentou um estudo considerando uma abordagem incluindo a propagação de ondas eletromagnéticas. Foi encontrado nesse trabalho, que as flutuações excitadas nas linhas de campo magnético se difundem muito rápido em relação à taxa de crescimento da instabilidade, e a amplitude dessa flutuação magnética se mantém muito pequena, quando comparada com o campo geomagnético. Em outras palavras, devido à alta condutividade na direção paralela às linhas de campo, as FACs se dissipam muito rapidamente, dessa forma, a amplitude do campo magnético toroidal, gerado por essas correntes, também é muito pequena.

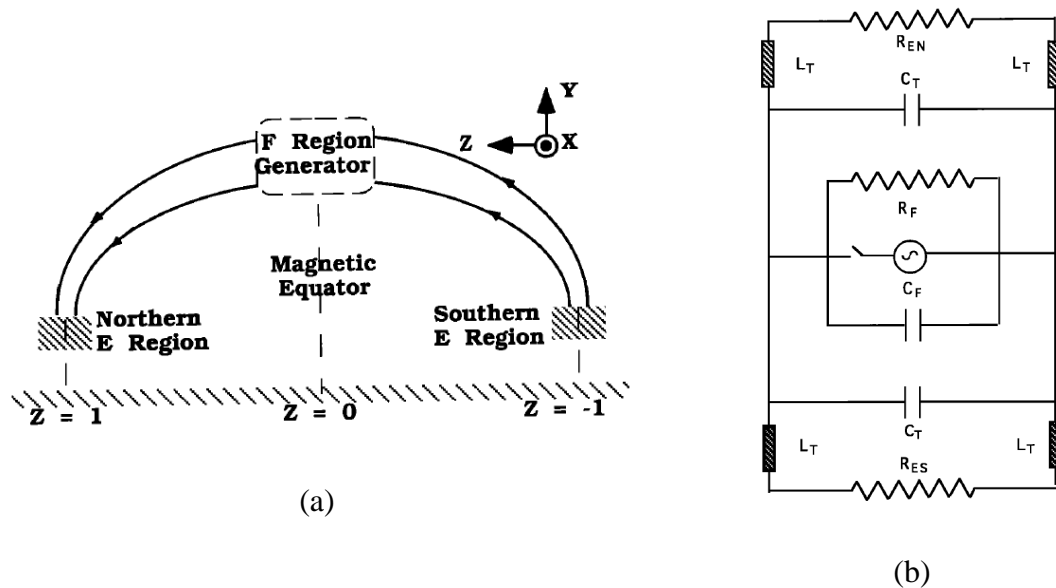


Figura 2.11 – (a) Esquema do acoplamento entre o gerador na região F equatorial e os pontos conjugados, no hemisfério norte e sul, na região E, através das linhas de campo geomagnética. (b) Circuito elétrico para representar o acoplamento entre o gerador na região F e as cargas nos pontos conjugados na região E (R_{EN} e R_{ES}) através das linhas de campo geomagnético atuando como linhas de transmissão com indutância L_T e capacitância C_T .
 Fonte: Bhattacharyya e Burke (2000).

Dados de campo magnético, obtidos recentemente através de instrumentos a bordo do satélite CHAMP, foram usados em um primeiro estudo experimental na tentativa de entender as assinaturas magnéticas que aparecem em eventos de spread F equatorial após o pôr-do-sol (STOLLE et al., 2006). Eles observaram a correlação dessas assinaturas magnéticas com a depleção do plasma, que se mapeia na região da anomalia equatorial. Usando instrumentos, com alta resolução, mediu-se o campo magnético na passagem do satélite por dentro de uma estrutura de plasma perturbado. Estas medidas viabilizaram a identificação de escalas muito pequenas de espalhamento de plasma. Os resultados estão consistentes com a idéia proposta por Bhattacharyya e Burke (2000) e nos motivam a estudar, sob uma nova abordagem as teorias e modelagens das instabilidades de plasma.

Um importante aspecto, ao qual devemos dar maior atenção para entender essas assinaturas nas flutuações magnéticas, é a natureza da corrente que flui dentro e ao redor da depleção ou bolha de plasma. O presente trabalho também apresenta um esforço inicial para desenvolver um modelo, em uma geometria tri-dimensional, considerando os campos eletromagnéticos que se propagam no plasma ionosférico.

CAPÍTULO 3

FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA: DINÂMICA E ELETRODINÂMICA DO SISTEMA IONOSFERA/TERMOSFERA

O sistema equatorial ionosfera-termosfera é governado por processos físicos peculiares para a região. Possui uma especial configuração entre o campo geomagnético e gravitacional, além de ser a região do globo terrestre sob maior influência da radiação solar em relação às outras latitudes, principal elemento na formação do plasma ionosférico. Abdu (1999) mostrou uma série de características e fenômenos relacionados com o sistema termosfera-ionosfera, observados durante o período STEP (Solar Terrestrial Energy Program, 1990-1997), especialmente a variabilidade de respostas deste sistema quando submetido aos forçantes provenientes da magnetosfera e processos em altas latitudes, e também de fatores provenientes da baixa atmosfera. Entre alguns desses efeitos observados, devido ao acoplamento entre a ionosfera e a termosfera, estão: a anomalia equatorial, as alterações nos campos elétricos após o pôr-do-sol, as irregularidades de plasma (spread F / bolhas de plasma), o eletrojato-equatorial e as instabilidades de plasma associadas a ele, a camada E esporádica (Es) dentre outros efeitos como podemos ver na Figura 3.1.

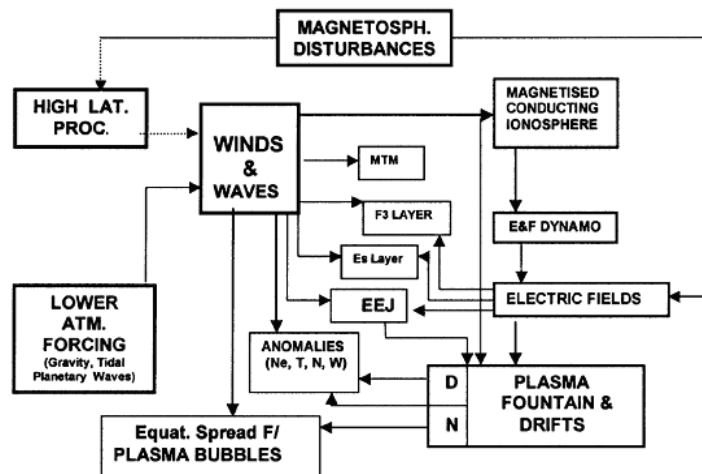


Figura 3.1 - Diagrama de blocos dos processos de acoplamento ionosfera-termosfera, mostrando como os diferentes fenômenos e forças, ventos, ondas e campos elétricos, do sistema equatorial ionosfera-termosfera, estão inter relacionados, em condições calmas e perturbadas.

Fonte: Abdu (2005).

3.1 Processos de acoplamento e principais fenômenos

Os processos de acoplamento do sistema ionosfera termosfera envolvendo ventos, dínamo de campo elétrico e o efeito fonte no plasma ionosférico, são os principais fatores que determinam a fenomenologia da ionosfera equatorial e a morfologia destes fenômenos em pequenas e grandes escalas (ABDU, 2005).

Forçantes atmosféricos, causados por ondas de marés atmosféricas, frequentemente moduladas por ondas planetárias, estabelece a configuração dos ventos na atmosfera superior. Esta interação com a ionosfera condutora e magnetizada, na altura da região E, produz o campo elétrico do dínamo, que estabelece o sistema de correntes ionosférico de tempo quieto (Sq). Este campo elétrico, sendo mapeado/transportado ao longo das linhas de campo geomagnético para as alturas da região F equatorial, produz o efeito fonte, que controla a distribuição na densidade de plasma da ionosfera equatorial e de baixas e médias latitudes (ionosfera tropical). Este efeito, denominado anomalia equatorial, também conhecido como anomalia de Appleton, é a principal característica desta distribuição de plasma durante o período diurno. Esta anomalia ganha intensidade quando passa a atuar o dínamo de campo elétrico da região F, logo após o pôr-do-sol, causando uma grande subida da região F da ionosfera equatorial, gerando algumas vezes o desenvolvimento de instabilidades de plasma nesta região. Esse súbito aumento na velocidade de subida do plasma após o pôr-do-sol é denominado pico pré-reversão, que veremos adiante.

Estes campos elétricos elevam a camada F para altas altitudes, até chegar a uma altura em que a pressão do plasma ascendente se iguala à pressão ambiente. Nesta condição, por atração gravitacional, o plasma se difunde ao longo das linhas do campo geomagnético em forma de uma fonte, concentrando o plasma e criando uma maior densidade eletrônica nas latitudes geomagnéticas 20° N e 20° S. Na Figura 3.2, vemos um esquema do mecanismo gerador da anomalia equatorial.

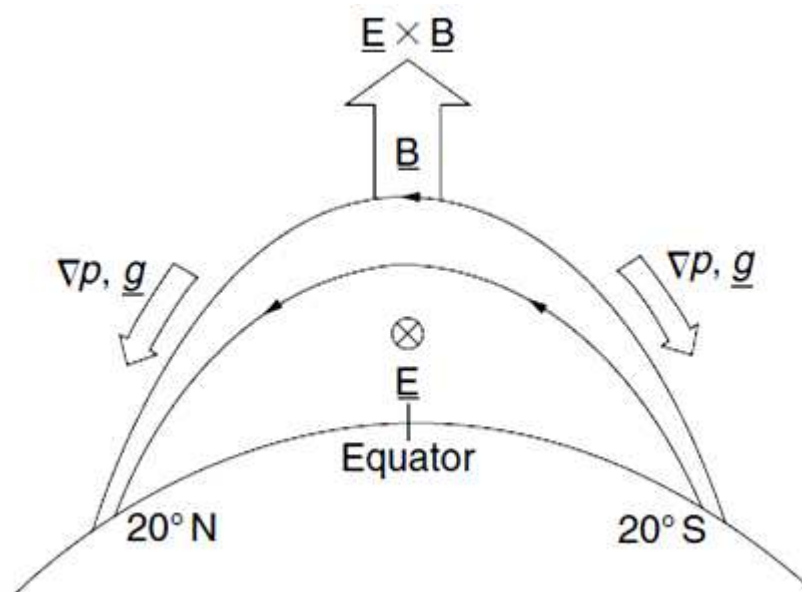


Figura 3.2 - Esquema da anomalia equatorial.
Fonte: Kelley (1989).

Em geral, os campos elétricos controlam outros fenômenos envolvendo os processos de acoplamento do sistema termosfera/ionosfera, como é o caso do dínamo da região E, que também causa o sistema de correntes do eletrojato equatorial. Há ainda, como consequência dos campos elétricos que acoplam os sistemas mencionados, o aparecimento das camadas Es esporádica e camada F₃, que veremos nas seções seguintes.

3.2 Vento termosférico

Observações de vento termosférico foram obtidas através de estudos do arraste exercido pela atmosfera em um satélite artificial (KING-HELE et al., 1970). Analisando esses dados, observou-se que a mudança da inclinação deste satélite estava diretamente relacionada com a velocidade angular da atmosfera em relação à rotação da Terra. A surpreendente conclusão foi que, na média, a termosfera em baixas latitudes super-roda em relação à Terra, ou seja, o fluxo zonal médio calculado foi de 150 m/s para leste, próximo à altitude de 350 km e 50 m/s à altitude de 200 km. O efeito é mais pronunciado entre 21h e 24h (hora local). Medidas diretas do vento termosférico são

hoje realizadas pelo instrumento Fabry-Perot e outros a bordo de satélites (KELLEY, 1989, EMMERT et al. 2002).

A componente vertical de larga escala do vento neutro na atmosfera é sempre pequena, podendo considerar, em um modelo simplificado, que o vento termosférico na região F equatorial é essencialmente horizontal, com a sua intensidade variando com a altura, podendo causar fortes cisalhamentos.

A Figura 3.3 mostra a distribuição do vento zonal e meridional, em latitude, de acordo com a hora local, e para algumas altitudes (114 km, 150 km e 250 km), obtidos com o instrumento WINDII (Wind Imaging Interferometer) a bordo do satélite UARS (Upper Atmosphere Research Satellite). Através da figura, verifica-se na altura de 250 km a velocidade para leste entre 17-18 horas local durante os meses de equinócio e dezembro na latitude equatorial. Este fator é determinante no desenvolvimento do pico pré-reversão do campo elétrico zonal, responsável pela velocidade de subida da ionosfera após o pôr-do-sol, que veremos na próxima seção.

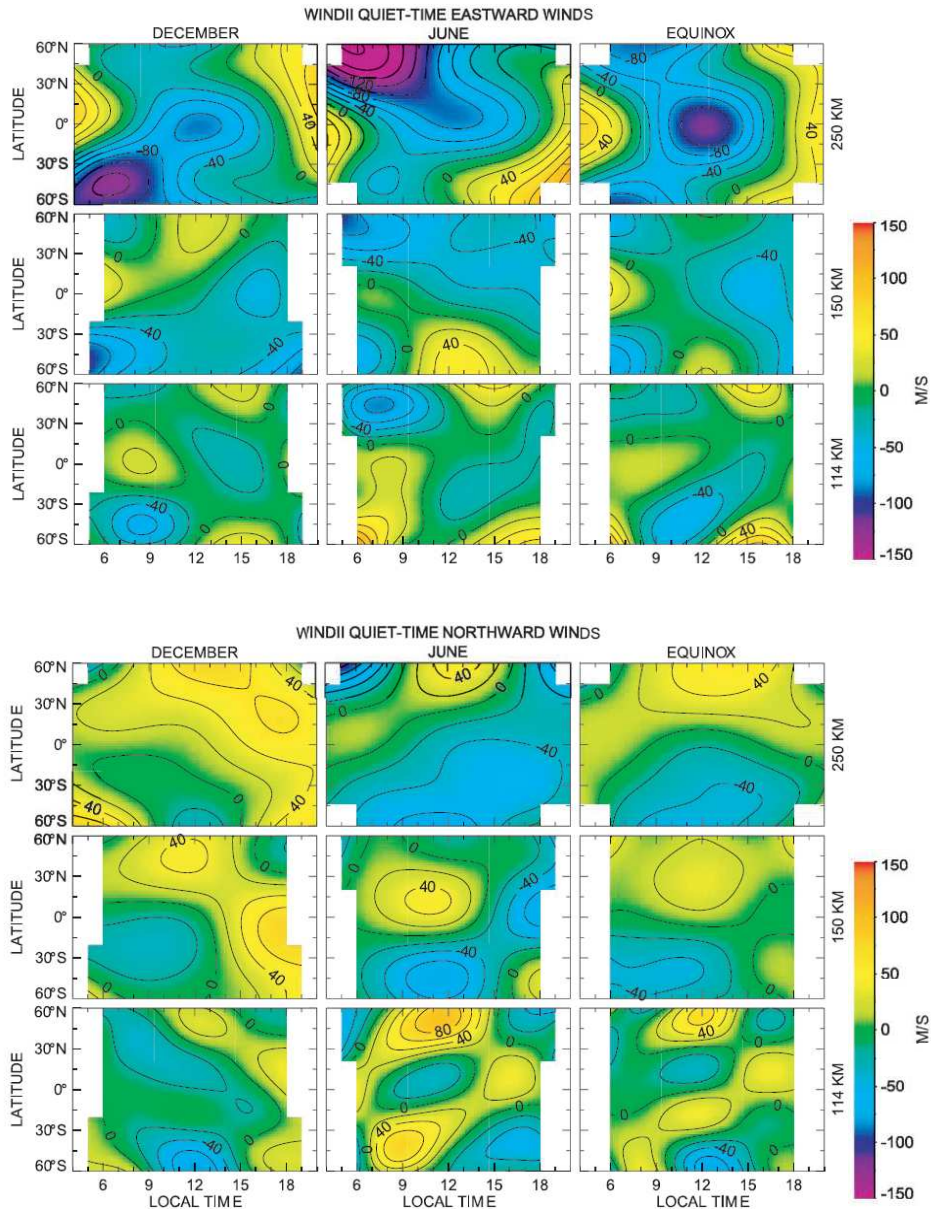


Figura 3.3 – Padrões de ventos obtidos com o WINDII. Medidas em períodos geomagnético calmo ($Kp < 3$ e média = 1.7) em função da hora local e latitude para algumas altitudes.

Fonte: Emmert et al. (2002).

O vento neutro, agindo no plasma ionosférico, é uma fonte eletrodinâmica, que através da ação do dínamo, cria campos e correntes elétricas na ionosfera. Mas, o contrário também ocorre, os ventos são influenciados por correntes elétricas através da força de Ampère, conhecida como efeito de arraste iônico (RICHMOND, 1994). Ambos, vento e campo elétrico, induzem a deriva de plasma que altera a distribuição da condutividade,

influenciando no processo de formação do dínamo de campo elétrico. Haerendel e Eccles (1992b) encontraram que a redistribuição do plasma na região E pode ser substancial durante a noite, quando o tempo de vida dos íons se torna maior do que um minuto. Eles apontaram que a redistribuição de plasma e a redução da condutividade na baixa ionosfera no início da noite podem contribuir para a intensificação do campo elétrico de pré-reversão. No entanto, a alteração da condutividade pelo campo elétrico, durante o dia na região do eletrojato equatorial, é relativamente pequena.

A redistribuição do plasma da região F, especialmente à noite, tem um papel muito importante no sistema de acoplamento dinâmico e eletrodinâmico termosfera/ionosfera. Anderson e Roble (1974) apontaram que a subida da camada F equatorial à tarde e no início da noite, devida à deriva $\vec{E} \times \vec{B}$, reduziria o efeito de arraste no vento, uma vez que o obstáculo produzido pela ionosfera sobre o vento é retirado. Dessa forma altas velocidades do vento neutro se desenvolveriam na base da região F no início da noite. A Figura 3.4 ilustra esse efeito com a simulação do acoplamento dinâmico e eletrodinâmico do sistema termosfera/ionosfera, obtido com o modelo NCAR TIE-GCM (National Center Atmospheric Research Thermosphere Ionosphere Electrodynamics-General Circulation Model). O mapa mostra a distribuição global da temperatura e do vento neutro, no painel superior, e no painel inferior o potencial elétrico e a deriva de plasma horizontal $\vec{E} \times \vec{B}$, ambos obtidos na altitude de 350 km para condições de fluxo solar máximo durante o equinócio. O período noturno está representado no centro das figuras. Foi utilizada uma geometria realista para o campo geomagnético representando a forma do equador geomagnético ao longo do globo. Verifica-se uma maior velocidade do vento neutro para leste e nordeste na região que cobre o anoitecer (entre 18h e 24h), ao longo do equador geomagnético e em baixas latitudes, atribuindo-se a esse efeito a diminuição da densidade de plasma nessas altitudes devido à deriva do plasma para cima e a consequente diminuição do arraste iônico, conforme mencionado anteriormente.

TIE-GCM
350 km, 0 UT, Equinox, Solar Maximum

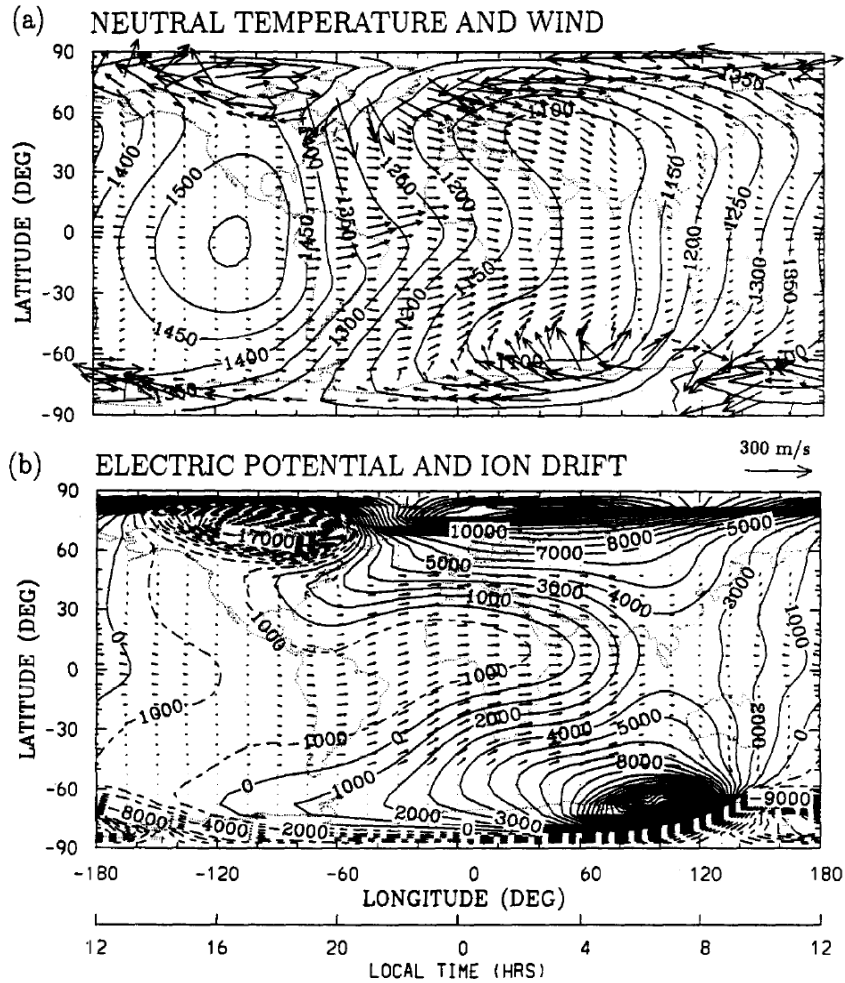


Figura 3.4 – (a) Contornos de temperatura (K) e vetores de velocidade do vento horizontal ao nível de pressão de $6,8 \mu\text{Pa}$, calculados pelo modelo a 350 km em condições de fluxo solar máximo no equinócio. (b) Contornos de potencial elétrico (V) e vetores da componente horizontal da deriva $E \times B$ para as mesmas condições. Fonte: Richmond (1994).

A Figura 3.4 ainda mostra outro efeito da dinâmica e eletrodinâmica do acoplamento termosfera/ionosfera; o forte vento no período noturno em relação ao vento do período diurno, e a similaridade entre as direções do vento neutro e o movimento dos íons no lado noturno. Estas características foram apresentadas por Rishbeth (1971), que apontou o efeito do dínamo devido ao vento para leste na região do anoitecer que tenderia a criar um campo elétrico de polarização que moveria o plasma na mesma direção, com uma

velocidade comparável, e que isto resultaria em uma redução efetiva do efeito da força de arraste no vento, e então a velocidade do vento neutro se desenvolveria.

Conclui-se então que o vento termosférico, que carrega o plasma, e as ondas que perturbam a ionosfera, são fatores a serem considerados nos estudos eletrodinâmicos do ambiente ionosférico, pois eles influenciam na velocidade do plasma, tendo um papel fundamental na configuração de toda a eletrodinâmica da ionosfera.

O perfil de ventos tem influência também na formação da camada E esporádica (*Es*), que apresenta um papel importante na inibição/geração do ESF. Esta camada, cujo pico de densidade eletrônica é bastante alto, aparece em uma altitude de aproximadamente 105 km. Ela tem como causa a variação no perfil de velocidade dos ventos que, na presença do campo geomagnético *B*, atua comprimindo a ionização (ver Figura 3.5). Devido à ação da componente horizontal do campo magnético e do vento neutro (que nas altitudes da camada E pode apresentar um forte cisalhamento, conforme Figura 3.5b) sobre o plasma, os íons metálicos, provenientes de meteoros (Mg^+ , Si^+ e Fe^+), sofrem um deslocamento com a ação da força de Lorentz criada, de acordo com o esquema apresentado na Figura 3.5a, se acumulando no ponto de máximo cisalhamento do vento neutro, formando uma região com grande densidade eletrônica denominada camada E esporádica (*Es*).

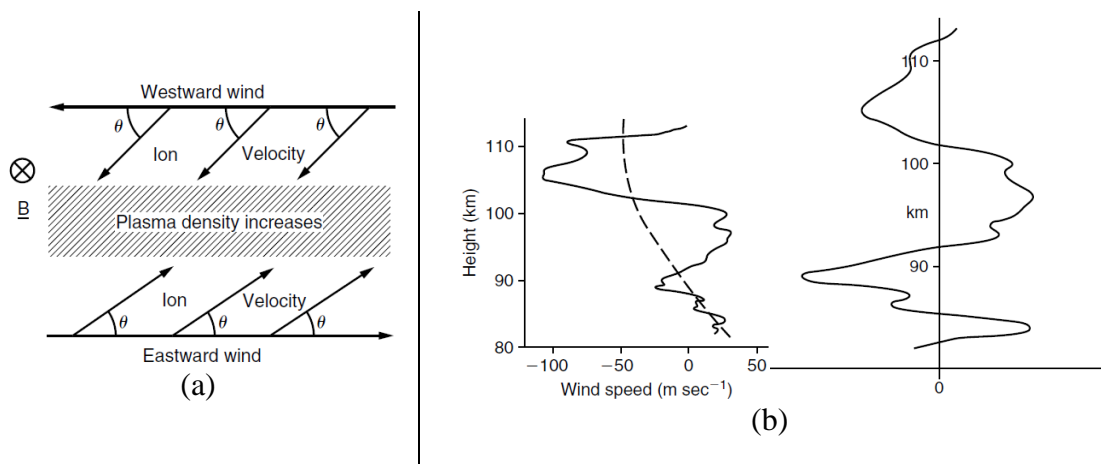


Figura 3.5 – (a) Ilustração do mecanismo de cisalhamento dos ventos que operam na camada E comprimindo a ionização. (b) Perfil de ventos.
 Fonte: Kelley (1989).

A presença de uma forte camada E esporádica segundo Stephan et al. (2002) e Abdu et al. (1996 e 2003) é outra condição do ambiente ionosférico que afeta a evolução das instabilidades. Calculando se as alterações na condutividade Pedersen, Stephan determinou a taxa de crescimento da instabilidade Rayleigh-Taylor, a qual comanda o desenvolvimento inicial dos ESF. Foi encontrado que esse crescimento é menor quando a densidade da camada E entre 115 e 120 km alcança magnitudes da ordem de 10^6 cm^{-3} (Stephan et al., 2002).

$$\gamma_{RT} = \frac{\sum_P^F}{\sum_P^{E,N} + \sum_P^F + \sum_P^{E,S}} \left(\vec{V}_P - \vec{U}_N - \frac{\vec{g}}{v_{in}} \right) \cdot \frac{\nabla n}{n} - R \quad (3.1)$$

Na Equação (3.1), \sum_P^F , $\sum_P^{E,N}$ e $\sum_P^{E,S}$ são as condutividades Pedersen integradas: ao longo da camada F, no ponto conjugado ao norte ($\sum_P^{E,N}$) e ao sul ($\sum_P^{E,S}$) da linha de campo na camada E, respectivamente. Nota-se, portanto, que o aparecimento da camada E esporádica, aumentaria o denominador do termo relacionado com as condutividades, diminuindo a taxa de crescimento da instabilidade, enquanto que na sua ausência esse termo resultaria em um fator de multiplicação próximo de 1, ou seja a taxa de crescimento não dependeria da condutividade das camadas E e F. Stephan et al. (2005) também notou que a influência da esporádica é maior nos cálculos integrados para linhas de campo com altura do ápice abaixo de 400 km, influenciando portanto, na taxa de crescimento da instabilidade na base da ionosfera equatorial.

3.3 Campos Elétricos

O campo elétrico é um dos mais importantes parâmetros da física da ionosfera. A interação entre a atmosfera neutra, a ionosfera e o campo geomagnético, propiciam diariamente a repetição, ou variabilidade nas estruturas do campo elétrico (HAERENDEL et al., 1992a).

Os campos elétricos, gerados na ionosfera equatorial, vêm sendo exaustivamente investigados utilizando instrumentos em terra e a bordo de foguetes e satélites (sondas

espaciais), além de modelos teóricos (ECCLES, 1998). Eles são um dos grandes responsáveis pela deriva de plasma vertical, a qual tem um papel importante na geração e evolução de *spread-F* equatorial e outros fenômenos.

3.3.1 Formação do Dínamo da região F

O vento neutro agindo sobre a ionosfera da região F causa uma corrente elétrica que flui na direção vertical $J_z = \sigma_p u B$ (considerando $\sigma_p \gg \sigma_H$). A corrente é muito pequena com um pico da ordem de $0,01 \mu A/m^2$ de densidade. No entanto, σ_p varia consideravelmente com a altura devido à dependência com o produto $n v_{in}$. A componente zonal do vento neutro (u) pode também variar com a altura, mas supõe-se que a viscosidade mantenha essa variação pequena na região F. Em qualquer altura tem-se um $d(\sigma_p u B)/dz \neq 0$, dessa forma um campo elétrico será formado para manter a divergência de corrente nula ($\nabla \cdot J = 0$). Além disso, supõe-se que nos terminais das linhas de campo o fluxo de corrente seja nulo, não permitindo que a corrente elétrica flua ao longo das linhas de campo, ou seja, $J_y = 0$, então seguindo estas aproximações uma forte condição em J mantém $\nabla \cdot J = 0$. Dessa forma temos: $J_z = \sigma_p E_z + \sigma_p u B = 0 \Rightarrow E_z = -uB$.

Um esquema simplificado, na Figura 3.6, mostra este mecanismo de geração do campo elétrico de dínamo da região F.

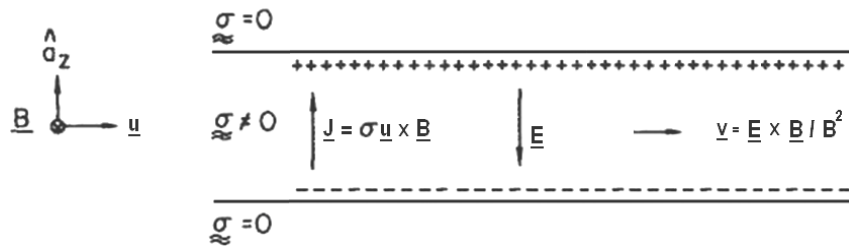


Figura 3.6 – Esquema simplificado de formação do dínamo da região F.
Fonte: Adaptada de Kelley (1989).

Note que o plasma dentro da região com $\sigma_p \neq 0$ terá uma velocidade de deriva zonal $\vec{E} \times \vec{B} / B^2$ igual a velocidade do vento neutro. Este modelo simplificado implica em um forte cisalhamento do fluxo de plasma entre as camadas. Esta geometria não representa a realidade, de maneira que o cisalhamento dos ventos ainda apresenta muitas

incógnitas, tornando-se um desafio a sua compreensão para muitos pesquisadores (HAERENDEL et al., 1992a).

3.3.2 Formação do pico pré-reversão

No início do período noturno, a parte inferior da camada F sempre apresenta uma situação de equilíbrio instável, e a evolução desta camada instável está fortemente controlada pela velocidade de deriva vertical. Uma condição necessária, mas não suficiente, para a geração do *spread* F é exatamente essa alta velocidade de deriva vertical no início da noite. Na Figura 3.7, nota-se que a velocidade de deriva, por estar atrelada ao campo elétrico zonal na região F, apresenta um complexo comportamento. Ela aumenta linearmente com o fluxo solar, além de variar com a estação do ano (ver Figura 3.8), um dos motivos que explica a diferença no número de irregularidades nos diversos períodos do ano (FEJER et al., 1999; SASTRI et al., 1997).

Através de um comportamento de convecção global, como vimos na seção anterior, próximo ao pôr-do-sol, verifica-se que os ventos termosféricos têm os seus movimentos na direção leste, conforme mostra a Figura 3.7. Isso faz com que o plasma se desloque na mesma direção, por arraste. Esse movimento do plasma, juntamente com a ação do campo geomagnético horizontal na região do equador, provoca o consequente aparecimento de um campo elétrico vertical de polarização para baixo ($E_z \sim U \times B$), dínamo da região F. Esse campo elétrico de polarização é mapeado, através das linhas de campo magnético (consideradas equipotenciais) para a região E, com direção norte magnético no hemisfério sul (E_θ visto na Figura 3.7). Deste campo elétrico, juntamente com o campo geomagnético na região, deriva uma corrente Hall para oeste $J_{\theta\phi}$. Supondo que a densidade eletrônica cai para valores bem baixos após o pôr-do-sol na região E (lado noturno representado na figura), verifica-se que essa corrente no lado noturno é desprezível, fazendo com que ocorra um acúmulo de cargas negativas na região do pôr-do-sol, criando assim o campo elétrico zonal E_ϕ que, nos lados diurno e noturno do globo, está configurado nas direções leste e oeste respectivamente (FARLEY et al., 1986), intensificando o campo elétrico zonal no período do pôr-do-sol, causando o pico pré-reversão.

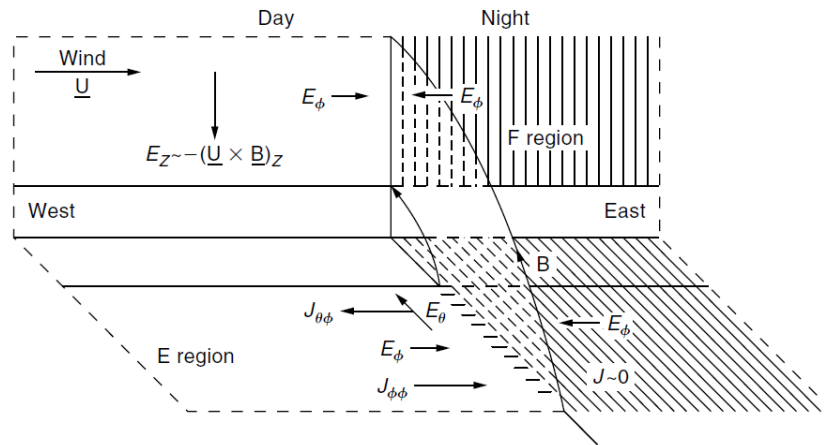


Figura 3.7 - Modelo simplificado da geração do campo elétrico zonal.
 Fonte: Farley et al.(1986).

Pelo efeito de deriva ($\vec{E} \times \vec{B}$), onde B é a componente horizontal da intensidade de campo geomagnético B , e E o campo elétrico zonal E_ϕ , o plasma equatorial desloca-se para cima no período diurno e para baixo no período noturno, com a reversão ocorrendo no nascer e no pôr-do-sol. Conforme a Figura 3.8, vemos o comportamento dessa deriva ao longo do dia em diversas condições, com a reversão no pôr-do-sol apresentando antes o pico pré-reversão, responsável por toda a dinâmica do plasma no início da noite, criando as condições necessárias para a evolução das instabilidades.

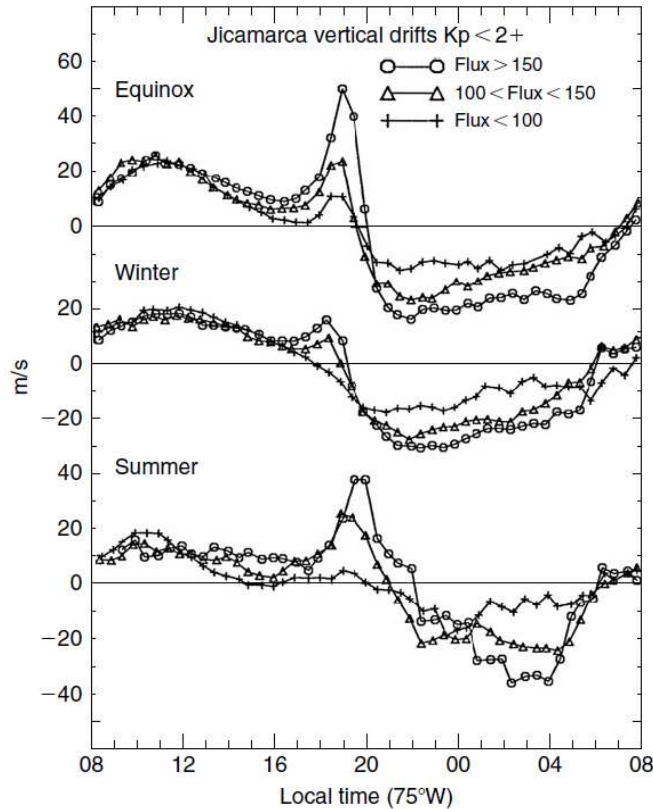


Figura 3.8 – Médias de deriva vertical de plasma medidas em Jicamarca durante o equinócio (Março-Abril, Setembro-Outubro), no inverno (Maio-Agosto) e no verão (Novembro-Fevereiro) para três níveis de fluxo solar.
 Fonte: Fejer et al.(1991).

Sastri et al. (1997) estudaram o comportamento da camada F sobre Fortaleza, nesse período de reversão, por volta das 18:00 local, em alguns dias durante o solstício de inverno. A velocidade de elevação da camada F, durante esse período, é menor no solstício de junho e o pico de altura é alcançado 1,5 hora mais tarde do que nas outras estações. De fato, os *spread F* em frequência sobre Fortaleza nos dias de controle, vistos na Figura 3.9, ocorreram bem depois do pôr-do-sol, enquanto que em outras estações costumam ocorrer logo após o pôr-do-sol local. Batista et al. (1986) já haviam observado sobre a região de Fortaleza essa sazonalidade na intensidade do pico pré-reversão, comparando com os valores obtidos em Huancayo (Peru), que apresenta uma declinação magnética distinta de Fortaleza. Eles também notaram a influência dessa diferença da declinação magnética na intensidade do pico, devido a diferença no alinhamento do campo geomagnético e o terminador solar.

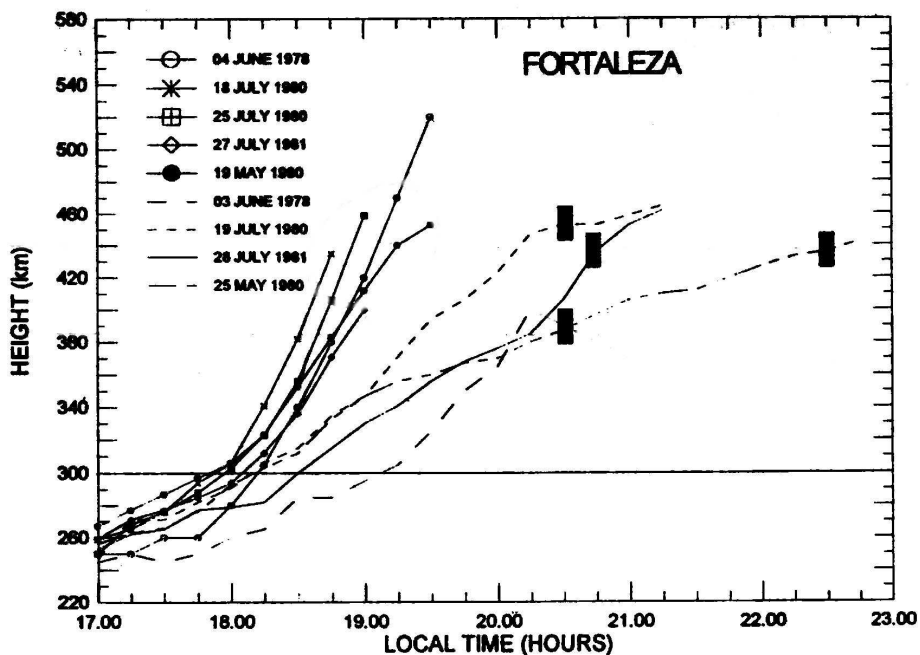


Figura 3.9 - Variação da altura da parte inferior da camada F ($h'F$) sobre Fortaleza em cinco noites com: (a) ocorrência de *range spread F* (curvas com símbolos). (b) ocorrência de *spread F* em frequência para comparação (curvas sem símbolos). Os retângulos sólidos indicam a hora da ocorrência do *spread F* em frequência. Fonte: Sastri et al.(1997).

Os dados obtidos por Sastri sugerem que uma maior velocidade de ascensão da camada F é necessária para a ocorrência do *range spread F* durante o solstício de junho. Acredita-se que o aumento da velocidade no pico pré-reversão é causado principalmente pelo efeito do dínamo da região F (RISHBETH, 1971; HEELIS et al.,1974 e FARLEY et al., 1986), e sobre a região brasileira este efeito é mais pronunciado durante o equinócio e o verão, apresentando grande variação de dia para dia e de acordo com o ciclo solar (ABDU et al., 1981; BATISTA et al., 1986; FEJER et al., 1991).

3.3.3 Dínamo da região E e eletrojato equatorial

Os campos elétricos, zonal e vertical, presentes na ionosfera, são causados pela ação dos ventos na região E. De forma similar ao dínamo da região F, os ventos causam o efeito da separação de cargas originando o campo elétrico. Com a alta condutividade da camada E (onde se passa a considerar também a condutividade Hall, diferentemente da região F, onde se considera somente a condutividade Pedersen) aparece um sistema de

correntes que circula ao longo do globo denominado Sq (do inglês S de solar e q de quiet) (Figura 3.10). Esse sistema de correntes é observado através dos magnetômetros, os quais apresentam uma característica de variação da medida devido ao sistema de corrente gerado na camada E para cada localidade do globo (HEELIS, 2004).

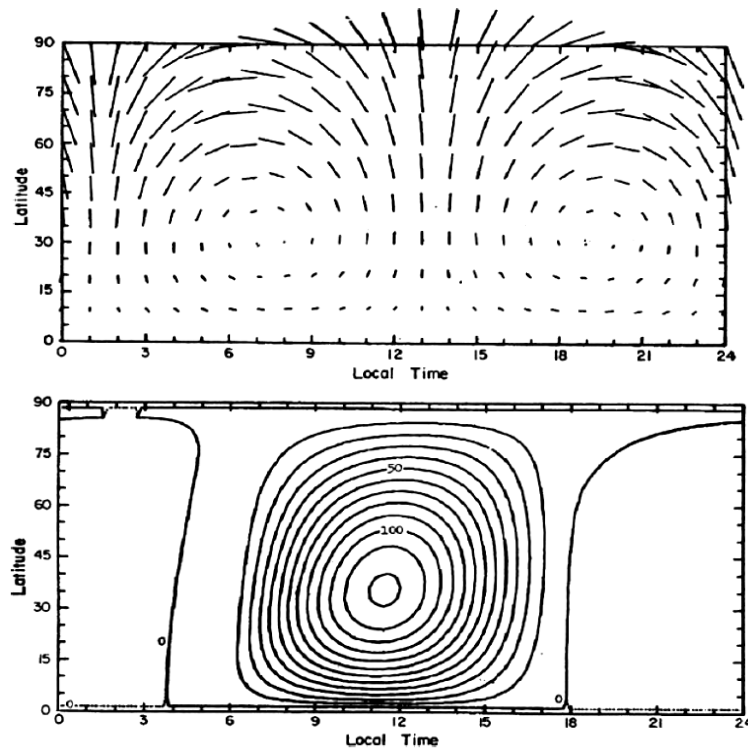


Figura 3.10 – Configuração dos ventos na região E devido ao aquecimento solar (painel superior). Sistema de correntes horizontal (painel inferior).
 Fonte: Heelis (2004).

A Figura 3.11 mostra um esquema simplificado da formação do eletrojato equatorial. Em um primeiro momento, a presença do campo elétrico zonal, perpendicular a B , gera a corrente vertical Hall J_H , polarizando a região e criando por sua vez o campo elétrico E_z . Este campo E_z , na presença da condutividade Pedersen, gera uma corrente que anula a corrente vertical J_H , e o campo E_z , devido à condutividade Hall, criará a corrente J_H' que se somará a corrente J_P inicial, intensificando a corrente que circula para leste no equador, causando o efeito do eletrojato equatorial.

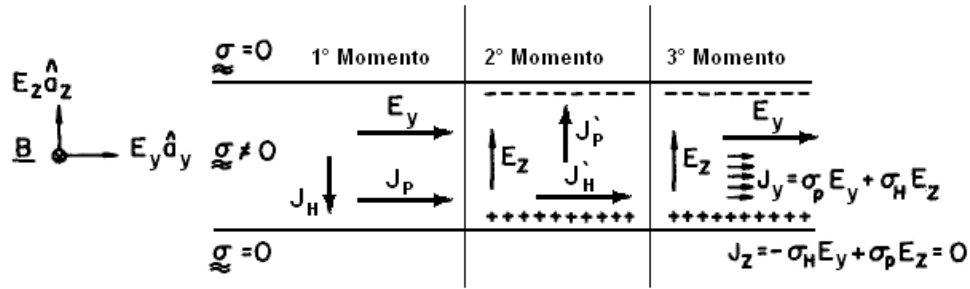


Figura 3.11 – Esquema de formação do Eletrojato Equatorial.
 Fonte: Adaptada de Kelley (1989).

3.3.4 Dínamo perturbado

A entrada de energia em altas latitudes, provenientes da magnetosfera com a entrada de partículas carregadas, causa um distúrbio direto nos ventos termosféricos nas regiões polares, através do aumento do aquecimento joule, devido à intensificação do sistema de correntes elétricas na ionosfera auroral, e das colisões dessas partículas carregadas com a atmosfera neutra. Esse distúrbio causa um movimento dos ventos em direção ao equador, perturbando todo o sistema de ventos na região de médias e baixas latitudes, alterando o dínamo da região F.

A teoria para a geração do campo elétrico de dínamo perturbado, através da perturbação dos ventos devido ao aquecimento joule na região auroral, foi proposta primeiramente por Blanc e Richmond (1980) que modelaram a distribuição local e temporal do campo elétrico de dínamo perturbado buscando explicações para muitas características do campo elétrico observado em médias e baixas latitudes. Um esquema do mecanismo de geração do dínamo perturbado está representado na Figura 3.12.

Com o transporte de momento angular, devido ao efeito de coriolis, o vento perturbado originado com o aquecimento auroral, inicialmente em direção ao equador, adquire uma velocidade para oeste em relação à Terra. Esse vento perturbado, se deslocando para oeste em médias latitudes, produz uma corrente Pedersen (J_p) em direção ao equador, carregando a ionosfera positivamente em baixas latitudes enquanto o fluxo de corrente não cessa. Esse acúmulo de cargas em baixas latitudes resulta em um campo elétrico de polarização (E_N). Este campo elétrico (em direção ao pólo) em médias latitudes é

perpendicular a componente vertical do campo magnético - que possui o sentido para baixo (para cima) no hemisfério norte (sul) - e produz uma deriva de plasma para oeste e a corrente Hall (J_H) para leste, como indicado na figura. A interrupção desta corrente Hall nos terminadores resulta em dois *loops* de corrente estabelecendo um campo elétrico zonal do anoitecer para o amanhecer. Este campo elétrico tem polaridade oposta ao campo elétrico causado pelos ventos neutros, mencionado anteriormente, e se estende para baixas latitudes e regiões equatoriais através da ionosfera.

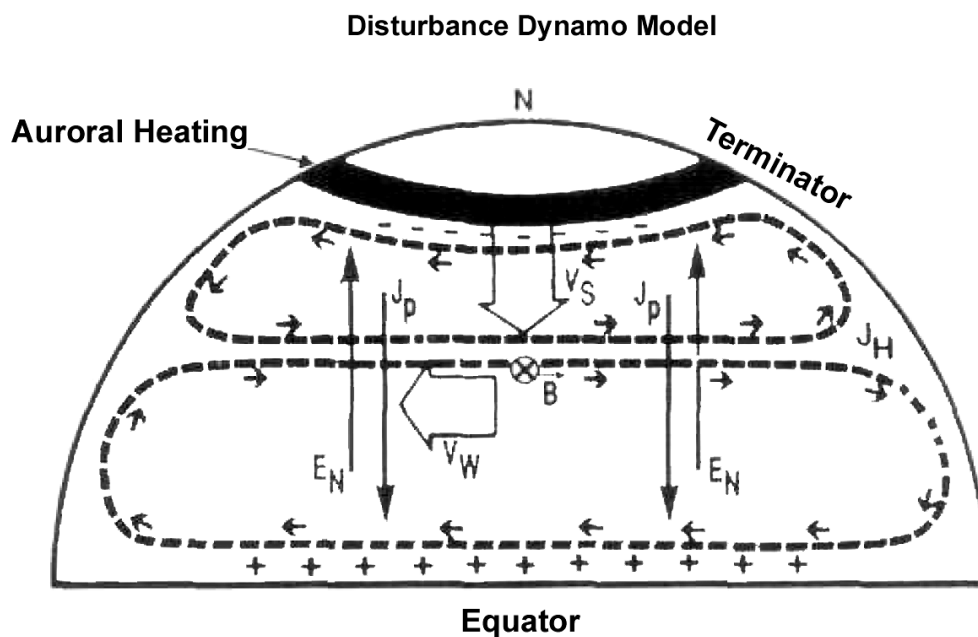


Figura 3.12 – Diagrama esquemático mostrando o mecanismo de geração do efeito do dínamo perturbado proposto por Blanc e Richmond (1980).
Fonte: Mazaudier e Venkateswaran(1990).

Os efeitos do dínamo perturbado vêm sendo estudados exaustivamente como uma possível explicação para a ocorrência de spread F e bolhas de plasma após a meia noite, em dias precedidos por atividade geomagnética. Mais detalhes sobre o dínamo perturbado serão mencionados na seção 3.7 ao comentarmos o modelo MTIE-GCM.

3.4 Gradiente de densidade eletrônica

Outro parâmetro do ambiente ionosférico que sempre aparece nos estudos eletrodinâmicos é a densidade eletrônica.

A densidade da atmosfera neutra tem um papel fundamental na formação da ionosfera, pois são essas partículas neutras que serão ionizadas pela radiação. Ela obedece à seguinte equação hidrostática (3.2), Kivelson e Russel (1995):

$$n_n m_n g = \frac{dp}{dh} = -\frac{d}{dh}(n_n k T_n) \quad (3.2)$$

a qual expressa o balanço entre a força gravitacional e o gradiente de pressão, onde n_n é a densidade de partículas neutras, m_n a massa molecular ou atômica, g a aceleração da gravidade, k a constante de Boltzmann, T_n a Temperatura e h a altura.

Supondo a temperatura T_n independente da altura h , a equação tem uma solução exponencial, como expressa a Equação (3.3):

$$n_n = n_0 \exp\left(\frac{-(h-h_0)}{H_n}\right) \quad (3.3)$$

onde $H_n = kT_n/m_n g$ é a altura de escala do gás e n_0 é a densidade na altitude de referência h_0 .

A principal fonte de ionização dessas partículas neutras é a radiação solar que tem a seguinte expressão (3.4), Kivelson e Russel (1995):

$$I(h) = I(\infty) \exp\left[-\sigma n_0 H_n \sec \chi \exp\left(\frac{-(h-h_0)}{H_n}\right)\right] \quad (3.4)$$

onde I é a intensidade da radiação, σ a taxa de absorção do photon e χ o ângulo solar zenital formado pela direção da radiação e a vertical ao plano de incidência.

De forma aproximada, fazendo algumas considerações, confrontando as duas equações de densidade neutra (3.3) e intensidade de radiação (3.4), podemos obter o seguinte perfil característico da taxa de produção iônica para a ionosfera, mostrado na Figura 3.13a, segundo a teoria de Chapman (1931) utilizando a seguinte função Chapman para a taxa de produção iônica Q (3.5), Kivelson e Russel (1995).

$$Q = Q_m \exp \left[1 + \left(\frac{h_m - h}{H_n} \right) - \exp \left(\frac{h_m - h}{H_n} \right) \right] \quad (3.5)$$

onde Q_m é o pico de produção iônica e h_m a altitude desse pico.

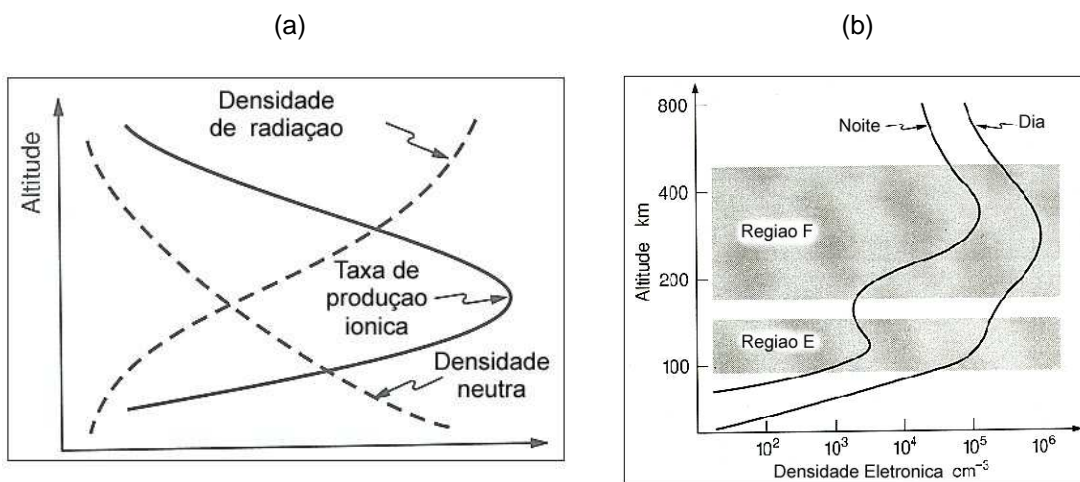


Figura 3.13 - (a) Perfil de taxa de produção iônica segundo a função de Chapman (b) Perfil de densidade eletrônica da ionosfera nos períodos diurno e noturno.

Fonte: Adaptada Kirchhoff (1991)

Na Figura 3.13b vemos dois perfis de densidade eletrônica da ionosfera, característicos dos períodos diurno e noturno mostrando as regiões E e F. Para o estudo do perfil de densidade eletrônica em altitudes elevadas, os instrumentos a bordo de foguetes são de grande precisão, pois suas medidas são locais, comprovando a forma do perfil ionosférico (ABDU et al., 1991). Na Figura 3.14 vemos o perfil da ionosfera obtido com instrumentos a bordo de foguete.

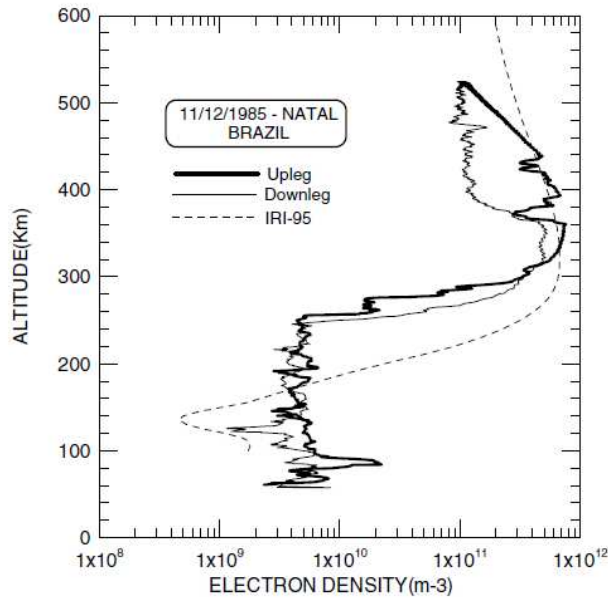


Figura 3.14 – Perfis de densidade eletrônica (ascendente e descendente) obtidos através de instrumentos a bordo de foguete, comparados com o perfil obtido pelo modelo IRI 95.

Fonte: Muralikrishna e Abdu (2006).

Um perfil completo foi obtido através de um espectrômetro de massa, localizado em White Sands no Novo México, para cada constituinte: elétrons, íons e partículas neutras, como vemos na Figura 3.15.

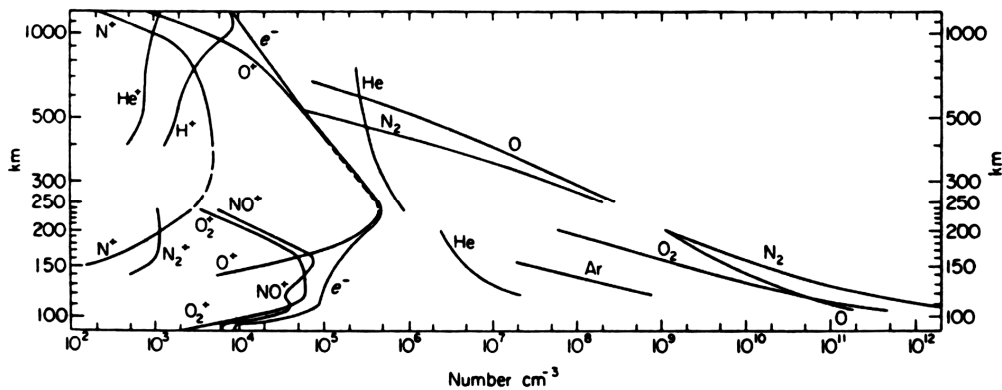


Figura 3.15 - Composição atmosférica do período diurno obtida através de medidas de um espectrômetro de massa em White Sands, Novo México (32°N, 106°O).

Fonte: Rishbeth e Garriott (1969).

3.5 Condições Geomagnéticas

Os distúrbios magnetosféricos têm o seu papel na geração e evolução das instabilidades. A altura e a velocidade de deriva de plasma vertical da camada F são muito sensíveis à variação da atividade geomagnética. Através dos dados observados por Sastri et al. (1997), verifica-se que em três dos cinco dias em que foram observados a ocorrência de *spread F*, o índice geomagnético AE, alcançou valores acima de 700 nT próximo ao pôr-do-sol em Fortaleza, quando ocorreu um aumento da altura da camada F, como observado na Figura 3.16.

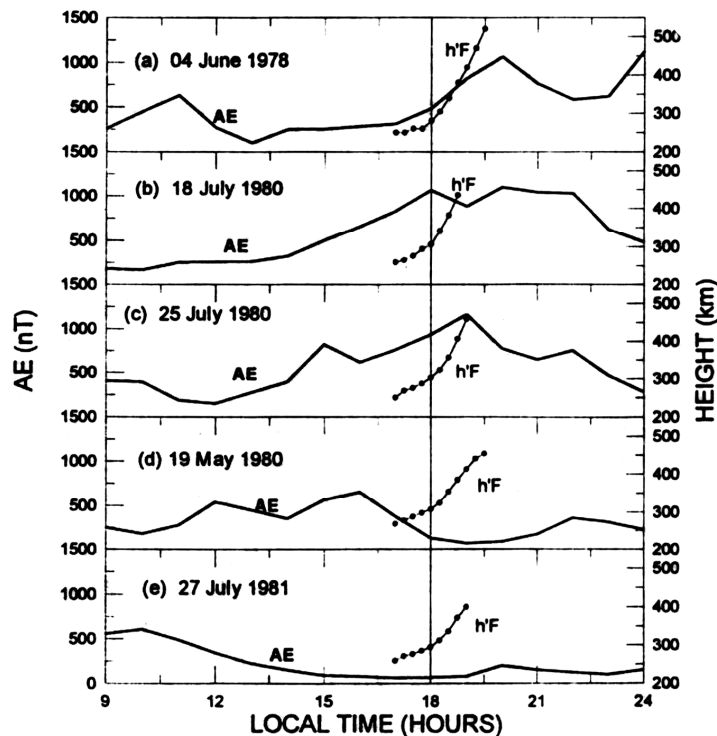


Figura 3.16 - Comparação da evolução do índice de atividade magnética AE em referencia com a variação do h'F em dias que ocorreram spread F.
Fonte: Sastri et al.(1997).

Outros estudos observaram as alterações na deriva vertical e na altura do pico de densidade eletrônica devidas aos distúrbios na região F da ionosfera causados por intensas tempestades geomagnéticas (SOBRAL et al., 2002; ABDU et al., 2003; ABDU et al., 2009). Abdu et al. (2009) recentemente observaram os efeitos dos campos

elétricos de penetração, na velocidade vertical da ionosfera em instantes próximos ao pôr-do-sol, quando ocorre o pico pré-reversão. Foi observado que os campos elétricos, responsáveis por esse aumento na velocidade de subida da ionosfera, podem sofrer uma intensificação ou diminuição, de acordo com o sentido do campo elétrico de penetração proveniente da tempestade magnética. Com o campo elétrico de penetração do tipo *overshielding*, para oeste, ocorre uma supressão do campo elétrico responsável pela subida da ionosfera, e com o campo elétrico *undershielding*, para leste, ocorre uma intensificação desse campo elétrico zonal e um consequente aumento na velocidade de subida da ionosfera. Esse aumento ou diminuição da velocidade de subida, no instante da pré-reversão, favorece ou inibe o desenvolvimento das irregularidades ionosféricas, e como vimos anteriormente, são parâmetros que influenciam fortemente na ocorrência de ESF.

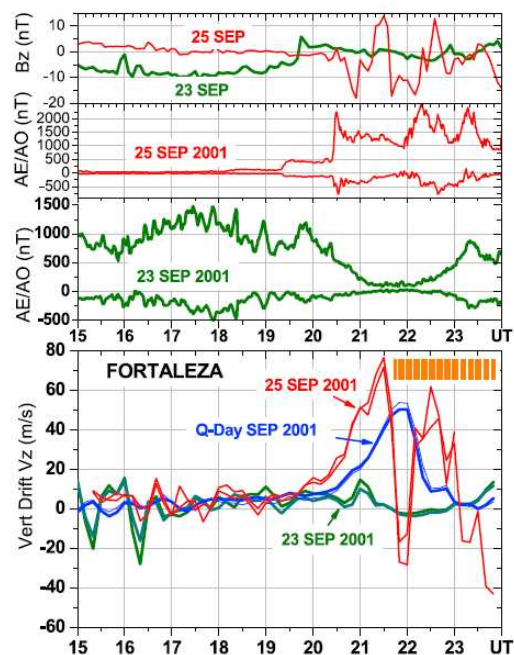


Figura 3.17 – Gráficos das variações da componente do campo magnético interplanetário Bz (gráfico do topo), índices aurorais (gráficos intermediários) e velocidade de deriva vertical Vz para os dias 23 e 25 de setembro de 2001. Fonte: Abdu et al.(2009).

Nota-se claramente, na Figura 3.17, o efeito na intensificação da velocidade de subida para o dia 25 de setembro, devido ao campo elétrico do tipo *undershielding*, e a

consequente geração do ESF, e a redução da velocidade de subida no dia 23 de setembro devido ao campo elétrico do tipo *overshielding*, quando não ocorreu o ESF.

Sobral et al. (2002), em um estudo estatístico sobre a ocorrência de bolhas ionosféricas na região de Cachoeira Paulista (45°O, 22,4°S, I=-32°) encontrou um decréscimo no número de ocorrências das bolhas com o aumento do índice Kp representativo das 4 horas antes do pôr-do-sol, sugerindo uma inibição no desenvolvimento do distúrbio do campo elétrico de dínamo. Já o aumento do índice Kp próximo ao pôr-do-sol pode aumentar o número de ocorrências de bolhas devido ao efeito de penetração de campo elétrico, influenciando na intensidade do pico pré-reversão, que ocorre logo após o pôr-do-sol.

3.6 Eletrodinâmica da ionosfera após o pôr-do-sol: vórtice

A teoria de tubo de fluxo integrado, que utiliza nos cálculos as quantidades integradas ao longo das linhas de campo magnético – mencionada anteriormente na seção 2.5-, mostra uma grande dependência dos valores de campos elétricos com relação à altitude na região do equador magnético. O modelo apresentado por Haerendel et al. (1992a), calculando o cisalhamento do fluxo de plasma horizontal na região da ionosfera equatorial ao entardecer, sugere a presença de um vórtice no fluxo de plasma como mostra a Figura 3.18.

A equação do campo elétrico vertical no equador, $E_L = \frac{\sum_H}{\sum_P} E_\phi - B(L)U_\phi^P + \frac{J_L}{\sum_P}$, tem

como principais termos (1) o dínamo causado pelo vento neutro ponderado pelas condutividades integradas, (2) a divergência de corrente do eletrojato equatorial e (3) a condutância total. Kudeki e Battacharyya (1999) mostraram, através de dados do radar de espalhamento incoerente de Jicamarca, eventos de *spread F* iniciando no interior da região do vórtice.

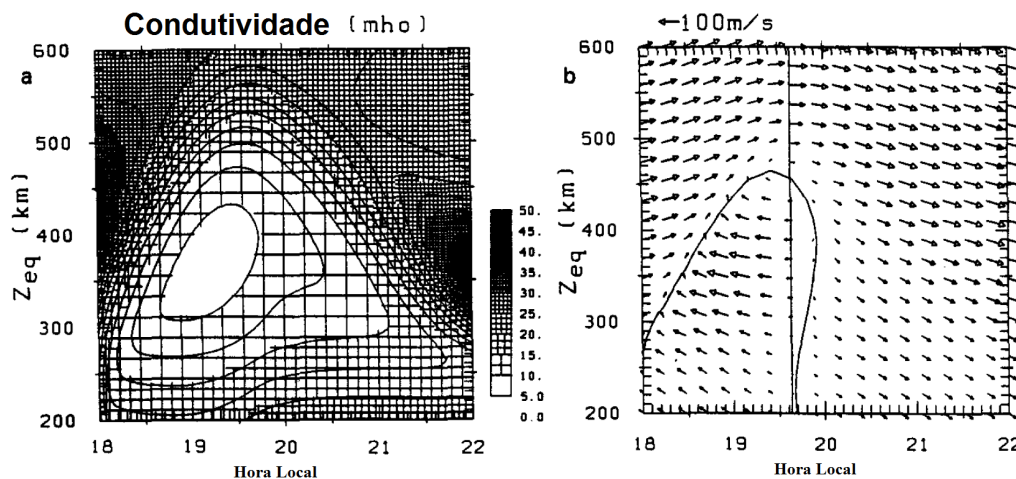


Figura 3.18 – Gráficos: (a) da condutividade Pedersen total em mhos. (b) Vetores de velocidade do plasma. A linha contínua mostra a mudança de sentido da velocidade na direção zonal.
 Fonte: Haerendel et al.(1992a).

3.7 Modelo MTIE-GCM

Peymirat et al. (1998) desenvolveram um modelo de circulação geral para os acoplamentos entre a termosfera, a ionosfera e a magnetosfera (MTIE-GCM: Magnetosphere Thermosphere Ionosphere Electrodynamic-General Circulation Model), que é uma extensão dos modelos que o precederam: TGCM (DICKINSON et al., 1984), TI-GCM (ROBLE et al., 1988) e TIE-GCM (RICHMOND et al., 1992). Nesse modelo utilizaram o cálculo em três dimensões para estruturas da termosfera e ionosfera, e em duas dimensões para a convecção do plasma magnetosférico no plano equatorial da magnetosfera.

O modelo TIE-GCM é utilizado no estudo do acoplamento termosfera/ionosfera em três dimensões, com o qual se consegue analisar os efeitos dos dínamos ionosféricos mencionado nas seções anteriores. Ele não considera o acoplamento com a plasmasfera e também não calcula o campo elétrico na região auroral e polar. No entanto, considera um modelo realista para o campo geomagnético (IGRF-International Geomagnetic Reference Field).

Ele realiza os cálculos considerando o vento termosférico, a temperatura e a densidade dos principais constituintes (O_2 , N_2 e O), além de outros constituintes minoritários ($N(^2D)$, $N(^4S)$, NO , He e Ar). Acrescenta ainda nos cálculos a temperatura e densidade dos íons O^+ , O_2^+ , N_2^+ , NO^+ e N^+ e dos elétrons, bem como as derivas ionosféricas, considerando o acoplamento com as partículas neutras.

Para obter o modelo completo (MTIE-GCM), Peymirat acoplou o TIE-GCM ao modelo IMM (Ionosphere-Magnetosphere Model) de Peymirat e Fontaine (1994), retirando a parte da ionosfera do modelo IMM, mantendo somente o acoplamento com a magnetosfera para este modelo.

Em um recente trabalho, Richmond et al. (2003) utilizaram o modelo MTIE-GCM para investigar a influência do dínamo perturbado causado pelos ventos sobre a ionosfera em baixas latitudes, durante uma tempestade magnética. Variando o potencial elétrico na calota polar (de acordo com a Figura 3.19), criando a sua expansão e contração, observou-se o campo elétrico sobre o equador magnético e constatou-se três importantes efeitos e influências: (1) o efeito dos ventos gerando os campos elétricos de dínamo, como visto na seção 3.1, (2) o efeito da penetração direta do campo elétrico proveniente da região polar, que é parcialmente blindado pelos efeitos das correntes alinhadas às linhas do campo geomagnético da Região 2, e (3) os efeitos dos ventos perturbados provenientes de altas latitudes, onde a atmosfera é aquecida e acelerada pelas partículas que chegam a essas regiões devido à tempestade magnética (efeito do dínamo perturbado).

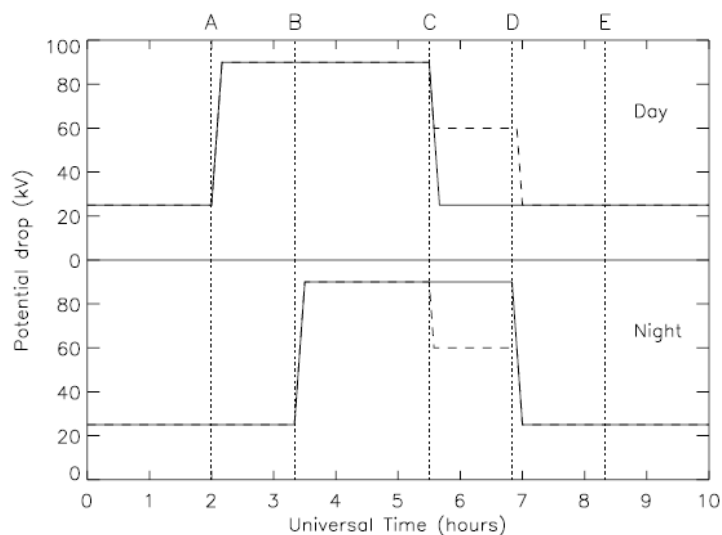


Figura 3.19 – Evolução temporal do potencial transpolar nos lados do dia (superior) e da noite (inferior). O caso 1 (linha sólida) foi utilizado para obter o resultado da simulação apresentado na Figura 3.20.

Fonte: Richmond et al. (2003).

Richmond et al. (2003) constataram, através do modelo, que os efeitos no campo elétrico da região equatorial, causado pela ação do vento neutro sobre a ionosfera, e a penetração direta do campo elétrico magnetosférico (geomagneticamente quieto), segue o mesmo padrão de distribuição, seguindo a variação em hora magnética local, enquanto que o dínamo gerado pelos ventos perturbados (dínamo perturbado) tem um efeito oposto sobre o campo elétrico na região equatorial.

Na Figura 3.20 vemos o resultado das simulações utilizando, como entrada do modelo, a variação do potencial na calota polar representada pela linha sólida na Figura 3.19 (caso 1). Observa-se no primeiro painel (tempo A), antes da ocorrência da tempestade, o efeito do campo elétrico de penetração (linha tracejada) que não é totalmente blindado, e somado a ele tem-se o campo elétrico devido ao efeito do vento neutro de tempo quieto (linha sólida). Constatou-se aqui, que a distribuição do campo elétrico, ao longo do equador, devido a esses dois efeitos possuem a mesma forma e, portanto, seus efeitos se somam.

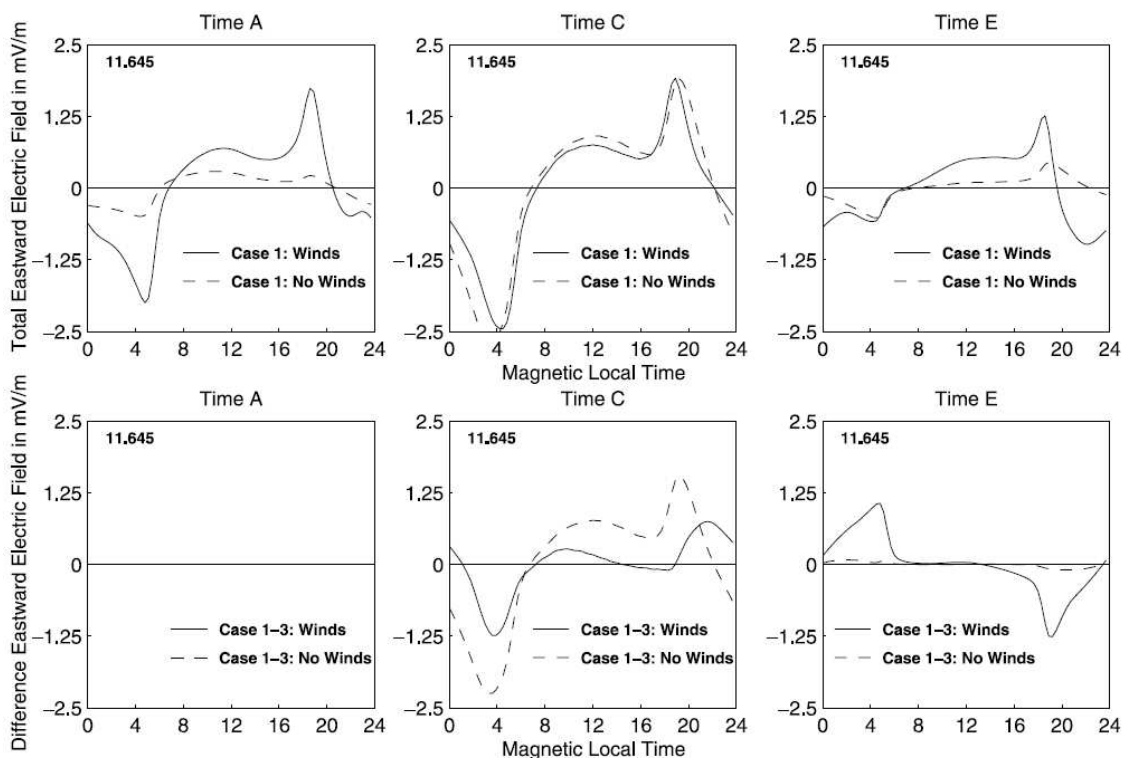


Figura 3.20 – Campos elétricos na latitude de 11.645° e a 90 km de altitude, para os tempos A (antes da tempestade), C (antes da fase de recuperação) e E (após a fase de recuperação) de uma tempestade aplicada ao modelo MTIE-GCM. O caso 3 representa a simulação sem considerar a tempestade magnética. Fonte: Richmond et al. (2003).

No tempo C, instante antes de terminar a fase principal da tempestade, observou-se um mesmo padrão de campo elétrico no equador, em relação ao tempo A (antes do início da tempestade), mas com maior intensidade. A diferença entre as simulações, com os efeitos dos ventos e sem a presença dos ventos, é consideravelmente menor do que no tempo A, indicando que a influência dos ventos no campo elétrico equatorial se tornou menor. Conclui-se que o efeito do dínamo devido ao vento perturbado tem uma tendência a cancelar o efeito normal do vento de tempo quieto.

No instante E (após a tempestade) em comparação com o instante A, o campo elétrico foi, entre 0 e 6 horas local magnética, sensivelmente menor, mas ainda para oeste, quando considera-se os efeitos do vento; também foi menos intenso entre 15 e 20 horas, que se nota claramente através da menor intensidade do pico pré-reversão em torno das 18 horas. Estas mudanças podem ser vistas claramente no último painel, através da

diferença entre os campos elétricos do caso 1 e caso 3 (sem a influência da tempestade). Este distúrbio está associado ao aumento da injeção de plasma, durante a tempestade, para dentro da magnetosfera, cujo efeito persiste por um longo tempo após a tempestade, observado pelo tempo de decaimento na corrente de anel até o seu estado de regime normal. No entanto, este efeito no campo elétrico da região equatorial é muito menor do que o efeito criado pelos ventos perturbados, após a tempestade (visto na curva sólida no último painel). Esta curva representa claramente o efeito do dínamo perturbado no campo elétrico da região equatorial, mencionado na seção 3.3.4.

O rápido aumento do potencial transpolar não é efetivamente blindado para latitudes mais baixas em escalas de tempo pequenas, portanto, uma forte e rápida mudança devida à perturbação no campo elétrico pode alcançar a região do equador (Peymirat et al., 2000 e Senior e Blanc, 1984), através do efeito chamado de campo elétrico de penetração *undershielding* ou *overshielding*, mencionado anteriormente.

Esta simulação reforça também a teoria do vento fóssil apresentada por Spiro et al. (1988) e Fejer et al. (1990). Ambas as teorias, do vento fóssil e do dínamo perturbado, prevêm distúrbios no campo elétrico do equador. Além desta contribuição, este trabalho tem ajudado a rever estudos de instabilidades ionosféricas geradas fora dos horários previstos, e em situações que aparentemente não apresentam condições favoráveis para tais ocorrências.

3.8 Modelos Empíricos

Como se viu nas seções anteriores, a deriva de plasma, a configuração dos campos elétricos e todos os fenômenos que ocorrem na ionosfera apresentam uma alta complexidade e variabilidades em suas assinaturas dentro das circunstâncias que os cercam, atividade geomagnética, diferenças no fluxo solar, períodos do ano, e variáveis mais localizadas como a configuração do campo geomagnético, dentre outras. Tendo em vista esta complexidade, os modelos empíricos são uma forma de se obter padrões de comportamento que através de uma sequência de dados experimentais, observados, podem fornecer características desses fenômenos que auxiliam na sua compreensão em relação a todas essas variáveis apresentadas.

Uma grande cobertura de dados de velocidade de deriva vertical obtida ao longo de 20 anos (1968-88) com o radar de Jicamarca foi analisada por Scherliess e Fejer (1997) para desenvolver um modelo empírico descrevendo as características da deriva vertical de plasma sobre o equador magnético, devida ao dínamo perturbado. O modelo obtido fornece os resultados em função da hora local e do histórico do índice de atividade do eletrojato auroral (AE), usado como indicador de entrada de energia em altas latitudes. Este modelo determina a deriva de plasma perturbado devida à combinação dos efeitos de curta duração, como a penetração de campo elétrico e os distúrbios de longa duração, como o efeito do dínamo perturbado (FEJER e SCHERLIESS, 1997).

Os resultados estão em excelente acordo com os obtidos pelo RCM (Rice Convection Model – Forbes e Harel, 1989) com relação às mudanças no potencial transpolar. E mais recentemente Fesen et al. (2000) utilizando o modelo TIE-GCM simularam a deriva vertical dos íons devido ao pico pré-reversão e também encontraram um bom resultado com relação aos dados observados através do radar de Jicamarca. Eles verificaram que, um parâmetro crucial para a produção do pico pré-reversão na velocidade vertical dos íons é a densidade eletrônica da região E que, com uma alta densidade, é capaz de colocar em curto-circuito o dínamo da região F, inibindo a elevação do plasma da camada F.

Outros modelos que auxiliam de forma direta e indireta no estudo dos fenômenos da dinâmica e eletrodinâmica do sistema termosfera-ionosfera, fornecendo dados para análise são: o MSIS (Mass Spectrometer Incoherent Scatter) que fornece a temperatura e a densidade neutra na alta atmosfera (acima de 100km) (HEDIN, 1991), conta com uma fonte de dados de vários foguetes, satélites e radares de espalhamento incoerente, em diversas localidades (Millstone Hill, St. Santin, Arecibo, Jicamarca e Malvern); o HWM (Horizontal Wind Model) é um modelo empírico que calcula a configuração do vento neutro horizontal na alta termosfera, é baseado em dados de ventos obtidos pelos satélites AE-E e DE 2 (HEDIN et al., 1991); dentre outros modelos.

Além desses outro modelo com grande relevância nos estudos da ionosfera é o modelo IRI (International Reference Ionosphere). O modelo IRI é um projeto internacional mantido pelo COSPAR (Committee on Space Research) e a URSI (International Union

of Radio Science). Estas organizações formaram um grupo de membros na década de 60 para desenvolver um modelo padrão empírico da ionosfera, baseado em todos os dados de instrumentos que seguem as normas que os validam. Esse modelo sofre contínuas atualizações e melhoras com novos dados. Para os dados de entrada do modelo localidade, horário e dia, o IRI pode descrever os perfis de densidade eletrônica, temperatura dos elétrons, íons e da atmosfera neutra, a composição iônica em uma escala de altura entre 60 km e 2000 km, além do conteúdo eletrônico total (TEC, sigla em inglês). Ele prove médias mensais em uma ionosfera não auroral em condições geomagnéticas calma. A principal fonte de dados são as redes de ionossondas espalhadas pelo mundo, os radares de espalhamento incoerente (localizados em Jicamarca, Arecibo, Milstone Hill, Malvern e St. Santin), os sondadores de topo localizados nos satélites ISIS e Alouette, e medidas locais realizadas por instrumentos a bordo de foguetes e satélites. O modelo é atualizado anualmente durante o IRI Workshop (BILITZA e REINISCH, 2008).

Uma série de expressões e funções analíticas são utilizadas para representar as variações temporais e espaciais das densidades e temperaturas ionosféricas. Variações globais (em função da latitude/longitude e hora local) são descritas na forma de uma série em harmônicos esféricos (Polinômios de Legendre).

Dessa forma, esses e outros inúmeros modelos complementam os estudos científicos contribuindo e reforçando a compreensão dos diversos fenômenos geofísicos que ocorrem na ionosfera.

CAPÍTULO 4

INSTRUMENTAÇÃO

Os principais instrumentos utilizados neste estudo foram o imageador localizado em São João do Cariri, as digisondas localizadas em Fortaleza e São Luís e o radar de espalhamento coerente localizado também em São Luís, localizados conforme a Figura 4.1.

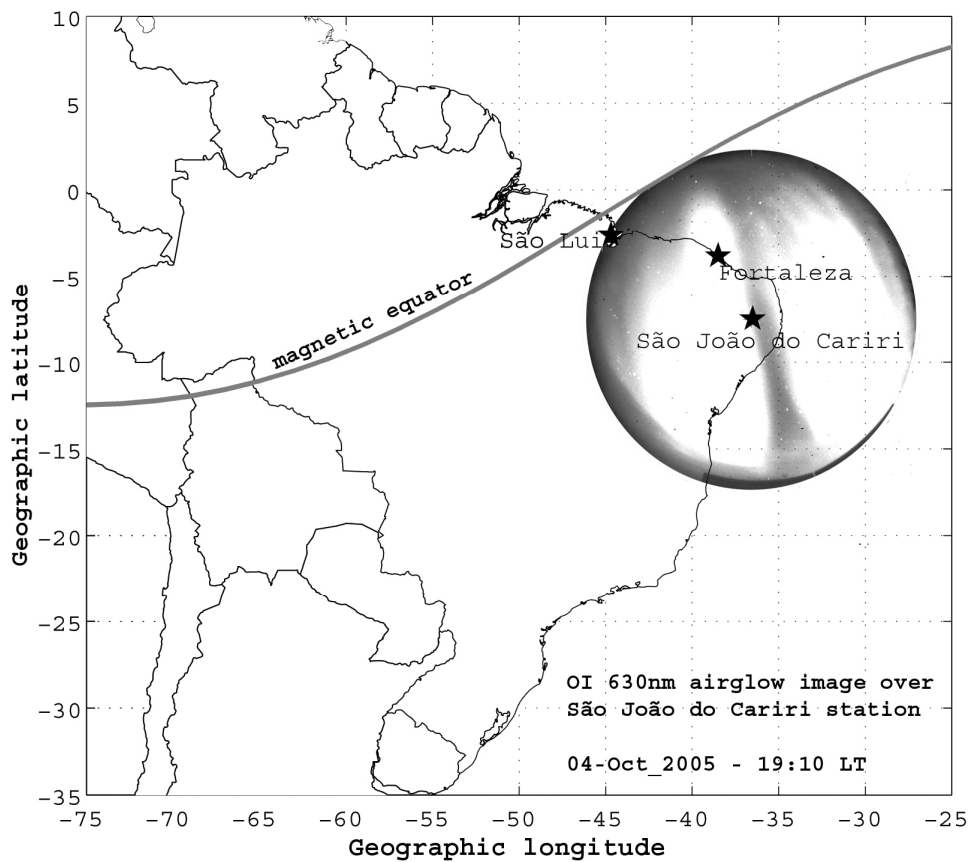


Figura 4.1 – Mapa de parte da América do Sul com as localizações dos principais instrumentos utilizados no estudo.

4.1 Imageador All-Sky OI 630 nm

Nos estudos de aeroluminescência, os imageadores CCD all-sky têm sido utilizados para verificar a existência e o comportamento de uma série de fenômenos que ocorrem em altas camadas da atmosfera neutra e ionizada. Em 1931, Sydney Chapman propôs um mecanismo que ainda hoje é aceito pela comunidade científica, no qual fótons são emitidos através da recombinação entre moléculas, átomos ionizados e elétrons nas diversas camadas da atmosfera. Essa emissão ocorre continuamente, com características distintas nos diversos períodos do dia.

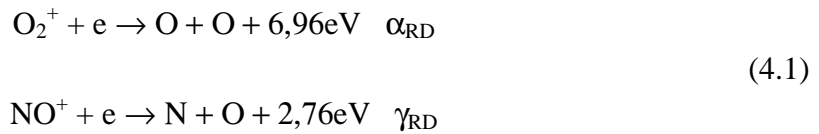
A aeroluminescência atmosférica ocorre em diversos comprimentos de onda, de acordo com os constituintes presentes nos mecanismos de recombinação. Um comprimento de onda muito utilizado para o estudo de instabilidades ionosféricas é a linha do 630nm, proveniente do oxigênio atômico, bastante presente na alta ionosfera, também conhecida como linha vermelha. Muitos autores usam esta emissão para estudar a propagação das irregularidades ionosféricas, uma vez que, a sua intensidade está relacionada diretamente com a dinâmica da camada F.

Em baixas latitudes, a intensidade de luminescência da emissão da linha vermelha (como é também denominada a linha do 630nm) varia em média de 100 a 500 Rayleighs (valores aproximados), nos períodos de atividade solar mínima e máxima respectivamente (1 Rayleigh equivale a 10^6 fótons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$). A variação média anual mostra um máximo de intensidade desta emissão em torno dos meses de equinócio (SANTANA, 2001).

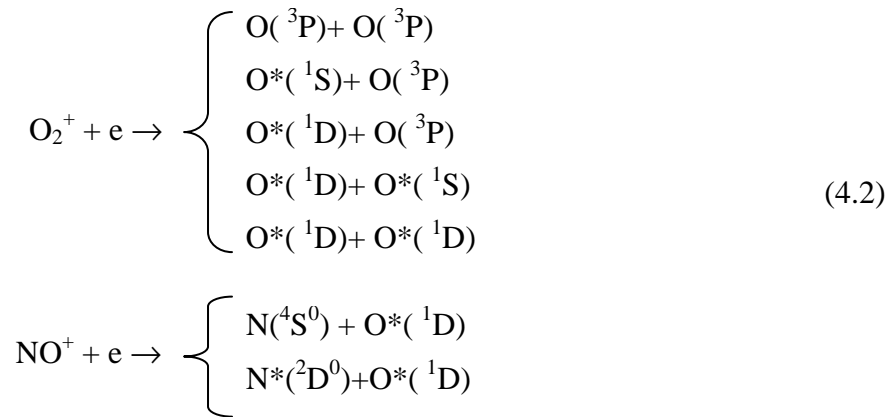
As observações da emissão OI630nm mostram que a mesma é proveniente de uma altura média de aproximadamente 250 km, no início da noite (19-20HL), e entre 240 km e 220 km após as 20HL, portanto se encontra logo abaixo do pico principal de densidade eletrônica da ionosfera, com uma espessura em torno de 50km (MERIWETHER et al., 1997; MARTINIS et al., 2001).

4.1.1 Emissão da Linha Vermelha do Oxigênio Atômico

A linha vermelha do OI-630nm é emitida pelo átomo do oxigênio no nível de energia $O(^1D)$, através da transição fotoemissiva $O(^1D) \rightarrow O(^3P)$. O nível $O(^1D)$ é gerado a partir do processo de recombinação dissociativa do íon molecular O_2^+ , secundariamente do íon NO^+ , com elétrons livres da região F ionosférica. Esta recombinação libera energia suficiente para excitar o átomo de oxigênio resultante para o estado excitado $O^*(^1D)$ (SANTOS, 2001), ou seja:



onde α_{RD} e γ_{RD} são os coeficientes de reação; 6,96eV e 2,76eV são as energias liberadas nos processos. Deste modo as reações acima, para os íons O_2^+ e NO^+ poderão fornecer os seguintes resultados:



sendo $O^*(^1D)$ e $O^*(^1S)$ estados excitados do oxigênio atômico e $O(^3P)$ é o estado fundamental, não excitado. O oxigênio atômico excitado no nível $O^*(^1D)$ tem aproximadamente 110s de vida, durante este tempo, pode naturalmente passar para o estado fundamental $O(^3P)$ liberando o excesso de energia na forma de radiação eletromagnética no comprimento de onda $\lambda=630nm$ (Equação 4.3), ou pode sofrer colisões perdendo sua energia, principalmente com as moléculas N_2 , O_2 e O , tais

processos são chamados de “*quenching*” (perda de energia sem radiação) (SANTANA, 2001):



4.1.2 Câmera CCD

As emissões que ocorrem na ionosfera são extremamente fracas. Portanto, há uma necessidade grande de desenvolvimento na instrumentação utilizada para capturar e reproduzir as imagens criadas por essas emissões. Para tanto, foi desenvolvido um detector denominado *Charge Coupled Device (CCD)*. Trata-se de um detector de fótons altamente sensível, cuja descrição trataremos adiante.

Atualmente, as imagens obtidas com uma câmera CCD são facilmente digitalizadas e processadas por meio de diversos *softwares*. Esses recursos vêm auxiliando na descrição e compreensão dos fenômenos provenientes dessas emissões, tais como, os estudos do comportamento da atmosfera, da velocidade dos ventos, ondas de gravidade, instabilidades ionosféricas, dentre outras características específicas para cada região da atmosfera e ionosfera.

Uma montagem típica de um imageador (utilizada em São João do Cariri) para o estudo de aeroluminescência é apresentada na Figura 4.2. O instrumento é composto por uma lente *fish-eye*, responsável por um campo de visão de 180° do céu, um sistema telecêntrico de lentes, que realiza o trabalho de colocar os feixes de luz perpendicular ao filtro, pois os feixes de luz incidem em qualquer ângulo sobre a lente *fish-eye*. Uma roda de filtro é colocada entre o sistema telecêntrico e um sistema de reconstrução da imagem, com o intuito de filtrar as emissões, deixando passar somente a faixa do espectro de luz que se deseja; por exemplo, a linha vermelha (630 nm). Na roda de filtros podem-se colocar alguns filtros diferentes e, por um sistema de controle, posicionar o filtro desejado em cada momento de captura da imagem, de acordo com o interesse do estudo.

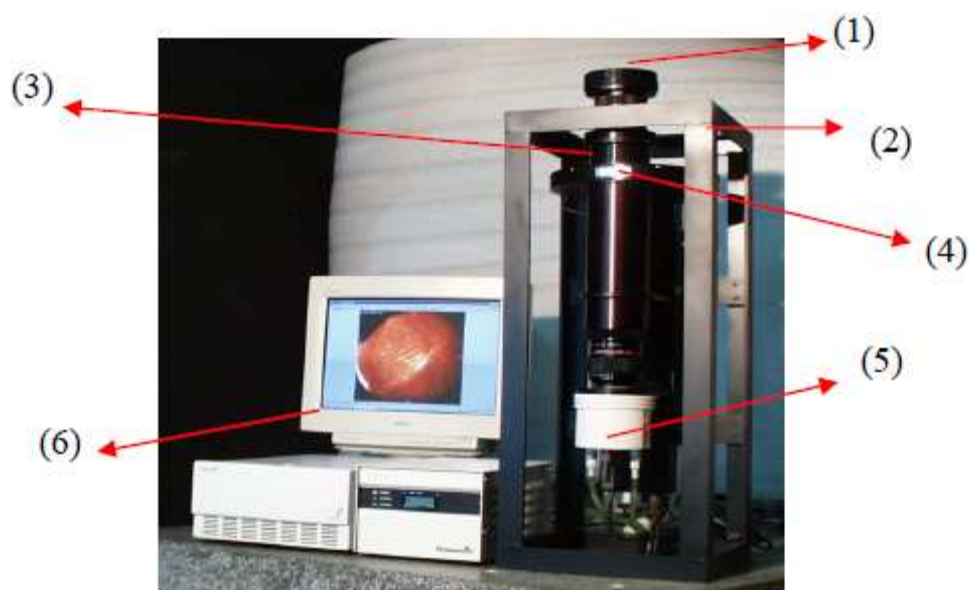


Figura 4.2 – Fotografia do sistema imageador óptico all-sky identificando as partes principais: (1) lente do tipo fish-eye; (2) rack de sustentação; (3) sistema telecêntrico de lentes; (4) roda de filtros de interferência óptica; (5) câmera CCD e (6) microcomputador para gerenciamento.

Fonte: Disponível na linha de pesquisa LUME/INPE.

Depois de selecionada a emissão pelo filtro, a luz percorre um sistema de reconstrução da imagem, que é responsável por realizar o processo de remontagem da imagem original, para que ela possa ser gerada na câmera CCD.

A câmera CCD é o último estágio na geração da imagem. Ela é a responsável por gravar a imagem. Nela, os fótons encontram uma matriz de células fotosensíveis à base de material semiconductor (quanto maior for essa matriz de células, maior é a definição da imagem), onde cada célula representa um *pixel* da imagem, definindo a sua resolução. Acoplada à câmera CCD, há um sistema de refrigeração responsável por minimizar os efeitos causados pelo ruído térmico, gerado pelos componentes eletrônicos e correntes elétricas da própria câmera.

Conectado ao sistema, ainda se tem um microcomputador, o qual é responsável: (a) pelo controle da roda de filtros, posicionando o filtro de acordo com o desejado; (b) pelo comando da câmera CCD, controlando o seu tempo de exposição; e (c) pela aquisição

dos dados, sincronizando a data e a hora com cada imagem digitalizada, armazenando-as sequencialmente.

A área de abrangência da imagem obtida está relacionada com a altura da camada de emissão da aeroluminescência em estudo. A visão do instrumento é de 160° do céu, no caso do imageador de São João do Cariri.

Na Figura 4.3, vemos uma sequência de 4 imagens obtidas pelo imageador localizado em São João do Cariri, na qual verificamos a evolução de uma bolha ionosférica. Como mencionado, o comprimento de onda da emissão adquirida é de 630 nm, o que nos fornece imagens de uma altitude aproximada de 250 km, de onde é emitida a maior parte da aeroluminescência com esse comprimento de onda. As imagens obtidas pelo instrumento são a integração de toda a emissão ao longo do cone de visão da câmera.

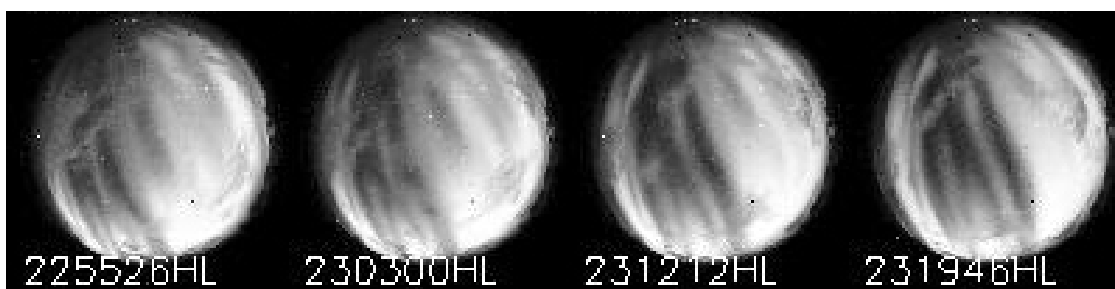


Figura 4.3 - Sequência de imagens do imageador *all-sky* localizado em São João do Cariri do dia 19 de dezembro de 2003.

Com as imagens digitalizadas, através de programas desenvolvidos em IDL - *Interactive Data Language* (SANTANA, 2001) obtemos representações mais apropriadas para analisarmos as imagens, como, por exemplo, o que denominamos de “mosaico”. Os mosaicos consistem em uma sequência temporal de perfis de intensidade da aeroluminescência OI630 versus distância horizontal na região F (aproximadamente 250 km de altura). Nos painéis (c) e (f) da Figura 4.4 vemos um exemplo desses mosaicos. Cada perfil do mosaico da Figura 4.4 é composto a partir da intensidade do *airglow* 630nm registrada para cada *pixel* da imagem ao longo de uma determinada direção (neste estudo focalizamos a direção leste-oeste geográfica).

As duas imagens circulares da Figura 4.4 são as imagens originais. As intermediárias (em escala de cinza) são as respectivas linearizações, através das quais se eliminam os efeitos de borda das imagens originais, causados pela lente *all-sky*. As linhas nas imagens linearizadas representam as latitudes nas quais foram feitos os gráficos das intensidades dos *pixels*, para obter os mosaicos representados nos gráficos (c) e (f) da Figura 4.4. Para o caso apresentado na figura, a imagem foi dividida em 25 latitudes, dessa forma estima-se a dimensão da estrutura da bolha na imagem. Na linearização foi utilizado um mapa de projeção para 1100 km x 1100 km, por ter uma boa disposição espacial das bolhas (SANTANA, 2001).

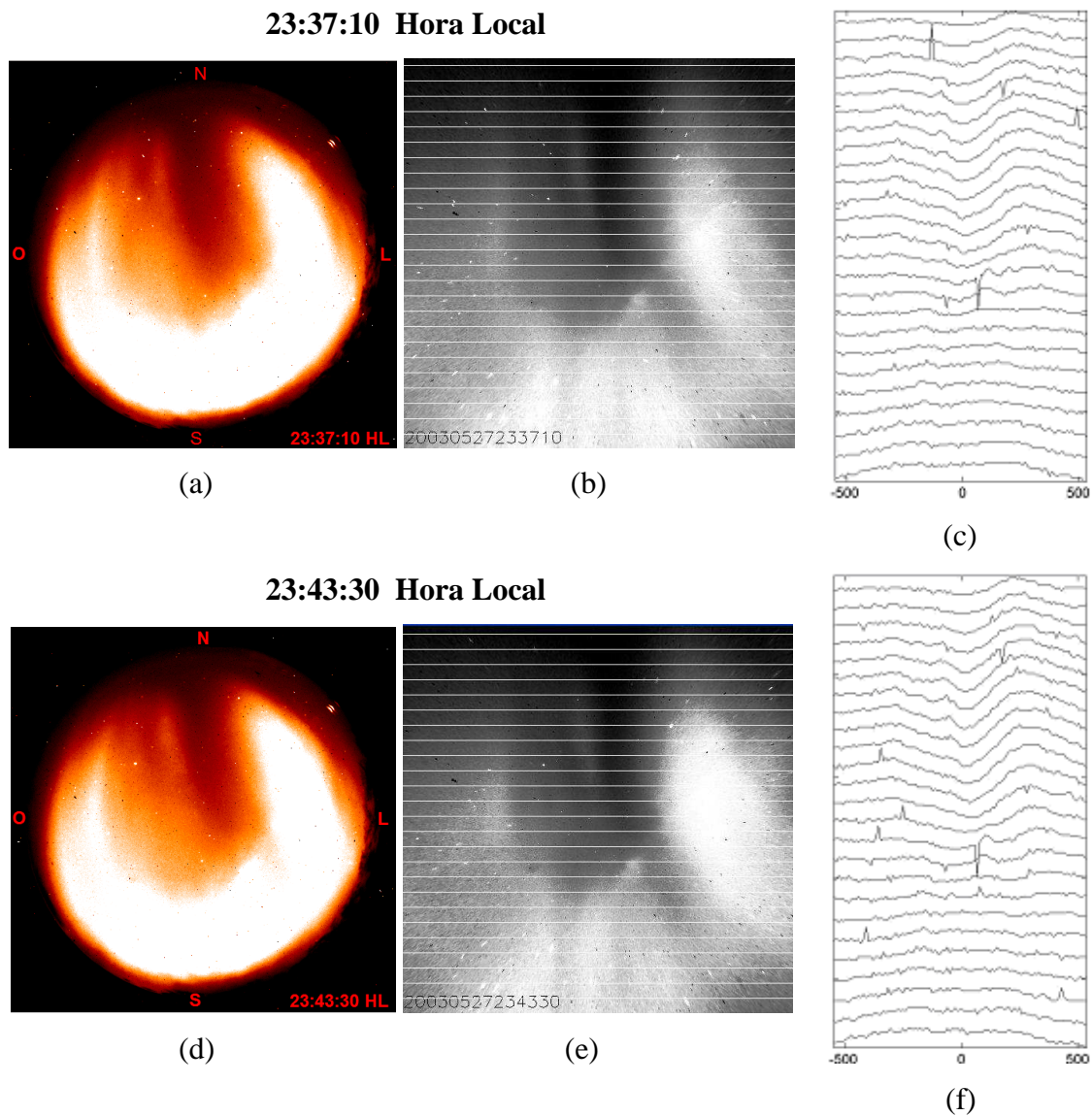


Figura 4.4 - Figuras obtidas através do imageador *all-sky* localizado em São João do Cariri (7.5°S , $36,5^{\circ}\text{O}$, $I = -20^{\circ}$). As imagens (a) e (d) são as imagens originais obtidas às 23:37:10 e 23:43:30 horas locais do dia 27 de maio de 2003. As imagens (b) e (e) são as respectivas imagens linearizadas. E os gráficos (c) e (f) são os mosaicos obtidos nas latitudes indicadas nas imagens linearizadas, a escala horizontal representa a distância zonal em km.

As coordenadas geográficas estão indicadas nas imagens originais, com o norte geográfico (N) na parte superior da imagem, e seguem os mesmos eixos para as outras figuras.

Analisando esses gráficos de intensidade da emissão OI 630 nm, pode-se selecionar a latitude que melhor represente a evolução da bolha, que seria um ponto central da estrutura, e obter um mosaico ao longo do período noturno como mostrado na Figura 4.5(b).

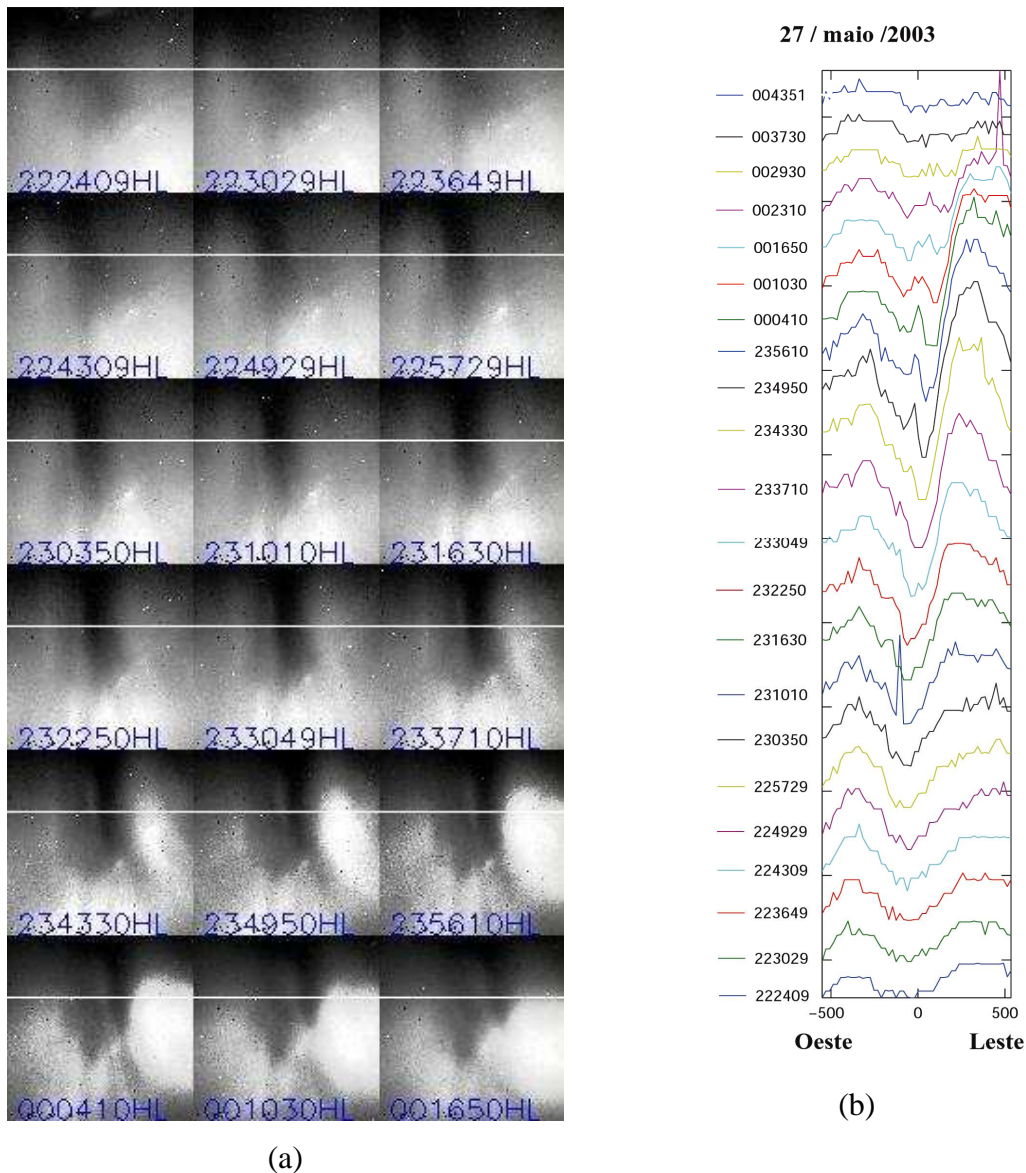


Figura 4.5 – (a) Sequência de imagens linearizadas obtidas pelo imageador allsky localizado em São João do Cariri na noite do dia 27 de maio de 2003. (b) Mosaico obtido na noite do dia 27 para o dia 28 de maio de 2003.

A Figura 4.5 mostra o mosaico obtido ao longo do período noturno em que estava presente a bolha no dia 27 de maio de 2003. Verifica-se a evolução da bolha ao longo

do tempo em uma determinada latitude (5,5° sul), indicada pelo traço branco nas imagens linearizadas.

Com os mosaicos pode-se, por exemplo, obter a velocidade de deriva zonal. No caso, verifica-se claramente uma deriva para leste. Além da velocidade zonal, pode-se analisar a forma e evolução da estrutura, a presença de ramificações e outras bolhas, características que muitas vezes são difíceis de observar diretamente nas imagens.

4.2 Ionossonda

O princípio de funcionamento das ionossondas tem como base a reflexão e refração das ondas eletromagnéticas no plasma ionosférico.

O índice de refração (μ) de uma onda com frequência angular (ω) através de um plasma contendo cargas livres é dado por Ratcliffe (1962):

$$\mu^2 = 1 - \frac{4\pi}{\epsilon_0 \omega^2} \sum_j \frac{N_j e_j^2}{m_j} \quad (4.4)$$

onde N_j , e_j e m_j representam a densidade, a carga e a massa de cada espécie de partícula, respectivamente. Na ionosfera, os elétrons, por ter massa menor, são considerados mais importantes do que os íons para o propósito de cálculo do índice de refração. Assim, o cálculo do índice de refração pode ser descrito por:

$$\mu^2 = 1 - \frac{4\pi N_e e_e^2}{\epsilon_0 m_e \omega^2} \quad (4.5)$$

onde N_e , e_e e m_e referem-se aos elétrons. Observa-se que o índice de refração μ varia inversamente com a frequência da onda.

Considerando a ionosfera horizontalmente estratificada, com N (densidade eletrônica) aumentando com a altitude, a onda incidente formará um ângulo i com esse plano onde

será refratado. Na região em que a densidade for suficientemente alta para reduzir o índice de refração para um valor de $\mu = \sin i$, a onda será refletida e retornará para o solo. Se a onda incidente for vertical em relação ao plano da ionosfera, ou seja, com $i = 0$, ela se refletirá em um nível onde $\mu = 0$ e, portanto, obteremos a seguinte relação da densidade eletrônica com a frequência:

$$n = (\epsilon_0 m / 4\pi e^2) \omega^2 = 1.24 \times 10^{-8} f^2 \quad (4.6)$$

onde f é a frequência da onda em Hz e n a densidade eletrônica em cm^{-3} . Esta é também a frequência de ressonância do plasma, relacionada com a densidade eletrônica do mesmo (n). Então, para que uma onda seja refletida em um determinado nível na ionosfera, a frequência dessa onda deve ser igual à frequência do plasma nesse mesmo nível.

Se houver um nível eletrônico com uma frequência de plasma f_m (de pico), os sinais com frequências menores do que f_m serão refletidos, mas os com frequências maiores se propagarão indefinidamente, atravessando a ionosfera. A frequência f_m é denominada de frequência crítica ou de penetração da camada. Ela é facilmente determinada quantitativamente e é muito utilizada nas pesquisas ionosféricas. Se a camada está em um equilíbrio α -Chapman temos de (4.6):

$$n_m = [(q_0 / \alpha) \cos \chi]^{1/2} \quad (4.7)$$

$$f_m = 9 \times 10^3 n_m^{1/2} = 9 \times 10^3 [(q_0 / \alpha) \cos \chi]^{1/4} \quad (4.8)$$

Aproveitando-se desse princípio da reflexão e refração da onda eletromagnética na ionosfera, pode-se calcular e observar muitas propriedades das camadas da ionosfera, através dos ionogramas obtidos com as ionossondas.

Através de uma digissonda operando no modo ionograma, com ondas pulsadas de alta frequência, na faixa de 1MHz a 20 MHz, pode se obter um perfil em altura de densidade eletrônica da ionosfera. Medindo-se o intervalo de tempo entre a transmissão e a recepção do pulso referente a uma determinada frequência, e sabendo-se a velocidade de propagação da onda (considerada a velocidade da luz), calcula-se a altura da reflexão para essa frequência, e utilizando-se a relação (4.6) relaciona-se a alturas calculadas com as respectivas densidades eletrônicas, obtendo-se o ionograma. A Figura 4.6 mostra dois ionogramas obtidos através do instrumento localizado em São Luís. No painel superior da Figura 4.6, vê-se um ionograma sem a ocorrência do ESF, apresentando um traço contínuo sem espalhamento, e no inferior, um ionograma durante a presença do ESF (BERTONI, 2004).

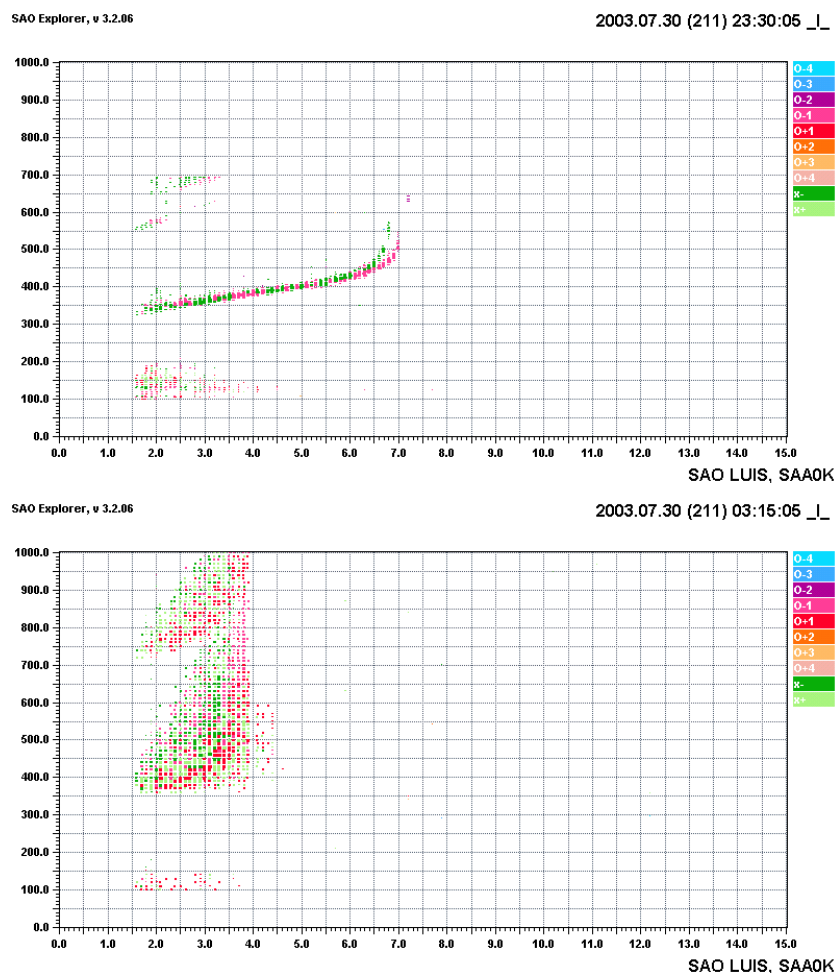


Figura 4.6 - Ionogramas obtidos com a ionossonda localizada em São Luís ($I = 1,9^\circ$).

Com os ionogramas, obtém-se o perfil de altura virtual da parte inferior da ionosfera, observado na Figura 4.6. E através de modelos, pode-se calcular o perfil de densidade eletrônica ao longo da ionosfera. Na Figura 4.7, vê-se esse perfil obtido pelo programa SAO-Explorer, utilizado para processar os dados obtidos de ionossondas.

Utilizando uma sequência temporal desses perfis da ionosfera, pode-se calcular também a velocidade de subida aparente da ionosfera, utilizada nesse estudo como veremos adiante. Os valores nos gráficos das Figuras 4.6 e 4.7 são as alturas (em km) no eixo y e as frequências (em MHz) no eixo x. É preciso ainda converter os dados através da Equação (4.6) para obter os valores de densidade eletrônica.

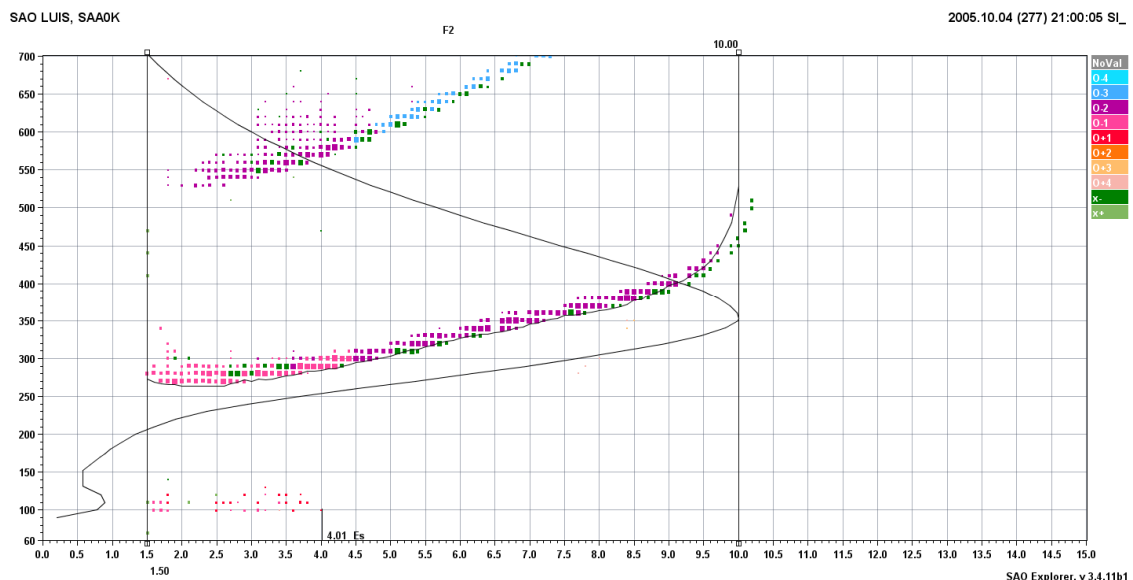


Figura 4.7 - Perfil da ionosfera obtido através do programa SAO-Explorer, para o ionograma apresentado na Figura 4.6.

Com o gráfico apresentado na Figura 4.8, também obtido diretamente com o programa SAO-Explorer, pode-se verificar como se dá a evolução da ionosfera em um determinado período. Verifica-se o momento de sua subida, o comportamento de cada camada e, em especial, a variação no gradiente da parte inferior, após o pôr-do-sol. Na Figura 4.8, estão perfeitamente representadas essa variação e a subida da ionosfera através do estreitamento das camadas na parte inferior da ionosfera (em torno de 200

km de altura), a partir das 21:00 UT. Para maiores detalhes sobre ionogramas e processos físicos envolvendo as ionossondas, ver o trabalho de Bertoni (2004).

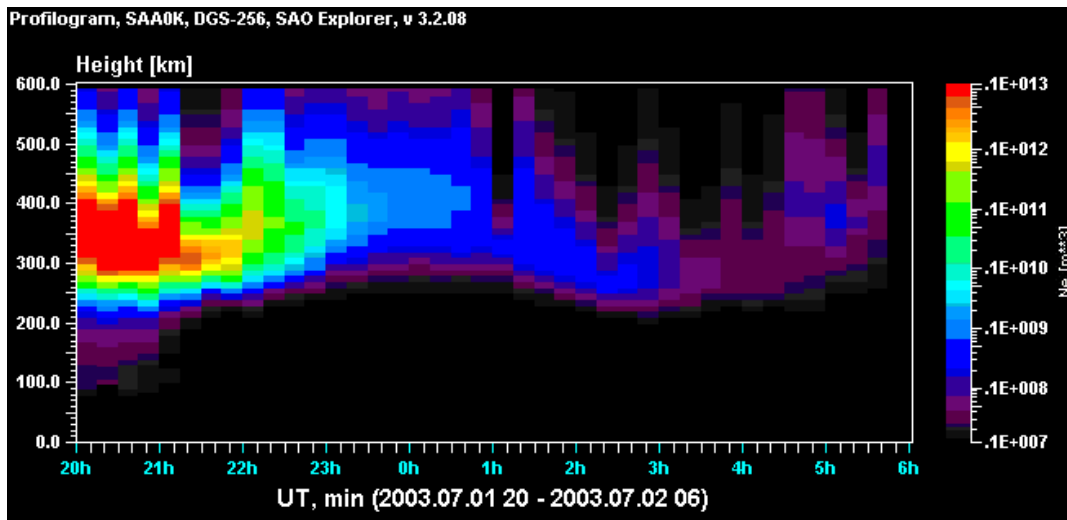


Figura 4.8 - Evolução temporal do perfil da ionosfera obtido através do programa SAO-Explorer. No eixo x temos o tempo, no eixo y a altura e os contornos em cores representando a densidade eletrônica, com a cor vermelha representando os valores mais altos de densidade.

4.2.1 Assinaturas de Multi-reflexão

Em algumas ocasiões pode se observar nos ionogramas, obtidos com as digissondas, assinaturas da presença de uma perturbação na base da ionosfera, através de múltiplos traços, como mostra a Figura 4.9 nos ionogramas de Fortaleza e Jicarcarca.

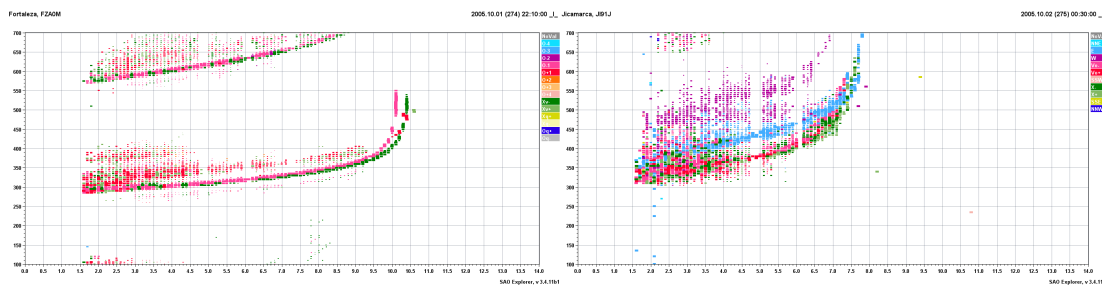


Figura 4.9 – Ionogramas obtidos em Fortaleza e Jicarcarca após o pôr-do-sol, com a presença de múltiplos traços devido a uma perturbação na base da ionosfera na noite do dia 1 de outubro de 2005.

Esses traços aparecem nos ionogramas devido ao sinal eletromagnético refletir em uma isoiônica (regiões com mesma densidade eletrônica) perturbada, por exemplo quando perturbada por uma estrutura de onda de grande escala (*Large-Scale Wave Structure-LSWS*), de modo que os sinais transmitidos, referente a uma determinada frequência, percorrem distâncias diferentes para alcançarem essa isoiônica, como mostra a Figura 4.10. A Figura mostra esse efeito em duas circunstâncias, após a subida da ionosfera devido aos efeitos do pôr-do-sol (*Post-SunSet Rise – PSSR*) e durante essa subida, considerando uma isoiônica, localizada em 300km, perturbada por uma onda com comprimento de onda de 400km (TSUNODA, 2009).

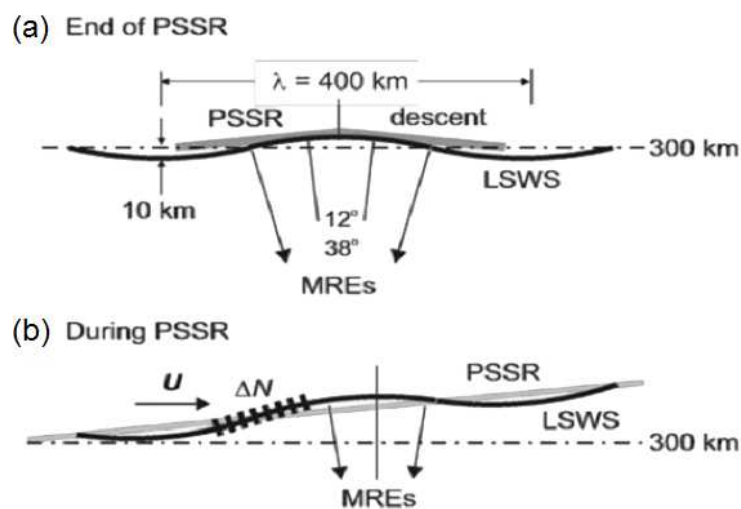


Figura 4.10 – Duas geometrias em que poderiam ocorrer as multi-reflexões (a) depois da subida da ionosfera devido aos efeitos do pôr-do-sol (*Post-SunSet Rise - PSSR*) e (b) durante essa subida.

Fonte: Tsunoda (2009).

Com a ionosfera perturbada surge um gradiente de densidade eletrônica na direção horizontal, com a forma da onda que a perturbou, desse modo a ionosfera refletirá o sinal eletromagnético em diferentes alturas, conforme a ilustração da Figura 4.10. Esse efeito causa nos ionogramas os múltiplos traços apresentados anteriormente. Uma das possíveis fontes de perturbação que caracteriza esse tipo de comportamento é a própria subida da ionosfera após o pôr-do-sol, que segundo Tsunoda (2009) pode criar perturbações com comprimentos de onda de 400 km, conforme a figura.

4.3 Radar de espalhamento coerente

Trata-se de um instrumento com grande potencial de sondagem ionosférica. Pode ser utilizado para estudar irregularidades das regiões E e F. Como mencionado anteriormente, o radar utilizado nesse estudo está localizado em São Luís (2.59°S, 44.21°O, -2.35° dip lat) e opera na frequência de 30 MHz .

Um radar de espalhamento detecta energia espalhada pelo plasma, quando nele está presente alguma variação espacial ou irregularidade. O princípio de funcionamento de sondagem do radar é diferente do funcionamento das ionossondas. A detecção do sinal nas ionossondas depende da reflexão, quase total, da onda incidente em um meio com uma variação gradual do índice de refração, já a detecção do sinal pelo radar de espalhamento é apenas parcial; o sinal se espalha devido à presença da irregularidade, sendo necessário um sinal emitido com maior potência e um arranjo de antenas mais complexo do que o utilizado nas ionossondas.

Mesmo não ionizada a atmosfera contém irregularidades de diversas escalas, e pode-se imaginar que, em cada região, uma pequena fração da energia é espalhada em todas as direções. Os sinais, espalhados por irregularidades espaçadas por meio comprimento de onda, irá reforçar o sinal refletido na mesma direção do sinal emitido pelo radar, considerando-se esse fator, apesar do fraco espalhamento em cada região, eles podem se somar e se tornar forte o suficiente para ser detectado pelo sistema de antenas.

O radar instalado em São Luís opera em 30 MHz fornecendo informações sobre as irregularidades, e em três modos de operação principais: (1) do eletrojato da região E entre 94 km e 108 km de altura , (2) do eco de 150 km e (3) das irregularidades da região F, onde são observados os *spread* F, de maior interesse nessa tese, podendo ser detectados irregularidades em até 1400 km de altura.

O sistema do radar utiliza dois transmissores, alinhados às linhas de campo, com 4 kW de potência, para observação de irregularidades de densidade eletrônica de pequena escala (5m). Atualmente o sistema contempla 4 módulos de antenas, para transmissão e recepção, alinhados lado a lado na direção leste-oeste magnético, conforme esquema

apresentado na Figura 4.11. Dessa forma com os 4 módulos de antenas, além do monitoramento em tempo real dos *spread F* e medidas de velocidades de plasma zonal e vertical das estruturas, o radar possibilita o modo de imageamento utilizando interferometria.

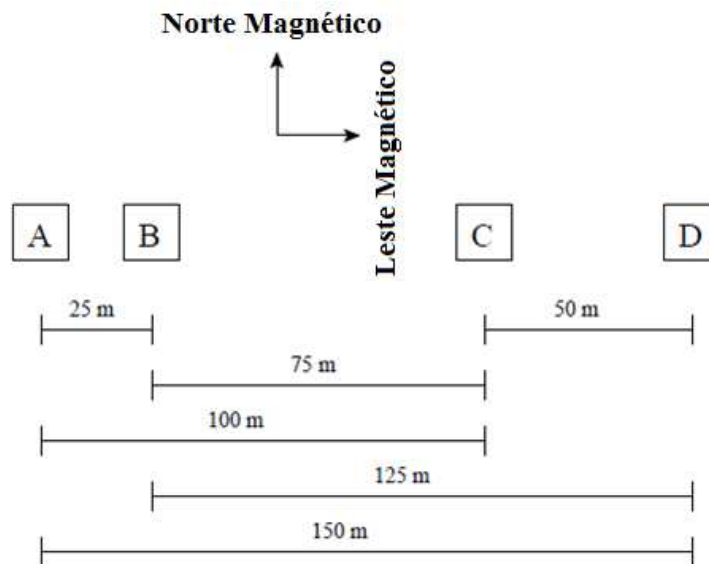


Figura 4.11 – Diagrama esquemático da distribuição dos 4 módulos de antenas instalados em São Luís, que compõem o radar de espalhamento coerente (FCI). Os módulos de antenas estão alinhadas na direção leste-oeste magnético.
Fonte: Adaptada de Rodrigues et al. (2008).

Na Figura 4.12 temos um exemplo de ocorrência de irregularidade na região F, detectada pelo radar localizado em São Luís no dia 30 de setembro de 2005. Pode-se observar a evolução das plumas, que representam as irregularidades de plasma, identificando a presença das bolhas ionosféricas.

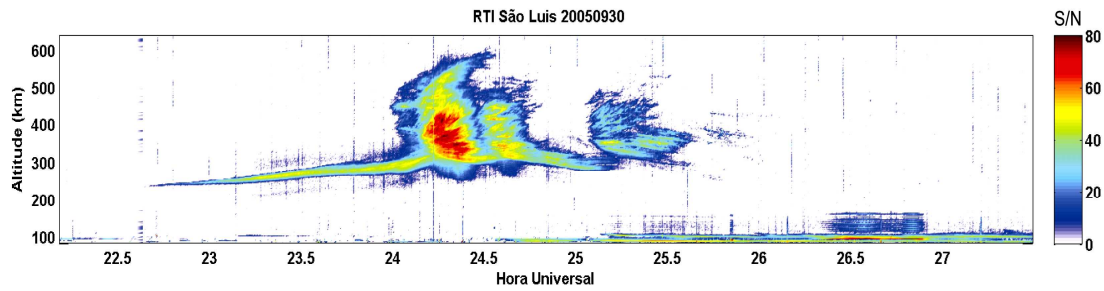


Figura 4.12 – Gráfico da intensidade do espalhamento detectado pelo radar de espalhamento coerente localizado em São Luís, durante o período noturno entre 22:00 e 27:30 horas universal no dia 30 de setembro de 2005.

Outras medidas obtidas através do radar são as velocidades vertical e zonal dessas irregularidades, calculadas através do efeito Doppler e interferometria. Na Figura 4.13 vemos um exemplo de gráficos de velocidades das irregularidades obtidos através dos dados do radar.

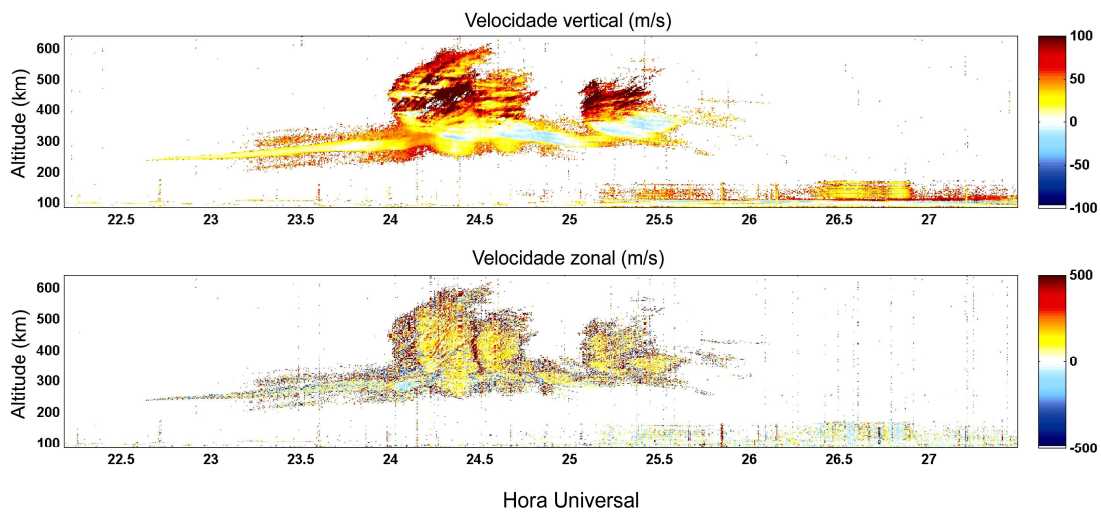


Figura 4.13 – Gráficos de velocidade vertical e zonal do plasma ionosférico dentro da irregularidade detectada pelo radar de espalhamento coerente localizado em São Luís.

Para a leitura dos dados do radar e elaboração dos gráficos apresentados nessa tese, foram elaborados alguns programas que tratam os dados brutos e possibilitam representar, de forma gráfica, a evolução das irregularidades no tempo e espaço.

4.4 Satélites

O Satélite CHAMP (CHALLENGING Minisatellite Payload) de origem alemã foi lançado no dia 15 de julho de 2000, com órbita quase polar ($87,3^\circ$ de inclinação) e altitude inicial de aproximadamente 450 km (atualmente sua altitude é de 345 km). Um dos principais objetivos é o estudo do campo geomagnético. Dentre os instrumentos a bordo do CHAMP estão: um magnetômetro *Overhauser*, que mede a intensidade escalar absoluta do campo magnético e um magnetômetro *fluxgate*, que mede as componentes tridimensionais do campo magnético. O propósito do magnetômetro *Overhauser* é calibrar o magnetômetro *fluxgate*. A resolução do magnetômetro *fluxgate* é de 0,1 nT e a sua taxa de amostragem é de 50 Hz. A densidade do plasma é obtida pelo PLP (*Planar Langmuir Probe*) que mede a densidade do plasma a cada 15 s. Na Figura 4.14 observamos a órbita do satélite que tem o período de aproximadamente 93 minutos e, com sua órbita quase polar, consegue uma boa cobertura da ionosfera ao longo de um meridiano com valores locais de densidade eletrônica.

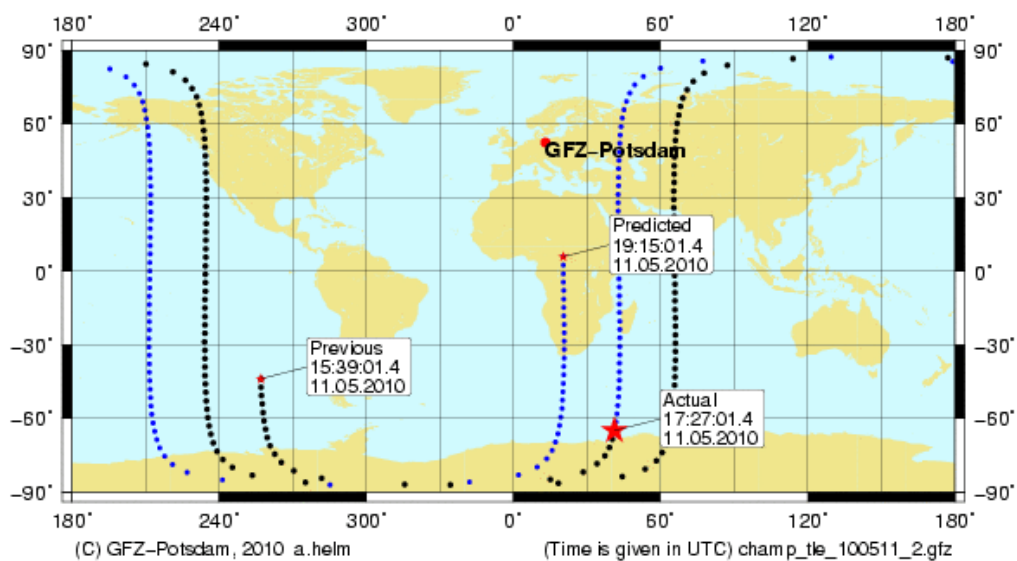


Figura 4.14 – Gráfico mostrando a órbita do satélite CHAMP.

Fonte: <http://op.gfz-potsdam.de/champ/>

Alguns trabalhos vêm sendo realizados com os dados do satélite CHAMP. Um deles realizado recentemente por Stolle et al. (2006), mostra a taxa de ocorrência de ESF ao

longo do período entre 2001 e 2004, mostrando uma grande taxa de ocorrência na região brasileira, entre os meses de dezembro e janeiro, como mostra a Figura 4.15. Para a identificação da ocorrência do ESF, Stolle elaborou um critério utilizando a assinatura magnética causada pela irregularidade captada pelos magnetômetros a bordo do satélite. Essas assinaturas magnéticas também podem fornecer informações importantes na análise da evolução das irregularidades, recurso que pode ser utilizados em estudos futuros.

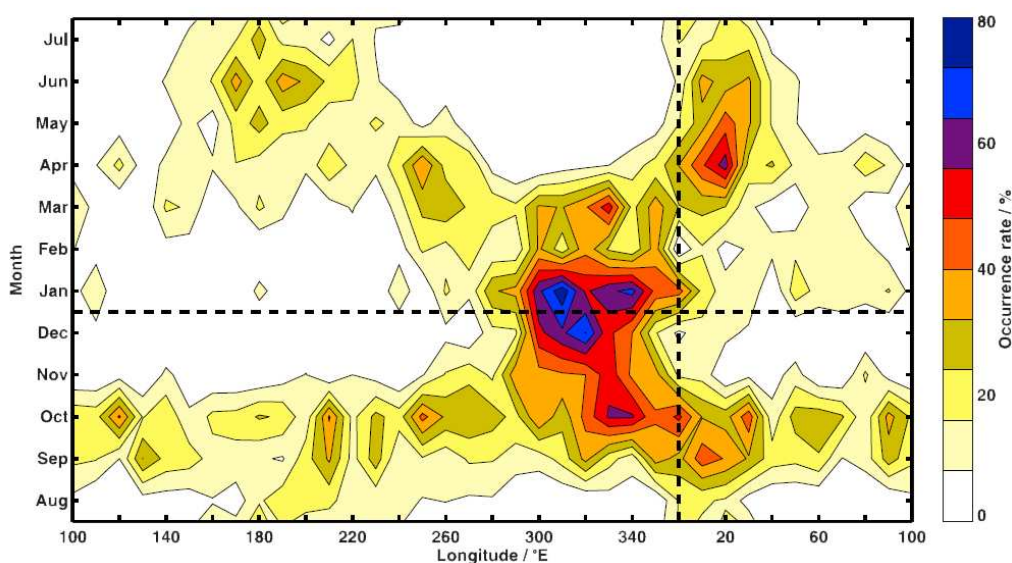


Figura 4.15 – Taxa de ocorrência de assinaturas magnéticas do ESF entre os anos de 2001 e 2004 obtidos pelo satélite CHAMP. Os eixos do gráfico representam os meses do ano (eixo vertical) e longitude (eixo horizontal), em cores esta representada a taxa de ocorrência de assinaturas de ESF para os 12 meses do ano. Fonte: Stolle et al.(2006).

Foram também utilizados os dados do satélite Rocsat-1 (Republic of China Satellite), de origem chinesa. O satélite foi lançado em 1999 transmitindo dados até 2004, sua órbita tinha como ângulo de inclinação 35° e altitude de aproximadamente 600 km. Os principais instrumentos de observação ionosférica a bordo do satélite (IPEI-Ionospheric Plasma and Electrodynamics Instrument) mediam, essencialmente, a densidade eletrônica, temperatura, velocidade do plasma e a composição química dos íons presentes na ionosfera (Chang et al., 1999).

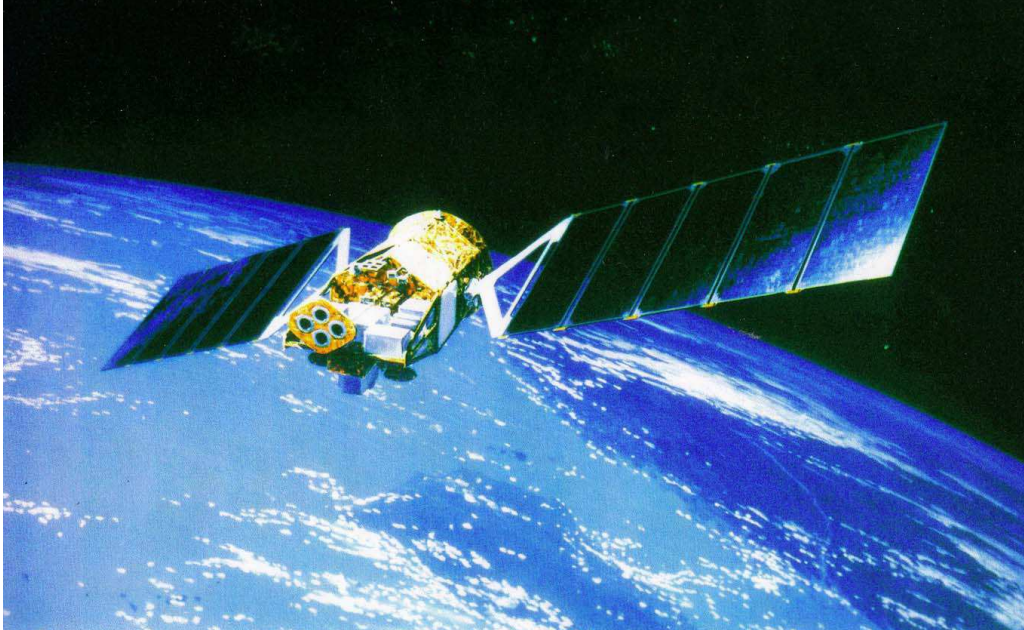
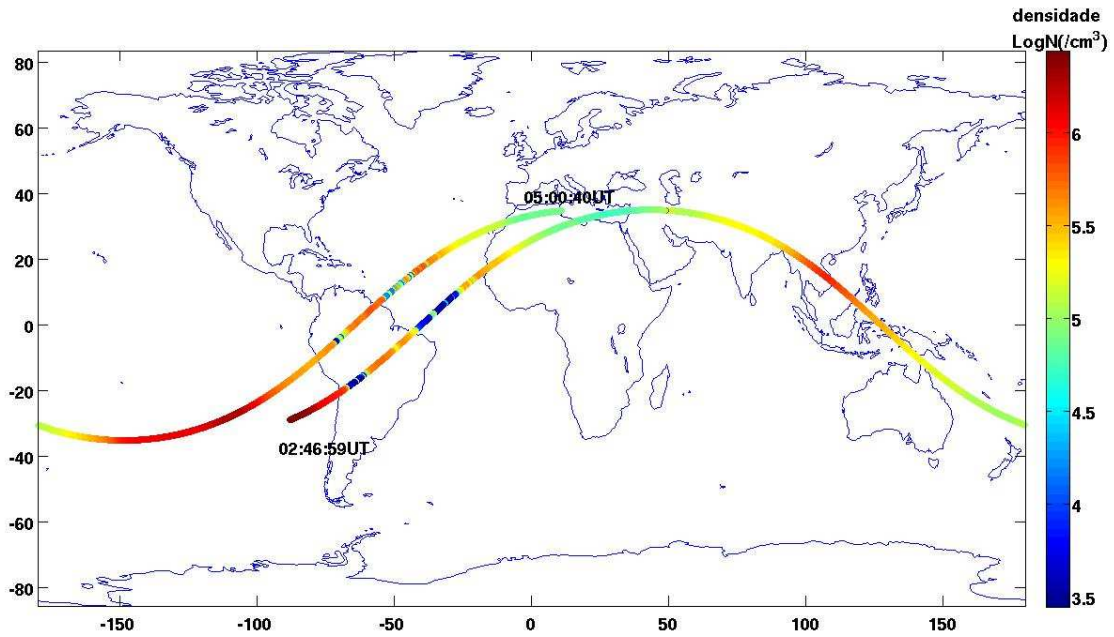


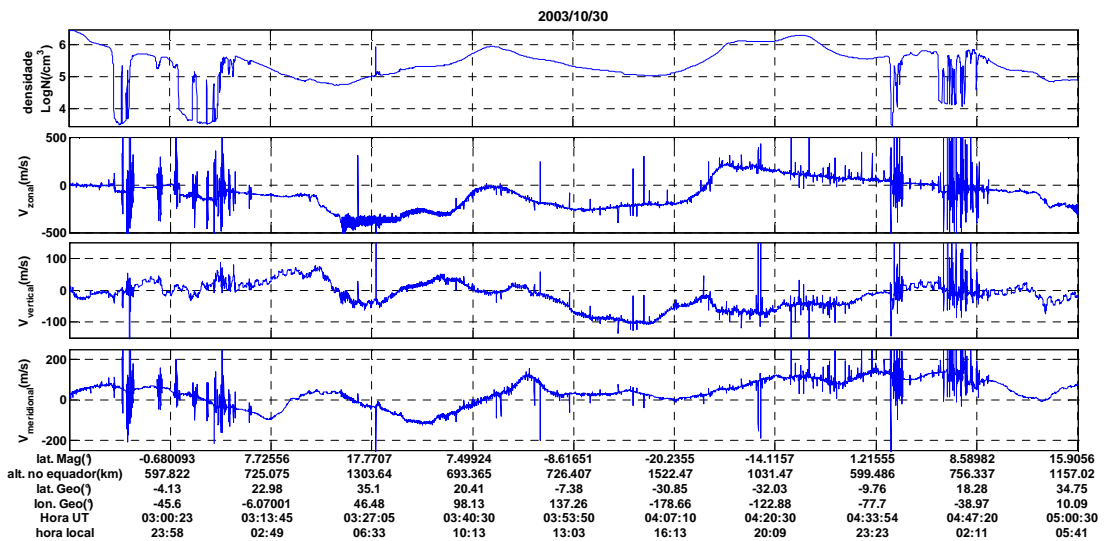
Figura 4.16 – Imagem do satélite ROCSAT.

Foram elaborados, para a análise dos dados do ROCSAT, uma série de rotinas computacionais para a geração dos gráficos apresentados na Figura 4.17. No exemplo da figura, o satélite percorre a região brasileira em dois instantes na noite do dia 29 de outubro de 2003, período em que ocorreu a super tempestade denominada de Halloween.

A presença da bolha ionosférica é identificada inicialmente, através dos dados do satélite, pela queda abrupta na densidade eletrônica. Verifica-se no gráfico do primeiro painel da Figura 4.17(b), as quedas na densidade eletrônica na passagem do satélite na região com a presença da irregularidade na noite observada. A sequência de gráficos na figura representa: a densidade eletrônica (primeiro painel), e nos painéis seguintes os dados de fluxo de plasma nas direções zonal, vertical e meridional, respectivamente. Os dados foram obtidos através da base de dados localizada no endereço (http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/sp_test/). A presença da bolha também é identificada através da grande irregularidade nas velocidades do plasma, observadas nos respectivos gráficos.



(a)



(b)

Figura 4.17 – (a) Representação geográfica da órbita do satélite ROCSAT – 1 na noite do dia 29 de outubro de 2003 utilizando os dados de densidade eletrônica, a barra em cores representa a densidade em LogN/cm^3 . (b) Gráficos da densidade eletrônica e fluxo de plasma nas direções zonal, vertical e meridional respectivamente ao longo do percurso do satélite.

Há uma grande dificuldade em obter os dados simultâneos de todos os instrumentos. Na observação de um determinado evento é muito comum obter os dados de um instrumento, e não estar disponível os de outro. No caso dos satélites, para o estudo de

eventos localizados como no caso das bolhas ionosféricas, é necessário uma grande quantidade de dados, e obviamente, a sua análise dia a dia para identificar essas ocorrências.

CAPÍTULO 5

RESULTADOS E DISCUSSÃO

5.1 Análise multi-instrumental

Através de uma análise multi-instrumental verificou-se a ocorrência de bolhas com extensão continental. Na tempestade magnética do dia 29 de maio de 2003 observou-se o comportamento da ionosfera detalhadamente através dos instrumentos instalados em Arecibo(66.75°O, 18.5°N, I = 45.471°N), São Luís(44.7°O, 2.6°S, I = 4.857°S), Fortaleza(38.5°O, 3.75°S, I = 14.208°S), Cachoeira Paulista(45°O, 22.7°S, I = 34.211°S), também através do satélite ROCSAT-1 e observações de cintilação nas estações de São Martinho da Serra(53.85°O, 29.53°S, I = 34.737°S), e em Palmas(51.98°O, 26.48°S, I = 32.716°S).

Nesse evento do dia 29 de maio de 2003, observou-se a presença de uma bolha que alcançou uma extensão continental, com mais de 5000 km em sua extensão meridional e quase 2000 km na direção zonal, interferindo nos sinais de comunicações em uma grande área. Observou-se, através dos dados de vários instrumentos a rápida ascensão da ionosfera, com a formação da irregularidade, e através do imageador de Arecibo constatar o deslocamento de plasma para oeste devido a penetração de campo elétrico proveniente da tempestade magnética.

A Figura 5.1 mostra a localidade de todos os instrumentos mencionados, e a posição do satélite ROCSAT-1 em uma das órbitas quando passou pela irregularidade. As identificações, em cada linha no mapa, indicam a altura do Apex (em km) das linhas de campo que passam pela localidade na altura de 250 km, obtidas pelo IGRF. Essas linhas com mesmo valor de Apex indicam as regiões conjugadas das linhas de campo a uma altura de 250 km.

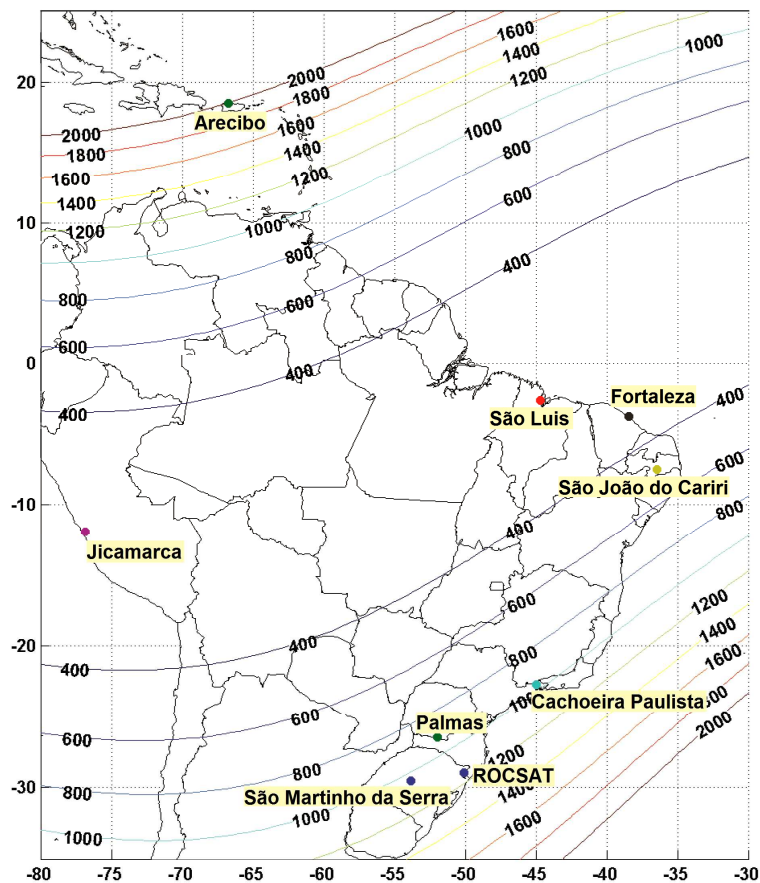


Figura 5.1 – Distribuição das localidades dos instrumentos utilizados na análise da ocorrência da bolha ionosférica do dia 29 de maio de 2003. As identificações em cada linha indicam a altura do Apex (em km) das linhas de campo que passam pela localidade na altura de 250km.

É bem conhecido o efeito das tempestades magnéticas sobre a ionosfera terrestre. Um dos principais efeitos é a penetração de campos elétricos que interferem na eletrodinâmica de toda a ionosfera. Essa penetração de campo elétrico pode, dependendo da localidade em relação ao meridiano magnético, aumentar significativamente a velocidade de subida da ionosfera, como no caso apresentado no dia 29 de maio de 2003. A forte tempestade magnética atingiu a Terra elevando a ionosfera sobre as regiões de São Luís, Fortaleza e Cachoeira Paulista.

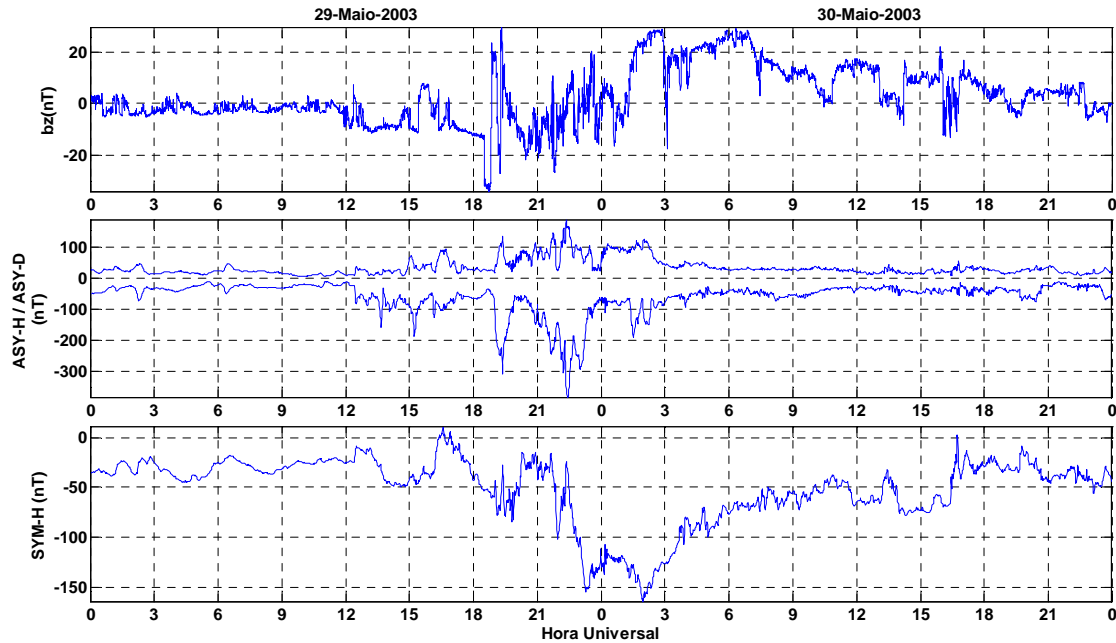


Figura 5.2 - Componente Bz e índices geomagnético, assimétrico e simétrico / Dst durante a ocorrência da bolha ionosférica no dia 29 de maio de 2003.

Nos gráficos da Figura 5.2 verificamos o início da tempestade, que coincide com o horário do pôr-do-sol na região brasileira, entre 18 e 21 horas universal, com o mínimo em torno de -160 nT às 2 horas universal do dia 30 de maio, que corresponde a 23 horas local na região brasileira. Essa tempestade, no horário do pôr-do-sol aumentou significativamente o pico pré-reversão, fazendo com que a base da ionosfera alcançasse alturas bastante elevadas, onde as taxas de colisões do plasma com a atmosfera neutra é muito reduzido, aumentando também a taxa de crescimento das irregularidades.

Os ionogramas das digissondas, nas Figuras 5.3 – 5.5, mostram essa repentina subida da ionosfera nas respectivas localidades, mostrando o efeito global da tempestade.

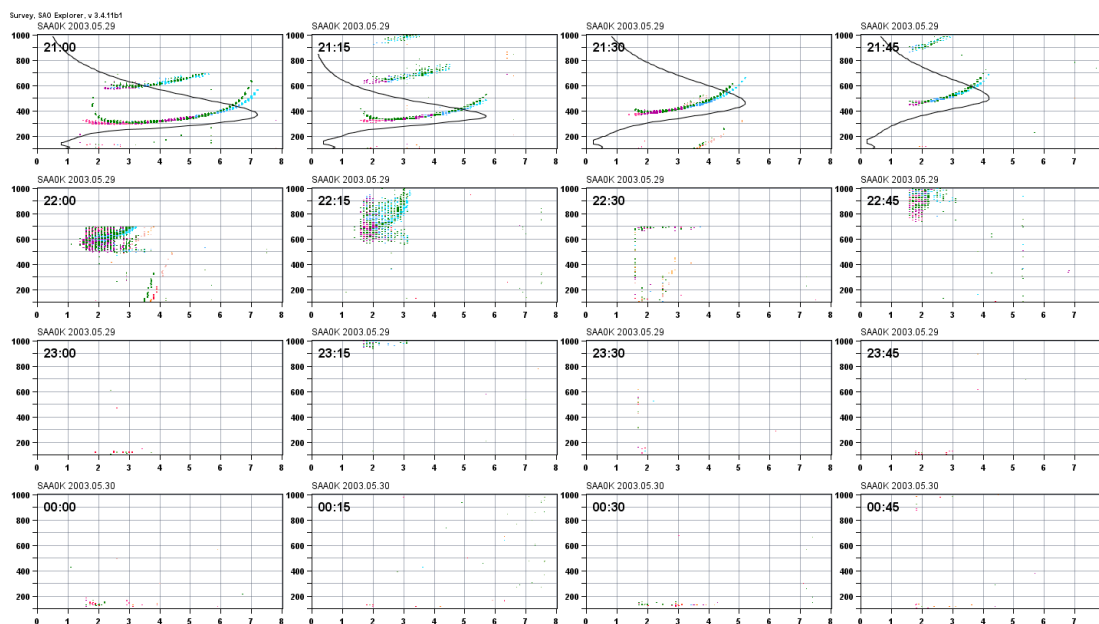


Figura 5.3 – Ionogramas obtidos na estação localizada em São Luís – MA, na noite do dia 29 de maio de 2003.

Na estação localizada em São Luís, mais próximo ao equador magnético, onde o campo magnético é horizontal, verifica-se a maior velocidade de subida da ionosfera, às 22h30 UT a sondagem já não conseguia obter a informação da altura da ionosfera. O mesmo ocorre com as outras estações (Fortaleza e Cachoeira Paulista), porém com menor intensidade no aumento da velocidade de subida, pelo fato de estarem distante do equador, diminuindo o efeito da deriva de plasma devido ao campo elétrico de penetração, provocado pela tempestade magnética. No entanto, a velocidade de subida foi acima do normal, sendo possível observar a base da camada F com a presença de espalhamento, característico de uma irregularidade, principalmente em Cachoeira Paulista.

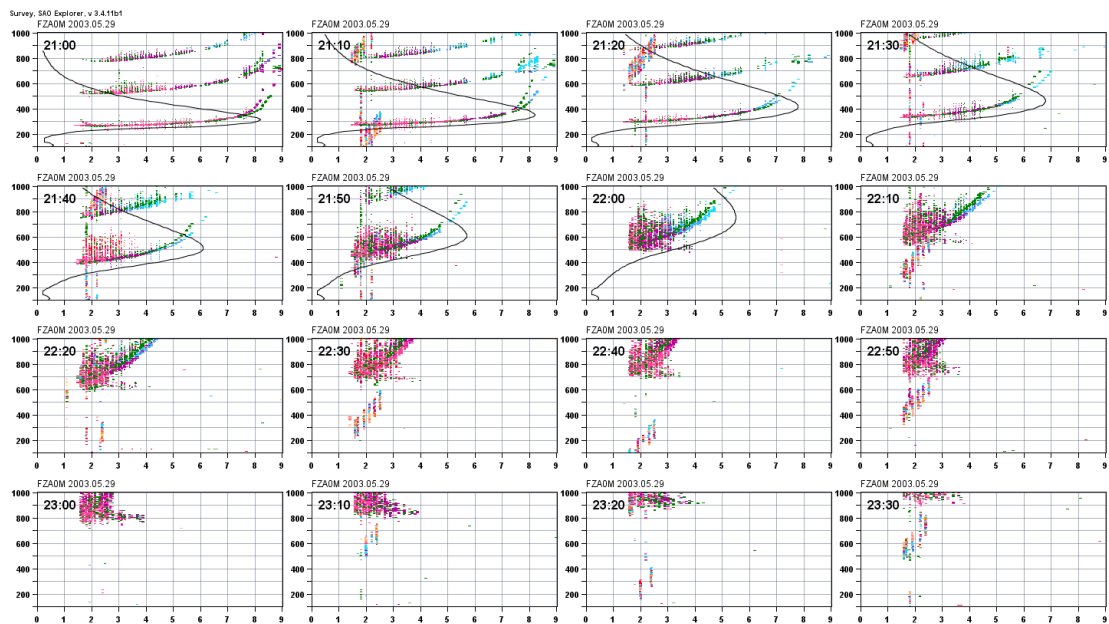


Figura 5.4 – Idem a 5.3 para a estação de Fortaleza.

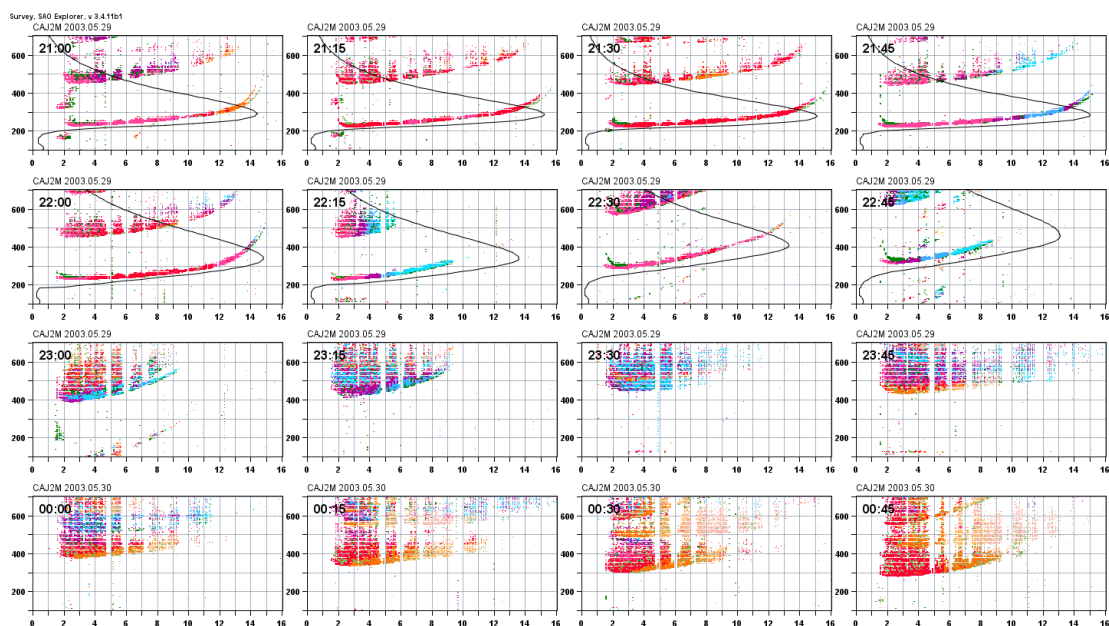


Figura 5.5 – Idem a 5.3 e 5.4 para a estação de Cachoeira Paulista.

Foram calculadas para esse dia as alturas das camadas da ionosfera em Cachoeira Paulista, relativas às frequências de 5,6,7 e 8 MHz, conforme Figura 5.6. Nas localidades de São Luís e Fortaleza como visto nas Figuras 5.3 e 5.4 a base da ionosfera subiu rapidamente devido à tempestade não sendo possível verificar sua altura através

dos dados das digissondas. A velocidade de subida, na região de Cachoeira Paulista, calculada a partir da altura das isolinhas, sofre a influência de outros parâmetros, como o vento neutro meridional, devido à inclinação de 32° do campo geomagnético, não sendo, portanto, um efeito exclusivo da tempestade magnética.

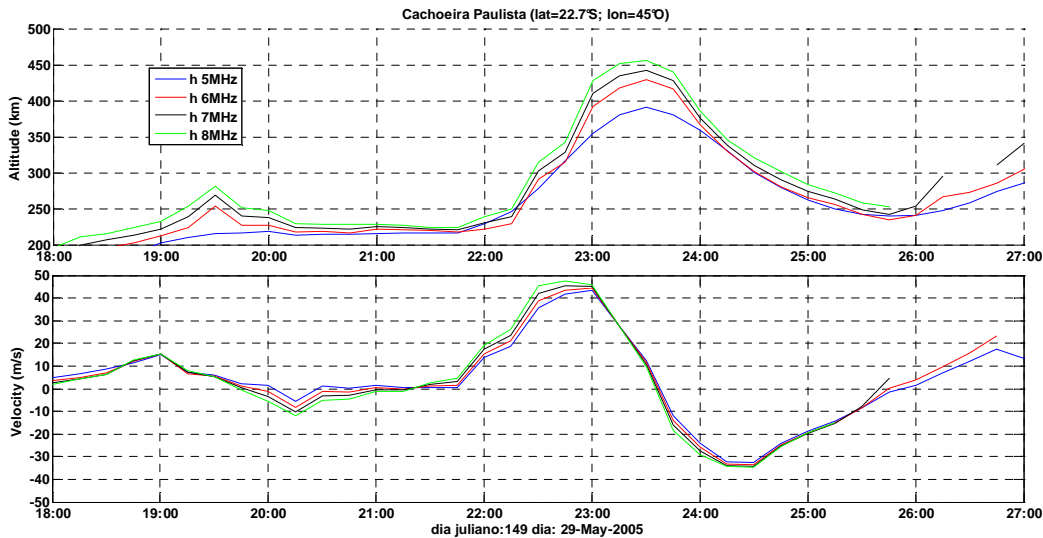


Figura 5.6 – Altura velocidade de deriva vertical da ionosfera, calculada para as frequências de 5,6,7 e 8 MHz através dos ionogramas de Cachoeira Paulista na noite do dia 29 de maio de 2003.

Nas imagens obtidas com o imageador (<http://sirius.bu.edu/data/index.html>) localizado em Arecibo, verificamos claramente a presença das bolhas ionosféricas no intervalo de 0:27 UT – 8:32 UT, através das depleções encontradas nas imagens, com deslocamento para oeste. Como se pode observar na Figura 5.1, mapeando através das linhas de campo, essas irregularidades atingiram alturas acima de 2000 km na região do plano equatorial.

Analisando a Equação 5.1 (HAERENDEL et al. 1992a), constata-se que a presença de um elevado campo elétrico E_ϕ (primeiro termo da equação) zonal, responsável pela elevação da ionosfera para altas altitudes, contribui com um campo elétrico vertical para cima, que juntamente com o campo magnético causa uma deriva de campo elétrico para oeste, explicando a deriva da bolha, também para oeste, observada na sequência das imagens de Arecibo.

$$E_L = \frac{\sum_H}{\sum_P} E_\phi - B(L)U_\phi^P + \frac{J_L}{\sum_P} \quad (5.1)$$

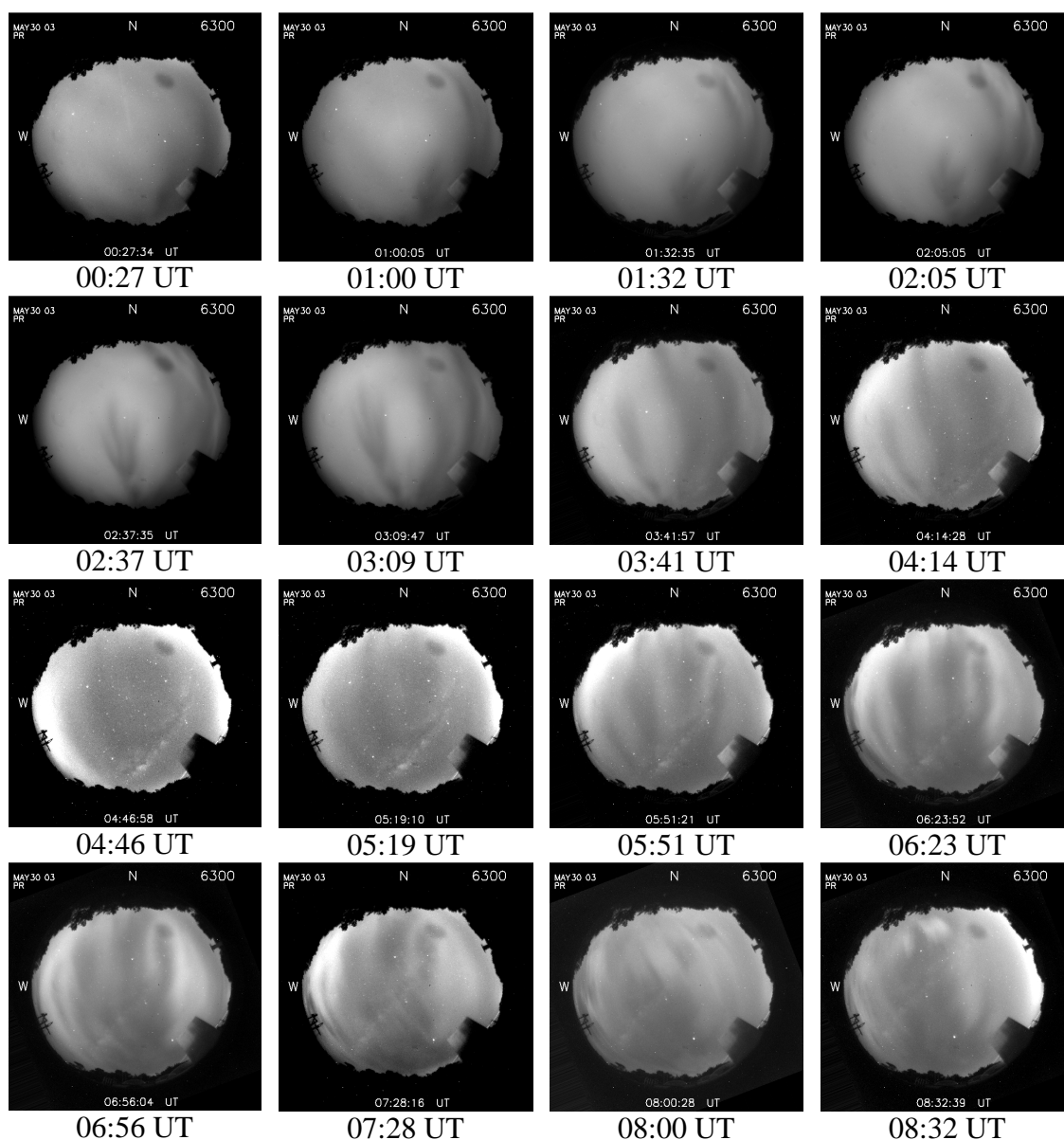


Figura 5.6 – Imagens obtidas do imageador localizado em Arecibo (66.75°O , 18.5°N , $I = 45.471^\circ\text{N}$). Observa-se claramente a deriva da estrutura da bolha para oeste.
 Fonte: <http://sirius.bu.edu/data/index.html>.

Analisando também os dados de cintilação em diversas estações localizadas no território brasileiro (gráficos apresentados no APÊNDICE B), observa-se claramente a presença de irregularidades nos dados dos receptores de GPS localizados em São Martinho da

Serra e Palmas. Pode-se observar uma forte cintilação no sinal dos satélites de GPS, através do índice S4 nessas estações. Já os receptores de São Luís e Manaus, não apresentaram cintilações tão intensas como as de São Martinho e Palmas. Uma das razões é o fato de os receptores de São Luís e Manaus estarem próximos ao equador magnético, onde a ionosfera sofreu uma forte elevação, alcançando alturas muito elevadas, gerando no plasma uma grande difusão ao longo das linhas de campo. Nessas condições o sinal de GPS sofre menor interferência devido à menor densidade de plasma na região, causando uma menor cintilação.

Juntamente com os dados do ROCSAT-1, que no período em questão se localizava próximo a região de São Martinho da Serra (lembramos aqui que a altura do satélite é de aproximadamente 600 km), pode se estimar a extensão da bolha desde o ponto de observação mais ao norte (Arecibo), até o extremo sul localizado próximo a São Martinho. Na Figura 5.7, obtida com o Google Earth, infere-se que essa irregularidade se estendeu ao longo do mesmo meridiano magnético e, portanto, sendo observada em estações que se localizam em regiões próximas a regiões conjugadas em relação às linhas de campo.

Essas regiões distam, entre si, mais de 5000 km, mostrando a enorme extensão da bolha gerada pela tempestade. Como mencionado anteriormente, são fenômenos geofísicos que interferem nos sinais dos satélites, causando danos às comunicações em uma grande área do globo.

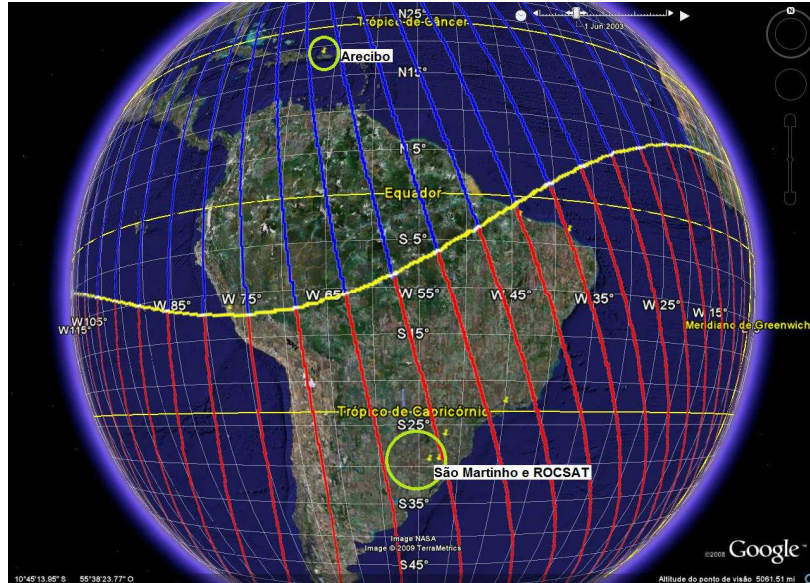


Figura 5.7 – Representação das linhas de campo geomagnético ao longo do globo terrestre, mostrando esquematicamente os meridianos magnéticos (ano de 2003).

A Figura 5.8 mostra a trajetória do satélite ROCSAT-1 na noite analisada do dia 29 de maio de 2003. Pelos valores de densidade eletrônica, medidos pelo instrumento a bordo do satélite, observa-se que ele atravessou regiões com grande depleção de plasma em sua passagem pela região brasileira, nas três órbitas mostradas na figura. As sucessivas passagens (a), (b) e (c) da figura mostram a presença da bolha em todo meridiano magnético, confirmando a extensão da bolha gerada.

Pelo fato de o satélite fazer as medidas *in situ*, consegue-se fazer a sondagem da depleção, de modo diferente dos outros instrumentos. Calculando a largura da depleção na órbita (c), indicada na figura, obteve-se uma largura de aproximadamente $16,3^\circ$ na direção zonal, equivalendo a aproximadamente 1800 km, indicado pela seta no gráfico de densidade eletrônica da Figura 5.9. Dessa forma estima-se a área de abrangência da estrutura de 5000 km x 1800 km.

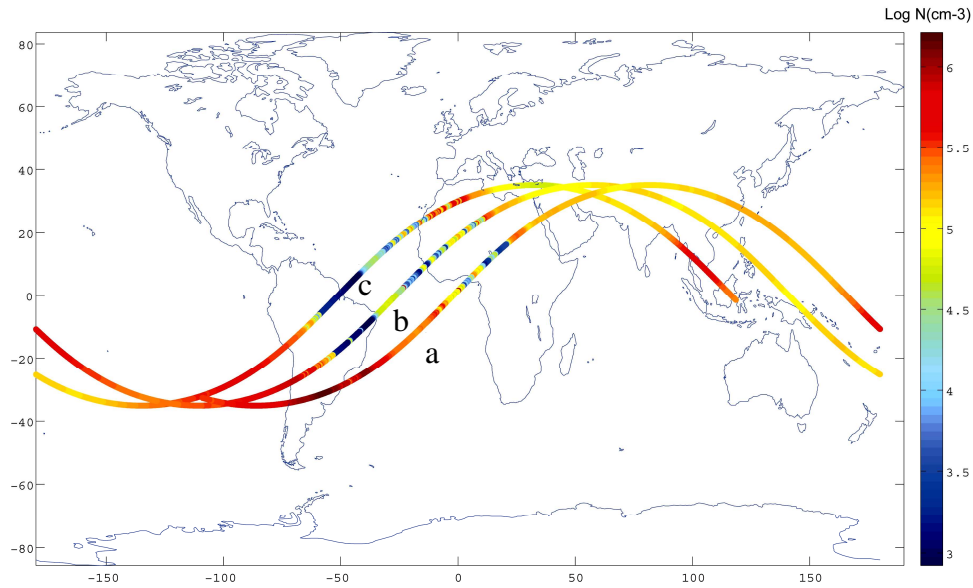


Figura 5.8 – Trajetória do satélite ROCSAT-1 na noite do dia 29 de maio. A barra em cores representa a densidade eletrônica medida pelo instrumento a bordo do satélite, que tem sua órbita inclinada em 35° e altura de 600 km.

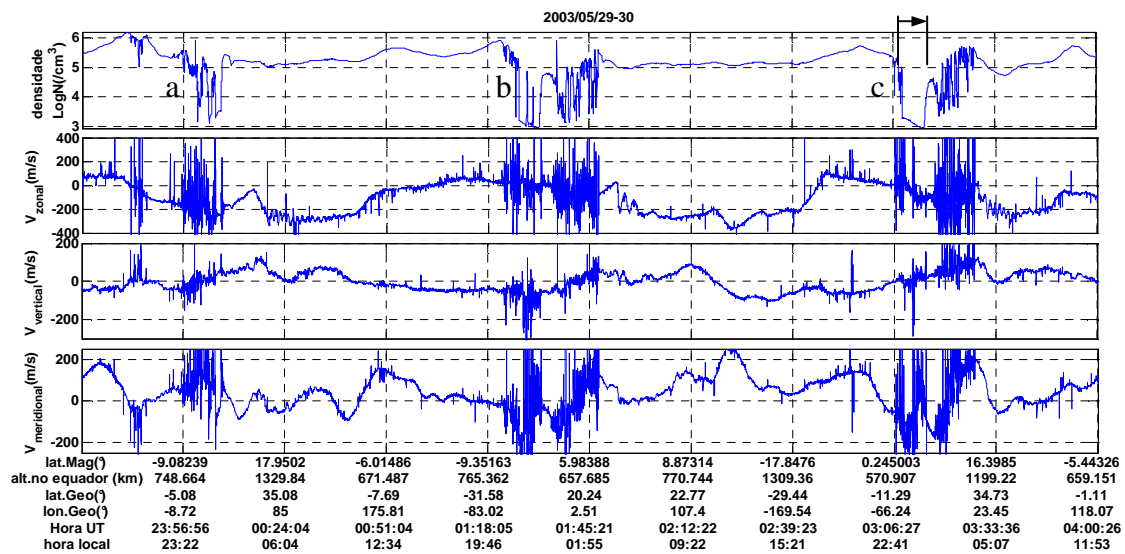


Figura 5.9 – Dados do Rocsat-1 obtidos na noite do dia 29 de maio de 2003. Os painéis do topo para baixo mostram: (1) densidade eletrônica, (2) velocidade zonal, (3) velocidade vertical e (4) velocidade meridional do plasma. Nos eixos horizontais dos gráficos foram colocadas grandezas relacionadas com a posição do satélite: hora universal e local, latitude geográfica e magnética e a correspondente altura da linha de campo no equador. As letras (a), (b) e (c) no gráfico estão relacionadas com as órbitas apresentadas na Figura 5.8.

5.2 Eletrodinâmica da ionosfera após o pôr-do-sol e as bolhas ionosféricas

A teoria de instabilidade Rayleigh-Taylor no estudo da geração e evolução das bolhas de plasma é a mais aceita na comunidade científica, pois explica de forma consistente o aparecimento das instabilidades na região F. Esta teoria considera uma perturbação na parte inferior da região F da ionosfera equatorial, que é a responsável para iniciar todo o processo de instabilidade. A evolução desta instabilidade depende de muitas outras condições ionosféricas como derivas verticais, perfil de densidade eletrônica, condutividades ionosféricas, ventos neutros e distúrbios geomagnéticos. A ocorrência das bolhas de plasma tem um padrão de comportamento, bastante estudado, relacionado com a estação do ano, localidade geográfica (de acordo com a longitude), dependência com o ciclo solar, etc. Mas as variabilidades diárias ainda compõem um grande desafio nas pesquisas ionosféricas.

Muitos autores consideram as ondas de gravidade o principal mecanismo para o início das instabilidades, que perturba a base da ionosfera, possibilitando a evolução das bolhas ionosféricas. No entanto, Kudeki et al. (2007) atribuíram aos ventos termosféricos no período do pôr-do-sol um papel crítico na geração das bolhas ionosféricas.

As principais fontes de ondas de gravidade incluem a topografia, efeitos de convecção devidos aos ventos, cisalhamento de ventos, e outras fontes que dependendo da localidade geográfica apresenta fontes particulares de geração das ondas de gravidade. Outras fontes menos significativas, mas que podem influenciar em altas altitudes, são o aquecimento auroral e esfriamento da atmosfera/ionosfera devido aos eclipses solares (FRITTS; ALEXANDER, 2003).

Esta seção apresenta uma contribuição para identificar os principais fatores e agentes responsáveis no início e geração das bolhas de plasma equatoriais. São apresentados aqui alguns casos interessantes, utilizando os diversos instrumentos mencionados, com a presença de grandes estruturas nas imagens do imageador, na emissão do OI 630 nm, logo após o pôr-do-sol em condições normais, com velocidades verticais de plasma comuns e sem perturbações geomagnéticas.

Foram analisados os dados dos instrumentos localizados em São Luís (digissonda e radar de espalhamento coerente), Fortaleza (digissonda) e São João do Cariri (Imageador *all-sky*). A Figura 4.1, na seção anterior, mostra a localização desses instrumentos geograficamente.

Nas imagens da Figura 5.10 observa-se claramente a presença de uma forte depleção logo após o pôr-do-sol sobre a região de São João do Cariri.

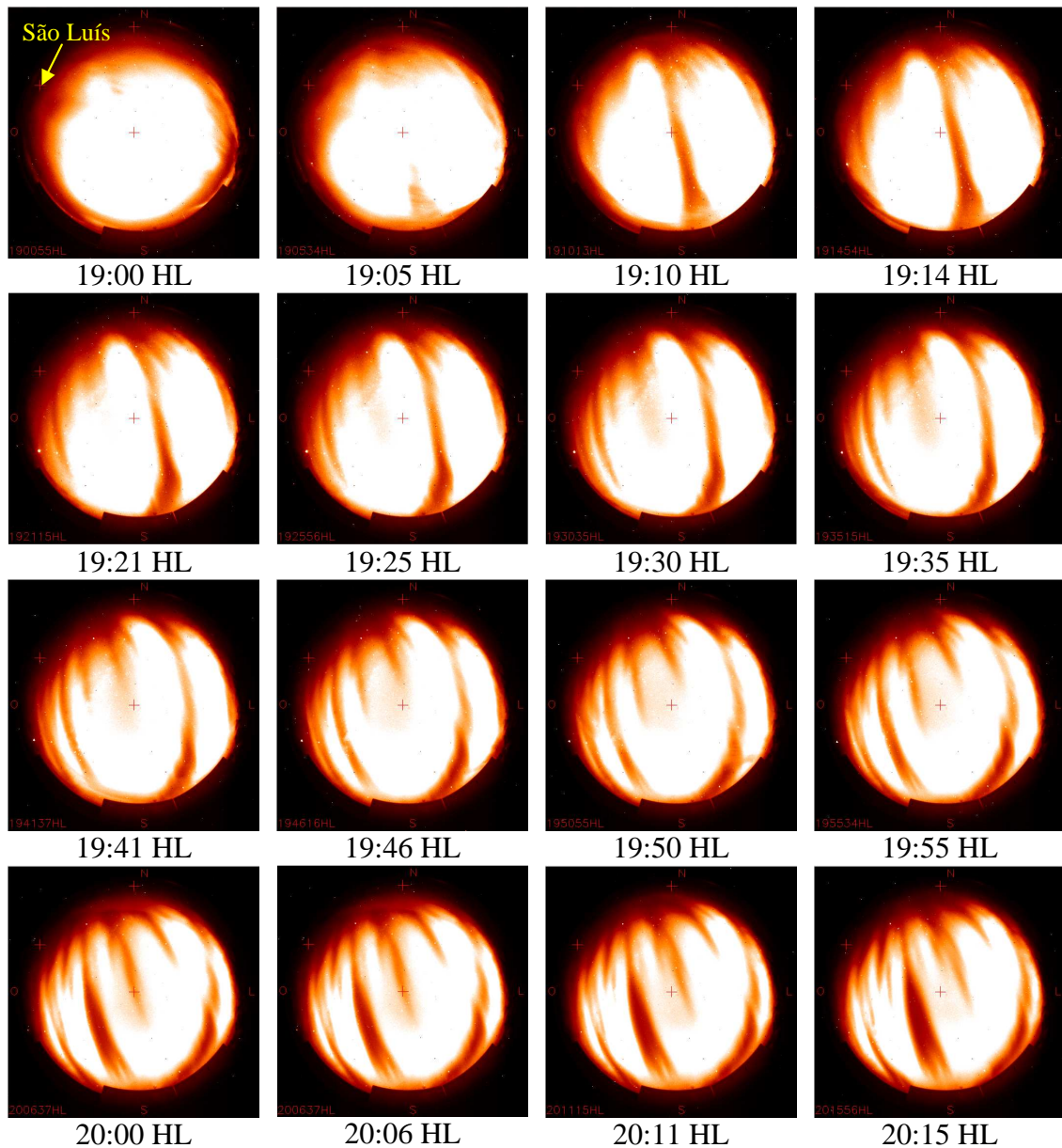


Figura 5.10 – Imagens obtidas do imageador localizado em São João do Cariri (44.7°O , 2.6°S , $I = 4.857^{\circ}\text{S}$), no dia 4 de outubro de 2005.

Devido ao efeito de borda da lente, fica muito difícil de observar, através das imagens, o que ocorre simultaneamente em São Luís e nas outras localidades. No entanto, pode-se inferir juntamente com a análise dos mapas RTI, obtidos com o radar de espalhamento coerente de São Luís, que às 19:00 (hora local) não se observa a presença de irregularidades sobre São Luís.

Fazendo um cálculo geométrico estimou-se a posição de São Luís (indicado pela seta em amarelo na primeira imagem da figura) nas imagens considerando os efeitos da lente, de forma que, na sequência das imagens observa-se a presença de estruturas que se formaram sobre a região de São Luís, e com o seu desenvolvimento, seguindo a velocidade zonal do plasma para leste, essas estruturas passam sobre a região de São João do Cariri (centro da imagem), vistas no imageador instantes depois. Essas estruturas que se formaram sobre a região de São Luís puderam ser observadas através dos mapas RTI do radar de espalhamento coerente, e também através do espalhamento que as irregularidades causaram nos ionogramas.

Os mosaicos, apresentados na Figura 5.11, obtidos conforme relatado na seção 4.1, mostram a presença da depleção e também de regiões onde a luminosidade estava mais intensa, caracterizando a presença de uma densidade maior de plasma. Esta última característica é típica da formação dos *blobs* (ondulações nas curvas na parte superior de cada gráfico, indicados pelas elipses tracejadas), que são formados pelo acúmulo de plasma na região equatorial, devido à deriva de plasma originada pelo campo elétrico perturbado na base da ionosfera, caracterizando uma perturbação em forma de onda. Como explicado na seção 2.1, a Figura 2.2 mostra a configuração dos campos elétricos que são gerados por essa perturbação na base da camada, e polarizam a ionosfera criando derivas de plasma para cima e para baixo, e conseqüentemente, a formação das estruturas de depleções e o acúmulo de plasma, respectivamente. São esses efeitos de deriva de campos elétricos perturbados que causam as bolhas e os chamados *blobs*, observados nos mosaicos.

É importante salientar que, diretamente nas imagens, por apresentarem uma saturação na intensidade luminosa, fica difícil observar toda a bolha nas primeiras imagens. Essa saturação se deve a alta densidade de plasma nesses instantes do início da noite, que

acarreta em uma grande intensidade de emissão do OI 630nm. No entanto, é possível observar a presença dessas depleções através dos mosaicos.

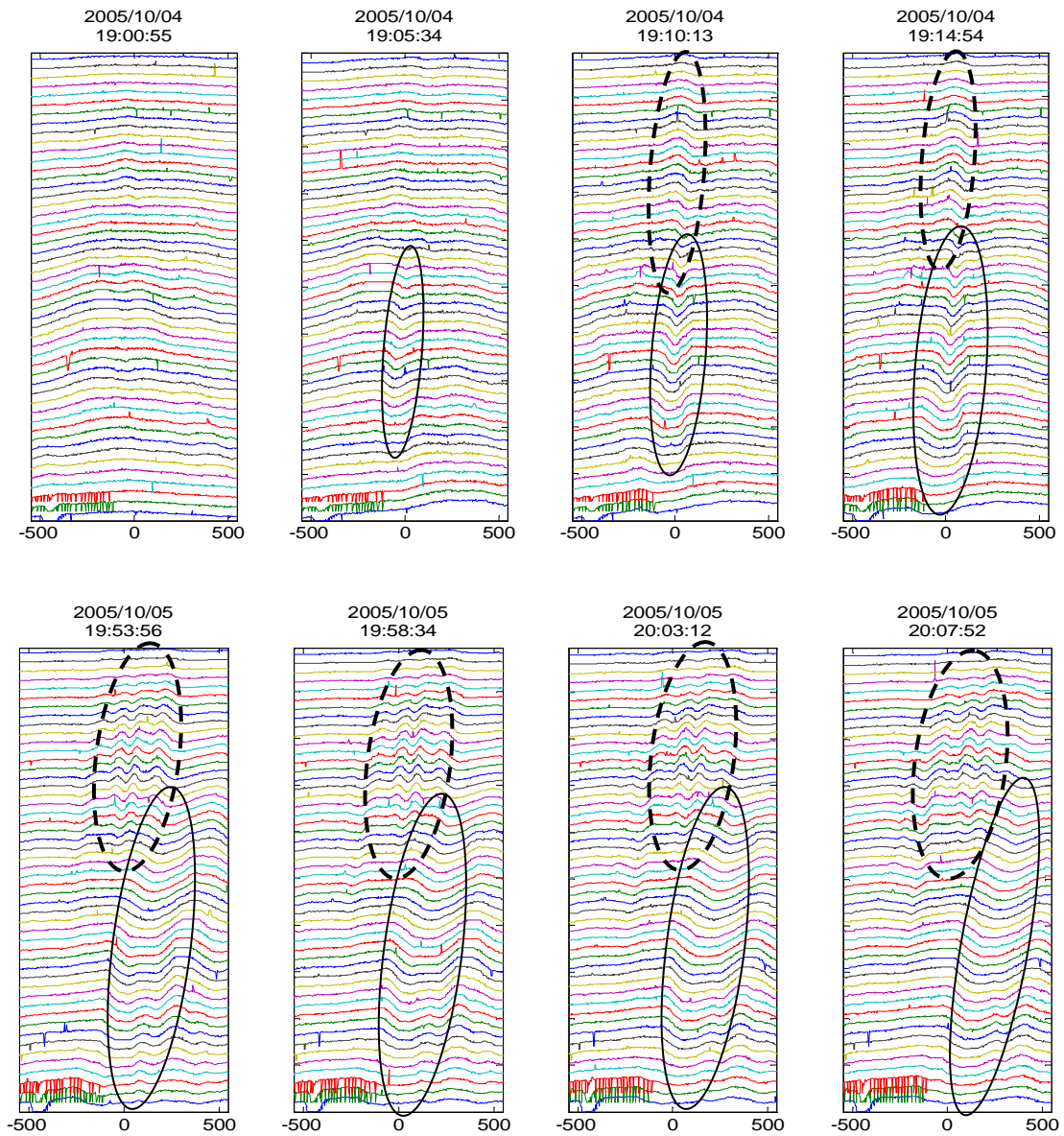
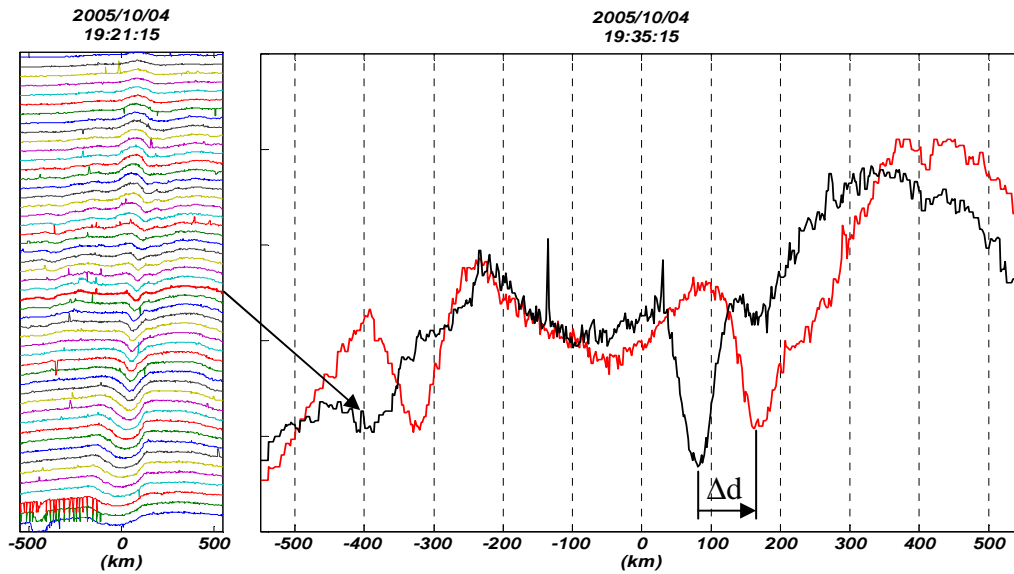


Figura 5.11 – Mosaicos obtidos através das imagens linearizadas para os horários indicados em cada imagem dos dias 4 e 5 de outubro de 2005. As elipses tracejadas indicam regiões com maior densidade de plasma, e as sólidas a presença das depleções de plasma. As escalas horizontais estão em km.

Através da construção dos mosaicos pode se estimar a velocidade zonal das bolhas de plasma. Como descrito na seção 4.1, com os sucessivos gráficos de intensidade dos *pixels*, dentro de uma mesma latitude, calcula-se o deslocamento das depleções na

sequência de imagens, e dividindo esse deslocamento pelo tempo entre as imagens obtém-se o gráfico de velocidade zonal, mostrado na Figura 5.12, para o período de observação nos dias 4 e 5 de outubro de 2005 (o número das bolhas indicam a ordem em que elas apareceram nas imagens). Verifica-se no gráfico que uma das bolhas alcançou uma velocidade zonal de aproximadamente 160 m/s no dia 4 de outubro, e no dia 5 de outubro, uma das bolhas alcançou uma velocidade superior a 200 m/s. Na sequência de imagens apresentadas na Figura 5.10 observa-se que a estrutura formada sobre a região de São Luís, vista iniciar às 19:10 HL, evoluiu com um deslocamento para leste alcançando a região de São João do Cariri mais de uma hora depois (observar gráfico da velocidade em vermelho – bolha 2). A distância geográfica entre São Luís e São João do Cariri é de aproximadamente 1000 km

É oportuno observar que as sucessivas bolhas que apareceram nas imagens apresentaram velocidades diferentes para o mesmo instante. Uma explicação para esse efeito é a diferente posição geográfica das bolhas, que acarretam condições eletrodinâmicas distintas (campos magnéticos e elétricos diferentes), além do diferente tempo de evolução de cada uma das bolhas. Pode ser um interessante estudo a ser realizado sobre as derivas zonais de plasma na região brasileira, que apresenta uma grande variação na declinação magnética, alterando bastante as condições eletrodinâmicas mencionadas, conforme a localidade geográfica (ABDU et al., 1981; SU et al., 2009). Acrescenta-se aqui a presença, na região brasileira, da Anomalia Magnética do Atlântico Sul, que também contribui para essas diferenças nas velocidades zonais. Outro aspecto a ser observado é a subida da ionosfera, que diminui o efeito do arraste iônico, contribuindo para o aumento da velocidade zonal em baixas altitudes (RICHMOND, 1994). Esse efeito foi comentado na seção 3.3, e pode ser um dos motivos para a diferença de velocidades entre as bolhas ao longo das noites observadas.



$$V_p = (\Delta d / \Delta t) = (170 \text{ km} - 80 \text{ km}) / (19:35:15 - 19:21:15) = 90000 / 840 \text{ (m/s)} = 107 \text{ m/s (Leste)}$$

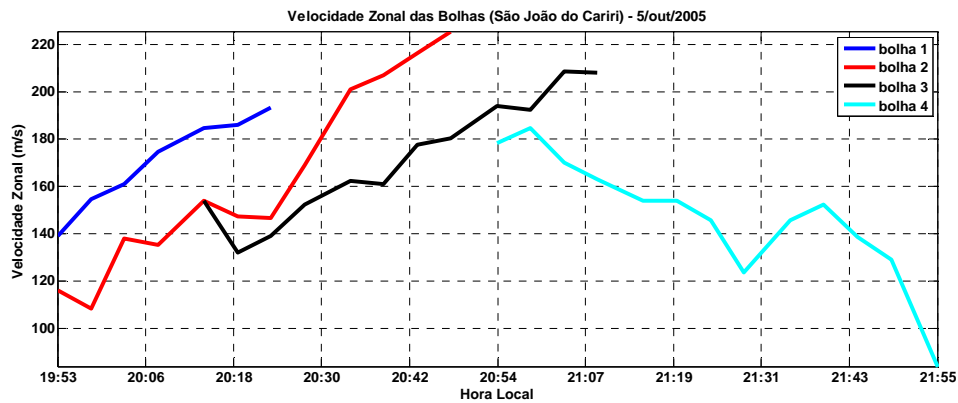
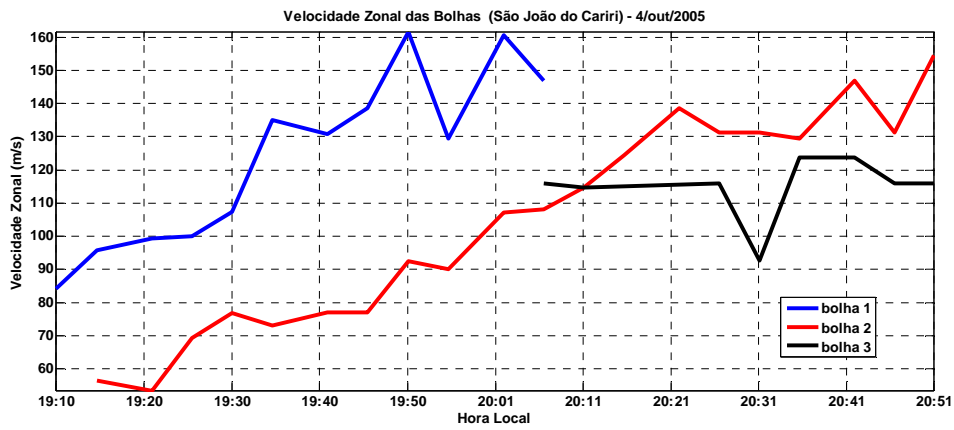


Figura 5.12 – Esquema da metodologia para o cálculo da velocidade zonal da bolha através das imagens obtidas com o imageador de São João do Cariri (painel 1). Gráficos da velocidade zonal das bolhas nos dias 4 e 5 de outubro de 2005 nos painéis 2 e 3, respectivamente.

A Figura 5.13, mostra uma sequência de gráficos para o dia 4 de outubro de 2005, através dos quais, comparamos os dados das digissondas de São Luís e Fortaleza, juntamente com os dados do radar de São Luís. Os valores de altura referentes a cada frequência foram suavizados calculando-se uma média corrida, e para o cálculo da velocidade foi feita a média das velocidades das 4 frequências analisadas. No apêndice C estão os gráficos para toda a sequência de dias analisados feitos com os dados brutos obtidos pelas digissondas e pelo radar de espalhamento coerente.

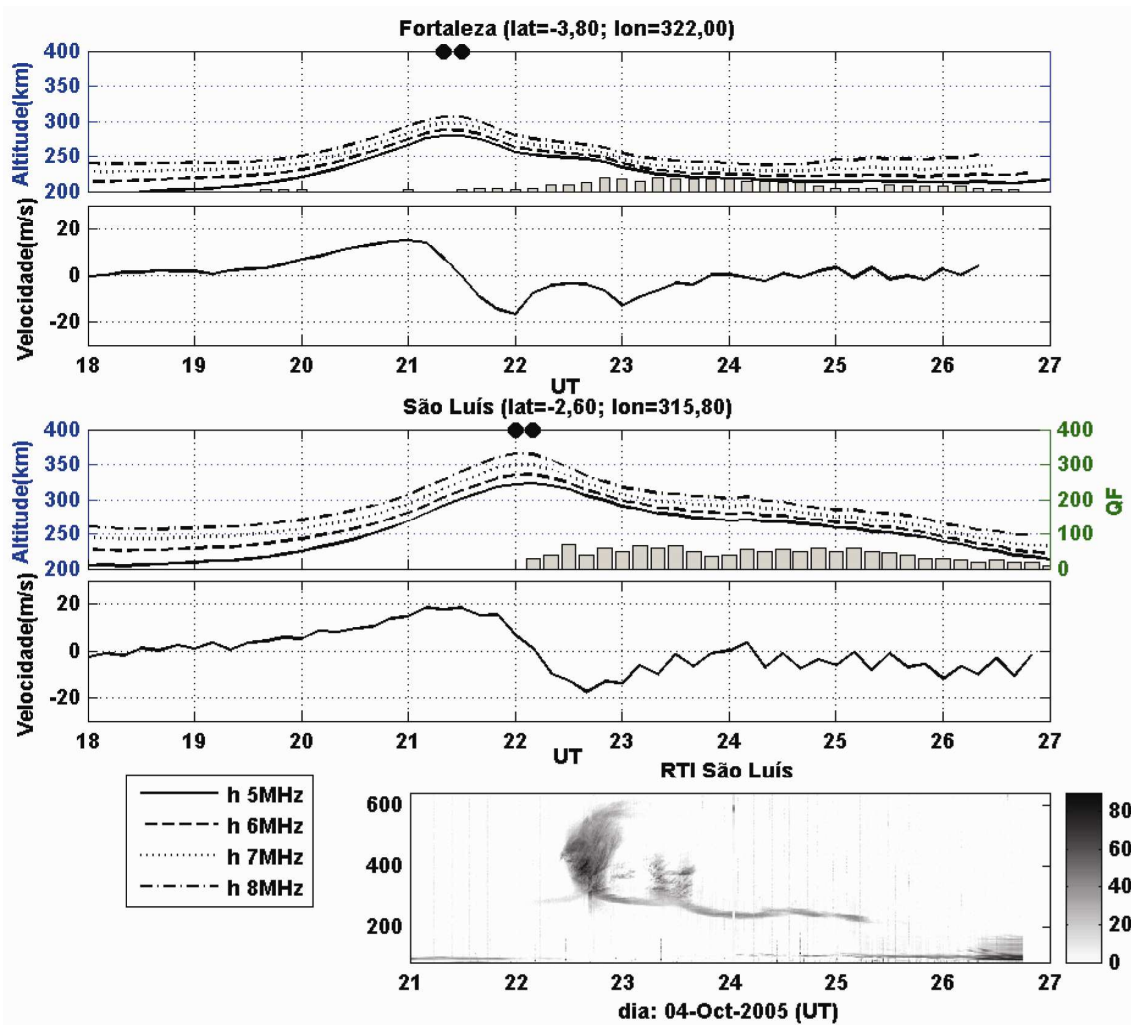


Figura 5.13 – Gráficos de altura da ionosfera referente às frequências de 5,6,7 e 8 MHz, para Fortaleza e São Luís (painéis 1 e 3, respectivamente). Estão representados nesses gráficos a intensidade de espalhamento QF obtidos com o programa SAO-Explorer (gráficos em barra). Gráficos da velocidade de subida da ionosfera calculada a partir das variações das alturas da ionosfera em Fortaleza e São Luís (painéis 2 e 4, respectivamente). RTI (Range Time Intensity) obtido através do radar de São Luís (painel 5).

Instantes antes de aparecer a depleção no imageador, verificando os dados das digissondas localizadas em Fortaleza e em São Luís, observam-se as assinaturas de uma onda que perturbou a base da ionosfera causando as multi-reflexões observadas nos ionogramas das Figuras 5.14 e 5.15, conforme explicado na seção 4.2.1. Observa-se claramente nos ionogramas das 21:20UT e 21:30UT (instantes identificados pelos círculos pretos nos gráficos da Figura 5.13) os traços de multi-reflexão sem a presença do espalhamento, ou seja, antes do desenvolvimento da irregularidade.

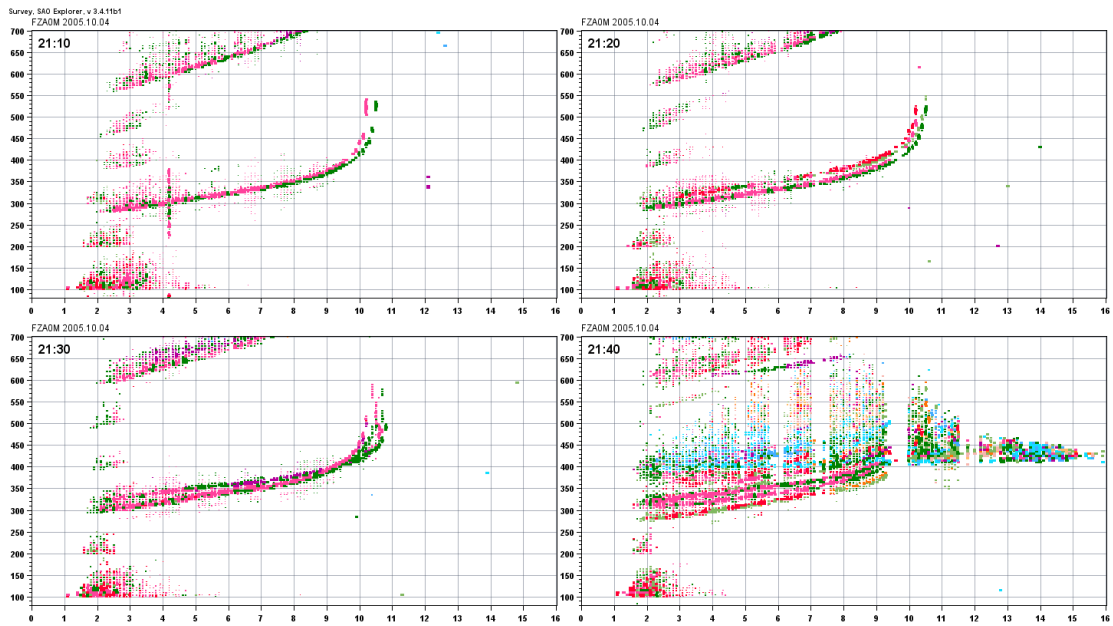


Figura 5.14 – Ionogramas obtidos com a digissonda, localizada em Fortaleza, no dia 4 de outubro de 2005 entre às 21h10 e 21h40.

Observando agora os ionogramas de São Luís, verifica-se a presença da mesma assinatura às 22:00UT e 22:10UT. A distância geográfica entre Fortaleza e São Luís apresenta uma defasagem no pôr-do-sol de aproximadamente 30 minutos. Foi observado também a presença desse comportamento de multi-reflexão nos ionogramas em outras estações localizadas próximo ao equador magnético, como Jicamarca (-12.0°S , 283.2°L e $I = 1.009^{\circ}\text{N}$) no período do pôr-do-sol. Pelo fato da aquisição dos dados dos ionogramas nas diversas estações ser de baixa amostragem (nos casos dos instrumentos utilizados nessa análise foi de 10 minutos), fica difícil analisar esse comportamento, o tempo de duração e o instante em que inicia a multi-reflexão. No

caso de Jicamarca muitos dos dados foram adquiridos com um período maior do que 15 minutos.

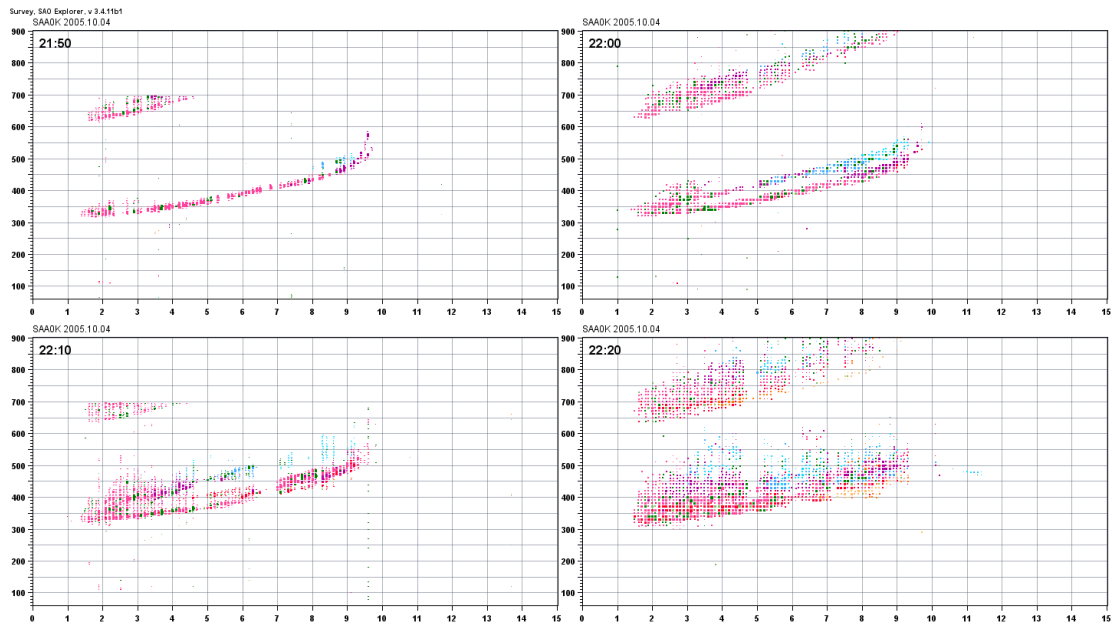


Figura 5.15 – Ionogramas obtidos com a digissonda, localizada em São Luís, no dia 4 de outubro de 2005 entre às 21h50 e 22h10.

Comparando os ionogramas de São Luís e Fortaleza com as imagens do imageador de São João do Cariri, consegue-se observar a elevação da ionosfera sobre a região do equador magnético (através dos dados das digissondas de Fortaleza e São Luís) refletindo na distribuição da densidade de plasma em baixas e médias latitudes (observado pelas imagens), causado pelo efeito fonte.

As imagens apresentam regiões de maior intensidade luminosa (regiões com maior densidade de plasma), e na medida em que essas regiões se deslocam nas imagens pode-se inferir na elevação e descida da ionosfera na região de São Luís, próximo ao equador magnético, e também de Fortaleza, que deposita uma maior quantidade de plasma em baixas e médias latitudes, causando essa maior intensidade luminosa nas imagens que se deslocam durante a noite de acordo com a evolução e dinâmica da ionosfera.

Tabela 5.1 – Tabela com alguns dos dias analisados neste trabalho. A coluna 3 -Tempo de Ocorrência de bolhas (HL) – mostra o período em que foram observadas a presença das depleções no imageador de São João do Cariri. A letra N indica a presença de nuvens nas imagens, que dificultam a sua análise.

Dia	Data	Tempo de Ocorrência de bolhas (HL)	Dst (nT)	ΣKp	F10.7
265	22/9/2005	18:53:45 - 21:09:49	-22	13	837
266	23/9/2005	18:58:30 - 22:42:13	-23	12	828
267	24/9/2005	19:18:57 - 23:32:38	-13	4	814
268	25/9/2005	19:48:34 - 00:29:06	-4	9+	810
269	26/9/2005	19:43:57 - 00:33:22 N	-18	-24	813
270	27/9/2005	19:27:12 - 01:33:50 N	-20	-20	769
270	28/9/2005	19:22:39 - 02:01:03	-19	19+	746
272	29/9/2005	20:28:12 - 02:51:02	-13	14	738
273	30/9/2005	19:54:03 - 00:33:23	-9	15+	722
274	1/10/2005	19:27:18 - 03:16:22	-21	-22	721
275	2/10/2005	19:13:12 - 23:42:40 N	-24	23	749
276	3/10/2005	18:32:19 - 00:08:02 N	-18	13+	743
277	4/10/2005	19:10:13 - 21:02:49 N	-14	6+	827
278	5/10/2005	19:53:56 - 03:51:57 N	-13	-7	813
279	6/10/2005	20:50:56 - 23:53:59 N	-10	8	795
280	7/10/2005	21:50:57 - 03:36:00 N	-5	19	788
281	8/10/2005	22:55:58 - 00:47:19	-28	30+	781
282	9/10/2005	23:59:57 - 03:12:54	-15	18	789

Analisando a sequência de dias (de 22 de setembro a 8 de outubro de 2005) indicados na Tabela 5.1, com a simultaneidade dos instrumentos mencionado, uma série de conclusões foram obtidas. Através da Equação (5.2) são observados os parâmetros que influenciam na taxa de crescimento das bolhas através do processo de instabilidade Rayleigh-Taylor.

$$\gamma_{RT} = \frac{\sum_P^F}{\sum_P^{E,N} + \sum_P^F + \sum_P^{E,S}} \left(\vec{V}_P - \vec{U}_N - \frac{\vec{g}}{v_{in}} \right) \cdot \frac{\nabla n}{n} - R \quad (5.2)$$

Claramente verifica-se um primeiro fator para o desenvolvimento das bolhas, a altura da base da camada F. O termo relacionado com a frequência de colisões apresenta uma forte influência na equação da taxa de crescimento. Não é um fator determinante, mas em todas as ocorrências há uma forte relação entre a altura da ionosfera e a presença das plumas nos gráficos de radar. Na Figura 5.16, observa-se os instantes em que a base da ionosfera atingiu o máximo em altura, para a sequência de dias analisados. O gráfico representa o máximo em altura da camada, para a frequência de 5MHz. Ao lado de cada ponto está indicado o instante (em hora local). Em todos esses dias observou-se a presença de bolhas no imageador de São João do Cariri. No entanto, com os gráficos RTI obtidos através dos dados do radar de São Luís, observa-se alguns dias em que as plumas não se desenvolveram significativamente (dias representados com círculos vazios no gráfico da Figura 5.16). Como mostra o gráfico, são dias em que a altura máxima (h - 5MHz) foi inferior a 320 km em São Luís. Na maioria dos dias esse máximo ocorreu entre 19 e 20 horas local. Nos dias em que esse máximo ocorreu mais tarde, como nos dias 266, 268, 273 e 278 as plumas somente se desenvolveram significativamente após a base da ionosfera alcançar essas alturas mais elevadas.

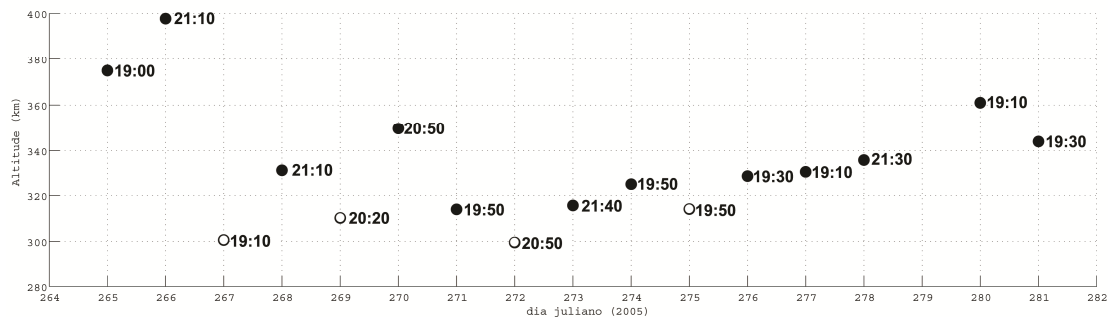


Figura 5.16 – Gráfico da altura máxima referente à sondagem da digissonda de São Luís em 5 MHz, para a sequência de dias analisados do ano de 2005 (em dias juliano). O valor ao lado de cada ponto se refere ao horário em que esse máximo foi alcançado (em hora local).

Analisando alguns casos particulares, primeiramente comparando os dias 271 e 275, as condições de subida da ionosfera foram muito semelhantes, nos dois dias o máximo em altura observado foi de 314 km no mesmo instante, às 19:50 local, com velocidades de subida próximas de 10 m/s, para a frequência de 5 MHz, mas observa-se que as plumas

no dia 275 alcançaram dimensões bem menores em relação às plumas que se desenvolveram no dia 271. Neste caso, observa-se uma grande diferença no gradiente de densidade eletrônica na direção vertical entre esses dois dias. No dia 271, a ionosfera parece ser achatada de cima para baixo, sofrendo uma compressão nos instantes em que as plumas mais se desenvolveram. Os gráficos abaixo, Figura 5.17, foram obtidos calculando-se os gradientes de densidade eletrônica da ionosfera.

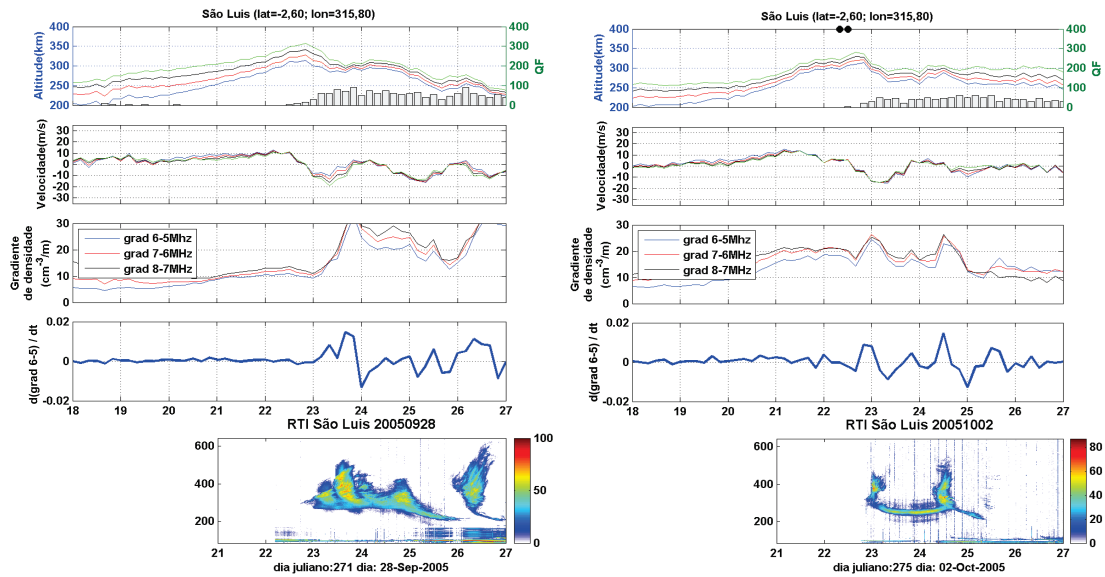


Figura 5.17 – Gráficos de altura e velocidade da ionosfera referente às frequências de 5,6,7 e 8 MHz (os dois painéis superiores). Gráficos dos gradientes de densidade eletrônica para as respectivas faixas de frequência (painel 3) e a variação temporal do gradiente 6-5 MHz (painel 4). RTI (Range Time Intensity) obtido através do radar de São Luís (painel 5).

O gradiente de densidade eletrônica é obtido dividindo-se a diferença entre as densidades eletrônicas (referentes às isolinhas determinadas pelas frequências), pela diferença entre as alturas das respectivas isolinhas $(n_{6\text{MHz}} - n_{5\text{MHz}}) / (h_{6\text{MHz}} - h_{5\text{MHz}})$. Observa-se claramente a correlação entre a variação desse gradiente de densidade eletrônica e o crescimento das plumas. Essa variação no gradiente ocorre, sistematicamente, no mesmo instante em que se desenvolvem as plumas vistas nos gráficos do radar em todas as ocorrências, não somente nas apresentadas nesses dias.

Na figura 5.18, observa-se outros casos, em que a variação do gradiente de densidade eletrônica se mostra diretamente relacionada com o desenvolvimento das plumas. Foram incluídos os gráficos da taxa de variação do gradiente de densidade eletrônica em relação ao tempo. Esse parâmetro foi calculado dividindo-se a variação do gradiente pelo intervalo de tempo entre os ionogramas.

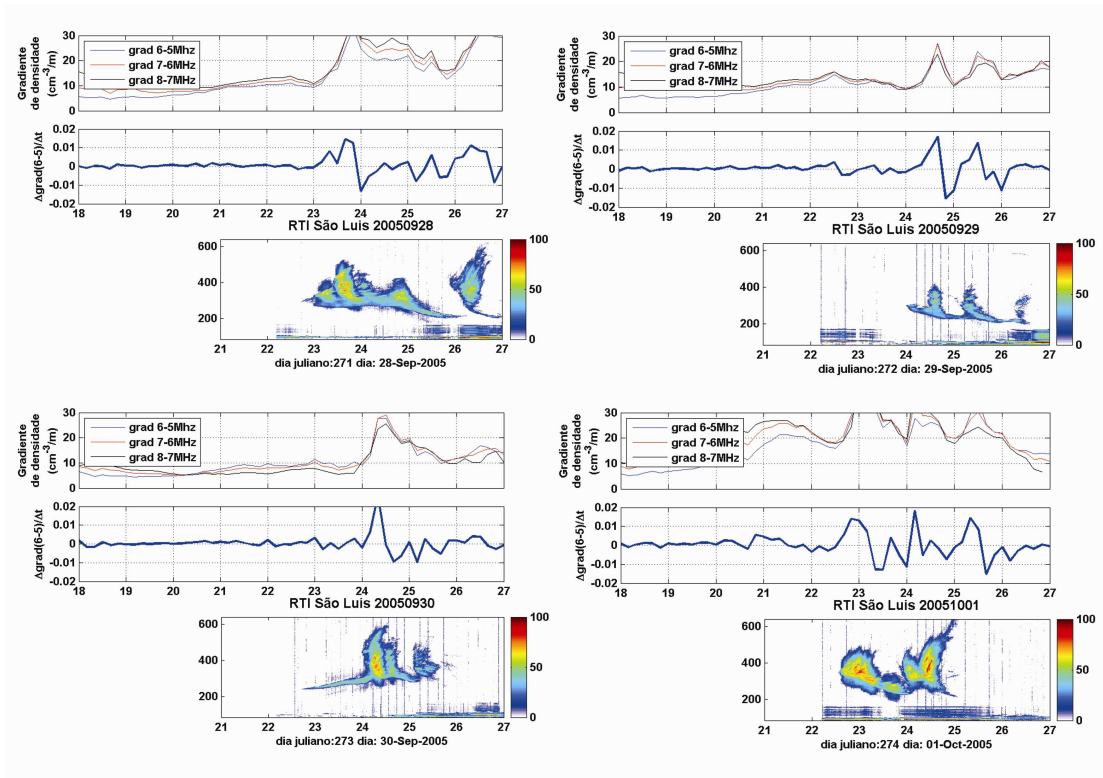


Figura 5.18 – Gráficos dos gradientes de densidade eletrônica para as respectivas faixas de frequência (painel 1) e a variação temporal do gradiente 6-5 MHz (painel 2). RTI (Range Time Intensity) obtido através do radar de São Luís (painel 3). Cada conjunto de gráficos foi obtido com os dados dos instrumentos utilizados para os dias indicados.

Esse comportamento, da variação do gradiente de densidade eletrônica na base da ionosfera relacionado com a evolução das plumas no radar de espalhamento incoerente, também é observado em Jicamarca. A Figura 5.19 mostra os gráficos para o dia 24 de fevereiro de 1996 para os dados de Jicamarca.

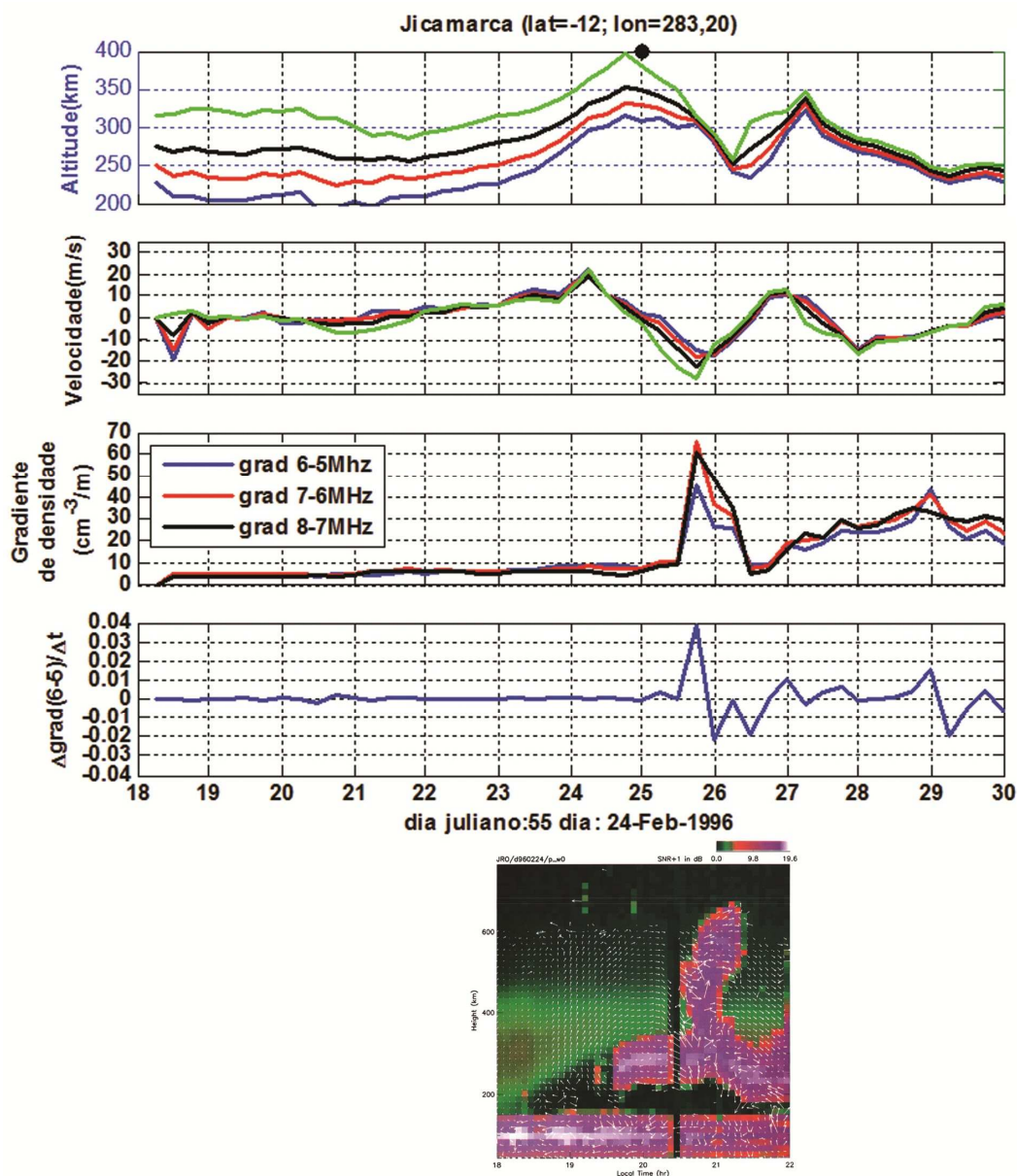


Figura 5.19 – Gráficos de altura e velocidade da ionosfera referente às frequências de 5,6,7 e 8 MHz (os dois painéis superiores). Gráficos dos gradientes de densidade eletrônica para as respectivas faixas de frequência (painel 3) e a variação temporal do gradiente 6-5 MHz (painel 4). Gráfico da potência de retro-espalhamento obtido com o radar de Jicamarca (painel 5) (Kudeki e Bhattacharyya, 1999). Todos os dados para o dia 24 de fevereiro de 1996.

Um caso que aparentemente diferencia dos outros, na sequência de dias estudados, é o do dia 266 (23 de setembro de 2005). A isolinha referente a 5MHz alcançou quase 400km às 21h10 local, no entanto, essa subida não reflete o efeito de deriva da

ionosfera. O motivo da aparente subida da isolinha referente a 5MHz foi a diminuição de todo o perfil da ionosfera, devido a efeitos de recombinação química, de tal forma que a isolinha de 5MHz se encontre em uma altura superior. Esse efeito pode ser visto no gráfico da Figura 5.21, onde se nota ao longo do período noturno a diminuição da densidade eletrônica de todo perfil ionosférico a partir das 21h(UT).

No entanto, é interessante observar a evolução da pluma em torno das 26:30 (23:30 hora local), quando a parte superior da ionosfera desceu aumentando a densidade do plasma na base da ionosfera e o conseqüente aumento do gradiente de densidade eletrônica. Nota-se claramente que, com essa descida da ionosfera, a densidade eletrônica aumentou na altura do pico, aproximadamente em 400km de altura, como mostra a Figura 5.21, esse efeito se observa também através da presença das isolinhas com frequências maiores 6,7 e 8 MHz, voltando a aparecer no gráfico do painel 3 da Figura 5.20 (final do período observado, indicado pela área sombreada). Nesse período a irregularidade, representada pela pluma, se desenvolveu alcançando uma maior dimensão em relação a todo o período anterior da mesma noite, conforme mostra o gráfico obtido pelo radar na Figura 5.20 (painel 6).

Percebe-se aqui novamente a influência do gradiente de densidade na base da ionosfera na evolução das plumas. Em todas as ocorrências, as plumas se desenvolveram após o início da descida da base da ionosfera, ou seja, após o início da descida das isolinhas referente às frequências de 5,6,7 e 8 MHz utilizadas nessa análise. Ao ocorrer essa descida, nota-se a compressão das linhas, intensificando o gradiente de densidade eletrônica mencionado anteriormente.

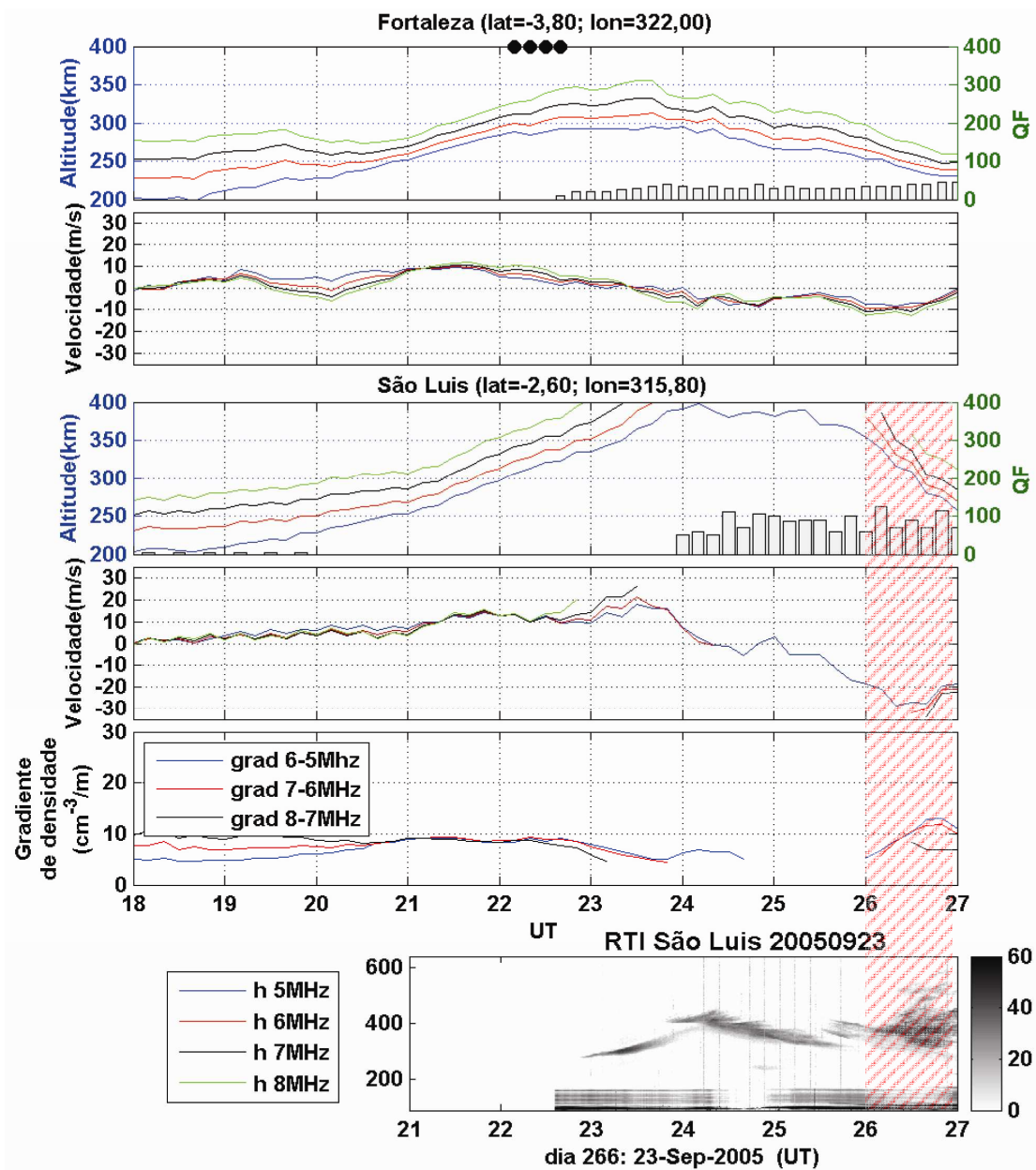


Figura 5.20 – Gráficos de altura e velocidade da ionosfera referentes às frequências de 5,6,7 e 8 MHz para as digissondas de Fortaleza (painéis 1 e 2) e São Luís (painéis 3 e 4). Gráfico do gradiente de densidade eletrônica para as respectivas faixas de frequência (painel 5). Gráfico rti da potência de retro-espalhamento obtido com o radar de São Luís (painel 6). Todos os dados foram obtido na noite do dia 23 de setembro de 2005.

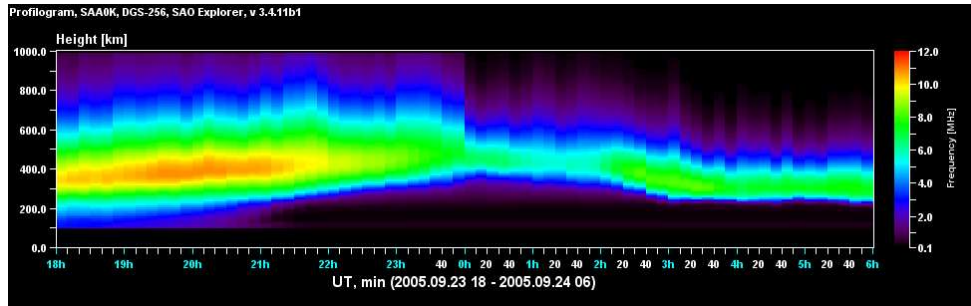


Figura 5.21 – Gráfico da evolução do perfil de densidade eletrônica da ionosfera para a noite do dia 23 de setembro de 2005.

No próximo capítulo utilizaremos o programa de simulação numérica, desenvolvido neste trabalho de tese, para compararmos os dados observados e analisados até o momento, identificando os parâmetros físicos que mais influenciaram na geração e evolução das bolhas ionosféricas. Serão utilizados os dados obtidos pelos instrumentos, essencialmente pela digissonda, como entrada do programa de simulação, para analisarmos a ocorrência da irregularidade, com modelo teórico, mas a partir dos dados reais.

CAPÍTULO 6

SIMULAÇÃO NUMÉRICA

Um dos objetivos desta tese é simular a instabilidade Rayleigh-Taylor sob diferentes condições ambientes nas vizinhanças do equador magnético. Acredita-se que o gradiente de densidade eletrônica, a altura da parte inferior da camada F, a deriva vertical da ionosfera equatorial e a camada E esporádica são parâmetros significativos na evolução destas instabilidades.

O modelo de instabilidade Rayleigh-Taylor para simulação 3D foi desenvolvido por Kherani et al. (2002) em coordenadas cartesianas e adaptado no trabalho de dissertação de Mestrado por Mascarenhas (2005). Neste trabalho de tese foram desenvolvidas as equações de plasma em coordenadas magnéticas, com o intuito de melhorar a convergência nos cálculos numéricos, e assim obter um resultado mais realista da evolução dessas instabilidades em relação aos cálculos já realizados com o modelo elaborado em coordenadas cartesianas. Estas equações são as seguintes:

$$\text{Equação da continuidade de corrente: } \vec{\nabla} \cdot \vec{J} = -\vec{\nabla} \cdot [n(\vec{V}_i - \vec{V}_e)] = 0 \quad (6.1)$$

$$\text{Equação da continuidade da densidade eletrônica: } \frac{\partial n}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n\vec{V}_e) = 0 \quad (6.2)$$

$$\text{Equação do movimento } \vec{V}_\alpha - k_\alpha(\vec{V}_\alpha \times \hat{B}) = -D_\alpha \frac{\nabla n}{n} + b_\alpha \vec{E} + \frac{D_\alpha}{H_\alpha} \hat{g}, \quad (k_\alpha = \frac{\Omega_\alpha}{v_{cn}}) \quad (6.3)$$

onde n é a densidade eletrônica, J a densidade de corrente, $V_{\alpha=i,e}$ a velocidade de íons e elétrons, k_α é a relação entre a giro-frequência Ω_α e a frequência de colisão v_{cn} , D_α é o coeficiente de difusão, b_α a mobilidade e H_α a altura de escala para a espécie α . Adotamos em seguida o sistema de coordenadas magnéticas, no qual ϕ e p representam as direções perpendiculares à linha de campo $-\phi$ para leste e p para cima- e q

representa a componente ao longo da linha de campo, orientada para norte (geomagnético), conforme a Figura 6.1. As componentes de velocidades são obtidas a partir de (6.3) e resultam nas seguintes expressões no sistema de coordenadas magnéticas (q,p,ϕ):

$$\begin{aligned}
 V_{\alpha_q} &= a_{\alpha_q} \\
 V_{\alpha_p} &= \frac{1}{1+k_\alpha^2} (a_{\alpha_p} + k_\alpha a_{\alpha_\phi}) \\
 V_{\alpha_\phi} &= \frac{1}{1+k_\alpha^2} (-k_\alpha a_{\alpha_p} + a_{\alpha_\phi})
 \end{aligned} \tag{6.4}$$

onde:

$$\begin{aligned}
 a_{\alpha_q} &= -D_\alpha \frac{1}{h_q} \frac{\partial}{\partial q} \ln(n) + b_\alpha \cdot E_q \\
 a_{\alpha_p} &= -D_\alpha \frac{1}{h_p} \frac{\partial}{\partial p} \ln(n) + b_\alpha \cdot E_p - g \frac{D_\alpha}{H_\alpha} \\
 a_{\alpha_\phi} &= -D_\alpha \frac{1}{h_\phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \ln(n) + b_\alpha \cdot E_\phi
 \end{aligned} \tag{6.5}$$

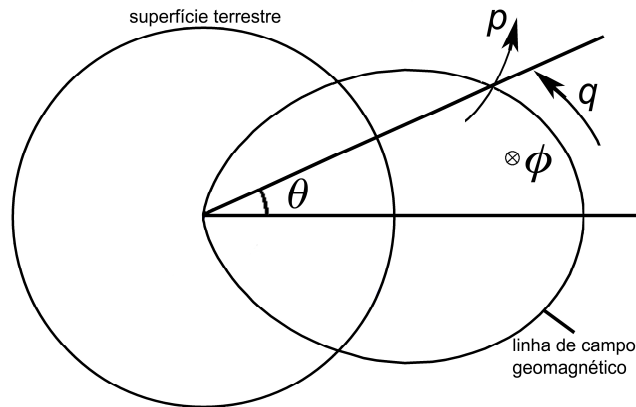


Figura 6.1 – Sistema de coordenadas magnéticas utilizado nos modelos numéricos.

\vec{E} é o campo elétrico. Substituímos $\vec{E} = \vec{E}_0 + \delta\vec{E}$ na expressão anterior de velocidades (6.4), onde \vec{E}_0 é o campo elétrico ambiente, $\delta\vec{E} = -\nabla\varphi$ o campo elétrico perturbado, com φ sendo o potencial eletrostático. Em seguida, substituímos e derivamos a Equação da continuidade de corrente (6.1) para $(\vec{V}_i - \vec{V}_e)$, e obtemos a seguinte Equação (6.6) para o potencial φ :

$$\begin{aligned}
& + \frac{\eta_q}{h_q} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial q^2} + \frac{\gamma_p}{h_p(1+k_e^2)} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial p^2} + \frac{\gamma_\phi}{h_\phi(1+k_e^2)} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \phi^2} + \\
& \frac{\theta_\phi}{h_p(1+k_e^2)} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \phi \partial p} - \frac{\theta_p}{h_\phi(1+k_e^2)} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial p \partial \phi} + \frac{1}{h_q} \left(+ \frac{\partial}{\partial q} \eta_q + \eta_q \frac{\partial}{\partial q} \ln n \right) \frac{\partial \varphi}{\partial q} + \\
& \frac{1}{(1+k_e^2)h_q} \left(\frac{\partial}{\partial p} \gamma_p + \gamma_p \frac{\partial}{\partial p} \ln n - \frac{h_p}{h_\phi} \theta_p \frac{\partial}{\partial \phi} \ln n - \frac{h_p}{h_\phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \theta_p \right) \frac{\partial \varphi}{\partial p} + \\
& \frac{1}{(1+k_e^2)h_\phi} \left(\frac{h_\phi}{h_p} \frac{\partial}{\partial p} \theta_\phi + \frac{\partial}{\partial \phi} \gamma_\phi + \frac{h_\phi}{h_p} \theta_\phi \frac{\partial}{\partial p} \ln n + \gamma_\phi \frac{\partial}{\partial \phi} \ln n \right) \frac{\partial \varphi}{\partial \phi} + \\
& \frac{1}{h_q} \left(\frac{\partial}{\partial q} \eta_{0q} + \eta_{0q} \frac{\partial}{\partial q} \ln n \right) + \frac{1}{(1+k_e^2)h_p} \left(\frac{\partial}{\partial p} \gamma_{0p} + (\gamma_{0p} + \theta_{0\phi}) \frac{\partial}{\partial p} \ln n + \frac{\partial}{\partial p} \theta_{0\phi} \right) + \\
& \frac{1}{(1+k_e^2)h_\phi} \left(\frac{\partial}{\partial \phi} \gamma_{0\phi} + (\gamma_{0\phi} - \theta_{0p}) \frac{\partial}{\partial \phi} \ln n - \frac{\partial}{\partial \phi} \theta_{0p} \right) = 0
\end{aligned} \tag{6.6}$$

onde:

$$\begin{aligned}
\eta_q &= \frac{-(b_i - b_e)}{h_q}, \gamma_p = \frac{-(\mu b_i - b_e)}{h_p}, \gamma_\phi = \frac{-(\mu b_i - b_e)}{h_\phi}, \\
\theta_p &= \frac{-(\mu b_i k_i - b_e k_e)}{h_p} \quad e \quad \theta_\phi = \frac{-(\mu b_i k_i - b_e k_e)}{h_\phi} \\
\eta_{0q} &= -(D_i - D_e) \frac{1}{h_q} \frac{\partial}{\partial q} \ln n + (b_i - b_e) E_{0q} \\
\gamma_{0p} &= -(\mu D_i - D_e) \frac{1}{h_p} \frac{\partial}{\partial p} \ln n - g \left(\mu \frac{D_i}{H_i} - \frac{D_e}{H_e} \right) + (\mu b_i - b_e) E_{0p} \\
\gamma_{0\phi} &= -(\mu D_i - D_e) \frac{1}{h_\phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \ln n + (\mu b_i - b_e) E_{0\phi} \\
\theta_{0p} &= -(\mu k_i D_i - k_e D_e) \frac{1}{h_p} \frac{\partial}{\partial p} \ln n - g \left(\mu \frac{k_i D_i}{H_i} - \frac{k_e D_e}{H_e} \right) + (\mu k_i b_i - k_e b_e) E_{0p} \\
\theta_{0\phi} &= -(\mu k_i D_i - k_e D_e) \frac{1}{h_\phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \ln n + (\mu k_i b_i - k_e b_e) E_{0\phi} \\
com \quad \mu &= \frac{1+k_e^2}{1+k_i^2} \quad h_q = \frac{r^3}{R_E^2 (1+3\cos^2 \theta)^{1/2}} \quad h_p = \frac{R_E \sin^3(\theta)}{(1+3\cos \theta)^{1/2}} \quad h_\phi = r \sin(\theta)
\end{aligned} \tag{6.7}$$

Na Equação da continuidade de densidade eletrônica (6.2), substituímos, nos cálculos da velocidade, o campo elétrico na forma $\vec{E} = \vec{E}_0 + \delta\vec{E}$, obtendo as componentes da velocidade devidas ao campo elétrico ambiente ($\vec{V}_{\alpha E_0}$) e ao campo elétrico perturbado ($\vec{V}_{\alpha \phi}$), chegando à expressão (6.8).

$$\frac{\partial n}{\partial t} + n(\vec{V}_{\alpha E_0} + \vec{V}_{\alpha \phi}) \vec{\nabla} \log(n) = -\vec{\nabla} \cdot (n \vec{V}_{\alpha D}) \tag{6.8}$$

$$\vec{V}_{\alpha E_0} = b_\alpha E_{0q} \hat{q} + \frac{1}{1+k_\alpha^2} (b_\alpha E_{0p} + k_\alpha b_\alpha E_{0\phi}) \hat{p} + \frac{1}{1+k_\alpha^2} (-k_\alpha b_\alpha E_{0p} + b_\alpha E_{0\phi}) \hat{\phi} \tag{6.9}$$

$$\begin{aligned} \vec{V}_{\alpha\phi} = & -b_\alpha \frac{1}{h_q} \frac{\partial \phi}{\partial q} \hat{q} - \frac{1}{1+k_\alpha^2} \left(b_\alpha \frac{1}{h_p} \frac{\partial \phi}{\partial p} + k_\alpha b_\alpha \frac{1}{h_\phi} \frac{\partial \phi}{\partial \phi} \right) \hat{p} \\ & - \frac{1}{1+k_\alpha^2} \left(-k_\alpha b_\alpha \frac{1}{h_p} \frac{\partial \phi}{\partial p} + b_\alpha \frac{1}{h_\phi} \frac{\partial \phi}{\partial \phi} \right) \hat{\phi} \end{aligned} \quad (6.10)$$

$$\vec{V}_{\alpha D} = -D_\alpha \frac{1}{h_q} \frac{\partial}{\partial q} \ln(n) \hat{q} - D_\alpha \frac{1}{h_p} \frac{\partial}{\partial p} \ln(n) \hat{p} - D_\alpha \frac{1}{h_\phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \ln(n) \hat{\phi} \quad (6.11)$$

Com a densidade inicial perturbada na direção zonal, a Equação do potencial (6.6) é resolvida utilizando um algoritmo *SOR* (*successive-over-relaxation*) e a Equação da continuidade (6.8), para calcular a nova distribuição de densidade, resolvida pelo esquema implícito Crank-Nicholson (PRESS et al., 1992), utilizando os valores de velocidades (6.9, 6.10 e 6.11) calculados através dos campos elétricos obtidos com os novos valores do potencial elétrico. As entradas para o modelo são o perfil de densidade inicial n_0 , o campo elétrico ambiente no equador magnético E_0 , obtido através da velocidade de subida da ionosfera, e o perfil de frequência de colisões. O campo geomagnético B é considerado ser o do dipolo geomagnético, de modo que:

$$B = B_q \hat{q} = B_0 (1 + 3 \cos^2 \theta)^{1/2} \left(\frac{R_E}{r} \right)^3 \quad (6.12)$$

onde B_0 é a intensidade do campo geomagnético no equador magnético, R_E o raio da terra e θ a latitude.

As frequências de colisões seguem aproximadamente os perfis segundo Kelley (1989). Esse é um parâmetro importante, utilizado em toda a simulação, pois tem um papel fundamental na convergência dos cálculos. A Figura 6.2 mostra os perfis em altura das frequências de colisão utilizados na simulação. Eles foram obtidos através de uma função exponencial ajustando-se os coeficientes para se obter a curva desejada.

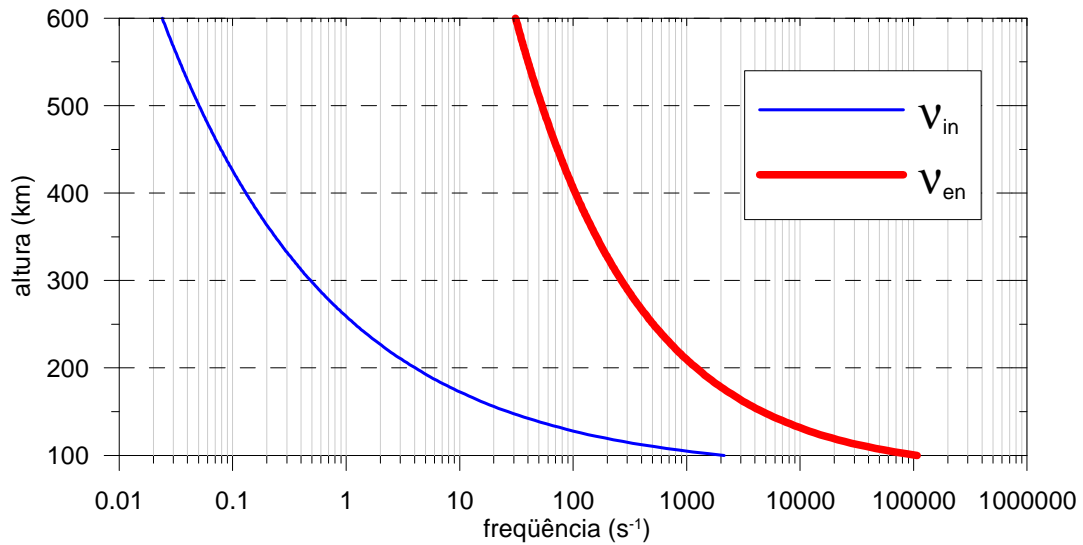


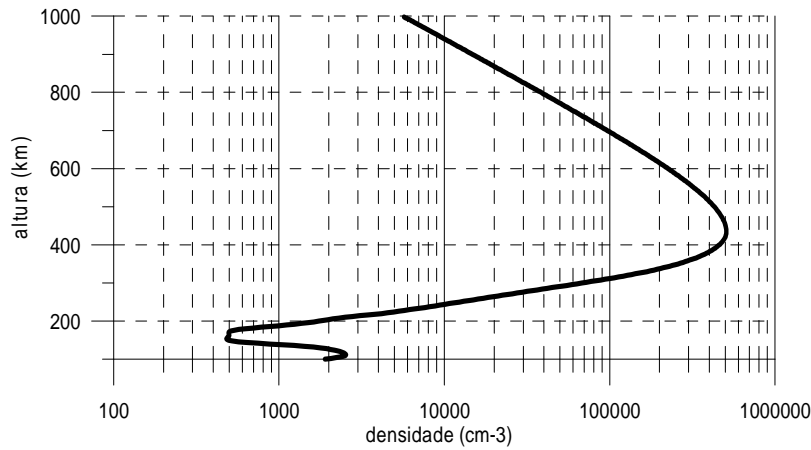
Figura 6.2 - Perfil de frequência de colisões utilizado nas simulações.

A perturbação inicial obedece à Equação (6.13). Neste estudo ela é gerada somente no plano equatorial.

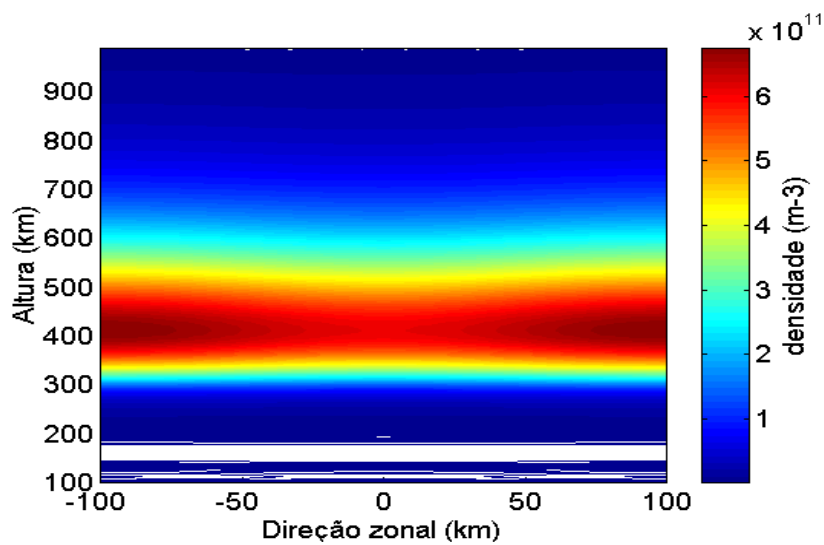
$$n(x, y, 0) = n_0(y) \cdot \left[1 - A \cdot \cos\left(\frac{2\pi x}{\lambda}\right) \right] \quad (6.13)$$

Nesta Equação, $n_0(y)$ é o perfil de densidade em uma coluna vertical, que se estende ao longo da região de simulação. Em geral, esses valores foram obtidos através de ionogramas. A é a amplitude da perturbação, a se escolher (foi utilizado o valor 5% em todas as simulações), e λ é o comprimento de onda dessa perturbação inicial. Nas simulações realizadas foi escolhido $\lambda = 200\text{km}$, para obter uma onda completa na região da simulação.

A Figura 6.3 mostra: (a) um exemplo de perfil ionosférico obtido pelo ionograma e (b) a configuração desse perfil perturbado pela expressão 6.13 ao longo do plano equatorial, onde inicia a evolução das irregularidades ionosféricas.



(a)



(b)

Figura 6.3 – (a) Perfil de densidade eletrônica obtido pelo ionograma de São Luís no dia 25 de junho de 2003 às 19:30 Local. (b) Perfil de densidade perturbado ao longo do plano equatorial.

Com relação à simulação em 3D as Figuras 6.4, 6.5 e 6.6 mostram a evolução da irregularidade. Nos painéis superiores 1 e 2 de cada figura temos o potencial e o campo elétrico no plano equatorial, respectivamente. Nos painéis 3 e 4 as velocidades do plasma no plano equatorial e meridional. Finalmente nos painéis inferiores a densidade eletrônica nos planos: (1) equatorial, (2) a 350 km do equador, (3) a 700 km do equador e (4) no plano meridional. O diagrama de blocos do programa de simulação é apresentado no APÊNDICE D, mostrando a sequência dos cálculos e as condições utilizadas nas simulações.

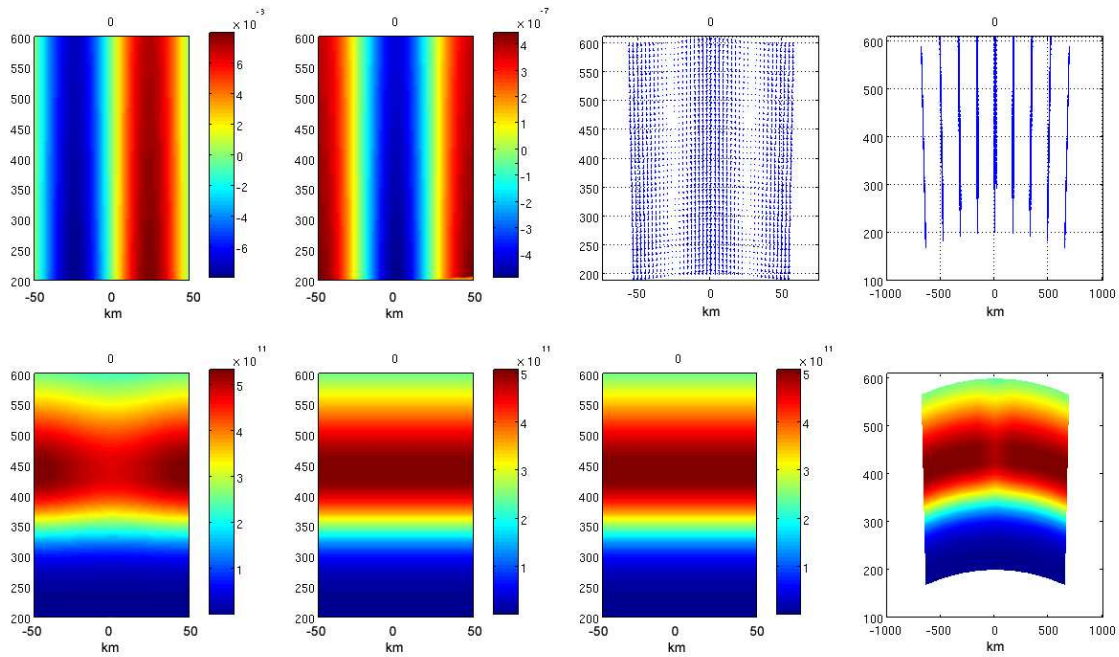


Figura 6.4 – Gráficos de potencial elétrico e campo elétrico para a região do equador magnético (painéis superiores 1 e 2). Gráficos dos vetores de velocidade de plasma no plano equatorial e meridional (3 e 4). Nos painéis inferiores observa-se os gráficos de densidade eletrônica para os planos: 1) equatorial , 2) a 350 km, 3) a 700 km do equador e, 4) plano meridional. Para o instante inicial. Os eixos verticais de todos os gráficos indicam a altura em km.

Os resultados da simulação mostram o início da evolução da irregularidade, no entanto nota-se a necessidade de algumas modificações para obter um resultado mais próximo do observado experimentalmente. Com o desenvolvimento das equações em coordenadas magnéticas, proposto para melhorar o programa, as equações envolvidas ficaram mais simples em relação às equações considerando o sistema cartesiano - equação do potencial eletrostático (6.6) e de densidade eletrônica (6.8). Ambas as equações são resolvidas espacialmente considerando as três dimensões e a equação de densidade eletrônica tem uma derivada temporal, tornando possível calcular a evolução temporal da instabilidade. A convergência dos cálculos numéricos varia muito com os diversos parâmetros do problema, especialmente a escala espacial, uma vez que em coordenadas magnéticas a sua variação não é linear.

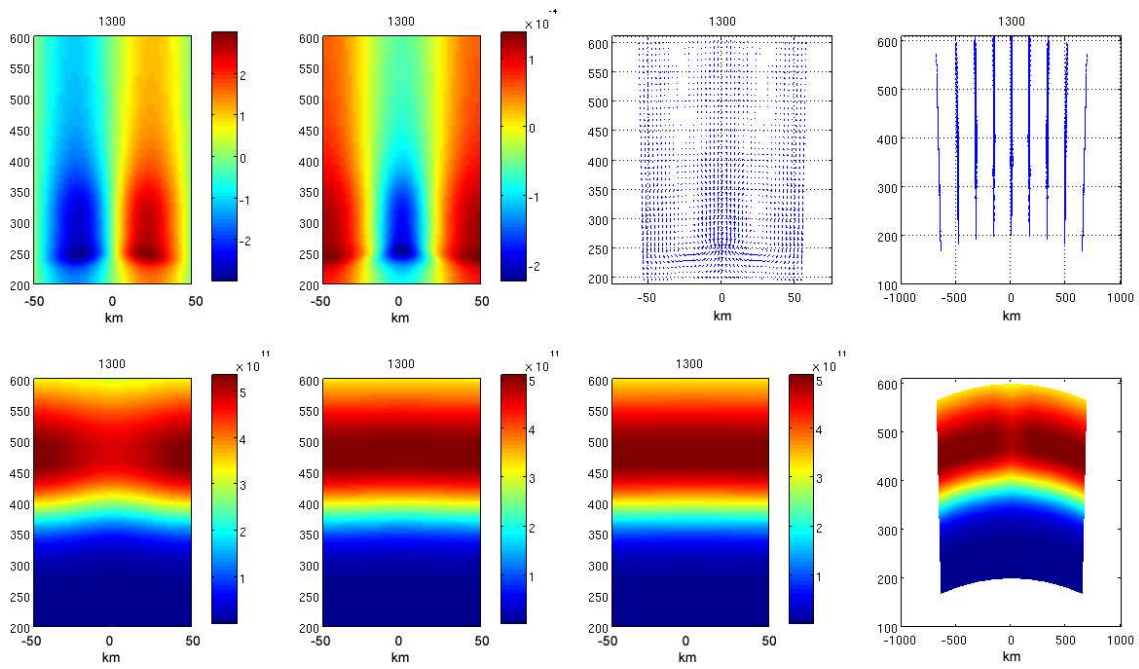


Figura 6.5 – Idem a figura 6.4, para o instante 925 s.

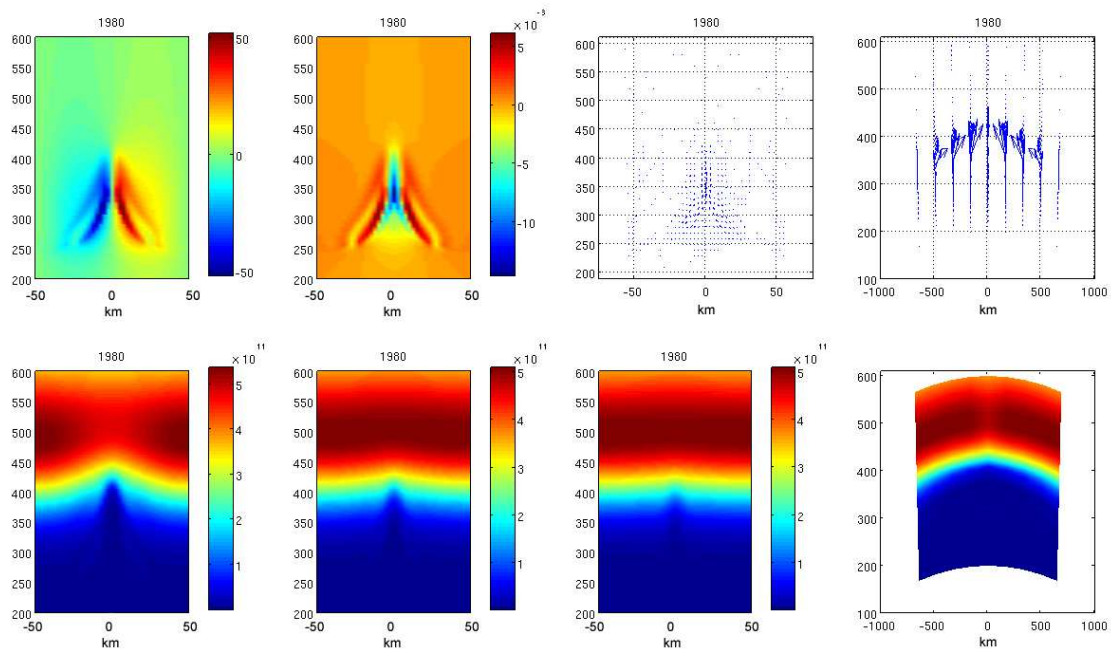


Figura 6.5 – Idem a figura 6.4, para o instante 1980 s.

O passo temporal Δt , determinado para as simulações realizadas, variou de acordo com a evolução da instabilidade observando-se a convergência dos cálculos, sempre

iniciando com um Δt de 20s, e no desenvolvimento da instabilidade se diminuía esse passo. Com isso se conseguiu otimizar o tempo total gasto de simulação, mantendo uma boa convergência para os cálculos, principalmente, nos instantes de maior crescimento da bolha. A simulação termina quando alcança um tempo determinado, ou quando os cálculos realizados pelo programa divergem. Para maiores detalhes ver o trabalho de mestrado de Mascarenhas (2005).

6.1 Resultados de simulações

Inicialmente foi comparado o desenvolvimento da bolha ionosférica para diferentes alturas da ionosfera, utilizando os perfis dos dias 22 e 24 de setembro de 2005 às 18:30 e 18:40 local, respectivamente, indicados no gráfico da Figura 6.7. A velocidade de subida, para ambos os casos simulados, variou conforme o gráfico da Figura 6.8(d). O pico da ionosfera no dia 22 estava em aproximadamente 450km de altura às 18:30, enquanto que no dia 24 em 360km. Conforme visto no gráfico da Figura 5.16, quando associamos a altura máxima da ionosfera no período noturno com o desenvolvimento das plumas nos gráficos de radar, constatou-se a necessidade da altura elevada da ionosfera.

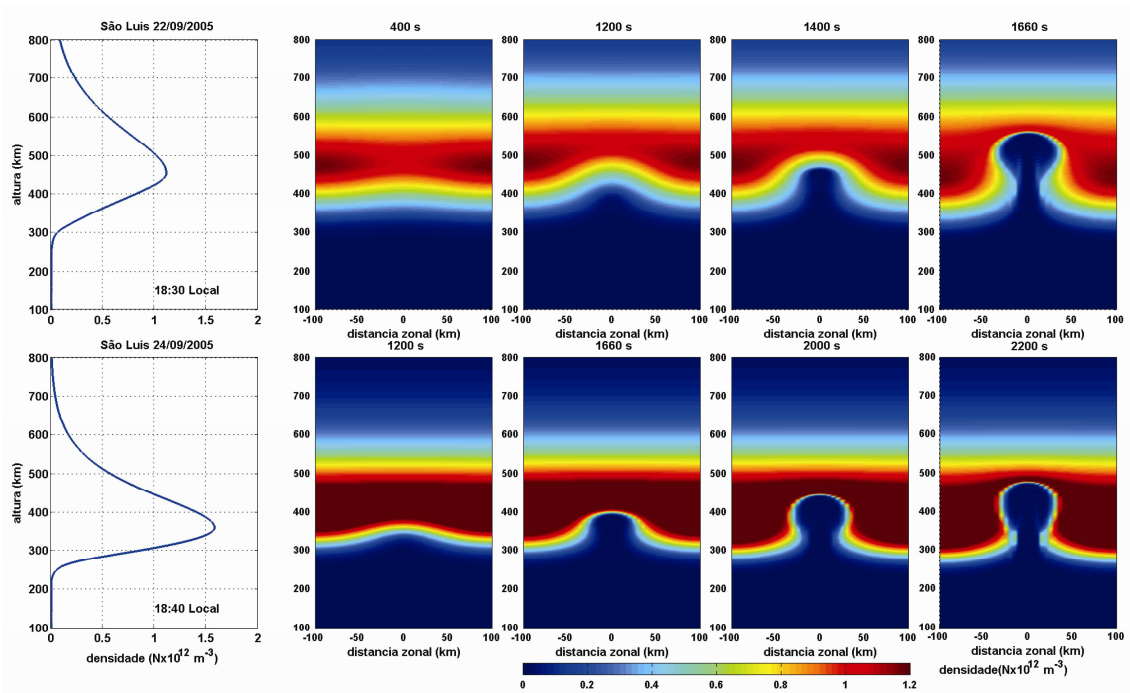


Figura 6.7 – Simulação da evolução da instabilidade considerando a variação no perfil de densidade eletrônica para os casos apresentados nos gráficos à esquerda. Os cálculos e os gráficos foram feitos somente no plano equatorial reduzindo o modelo para duas dimensões.

Observa-se claramente a influência da altura da base da ionosfera no crescimento da instabilidade. Após 1660 segundos (tempo indicado no topo de cada gráfico) a bolha apresentou uma maior evolução para o dia 22 do que para o dia 24, como mostra a sequência do desenvolvimento das estruturas na Figura 6.7. Através dos dados experimentais observa-se que essa diferença em altura, entre os dias mencionados, determinou a evolução das plumas mostradas nos gráficos obtidos com o radar de São Luís para esses dois dias (ver APÊNDICE C). Na Figura 6.8 observa-se o desenvolvimento de alguns parâmetros dentro da simulação. Nota-se que o aumento da taxa de crescimento da estrutura é controlado pelo gradiente de densidade eletrônica na vertical, nos dois casos, sendo o diferencial na evolução, entre as duas condições, a altura da ionosfera. Esse gradiente, como mostra a Figura 6.8(a), aumenta consideravelmente a partir de 1200 segundos, nas duas simulações, instante em que a evolução das bolhas se mostra mais perceptível.

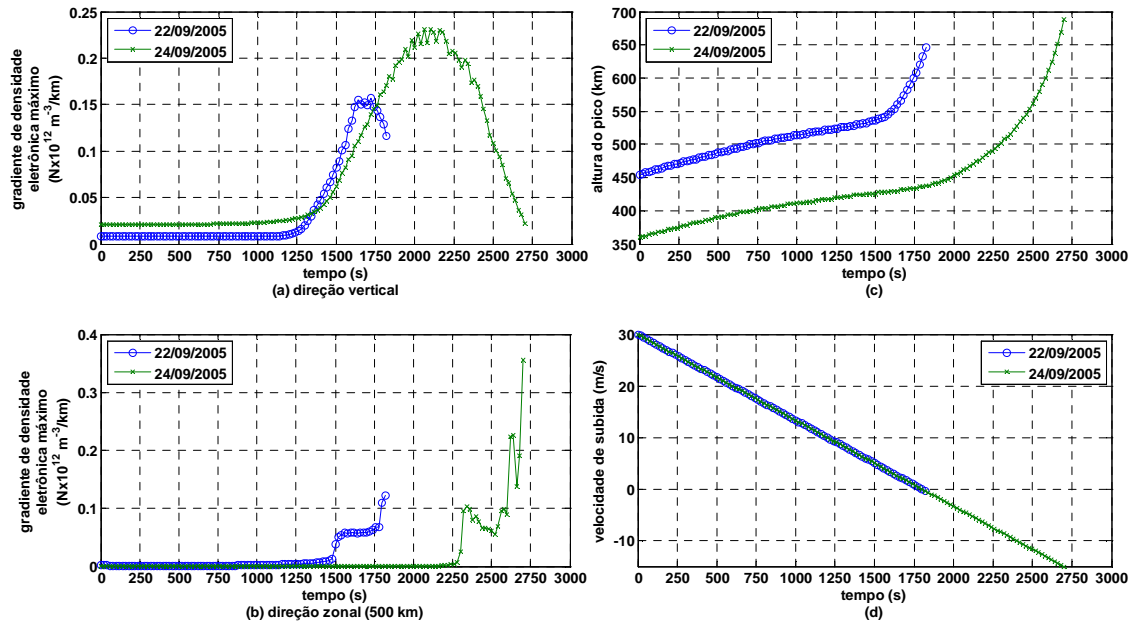


Figura 6.8 – Gráficos de máximo de gradiente de densidade eletrônica (a) direção vertical no centro da evolução da bolha e (b) horizontal a 500 km de altura, (c) gráfico da altura do pico de densidade eletrônica e (d) velocidade de subida da ionosfera utilizada para as simulações correspondentes na Figura 6.7, com os perfís utilizados dos dias 22 e 24 de setembro de 2005.

Somente a altura elevada da ionosfera não determina a evolução das plumas - essa foi outra questão analisada. Este foi o caso do dia 23 de setembro (dia 266 juliano), em que foi visto a ionosfera se elevar, com o seu pico de densidade eletrônica alcançando aproximadamente 500km de altura às 20:50 local, porém apresentando uma velocidade de subida muito baixa. Nesse dia as plumas não desenvolveram com grande intensidade. Comparando agora a influência da velocidade de subida da ionosfera, utilizando os perfís coletados da digissonda de São Luís, para os dias 23 de setembro e 7 de outubro de 2005, quando as velocidades de subida e elevação da ionosfera foram distintas, observa-se a diferença na taxa de crescimento da estrutura, conforme mostram os gráficos da Figura 6.9.

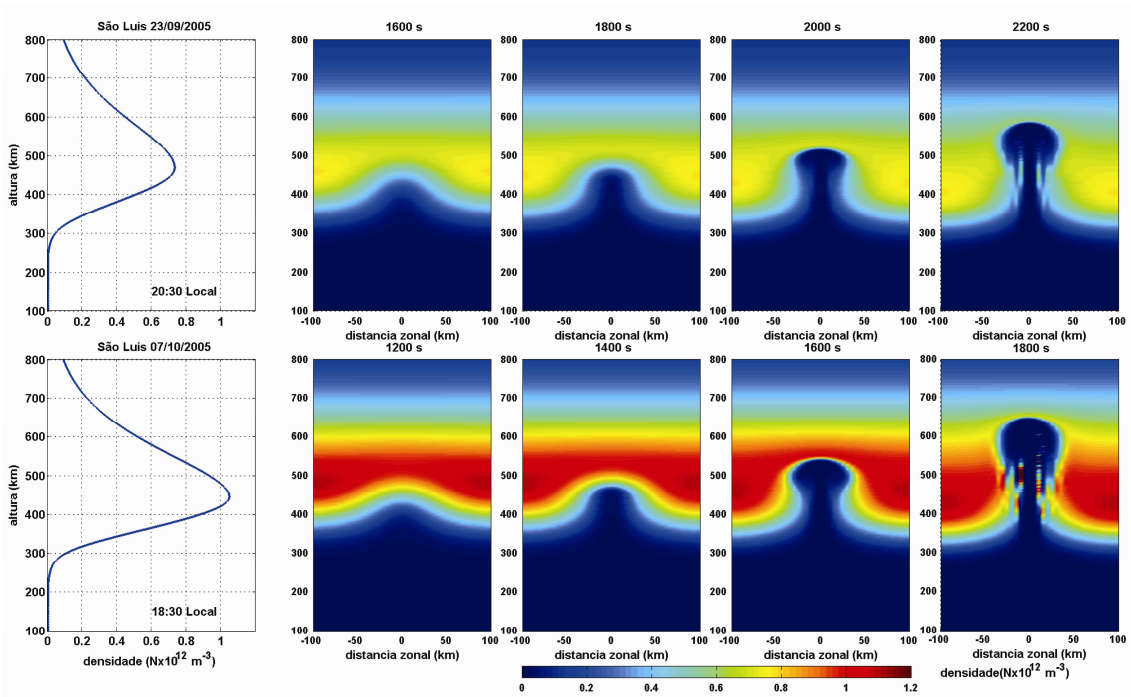


Figura 6.9 – Idem a Figura 6.7 para os dias 23 de setembro e 07 de outubro de 2005.

Observando o desenvolvimento dos parâmetros mostrados na Figura 6.10, na simulação o gradiente de densidade eletrônica vertical para o dia 7 de outubro aumentou consideravelmente 400 s antes do que no dia 23 de setembro, em um instante em que as alturas do pico eram praticamente iguais nas duas simulações.

É oportuno comentar que os parâmetros ionosféricos apresentam uma dinâmica com padrões sazonais bem conhecidos, como mencionado anteriormente. Porém existe uma variação de dia para dia que pode determinar a ocorrência da bolha.

Observa-se em todos os casos simulados, uma relação entre a evolução mais rápida da bolha com a variação do gradiente de densidade eletrônica, medida no centro da irregularidade na direção vertical. Como vimos na equação da taxa de crescimento da irregularidade (Equação 5.2) o gradiente é um parâmetro diretamente proporcional à taxa de crescimento, que de forma não linear realimenta a evolução da bolha.

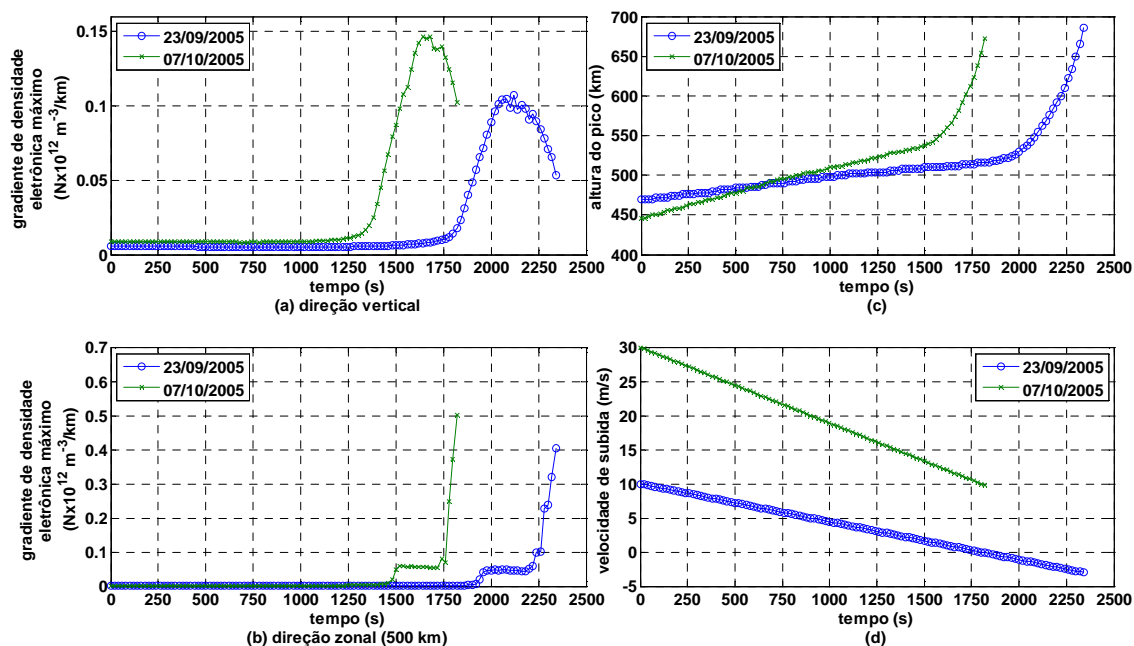


Figura 6.10 – Idem a Figura 6.8 para os dias 23 de setembro e 07 de outubro de 2005.

É importante ressaltar que essas simulações foram realizadas considerando somente o plano equatorial, reduzindo o modelo para duas dimensões apresentando maior consistência nos resultados, devido à complexidade apresentada no modelo em 3D comentada anteriormente.

6.2 Abordagem eletromagnética das bolhas ionosféricas

Esta seção apresenta resultados de uma simulação numérica em 3 dimensões para a geração e evolução de alguns parâmetros ionosféricos na região F em baixas latitudes, mediante uma perturbação na base da camada.

O mecanismo de instabilidade Rayleigh-Taylor para a geração das bolhas ionosféricas apresentado nesta tese considera, essencialmente, a configuração eletrostática dos campos elétricos criados pela perturbação na base da ionosfera, devido à grande condutividade ao longo das linhas de campo geomagnética. No entanto, recentes observações de campo magnético realizadas pelo satélite CHAMP mostraram a presença de flutuações magnéticas associadas às correntes elétricas dentro e ao redor das bolhas.

Com o objetivo de entender melhor o sistema de correntes associado às bolhas e irregularidades ionosféricas na região equatorial e de baixas latitudes, foi criado um ambiente de simulação numérica considerando uma teoria hidromagnética. Neste ambiente, as equações de fluido de plasma consideram as equações de Maxwell na sua forma completa.

Foi encontrado como resultado que o campo elétrico paralelo ao campo magnético terrestre se difunde rapidamente (δE_q), assim como, a flutuação do campo magnético na componente toroidal, que é gerado pela corrente ao longo das linhas de campo. A corrente Pedersen dentro da bolha, gera uma grande flutuação no campo magnético na sua componente poloidal em torno do equador magnético.

As equações de Maxwell (6.14) foram desenvolvidas conforme a sequência de equações apresentadas a seguir:

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \vec{E} &= e(n_i - n_e) / \epsilon_0 \\ \nabla \cdot \vec{B} &= 0 \\ \nabla \times \vec{B} - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} &= \frac{4\pi}{c} \vec{J} \\ \nabla \times \vec{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} &= 0\end{aligned}\tag{6.14}$$

$$\vec{J} = \overline{\sigma} \vec{E} + \vec{J}^w\tag{6.15}$$

Equação da continuidade de corrente 6.16:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = -\vec{\nabla} \cdot [n(\vec{V}_i - \vec{V}_e)] = 0\tag{6.16}$$

Equação da continuidade de densidade eletrônica 6.17:

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{f}_s = 0 \quad (6.17)$$

Equação do movimento 6.18:

$$\frac{\partial \vec{u}_s}{\partial t} = -c_s^2 \nabla \log n_s + \frac{q_s}{m_s} (\vec{E} + \vec{u}_s \times \vec{B}) + \nu_s \vec{W} - \nu_s \vec{u}_s + \vec{g} \quad (6.18)$$

Desenvolvendo as equações apresentadas resulta na equação:

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial \vec{\sigma}}{\partial t} \vec{E} - \mu_0 \frac{\partial \vec{\sigma}}{\partial t} \vec{J}^W = 0 \quad (6.19)$$

Separando as componentes no sistema de coordenadas magnéticas e desprezando a componente relacionada com a derivada temporal, obtemos as seguintes componentes; paralela (q) e perpendicular (p – direção vertical e φ – direção zonal) às linhas de campo:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\mu_0 \sigma_p} (\nabla^2 \delta E)_p - \frac{\partial}{\partial t} \delta E_p - \left(\frac{1}{\sigma_p} \frac{\partial}{\partial t} \sigma_p \right) \delta E_p - \frac{\sigma_H}{\sigma_p} \frac{\partial}{\partial t} \delta E_\varphi - \left(\frac{1}{\sigma_p} \frac{\partial}{\partial t} \sigma_H \right) \delta E_\varphi &= \frac{1}{\sigma_p} \frac{\partial}{\partial t} j_p \\ \frac{1}{\mu_0 \sigma_p} (\nabla^2 \delta E)_\varphi - \frac{\partial}{\partial t} \delta E_\varphi - \left(\frac{1}{\sigma_p} \frac{\partial}{\partial t} \sigma_p \right) \delta E_\varphi + \frac{\sigma_H}{\sigma_p} \frac{\partial}{\partial t} \delta E_p + \left(\frac{1}{\sigma_p} \frac{\partial}{\partial t} \sigma_H \right) \delta E_p &= \frac{1}{\sigma_p} \frac{\partial}{\partial t} j_\varphi \\ \frac{1}{\mu_0 \sigma_{\parallel}} (\nabla^2 \delta E)_q - \frac{\partial}{\partial t} \delta E_q - \left(\frac{1}{\sigma_H} \frac{\partial}{\partial t} \sigma_{\parallel} \right) \delta E_q &= \frac{1}{\sigma_{\parallel}} \frac{\partial}{\partial t} j_q \end{aligned} \quad (6.20)$$

Onde (n_s , u_s) são a densidade eletrônica e a velocidade do plasma para as espécies ‘ s ’ ($s = i, e$); (W , g) são o vento neutro e a aceleração da gravidade respectivamente; ν_s a frequência de colisão entre a espécie ‘ s ’ e a partícula neutra, $c_s = (kT_s/m_s)^{1/2}$ é a componente da velocidade devido às pressão térmica e E , B são os campos elétrico e

magnético. Aqui (T_s, m_s e q_s) são a temperatura, massa e carga elétrica para cada espécie presente na ionosfera e c é a velocidade da luz:

As condições de cisalhamento das ondas de Alfvén apresentam as seguintes equações:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\mu_0 \sigma_p} (\nabla^2 \delta E)_p - \frac{\sigma_H}{\sigma_p} \frac{\partial}{\partial t} \delta E_\phi - \left(\frac{1}{\sigma_p} \frac{\partial}{\partial t} \sigma_H \right) \delta E_\phi &= 0 \\ \frac{1}{\mu_0 \sigma_p} (\nabla^2 \delta E)_\phi + \frac{\sigma_H}{\sigma_p} \frac{\partial}{\partial t} \delta E_p + \left(\frac{1}{\sigma_p} \frac{\partial}{\partial t} \sigma_H \right) \delta E_p &= 0 \end{aligned} \quad (6.21)$$

Fazendo as seguintes transformadas $\nabla = ik$ e $\partial/\partial t = i\omega$ e utilizando as condições apresentadas na Equação 6.21 pode-se reescrever o sistema apresentado em 6.20 de forma simplificada:

$$\begin{pmatrix} -\frac{k^2}{\mu_0 \sigma_p} & -\frac{\sigma_H}{\sigma_p} i\omega - a \\ \frac{\sigma_H}{\sigma_p} i\omega + a & -\frac{k^2}{\mu_0 \sigma_p} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta E_p \\ \delta E_\phi \end{pmatrix} = 0 \quad (6.22)$$

Onde $a = \frac{1}{\sigma_p} \frac{\partial}{\partial t} \sigma_H$, e calculando o determinante de 6.22 obtém o seguinte resultado:

$$\frac{k^4}{(\mu_0 \sigma_p)^2} + \left(\frac{\sigma_H}{\sigma_p} i\omega + a \right)^2 = 0 \quad \omega^2 - 2i\gamma\omega - \gamma^2 - \frac{\Omega^2 \sigma_p^2}{\sigma_H^2} = 0 \quad (6.23)$$

Com $\omega = i\gamma \pm \frac{k^2}{\mu_0 \sigma_H}$ $\gamma = \frac{1}{\sigma_H} \frac{\partial}{\partial t} \sigma_H$. Dessa forma as equações de cada uma das componentes do campo elétrico perturbado ficam como apresentado no sistema de equações 6.23.

$$\begin{aligned}
-\frac{\partial}{\partial t} \delta E_p - \left(\frac{1}{\sigma_p} \frac{\partial}{\partial t} \sigma_p \right) \delta E_p &= \frac{1}{\sigma_p} \frac{\partial}{\partial t} j_p \\
-\frac{\partial}{\partial t} \delta E_\phi - \left(\frac{1}{\sigma_p} \frac{\partial}{\partial t} \sigma_p \right) \delta E_\phi &= \frac{1}{\sigma_p} \frac{\partial}{\partial t} j_\phi \\
\frac{1}{\mu_0 \sigma_{\parallel}} (\nabla^2 \delta E)_q - \frac{\partial}{\partial t} \delta E_q - \left(\frac{1}{\sigma_H} \frac{\partial}{\partial t} \sigma_{\parallel} \right) \delta E_q &= \frac{1}{\sigma_{\parallel}} \frac{\partial}{\partial t} j_q
\end{aligned} \tag{6.24}$$

E o campo magnético como nas Equações 6.25.

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial t} \delta B_p &= \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} \frac{1}{h_\phi} \left(\frac{\partial}{\partial \phi} \delta E_\phi - \frac{1}{h_q} \frac{\partial}{\partial q} (h_\phi \delta E_\phi) \right) \\
\frac{\partial}{\partial t} \delta B_\phi &= \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} \frac{1}{h_p h_q} \left(\frac{\partial}{\partial q} (h_p \delta E_p) - \frac{\partial}{\partial p} (h_q \delta E_q) \right) \\
\frac{\partial}{\partial t} \delta B_q &= \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} \frac{1}{h_\phi} \left(\frac{1}{h_p} \frac{\partial}{\partial p} (h_\phi \delta E_\phi) - \frac{\partial}{\partial \phi} \delta E_p \right)
\end{aligned} \tag{6.25}$$

Os primeiros resultados da simulação através de uma análise linear para os cálculos do campo elétrico perturbado estão apresentados nas Figuras 6.11-6.13. Observa-se com o resultado a evolução exponencial das componentes. Com essa evolução exponencial, em uma aproximação não linear (a próxima etapa do modelo), espera-se que as taxas de crescimento da instabilidade proporcionem o desenvolvimento das bolhas na simulação. Observa-se também, na Figura 6.11, a ordem de grandeza das componentes do campo elétrico perturbado, a componente q (ao longo da linha de campo geomagnética) como esperado, é de 6 ordens de grandeza menor do que a componente zonal (ϕ) responsável pelo crescimento da bolha. Esse resultado está consistente com a teoria, pois como mencionado anteriormente, as linhas de campo são altamente condutoras, fazendo com que os campos elétricos se dissipem rapidamente.

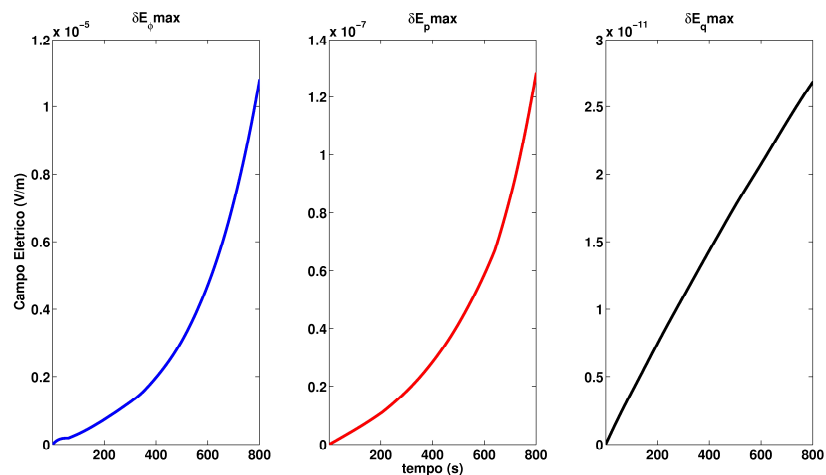


Figura 6.11 – Resultados do campo elétrico perturbado obtido pelo modelo. São mostrados o campo elétrico perturbado nas três componentes: q ao longo da linha de campo, p perpendicular a linha de campo para cima, e ϕ perpendicular ao plano meridional para leste.

A Figura 6.12 mostra a evolução desse campo elétrico perturbado em baixas latitudes. Como primeiro resultado se observa o mapeamento desse campo perturbado para as latitudes fora do equador.

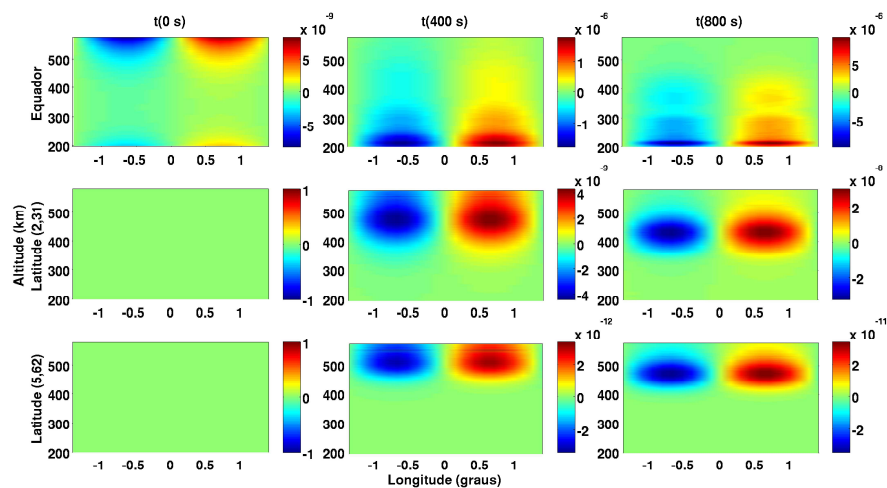


Figura 6.12 – Resultados do campo elétrico perturbado obtido pelo modelo. É mostrado o campo elétrico perturbado zonal (componente ϕ perpendicular ao plano meridional para leste), para baixas latitudes nos tempos iniciais (logo após a perturbação), 400s e 800s após a perturbação.

A perturbação realizada no modelo se dá somente no equador, observa-se esse efeito no instante 0s, quando não vemos a presença de campos elétricos perturbados nas latitudes fora do equador. Mas, devido à alta condutividade ao longo das linhas de campo, espera-se que o potencial elétrico, gerado pela perturbação em uma determinada latitude, se mapeie para outras latitudes, alterando o campo elétrico local, conforme se observa na figura com a evolução da simulação (instantes 400s e 800s), quando aparece um campo elétrico perturbado em latitudes fora do equador.

Também foram calculadas, através do modelo, as correntes elétricas que surgem devido à perturbação, nas três componentes. Observa-se também um crescimento exponencial do valor máximo de corrente ao longo do tempo nas três componentes, como mostra a Figura 6.13. É necessário calcular agora os campos magnéticos gerados por esse sistema de correntes e comparar com os dados obtidos através do satélite dando consistência ao modelo.

Até o momento, alguns fatores foram analisados: a presença de correntes perturbadas nas três coordenadas, uma vez que as flutuações magnéticas ocorrem nos três eixos e as intensidades dessas correntes, por apresentarem um crescimento no tempo, acarretam em maiores amplitudes nas flutuações magnéticas, isso implica em uma maior flutuação na medida em que a instabilidade se desenvolve. Um passo posterior, com uma análise mais detalhada, será o estudo de outros fatores, como amplitude e fases da flutuação, influência em pontos fora do equador dentre outros fatores.

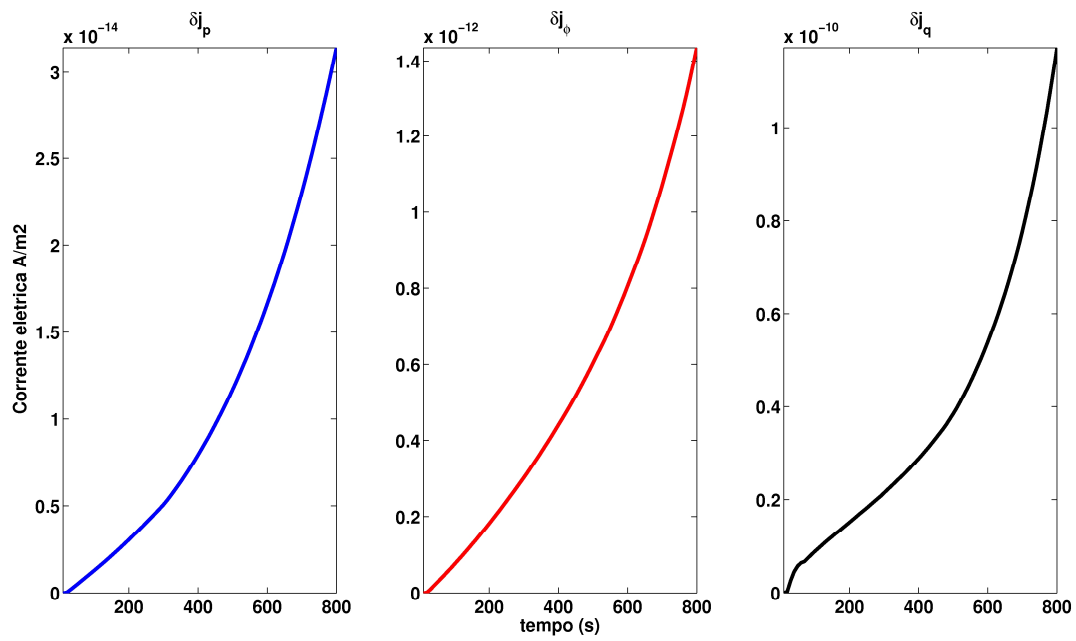


Figura 6.13 – Resultados das correntes elétricas geradas pela perturbação, obtidas pelo modelo, em função do tempo.

CAPÍTULO 7

CONCLUSÕES

Com a finalidade de se estudar os mecanismos da geração de bolhas ionosféricas sobre a região brasileira este autor inicialmente desenvolveu e implementou um programa de simulação numérica da dinâmica do plasma ionosférico. Tal desenvolvimento e implementação exigiram bastante tempo e dedicação até chegar a sua aplicação final, dada a complexidade dessa simulação. Tal simulação permitiu estudar a influência dos seguintes parâmetros na geração das bolhas ionosféricas: 1) altura da camada, 2) velocidade de subida, 3) gradiente de densidade eletrônica. Além dessa simulação foram também utilizados dados experimentais ionosféricos.

Os seguintes dados experimentais ionosféricos aqui utilizados possibilitaram um estudo comparativo entre previsões teóricas por modelo e resultados experimentais do processo de geração das bolhas ionosféricas sobre a região brasileira: (a) imagens ópticas da linha OI630nm do oxigênio atômico, obtidas por um imageador óptico digital localizado em São João do Cariri, (b) perfis de densidade eletrônica obtidos através das digissondas localizadas em São Luís e Fortaleza, (c) dados do radar de espalhamento coerente localizado em São Luís (gráficos “range-time-intensity”-RTI) e (d) dados dos satélites CHAMP e Rocsat-1. Os dados experimentais foram classificados neste estudo da seguinte forma: 1. Dados provenientes de dias com observações simultâneas dos diversos instrumentos acima mencionados, 2. Dados de dias quietos, ou seja, sem perturbações magnéticas, 3. Alguns casos com perturbações magnéticas. As condições dinâmicas do sistema ionosfera-termosfera, tais como ventos neutros, campos elétricos e correntes elétricas, diferem consideravelmente entre si para os dias geomagneticamente perturbados e quietos assim como também apresentam condições diferentes para a geração das bolhas ionosféricas. Por isso a escolha de tais condições foi para facilitar a identificação dos parâmetros ionosféricos que mais contribuíram para a geração das bolhas através de um estudo comparativo entre essas duas condições climáticas da ionosfera.

Claramente a altura da base da ionosfera apresenta ter uma forte influência sobre a taxa de crescimento das bolhas ionosféricas. Verificamos que a presença das plumas, obtidas com o radar de São Luís, e das depleções no imageador de São João do Cariri tem uma forte correlação com a altura da base da ionosfera. Esse efeito observado experimentalmente foi comparado com a simulação numérica utilizando-se os perfis dos dias 22 e 24 de setembro, os quais apresentavam equivalentes índices de atividade magnética, quando os picos de densidade da ionosfera se situavam em 450 km e 360 km de altura, respectivamente. Observou-se claramente o desenvolvimento da bolha mais rápido para o dia 22, quando a ionosfera estava mais alta.

No entanto, somente a altura da base da ionosfera não determina o desenvolvimento das bolhas. Através da simulação considerando os perfis de densidade obtidos no dia 23 de setembro, quando a ionosfera alcançou uma altura bastante elevada (pico em aproximadamente 470 km às 20:30 local) e no dia 7 de outubro (com pico em 450 km às 18:30 local), verifica-se a evolução da bolha (crescimento e velocidade de subida da bolha) mais rápida no caso do dia 7 quando a velocidade de subida da ionosfera foi maior, inicialmente de 30 m/s contra 10 m/s para o dia 23 de setembro. Quando comparada com os outros dias na sequência analisada, o evento do dia 23 de setembro apresenta uma evolução das irregularidades bem menor. Neste dia ocorreu uma baixa velocidade de subida da ionosfera, de modo que a base da camada não subiu consideravelmente, apesar de a camada referente à frequência de 5MHz alcançar uma altitude bastante elevada. Como as alturas do pico eram aproximadamente equivalentes entre si, ou seja, 470 km e 450 km, conforme citado anteriormente, nota-se aqui a necessidade de uma elevada velocidade de subida da ionosfera para o desenvolvimento das irregularidades e não somente a altitude em si que se encontra a camada ionosférica. As imagens ópticas 630 nm de São João do Cariri, mostram também uma fraca evolução das estruturas que representam as bolhas para esse dia. O radar de espalhamento coerente de São Luís, com o gráfico RTI, mostrou um fraco desenvolvimento das plumas, reforçando a análise.

Por outro lado, a variação do gradiente de densidade eletrônica se mostrou outro fator determinante na evolução das bolhas. Para esse mesmo caso, no final do período de

observação do radar de São Luís, a instabilidade apresentou uma evolução maior. Essa evolução é vista através da pluma, no horário das 3:00 local do dia 24 de setembro de 2005. Nesse instante verificou-se a descida da parte superior da ionosfera, aumentando inclusive a densidade em torno do pico, e aumentando conseqüentemente o gradiente de densidade eletrônica da parte inferior da ionosfera, elevando a taxa de crescimento da pluma. Sistemáticamente, em todos os casos, os gráficos apresentaram o desenvolvimento das plumas diretamente relacionado com a variação do gradiente de densidade eletrônica na base da ionosfera. É importante notar que foram observadas estruturas de depleções, no imageador de São João do Cariri, em todos os dias na sequência analisada (22/09/2005 - 07/10/2005), com uma grande correlação da presença dessas depleções com a variação do gradiente de densidade eletrônica obtido com a digissonda de Fortaleza. Essa análise se estendeu para outros dias em que se observou a evolução da bolha através dos vários instrumentos, simultaneamente, porém não mencionados neste trabalho. Observa-se também, através das simulações, a evolução da bolha relacionada com a variação do gradiente de densidade eletrônica, no instante em que essa variação, medida no centro de crescimento da bolha, aumenta nota-se uma taxa maior de crescimento da instabilidade.

Também foi possível mostrar, com dados de diversos instrumentos, através do caso apresentado no dia 29 de maio de 2003, a extensão das bolhas, que podem alcançar dimensões continentais. Nesse caso, ocorreu uma forte tempestade magnética que elevou a ionosfera. Com os diversos instrumentos utilizados, foi observada a evolução da irregularidade em medias latitudes, que alcançou mais de 5000 km de extensão. Nesse caso observou-se também o deslocamento da estrutura da bolha para oeste através do imageador localizado em Arecibo. Além desse caso, foram vistos outros, em que uma forte tempestade magnética, elevando a ionosfera muito rapidamente, cria uma deriva de plasma para oeste. A explicação é o intenso campo elétrico zonal proveniente da tempestade que, por efeito de penetração, faz com que o campo elétrico magnetosférico alcance as regiões de latitudes equatoriais. Martinis e Mendillo (2007) mostraram esse efeito de velocidade para oeste em alguns dias com tempestades magnéticas.

A complexa eletrodinâmica criada no período do pôr-do-sol sobre a ionosfera pode gerar perturbações na base da ionosfera que iniciam o processo de evolução da instabilidade Rayleigh-Taylor. Kudeki e Bhattacharyya (1999) falaram da presença do vórtice criado no instante do pôr-do-sol capaz de perturbar a base da ionosfera, e mais tarde Kudeki et al. (2007) mencionaram a importância dos ventos neutros nessa dinâmica da ionosfera. Através das digissondas de Fortaleza e São Luís foi constatada, em muitos casos, a presença de uma perturbação na ionosfera nesse instante do pôr-do-sol, vista pelas multi-reflexões nos traços dos ionogramas. Essa perturbação também foi observada nos ionogramas em Jicamarca, no horário logo após o pôr-do-sol. As imagens, do imageador de São João do Cariri, mostraram a presença das bolhas ionosféricas surgindo na medida em que o pôr-do-sol atingia a localidade, com as estruturas surgindo primeiramente a leste, e com o anoitecer atingindo as localidades foram surgindo novas estruturas a oeste. Nos dias 4 e 5 de outubro de 2005 uma grande estrutura de depleção apareceu logo após o pôr-do-sol sobre São João do Cariri, não sendo vista no radar de São Luís. Nesta localidade, as plumas se desenvolveram aproximadamente 30 minutos mais tarde, sincronizadas com o início do *spread F* na digissonda, e também com as estruturas que surgiram nas imagens no decorrer da observação sobre a região de São Luís.

Acredita-se que as ondas de gravidade são o principal mecanismo que perturbam a base da ionosfera, no entanto essa análise mostra a influência da eletrodinâmica do pôr-do-sol como um forte agente, capaz de perturbar a ionosfera e iniciar o processo de desenvolvimento das bolhas ionosféricas. Essa eletrodinâmica apresenta ainda muitas incógnitas e um grande desafio para a comunidade científica.

REFERÊNCIAS

- ABDU, M.A.; Equatorial ionosphere-thermosphere system: Eletrodynamics and irregularities. **Advances in Space Research**, v.35, p.771-787, 2005.
- 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. 96, n. A5, p. 7689-7695, 1991.
- ABDU, M. A Coupling and energetics of the equatorial ionosphere-thermosphere system: advances during STEP period. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v.61, p. 153-165, 1999.
- ABDU, M. A; MACDOUGALL, J.W.; BATISTA, I.S.; SOBRAL, J.H.A; JAYACHANDRAN, P.T. Equatorial evening prereversal electric field enhancement and sporadic E layer disruption: A manifestation of E and F region coupling. **Journal of Geophysical Research**, v.108, n. A6, p.1254, 2003.
- ABDU, M.A.; BATISTA, I.S.; MURALIKRISHNA, P.; SOBRAL, J.H.A. Long term trends in sporadic E layers and electric fields over Fortaleza, Brazil. **Geophysical Research Letters**, v. 23, n. 7, p. 757-760, 1996.
- ABDU, M. A.; BITTENCOURT, J. A. ; BATISTA, I. S. Magnetic declination control of the equatorial F region dynamo field development and spread-F. **Journal of Geophysical Research**, v.86, p.11443–11446, 1981.
- ABDU, M.A.; BATISTA, I.S.; SOBRAL, J.H.A. A new aspect of magnetic declination control of equatorial spread F and F region dynamo. **Journal of Geophysical Research**, v.97, p.14897, 1992.
- ABDU, M.A. Outstanding problems in the equatorial ionosphere-thermosphere electrodynamic relevant to spread F. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 63, p.869-884, 2001.
- ABDU, M. A; BATISTA, I.S.; TAKAHASHI I.; MACDOUGALL, J.W.; SOBRAL, J.H.A; MEDEIROS, A.F.; TRIVEDI, N.B. Magnetospheric disturbance induced equatorial plasma bubble development and dynamics: A case study in Brazilian sector. **Journal of Geophysical Research**, v.108, n. A12, p.1449, 2003.
- ABDU, M.A.; KHERANI, E.A.; BATISTA, I.S.; SOBRAL, J.H.A. Equatorial evening prereversal vertical drift and spread F suppression by disturbance penetration electric fields. **Geophysical Research Letters**, v. 36, L19103, 2009.
- ANDERSON, D.N.; DECKER, D.T.; VALLADARES, C.E. Modeling boundary blobs using time varying convection. **Geophysical Research Letters**, v. 23, n. 5, p. 579–582, 1996.

- ANDERSON, D.N.; ROBLE, R.G. The effect of vertical $E \times B$ ionospheric drifts on F region neutral winds in the low-latitude thermosphere. **Journal of Geophysical**, v.79, p.5231–5236, 1974.
- BAILEY, G.J.; BALAN, N. Some modelling studies of equatorial ionosphere using the Sheffield University Plasmasphere Ionosphere Model. **Advanced Space Research**, v. 18, n.6, p. 659-668, 1996.
- BALSLEY, B.B. ; HAERENDEL, G. ; GREENWALD, R.A. Equatorial spread F: recent observations and a new interpretation. **Journal of Geophysical Research**, v. 77, p. 5625-5628, 1972.
- BASU, B. Characteristics of electromagnetic Rayleigh-Taylor modes in nighttime equatorial plasma. **Journal of Geophysical Research**, 110, A02303, doi:10.1029/2004JA010659, 2005.
- BATISTA, I.S.; ABDU, M.A.; BITTENCOURT, J. A. Equatorial F region vertical plasma drift: seasonal and longitudinal asymmetries in the American sector. **Journal of Geophysical Research**, 91, A11, p.12055-12064, 1986.
- BERTONI, F.C.P. **Derivas ionosféricas em latitudes equatoriais: observações e modelagens**. 2004. 150 p. (INPE-11240-TDI/946). Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2004.
- BILITZA, D.; REINISCH, B.W. International Reference Ionosphere 2007: improvements and new parameters. **Advances in Space Research** 42, p599-609, 2008.
- BHATTACHARYYA, A.; BURKE, W.J. A transmission line analogy for the development of equatorial ionospheric bubbles. **Journal of Geophysical Research**, v. 105, n. A11, p.24941-24950, Nov. 2000.
- BLANC, M.; RICHMOND, A.D. The ionospheric disturbance dynamo. **Journal of Geophysical Research**, v. 85, n. A4, p. 1669-1686, 1980.
- BURKE, W. J.; GENTILE, L. C.; HUANG, C. Y.; VALLADARES, C. E.; SU, S. Y. Longitudinal variability of equatorial plasma bubbles observed by DMSP and ROCSAT-1. **Journal of Geophysical Research**, v. 109, A12301, doi:10.1029/2004JA010583, 2004.
- ÇAKIR, S.; HAERENDEL, G.; ECCLES, J.V. Modeling the ionospheric response to artificially produced density enhancements. **Journal of Geophysical Research**, v. 97, n. A2, p. 1193-1207, 1992.
- CHANG, Y.S.; CHIANG, W.L.; YING S.J.; HOLT, B.J.; LIPPINCOTT, C.R.; HSIEH, K.C. System Architecture of the IPEI Payload on ROCSAT-1. **TAO, Supplementary Issue**, 7-18, 1999.

DICKINSON, R. E., RIDLEY, E.C.; ROBLE, R.G. Thermospheric general circulation with coupled dynamics and composition. **Journal of the Atmospheric Science**, v.41, p. 205-219, 1984.

DUNGEY, J. W. Convective diffusion in the equatorial F region. **Journal of Atmospheric and Solar Terrestrial Physics**, v.9, p. 304-310, 1956.

ECCLES, J.V. A simple model of low-latitude electric fields. **Journal of Geophysical Research**, v. 103, n. A11, p. 26699-26708, 1998.

ECCLES, J.V. Geophysically Realistic Models of ESF Plasma Plumes. In: IONOSPHERIC EFFECTS SYMPOSIUM, 1999, Alexandria, Virginia. **Proceedings...** Alexandria: Air Force Research Laboratory, 1999.

EMMERT, J. T.; FEJER, B.G.; SHEPHERD, G.G.; SOLHEIM, B.H. Altitude dependence of middle and low-latitude daytime thermospheric winds measured by WINDII. **Journal of Geophysical Research**, v. 197, n. A12, p. 1483, 2002.

FARLEY, D.T. A theory of electrostatic fields in a horizontally stratified ionosphere subject to a vertical magnetic field, **Journal of Geophysical Research**, v.64, p.1225-1233, 1959.

FARLEY, D.T.; BONELLI, E.; FEJER, B.G.; LARSEN, M.F. The prereversal enhancement of the zonal electric field in the equatorial ionosphere. **Journal of Geophysical Research**, v. 91, n. A12, p. 13723-13728, 1986.

FEJER, B.G., PAULA, E.R., GONZALEZ, S.A.; WOODMAN, R.F. Average vertical and zonal F-region plasma drifts over Jicamarca. **Journal of Geophysical Research**, v.96, p.13901-13906, 1991.

FEJER, B.G.; SPIRO, R.W.; WOLF, R.A.; FOSTER, J.C. Latitudinal variation of perturbation electric fields during magnetically disturbed periods: 1986 SUNDIAL observations and model results. **Annales Geophysicae**, v.8, p.441-454, 1990.

FEJER, B.G.; SCHERLISS, L. Empirical models of storm time equatorial zonal electric fields. **Journal of Geophysical Research**, v. 102, n. A11, p. 24047-24056, 1997.

FEJER, B.G.; SCHERLISS, L.; PAULA E.R. Effects of the vertical plasma drift velocity on the generation and evolution of equatorial spread F. **Journal of Geophysical Research**, v. 104, n. A9, p. 19859-19869, 1999.

FESEN, C.G.; CROWLEY, G.; ROBLE, R.G.; RICHMOND, A.D.; FEJER, B.G. Simulation of the pre-reversal enhancement in the low latitude vertical ion drifts. **Geophysical Research Letters**, v.27, n.13, p.1851-1854, 2000.

FORBES, J.M.; HAREL, M. Magnetosphere-Thermosphere coupling an experiment in interactive modeling. **Journal of Geophysical Research**, v.94, n. A3, p. 2631-2644, 1989.

FRITTS, D. C.; ALEXANDER, M. J. Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere. **Reviews of Geophysics**, 41, 2003.

HAERENDEL, G., **Theory of equatorial spread F**, preprint. Max-Planck-Institute für extraterrestrische Physics, Garching bei Munchen, Germany, 1973.

HAERENDEL, G.; ECCLES, J.V.; ÇAKIR, S. Theory for Modeling the Equatorial Evening Ionosphere and the Origin of the Shear in the Horizontal Plasma Flow. **Journal of Geophysical Research**, v. 97, n. A2, p. 1209-1223, 1992a.

HAERENDEL, G.; ECCLES, J.V. The role of the equatorial electrojet in the evening ionosphere. **Journal of Geophysical Research**, v. 97, n. A2, p. 1181-1192, 1992b.

HEDIN, A.E.; SPENCER, N.W.; BIONDI, M.A.; BURNSIDE, R.G.; HERNANDEZ, G.; JOHNSON, R.M. Revised global model of thermosphere winds using satellite and ground-based observations. **Journal of Geophysical Research**, v. 96, p. 7657-7688, 1991.

HEDIN, A.E.; Extension of the MSIS thermosphere model into the middle and lower atmosphere. **Journal of Geophysical Research**, v. 96, p. 1159-1172, 1991.

HEELIS, R.A. Electrodynamics in the low and middle latitude ionosphere: a tutorial. **Journal of Atmospheric and Solar Terrestrial Physics**, v.66, p.825-838, 2004.

HEELIS, R.A.; KENDALL, P.C.; MOFFETT, R.J.; WINDLE, D.W.; RISHBETH, H. Electrical coupling of the E- and F- regions and its effect on F-region drifts and winds. **Planetary and Space Science**, v.22, p.743, 1974.

HUANG, C.S.; KELLEY, M.C.; HYSSEL, D.L. Nonlinear Rayleigh-Taylor instabilities, atmospheric gravity waves, and equatorial spread F. **Journal of Geophysical Research**, v. 98, n. A9, p. 15631-15642, 1993.

HYSSEL, D.L.; SEYLER, C.E.; KELLEY, M.C. Steepened structures in equatorial spread-F: Theory. **Journal of Geophysical Research**, v. 99, n. A5, p. 8841-8850, 1994.

JAYACHANDRAN, B.; BALAN, N.; RAO, P.B.; SASTRI, J.H.; BAILEY, J. HF Doppler and ionosonde observations on the onset conditions of equatorial spread F. **Journal of Geophysical Research**, v. 98, p. 13741, 1993.

KELLEY, M.C. **The Earth's ionosphere**. New York: Cornell University, 1989. 486p.

KESKINEN, M.J.; OSSAKOW, S.L.; CHATURVEDI P.K. Preliminary report of numerical simulations of intermediate wavelength collisional Rayleigh Taylor

instability in equatorial spread-F. **Journal of Geophysical Research**, v. 85, p. 1775-1778, 1980.

KESKINEN, M.J.; OSSAKOW, S.L.; BASU, S.; SULTAN P. Magnetic flux tube integrated evolution of equatorial ionospheric plasma bubbles. **Journal of Geophysical Research**, v. 103, n. A3, p. 3957-3968, 1998.

KESKINEN, M.J.; OSSAKOW, S.L.; FEJER, B.G. Three-dimensional nonlinear evolution of equatorial ionospheric spread-F bubbles. **Geophysical Research Letters**, v. 30, n. 16, p. 1855, 2003.

KHERANI, E.A.; MASCARENHAS, M.; PAULA E.R.; SOBRAL, J.H.A.;BERTONI, F. A three dimensional simulation of collisional- interchange-instability in the equatorial low latitude ionosphere. **Space Science Reviews**, v 121 p.253-269, 2005.

KING-HELE, D.G.; SCOTT , D.W.; WALKER, D.M.C. Upper-atmosphere rotational speed and its variation with height. **Planetary and Space Science**, v.18, p. 1433-1438, 1970.

KIRCHHOFF, V.W.J.H. **Introdução à geofísica espacial**. São Paulo, SP: Nova Stella, 1991. 149p.

KIVELSON, M.G.; RUSSEL, C.T. **Introduction to space physics**. Cambridge, England: Cambridge University, 1995. 568p.

KUDEKI, E.; BHATTACHARYYA, S. Postsunset vortex in equatorial F-region plasma driftsand implications for bottomside spread-F. **Journal of Geophysical Research** v.104, p. 28163, 1999.

KUDEKI, E.; AKGIRAY, A.; MILLA, M.; CHAU, J.L.; HYSELL, D.L. Equatorial spread-F initiation: Post-sunset vortex, thermospheric winds, gravity waves. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics** v. 69 p.2416, 2007.

MARTINIS, C.; MENDILLO, M. Equatorial spread F-related airglow depletions at Arecibo and conjugate observations. **Journal of Geophysical Research** v. 112, p.A10310, 2007.

MARTINIS, C.; MERIWETHER, J.; NICIEJEWSKI, R.; BIONDI, M.; FESEN, C.; MENDILLO, M.Zonal neutral winds at equatorial and low latitudes. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 63, n. 14, p. 1559-1569, 2001.

MARUYAMA, T.; MATUURA, N. Longitudinal variability of annual changes in activity of equatorial spread F and plasma bubbles. **Journal of Geophysical Research** v. 89, p.10903, 1984.

MARUYAMA, T. A diagnostic model for equatorial spread F, 1, Model description and application to electric field and neutral wind effects. **Journal of Geophysical Research** v. 93, p.14611, 1988.

MASCARENHAS, M. **Estudo de irregularidades ionosféricas em períodos de baixa ocorrência em baixas latitudes sob condições calmas.** 2005. 115 p. (INPE-14472-TDI/1153). Dissertação (Mestrado em Geofísica Espacial) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2007.

MAZAUDIER, C.; VENKATESWARAN, S.V. Delayed ionospheric effects of the geomagnetic storms of March 22, 1979 studied by the sixth co-ordinated data analysis workshop (CDAW-6). **Annales Geophysicae**, v.8, p.511-518, 1990.

MENDILLO, M.; SULTAN, P.J.; PI, X.; TSUNODA, R. Onset conditions for equatorial spread F. **Journal of Geophysical Research** v. 97, p.13865, 1992.

MERIWETHER, J. W.; BIONDI, M. A.; HERRERO, F. A.; FESEN, C. G.; HALLENBACK, D. C. Optical interferometric studies of the nighttime equatorial thermosphere: enhanced temperatures and zonal wind gradients. **Journal of Geophysical Research**, v. 102, p. 20041-20058, 1997.

MURALIKRISHNA, P.; ABDU, M.A. Rocket measurements of ionospheric electron density from Brazil in the last two decades. **Advances in Space Research** v. 37 p.1091-1096, 2006.

OSSAKOW, S.J. Spread-F theories – a review. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v.43, n.5/6, p.437-452, 1981.

OSSAKOW, S.L.; ZALESK, S.T.; MCDONALD, B.E.; CHATURVEDI, P.K. Nonlinear equatorial spread F: Dependence on altitude of the F peak and bottomside electron density gradient scale length. **Journal of Geophysical Research** v. 84, p.17, 1979.

PEYMIRAT, C.; RICHMOND, A.D.; EMERY, B.A.; ROBLE, R.G. A magnetosphere-thermosphere-ionosphere electrodynamics general circulation model. **Journal of Geophysical Research** v. 103, n.A8, p.17467-17477, 1998.

PEYMIRAT, C.; FONTAINE, D. Numerical simulation of magnetospheric convection including the effect of field-aligned currents and electron precipitation. **Journal of Geophysical Research** v.99, p.11155-11176, 1994.

PEYMIRAT, C.; RICHMOND, A.D.; KOBEA, A.T. Electrodynamics coupling of high and low latitudes: Simulations of shielding/overshielding effects. **Journal of Geophysical Research** v.105, n.A10, p.22991-23003, 2000.

PRESS, W.H.; TEUKOLSKY, S.A.; VETTERLING, W.T.; FLANNERY, B. P. **Numerical recipes in C: the art of scientific computing.** 2.ed. Cambridge: Cambridge University Press, 1992.

RAGHAVARAO, R.; SEKAR, R.; SUHASINI, E. Nonlinear numerical simulation of equatorial spread F – Effects of winds and electric fields. **Advanced Space Research**, v.12, n.6, p. 227-230, 1992.

RAGHAVARAO, R.; NAGESWARARAO, M.; SASTRI, J.H.; VYAS, G.D.; SRIRAMARAO, M. Role of equatorial ionization anomaly in the initiation of equatorial spread F. **Journal of Geophysical Research**, v. 93, p.5959, 1988.

RASTOGI, R.G.; KOPARKAR, P.V. Ionospheric electron content over the magnetic equator during spread F conditions. **Journal of Geophysical Research**, v. 95, p.247, 1990.

RATCLIFFE, J.A. **Physics of the upper atmosphere**. New York, NY: Academic, 1960. 586p.

RICHMOND, A.D. Modeling equatorial ionospheric electric fields. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v.57, n.10, p.1103-1115, 1994.

RICHMOND, A.D.; RIDLEY, E.C.; ROBLE, R.G. A thermosphere/ionosphere general circulation model with coupled electrodynamics. **Geophysical Research Letters**, v.19, p.601-604, 1992.

RICHMOND, A.D.; PEYMIRAT, C.; ROBLE, R.G. Long-lasting disturbances in the equatorial ionospheric electric field simulated with a coupled magnetosphere-ionosphere-thermosphere model. **Journal of Geophysical Research**, v.108, n.A3, p.1118, 2003.

RINO, C.L.; TSUNODA, R.T.; PETRICEKS, J.; LIVINGSTON, R. C.; KELLEY, M.C.; BAKER, K. D. Simultaneous rocket-borne beacon and in situ measurements of equatorial spread F – intermediate wavelength results. **Journal of Geophysical Research**, v. 86, p.2411-2420, 1981.

RISHBETH, H. The F-layer dynamo. **Planetary and Space Science**, v.19, p.263-267, 1971.

ROBLE, R. G.; RIDLEY, E.C.; RICHMOND, A.D.; DICKINSON, R.E. A coupled thermosphere/ionosphere general circulation model. **Geophysical Research Letters**, v.15, P.1325-1328, 1988.

RODRIGUES, F. S.; HYSELL, D. L.; PAULA, E. R. DE Coherent backscatter radar imaging in Brazil: large-scale waves in the bottomside F-region at the onset of equatorial spread F. **Annales Geophysicae**, 26, 3355–3364, 2008.

SANTANA, D.C. **Estudos da evolução temporal/espacial das derivas das depleções do plasma ionosférico por imagens digitais da aeroluminescência OI 630 nm noturna**. 2001. 131 p. (INPE-8179-TDI/759). Dissertação (Mestrado em Geofísica Espacial) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2001.

SANTOS, P.M.T. **Estudo das derivas zonais das irregularidades de plasma ionosférico na região brasileira**. 2000. 117 p. (INPE-8208-TDI/763). Dissertação (Mestrado em Geofísica Espacial) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2001.

SASTRI, J.H.; ABDU, M.A.; BATISTA, I. S.; SOBRAL, J.H.A. Onset conditions of equatorial (range) spread F at Fortaleza, Brazil, during the June solstice. **Journal of Geophysical Research**, v. 102, n. A11, p.24013-24021, 1997.

SCANNEPIECO, A.J.; OSSAKOW, S.L. Nonlinear equatorial spread-F. **Geophysical Research Letters**, v. 3, p. 451-454, 1976.

SCHERLIESS, L.; FEJER, B.G. Storm time dependence of equatorial disturbance dynamo zonal electric fields. **Journal of Geophysical Research**, v.102, p.24037-24046, 1997.

SEKAR, R.; SUHASINI, R.; RAGHAVARAO, R. Evolution of plasma bubbles in the equatorial F-region with different seeding conditions. **Geophysical Research Letters**, v. 22, n. 8, p. 885-888, 1995.

SENIOR, C.; BLANC, M. On the control of magnetospheric convection by the spatial distribution of ionospheric conductivities. **Journal of Geophysical Research**, v.89, n. A1, p.261-284, 1984.

SOBRAL, J.H.A.; ABDU, M.A.; ZAMLUTTI, V.J.; BATISTA, I.S. Association between plasma bubble irregularities and airglow disturbances over Brazilian low latitudes. **Geophysical Research Letters**, v. 7, n. 11, p. 980-982, 1980.

SOBRAL, J.H.A.; ABDU, M.A.; TAKAHASHI, H.; TAYLOR, M.J.; PAULA, E.R. DE; ZAMLUTTI, C.J.; AQUINO, M.G. DE; BORBA, G.L. Ionospheric Plasma bubble climatology over Brazil based on 22 years (1977-1998) of 630 nm airglow observations. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v.64, p.1517-1524, 2002.

SPIRO, R.W.; WOLF, R.A.; FEJER, B.G. Penetration of high-latitude-electric-field effects to low latitudes during SUNDIAL 1984. **Annales Geophysicae**, v.6, p.39-50, 1988.

SRIDHARAN, R.; RAJU, D.P.; RAGHAVARAO, R. Precursor to equatorial spread F in OI 630.0 nm dayglow. **Geophysical Research Letters**, v. 21, p. 2797, 1994.

STEPHAN, W.A.; COLERICO, M.; MENDILLO, M.; REINISCH, B.W.; ANDERSON, D. Suppression of equatorial spread F by sporadic E. **Journal of Geophysical Research**, v. 107, n. A2, p.1021, 2002.

STOLLE, C.; LÜHR, H.; ROTHER, M.; BALASIS, G. Magnetic signatures of equatorial spread F as observed by the CHAMP satellite. **Journal of Geophysical Research**, v. 111, A02304, doi:10.1029/2005JA011184 2006.

SU, S.Y.; CHAO, C. K.; LIU, C. H. Cause of different local time distribution in the postsunset equatorial ionospheric irregularity occurrences between June and December solstices. **Journal of Geophysical Research**, VOL. 114, A04321, doi:10.1029/2008JA013858, 2009

SULTAN, P.J. Linear theory and modeling of the Rayleigh-Taylor instability leading to the occurrence of equatorial spread F. **Journal of Geophysical Research**, v101, n A12, p. 26875-26891, 1996.

TSUNODA, R.T. Control of the seasonal and longitudinal occurrence of equatorial scintillations by longitudinal gradient in integrated E region Pedersen conductivity. **Journal of Geophysical Research** v. 90, p.447, 1985.

TSUNODA, R.T. Multi-reflected echoes: Another ionogram signature of large-scale wave structure. **Geophysical Research Letters**, V. 36, L01102, doi:10.1029/2008GL036221, 2009.

ZALESAK, S.T.; OSSAKOW, S.L. Nonlinear equatorial Spread F: Spatially Large Bubbles Resulting From Large Horizontal Scale Initial Perturbations. **Journal of Geophysical Research**, v. 85, n. A5, p.2131-2142, 1980.

ZALESAK, S.T.; OSSAKOW, S.L. Nonlinear equatorial Spread F: The Effect of Neutral Winds and Background Pedersen Conductivity. **Journal of Geophysical Research**, v. 87, n. A1, p.151-166, Jan. 1982.

ZARGHAM, S.; SEYLER, C.E. Collisional Interchange Instability: Numerical simulations of intermediate-scale irregularities. **Journal of Geophysical Research**, v. 92, p. 10073-10088, 1987.

WOODMAN, R.F.; LAHOZ, C. Radar observations of F region equatorial irregularities. **Journal of Geophysical Research**, v.81, n.31, p.5447-5466, Nov. 1976.

APÊNDICE A

Apresenta-se aqui uma sequência de parâmetros e equações utilizadas no modelo desenvolvido por Kherani et al. (2005), utilizando um sistema de coordenadas esféricas (r, θ, ϕ) , apresentado na seção 2.4.

$$\mu_P = -(\eta b_i - b_e) \quad (\text{A.1})$$

$$\mu_H = -(\eta \kappa_i b_i - \kappa_e b_e) \quad (\text{A.2})$$

$$\mu_{\parallel} = -(\eta \kappa_i^2 b_i - \kappa_e^2 b_e) \quad (\text{A.3})$$

$$\eta = \frac{1 + \kappa_e^2}{1 + \kappa_i^2} \quad (\text{A.4})$$

onde b_e e b_i são as mobilidades de elétrons e íons ($b_{e/i} = q_{e/i}/m_{e/i} v_{e/in}$), $k_{e/i}$ a relação girofrequência/frequência de colisão ($\Omega_{e/i}/v_{e/in}$).

$$\vec{\alpha} = \mu_P \vec{\nabla} \log n - \mu_H \vec{\nabla} \log n \times \hat{b} \quad (\text{A.5})$$

$$\vec{\beta} = \mu_{\parallel} [\vec{\nabla} \log n] \hat{b} \quad (\text{A.6})$$

$$\gamma_1 = \frac{1}{n} [\vec{\nabla} \cdot (n \vec{\eta}_o) + \vec{\nabla} \cdot (n \vec{\zeta}_o \times \hat{b})] \quad (\text{A.7})$$

$$\gamma_2 = \frac{1}{n} [\hat{b} \cdot \vec{\nabla} (n \vec{\theta}_o \cdot \hat{b})] \quad (\text{A.8})$$

com \hat{b} sendo o vetor unitário na direção do campo magnético \mathbf{B} , e:

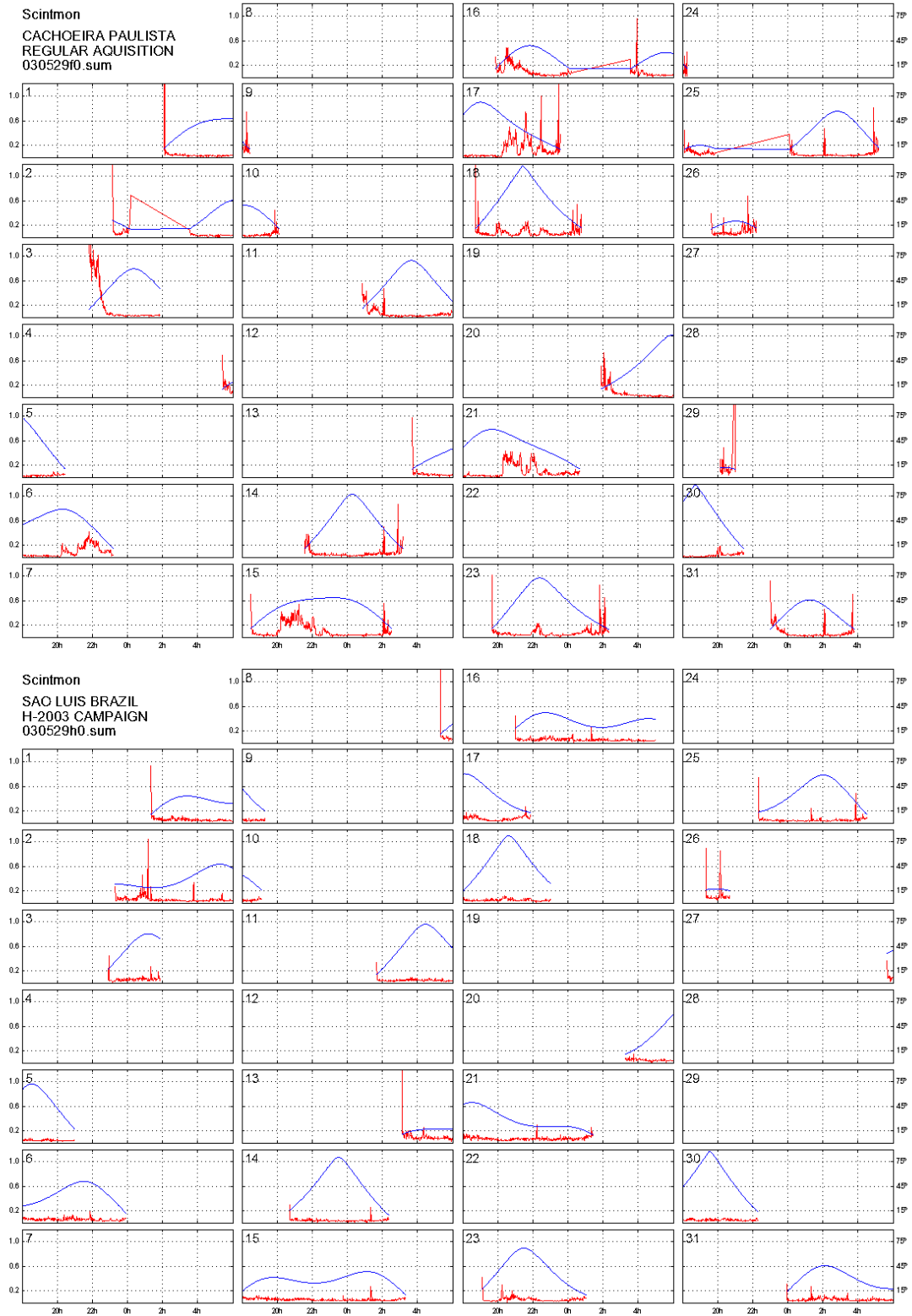
$$\begin{aligned} \vec{\eta}_o = & -(\eta D_i - D_e) \vec{\nabla} \log n + (\eta b_i - b_e) \vec{E}_o \\ & + (\eta D_i/H_i - D_e/H_e) \hat{g} + (\eta - 1) \vec{W} \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

$$\begin{aligned} \vec{\zeta}_o = & -(\eta \kappa_i D_i - \kappa_e D_e) \vec{\nabla} \log n + (\eta \kappa_i b_i - \kappa_e b_e) \vec{E}_o \\ & + (\eta \kappa_i D_i/H_i - \kappa_e D_e/H_e) \hat{g} + (\eta \kappa_i - \kappa_e) \vec{W} \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

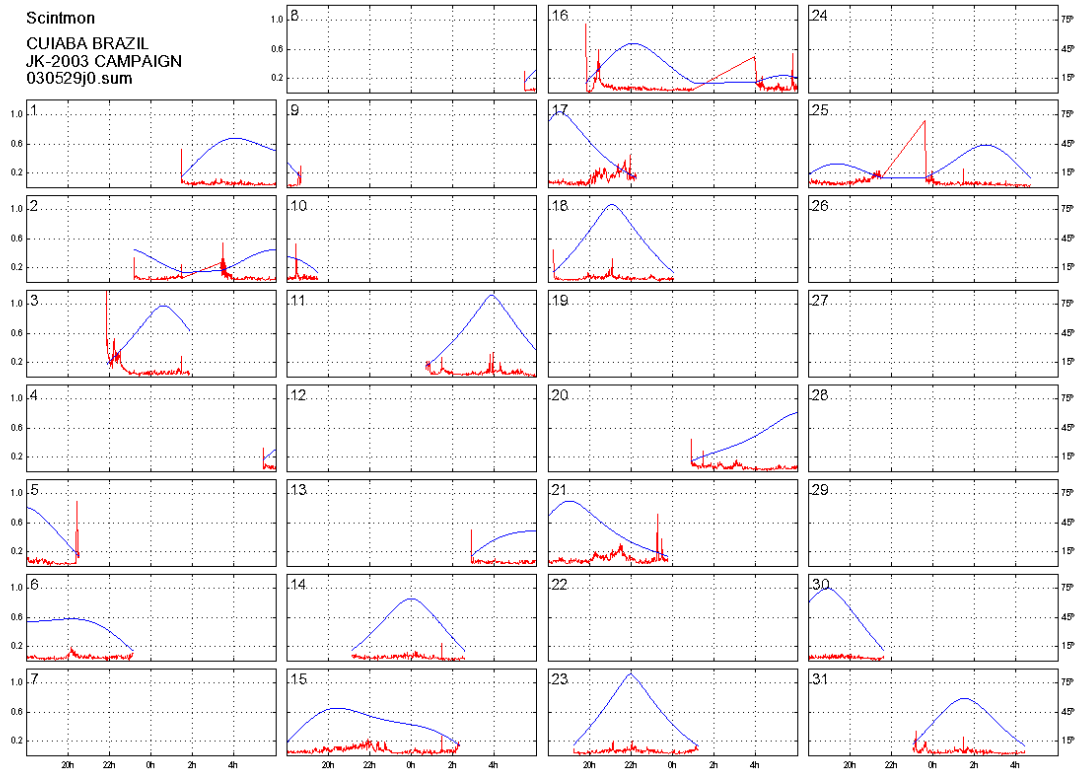
$$\begin{aligned} \vec{\theta}_o = & -(\eta \kappa_i^2 D_i - \kappa_e^2 D_e) \vec{\nabla} \log n + (\eta \kappa_i^2 b_i - \kappa_e^2 b_e) \vec{E}_o \\ & + (\eta \kappa_i^2 D_i/H_i - \kappa_e^2 D_e/H_e) \hat{g} + (\eta \kappa_i^2 - \kappa_e^2) \vec{W} \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

APÊNDICE B

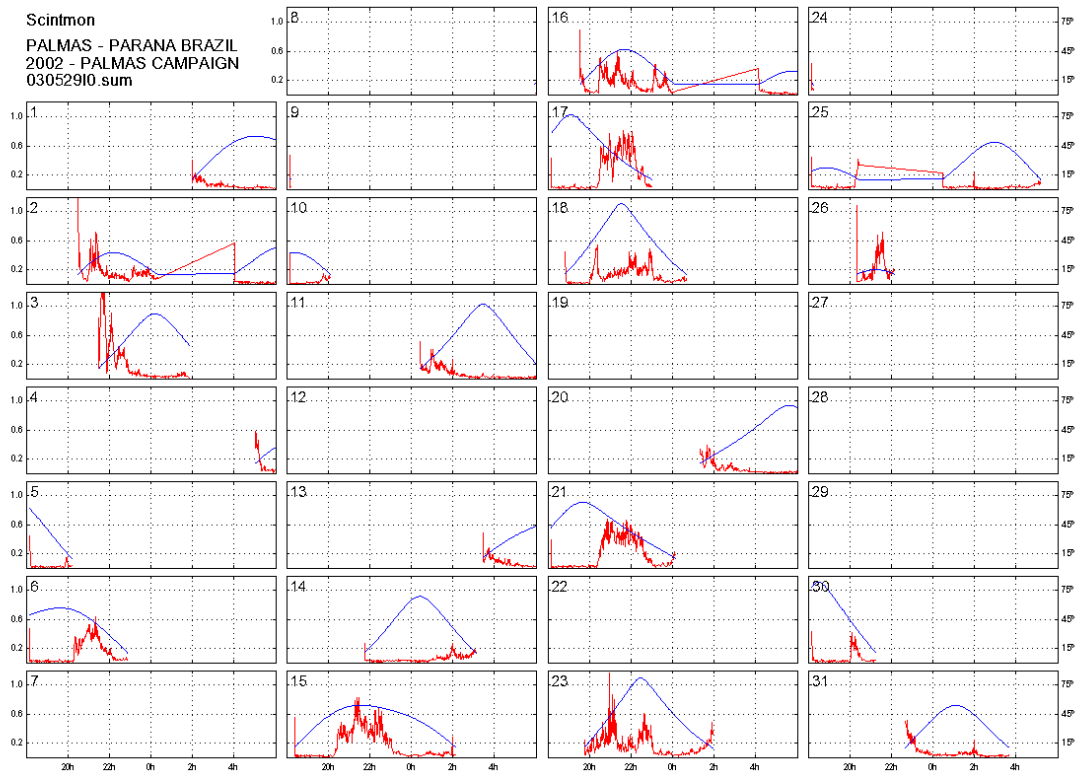
Dados de sintilação obtidos pelos instrumentos da rede de receptores GPS Scintimon.

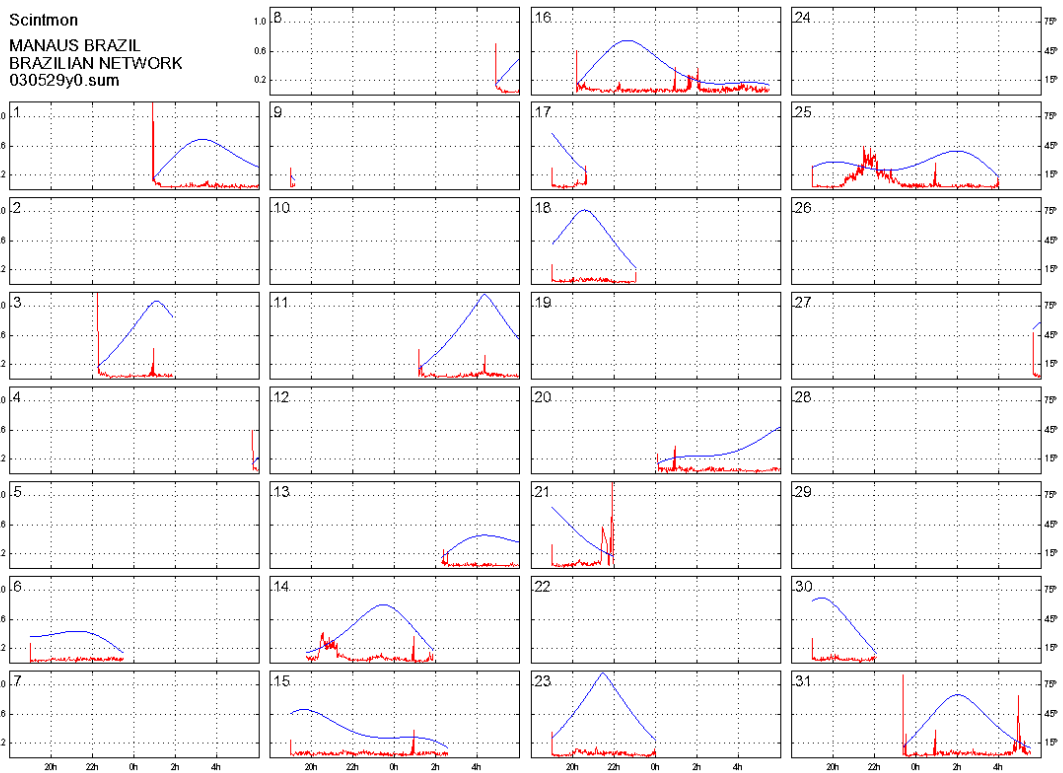
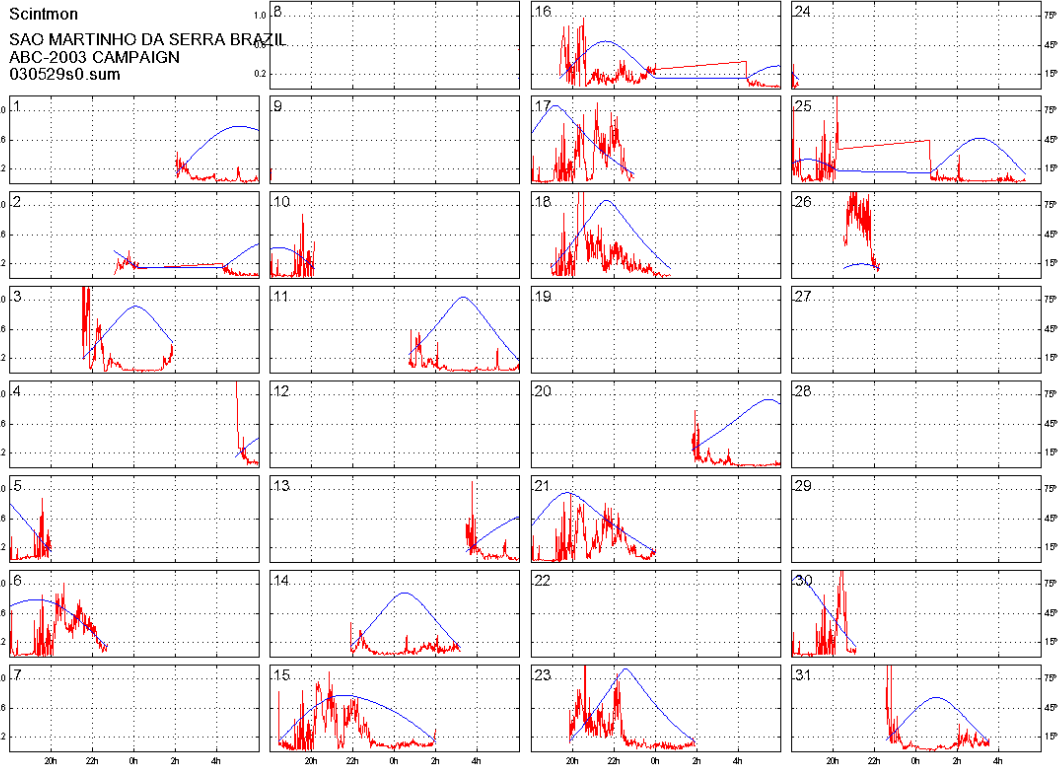


Scintmon
CUIABA BRAZIL
JK-2003 CAMPAIGN
030529j0.sum



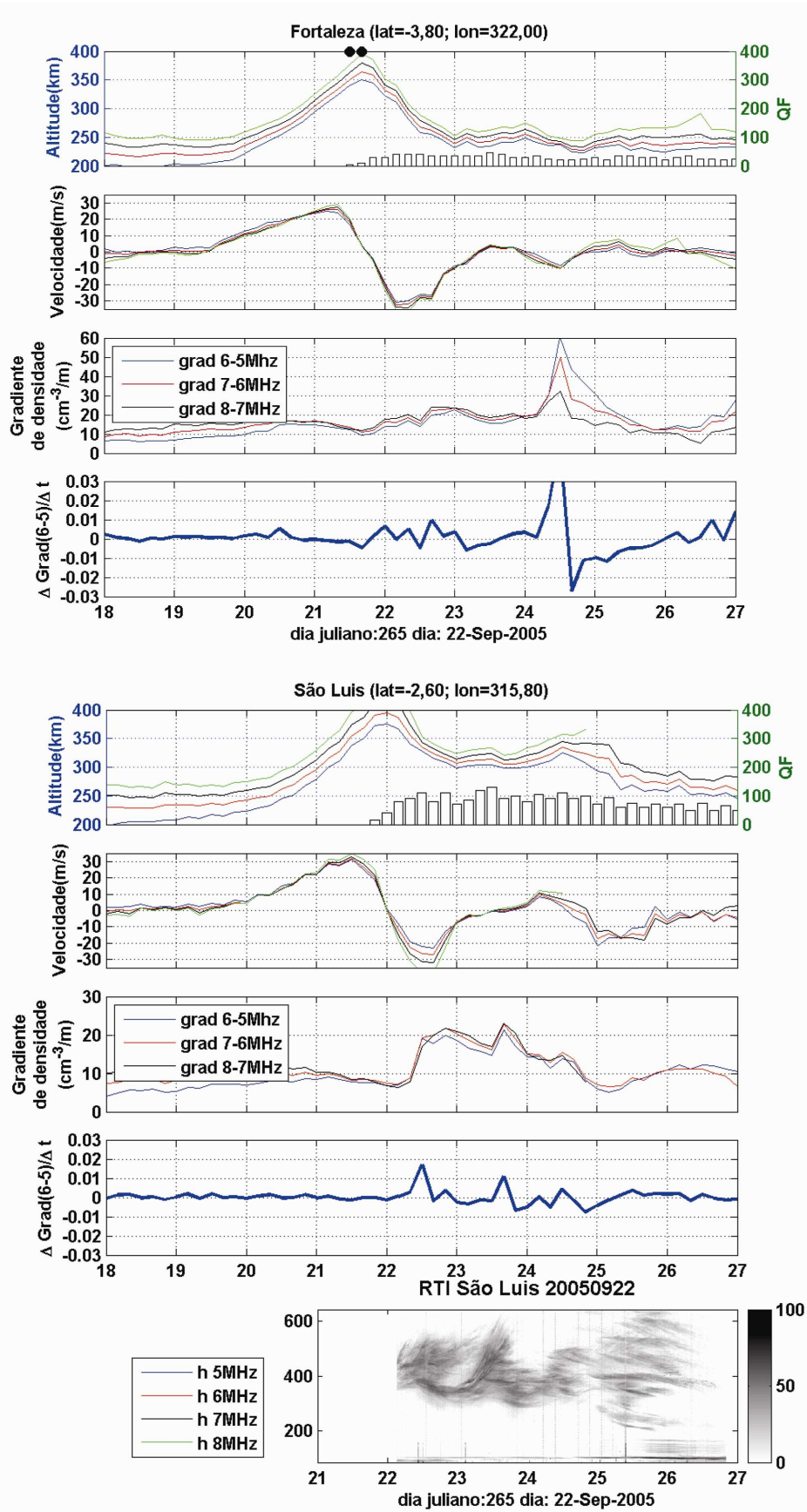
Scintmon
PALMAS - PARANA BRAZIL
2002 - PALMAS CAMPAIGN
030529i0.sum

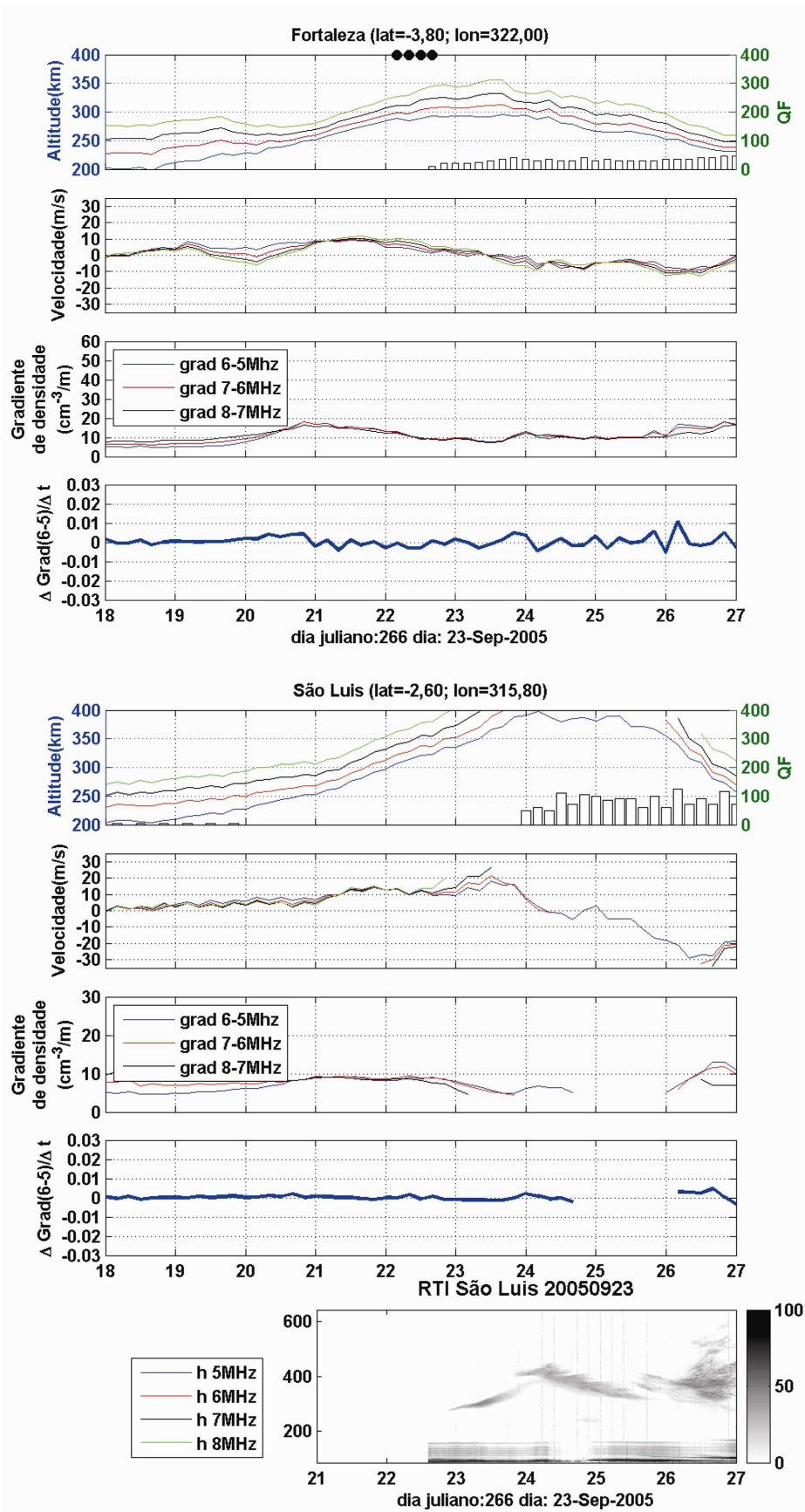


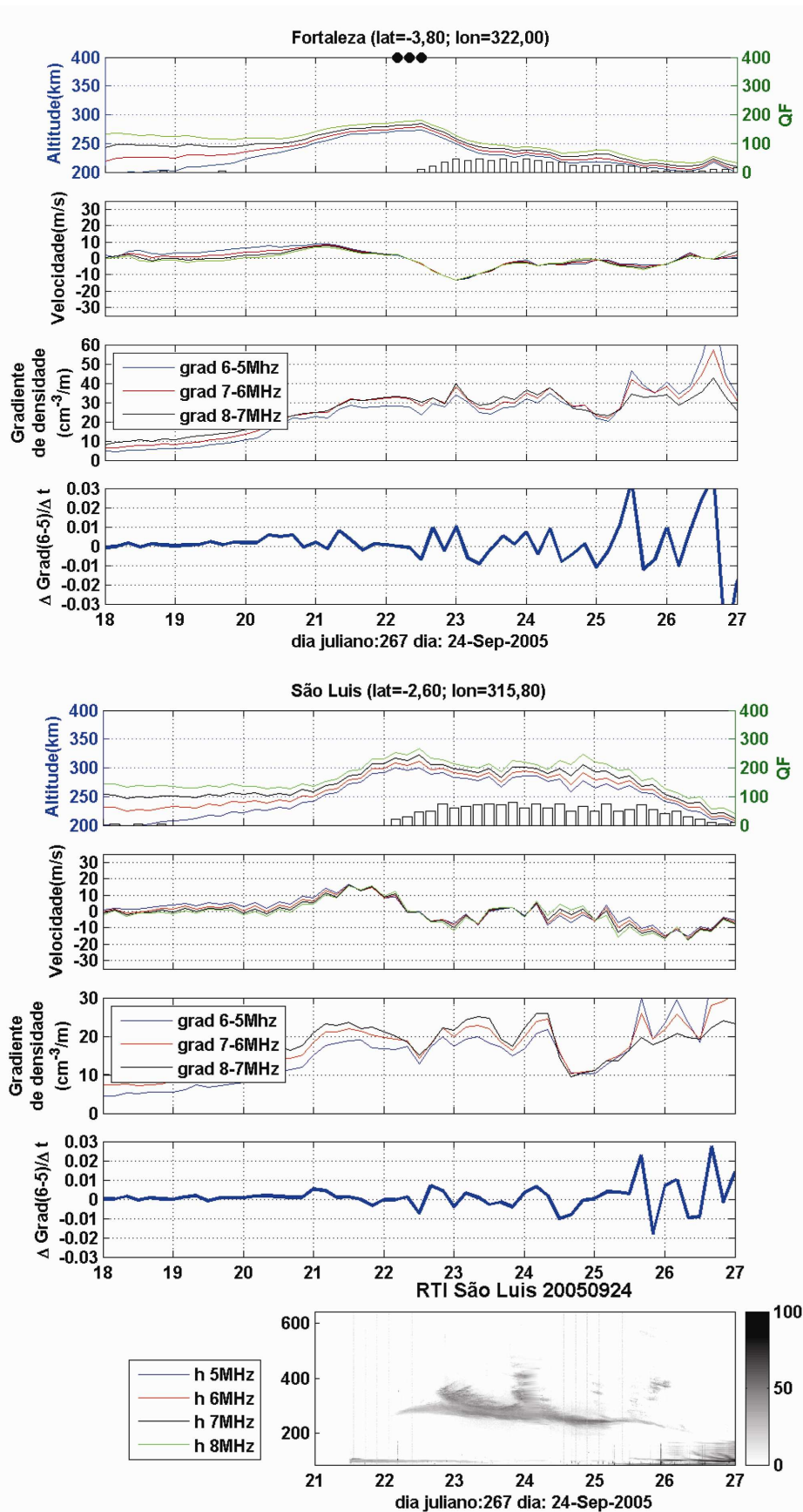


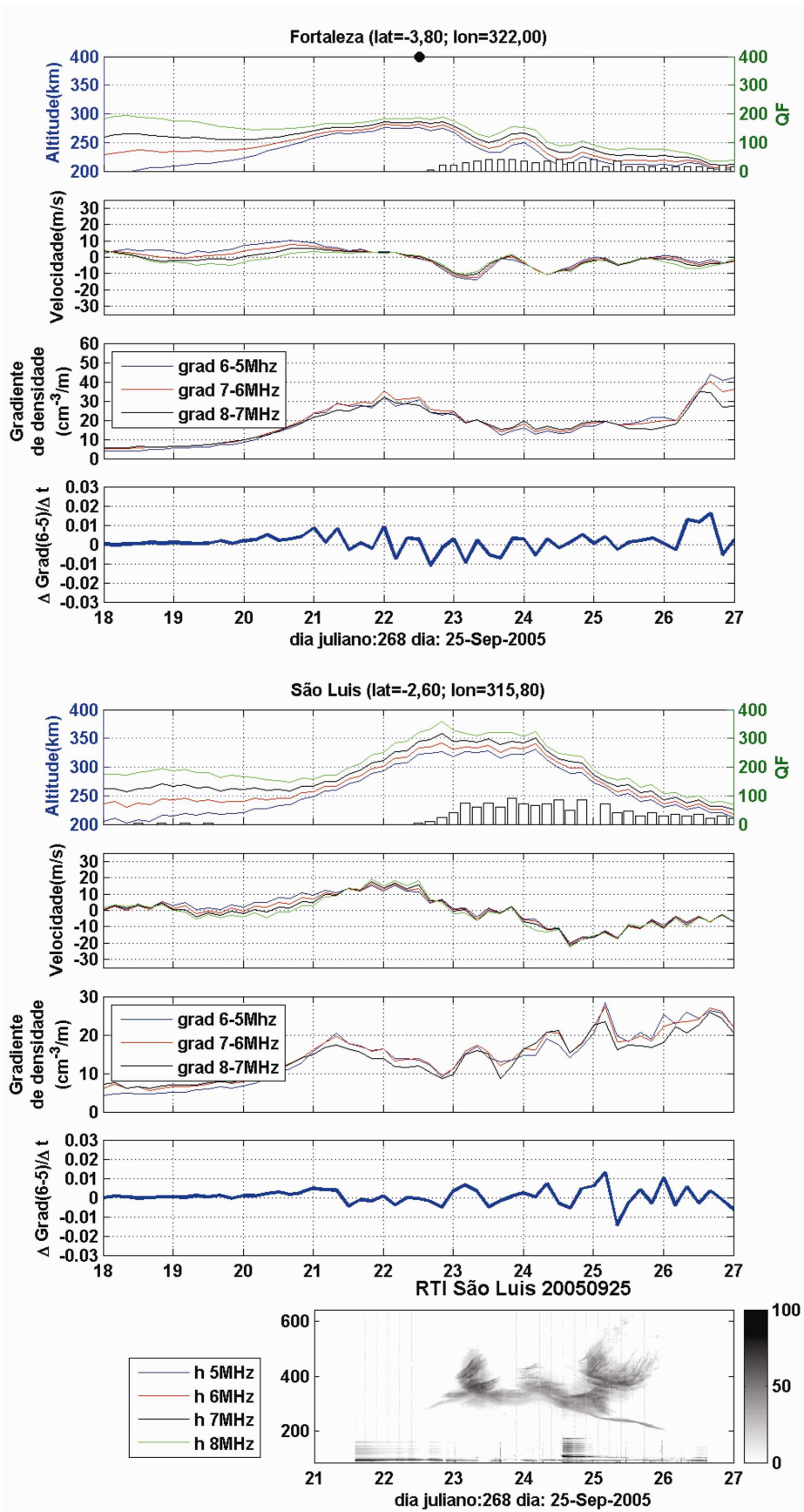
APÊNDICE C

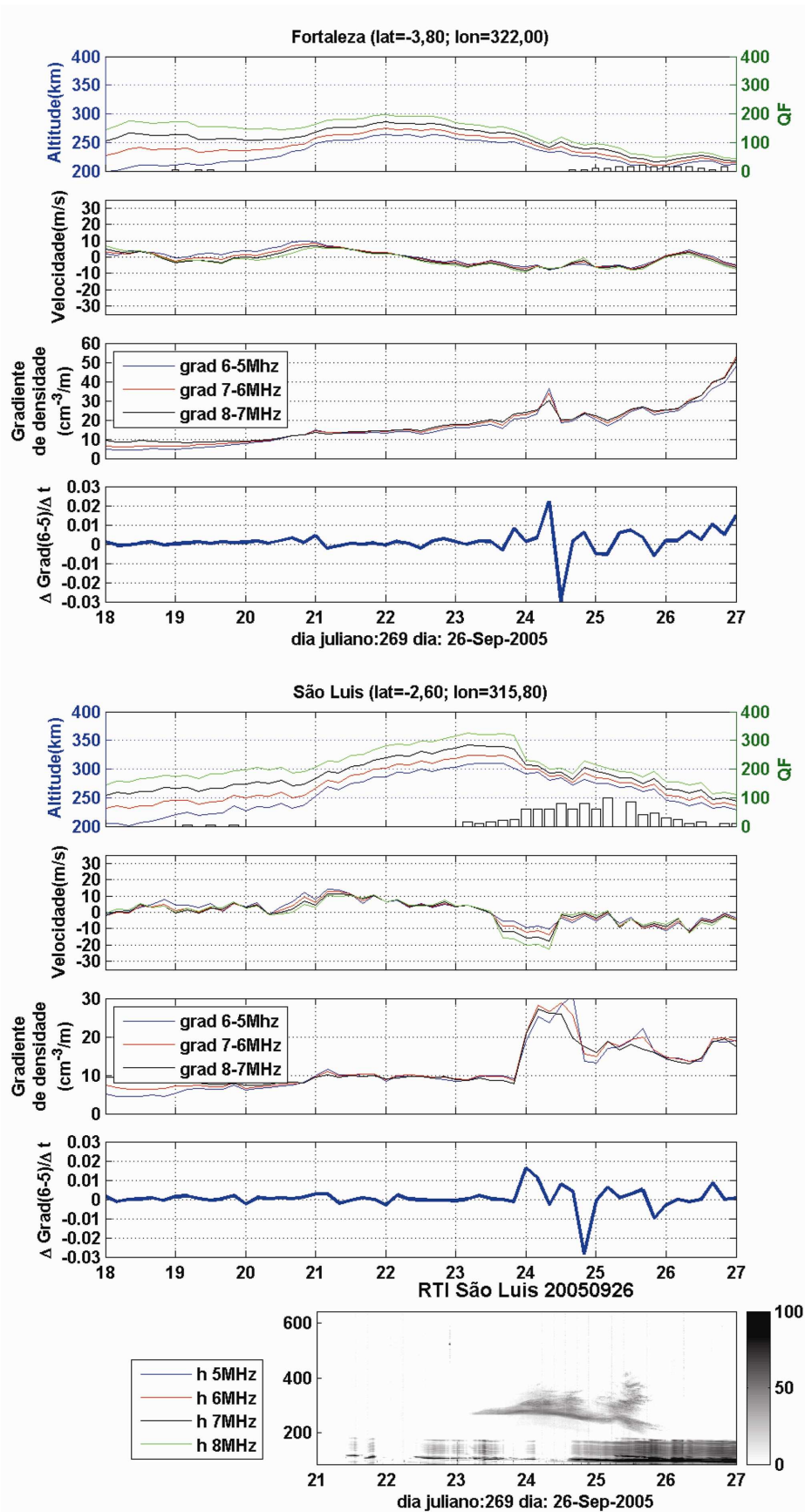
São apresentados aqui gráficos obtidos com os dados das digissondas localizadas em Fortaleza e São Luís, sincronizados com os dados do radar de espalhamento coerente localizado também em São Luís. Os dias analisados estão indicados em cada gráfico. Os círculos apresentados nos gráficos de altura indicam os ionogramas que apresentaram a ocorrência da multi-reflexão devido à perturbação na base da ionosfera, e o parâmetro QF (gráfico em barra) indica a intensidade do espalhamento em altura, conforme mencionado na seção 5.2.

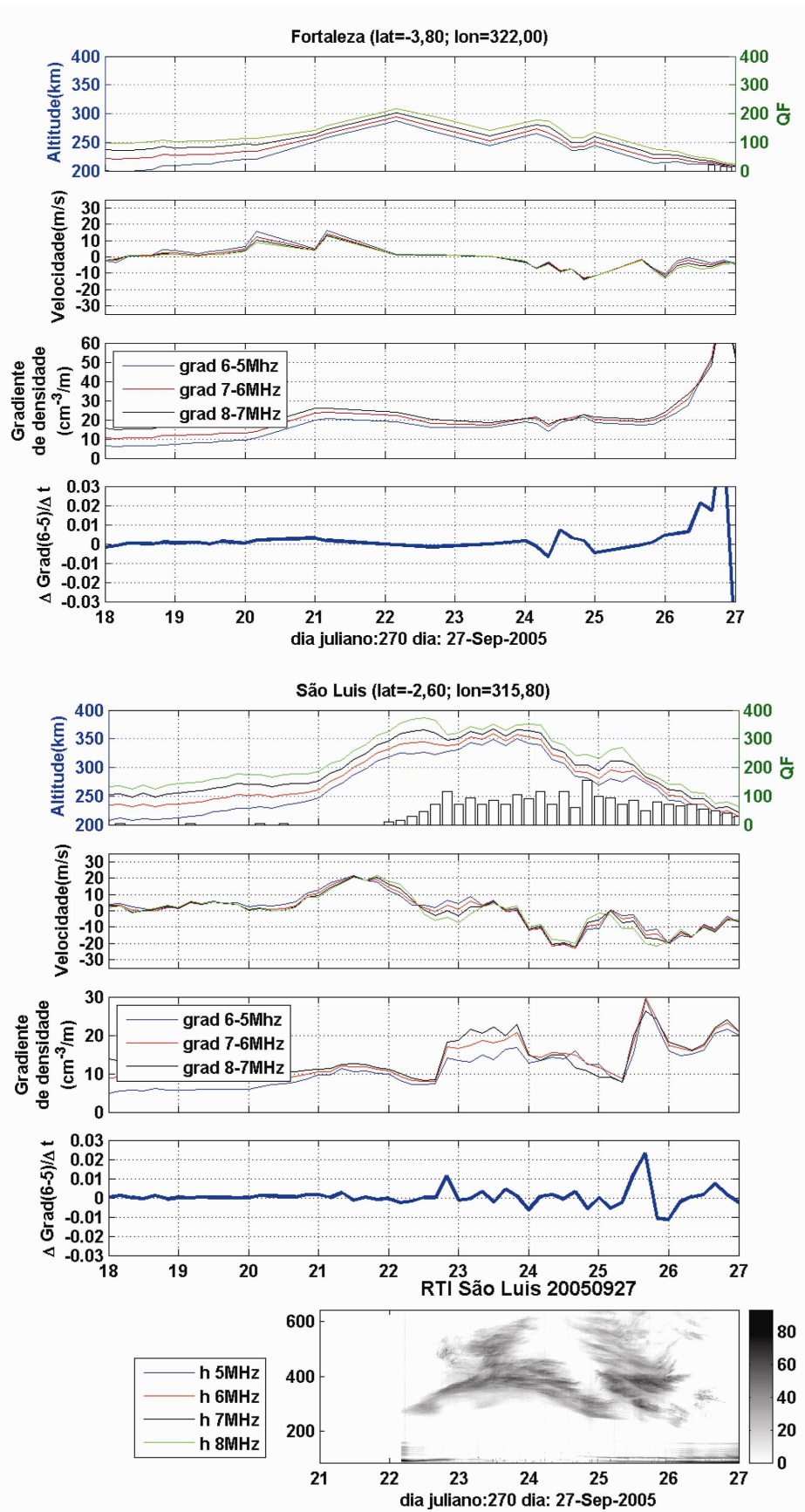


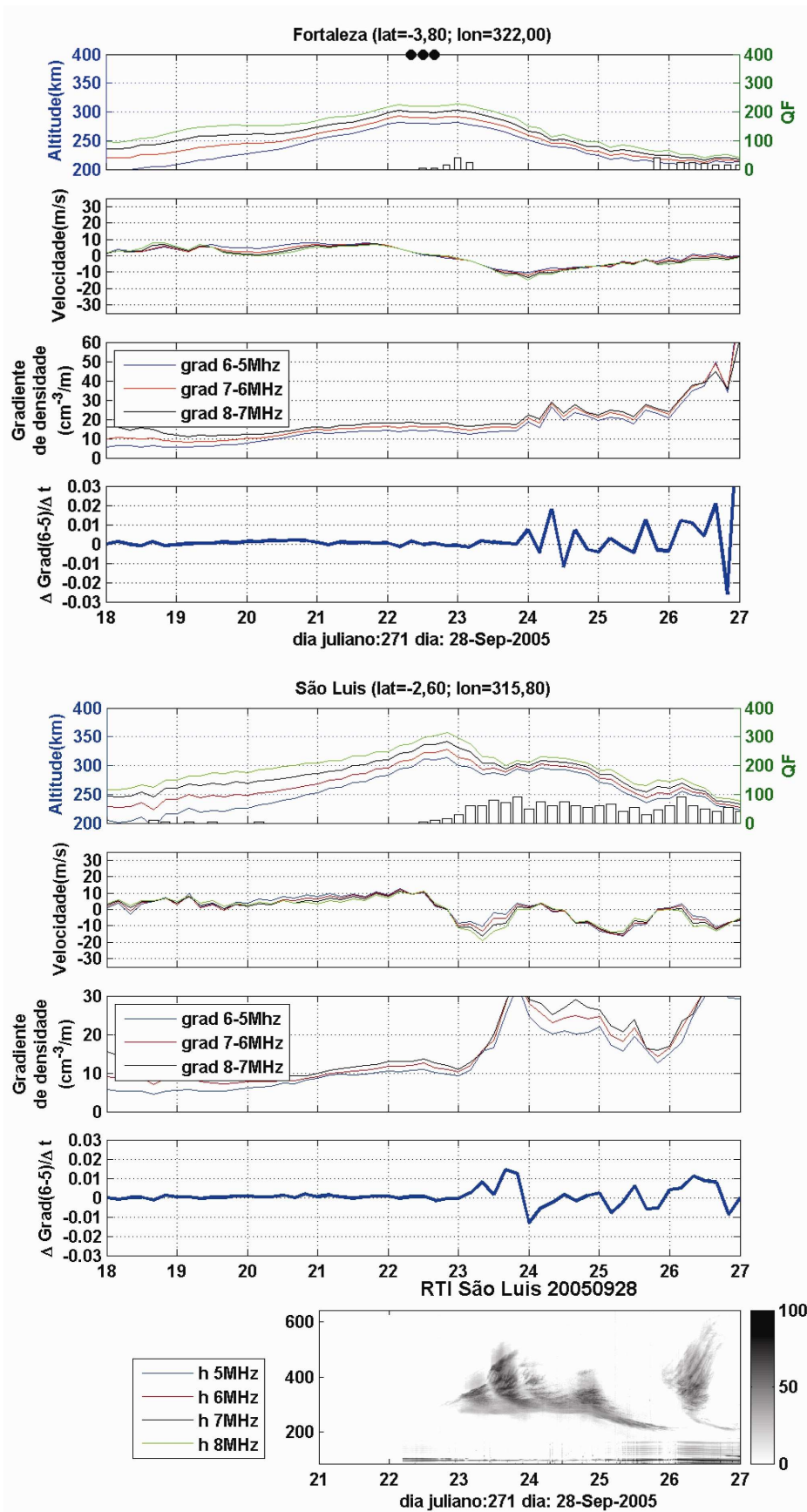


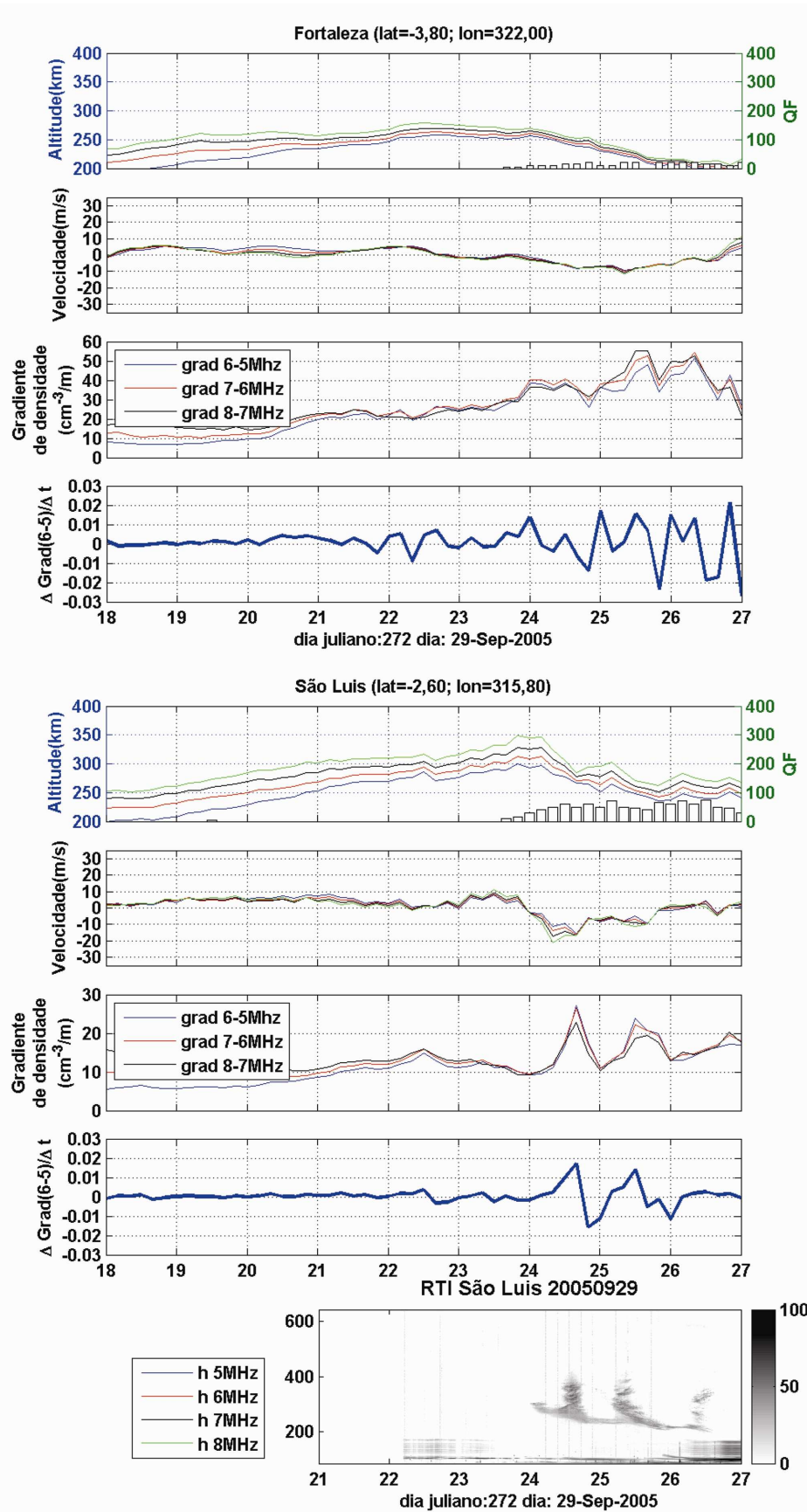


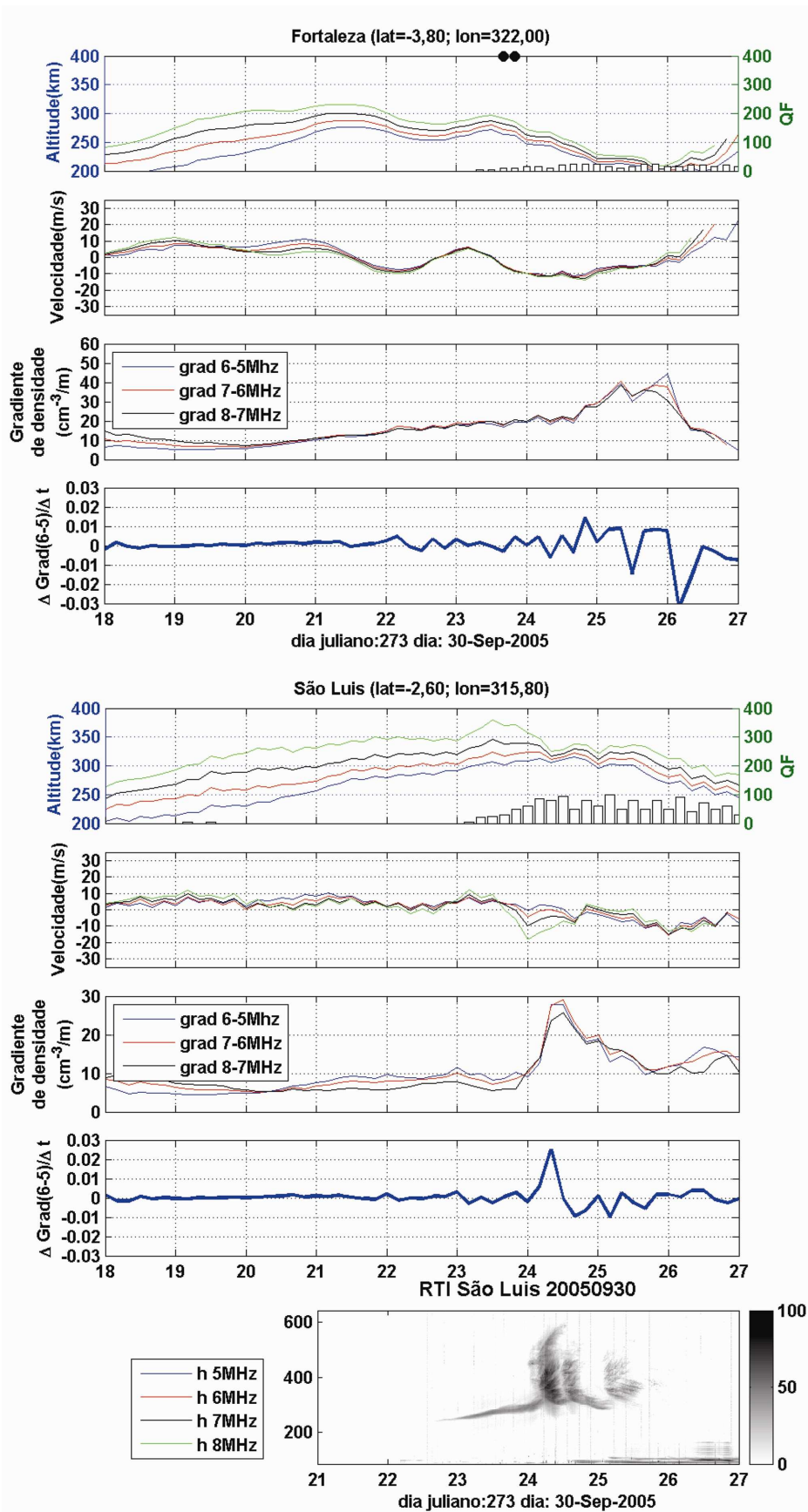


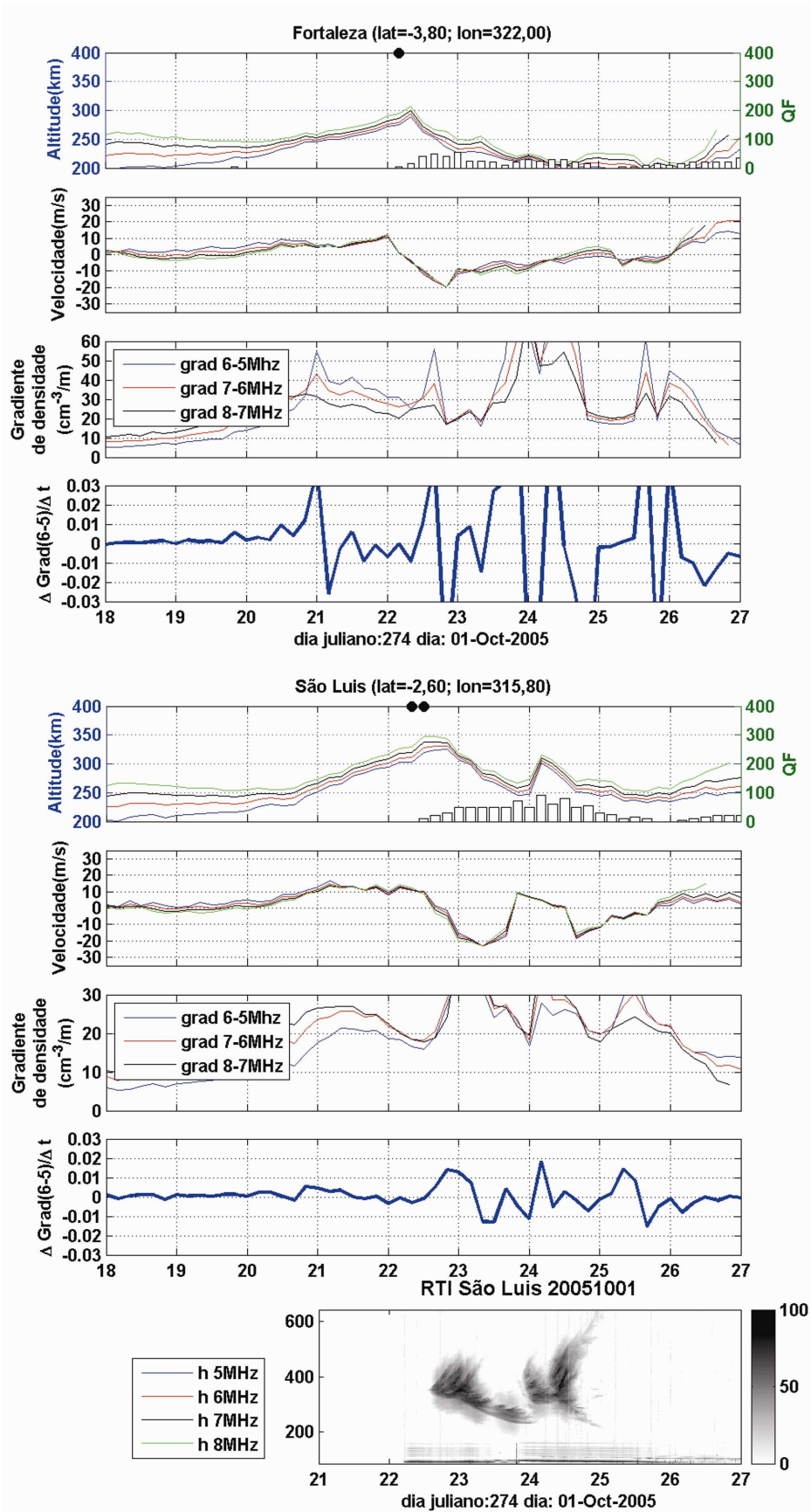


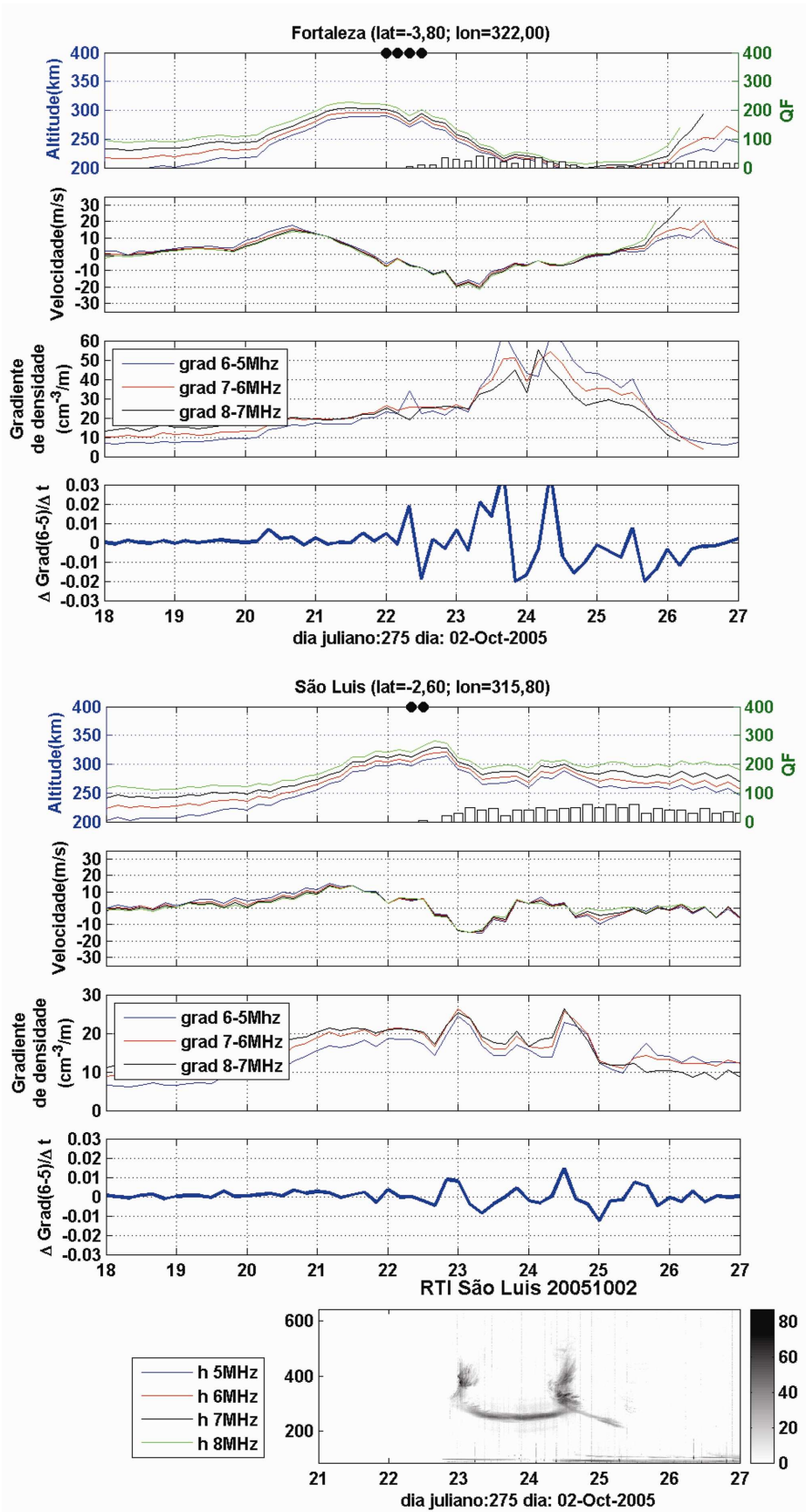


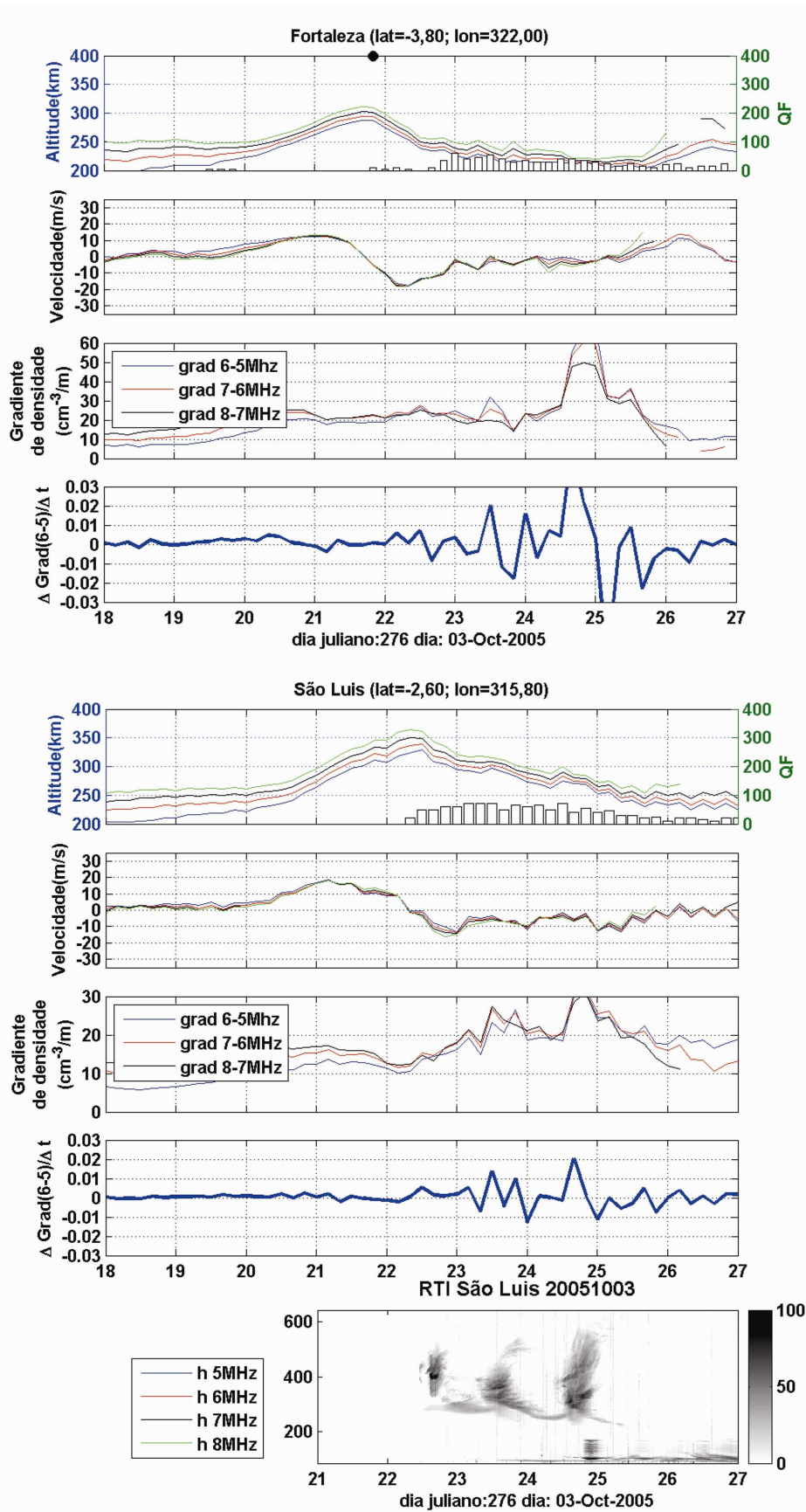


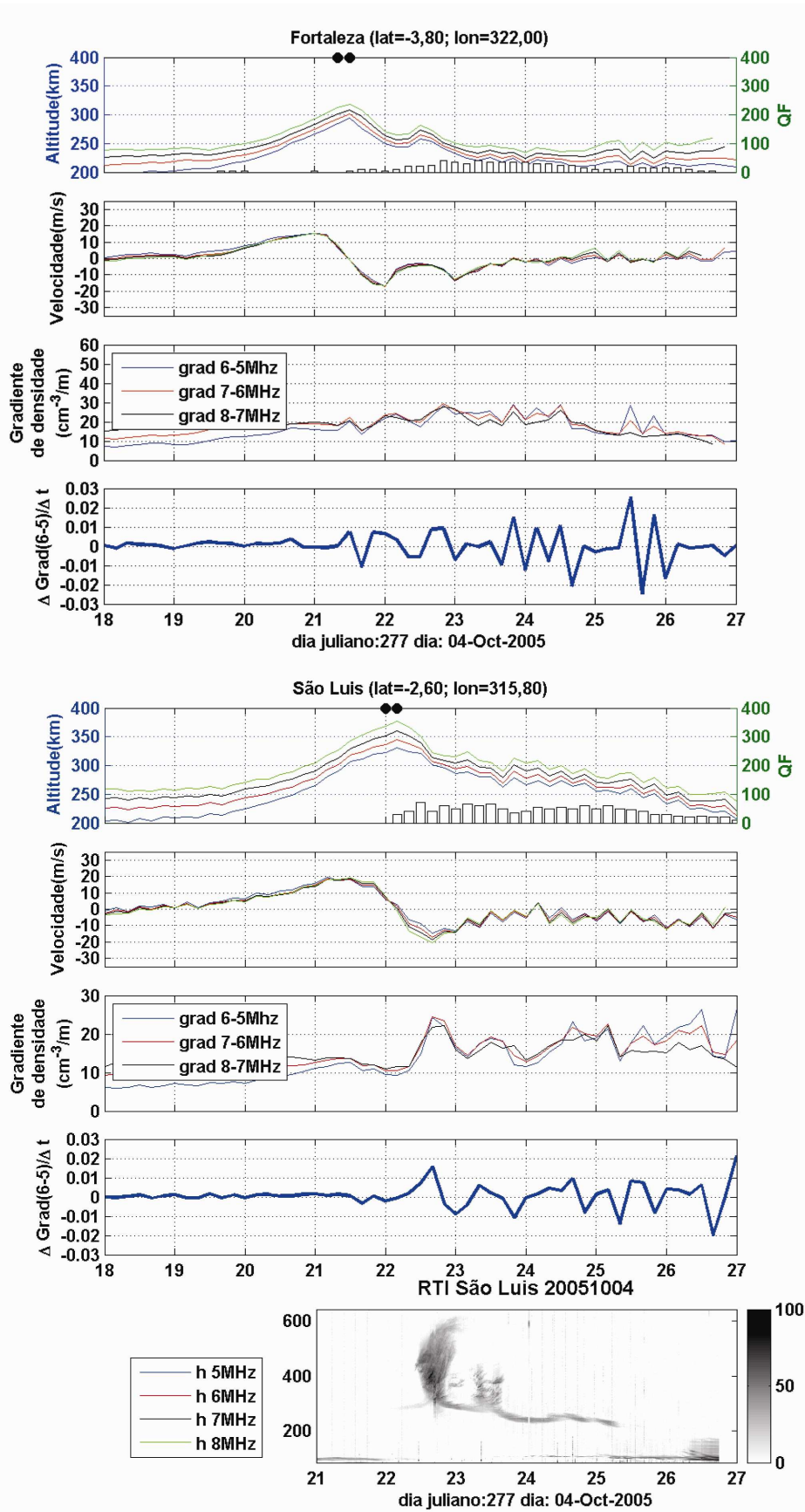


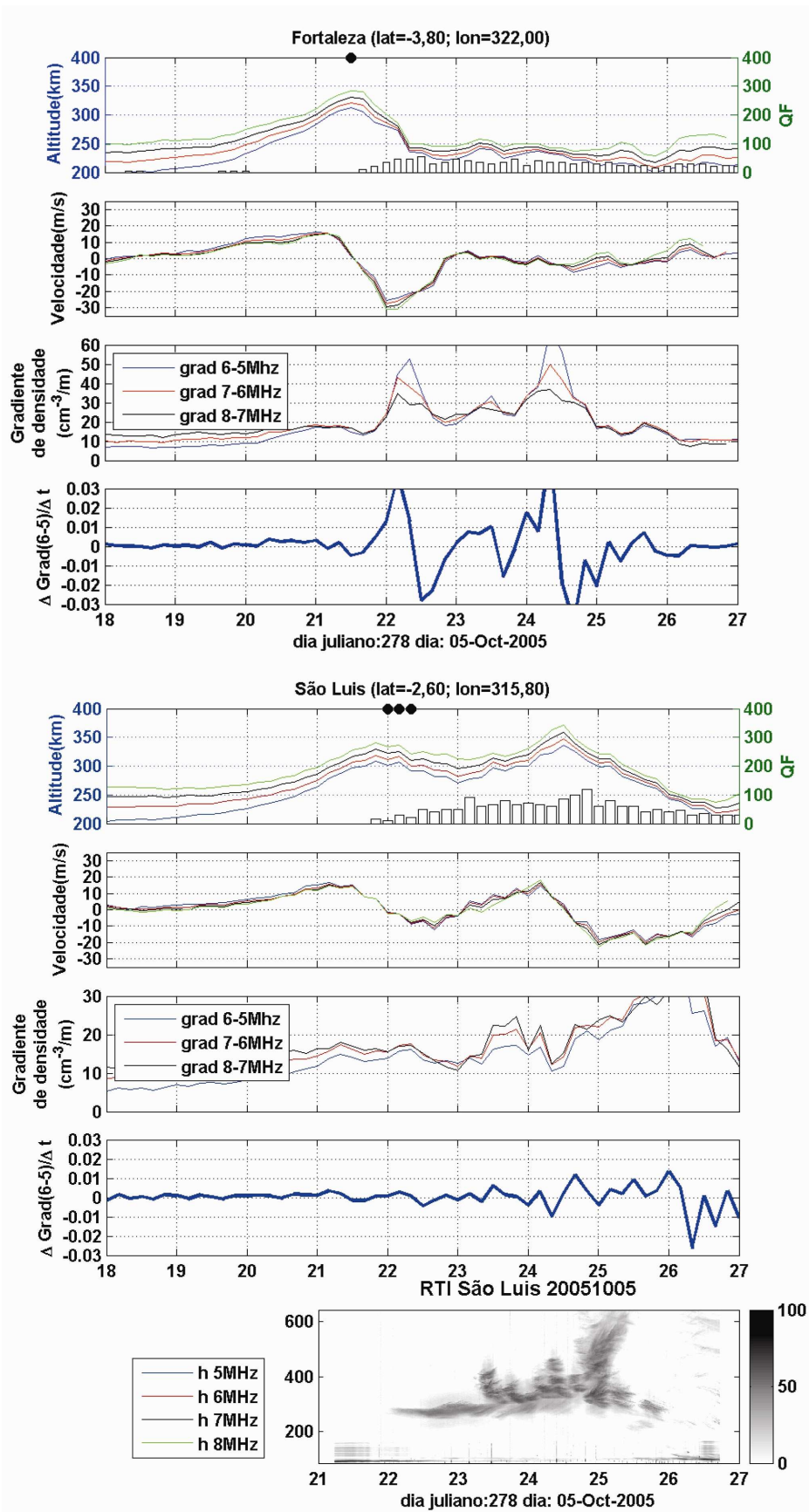


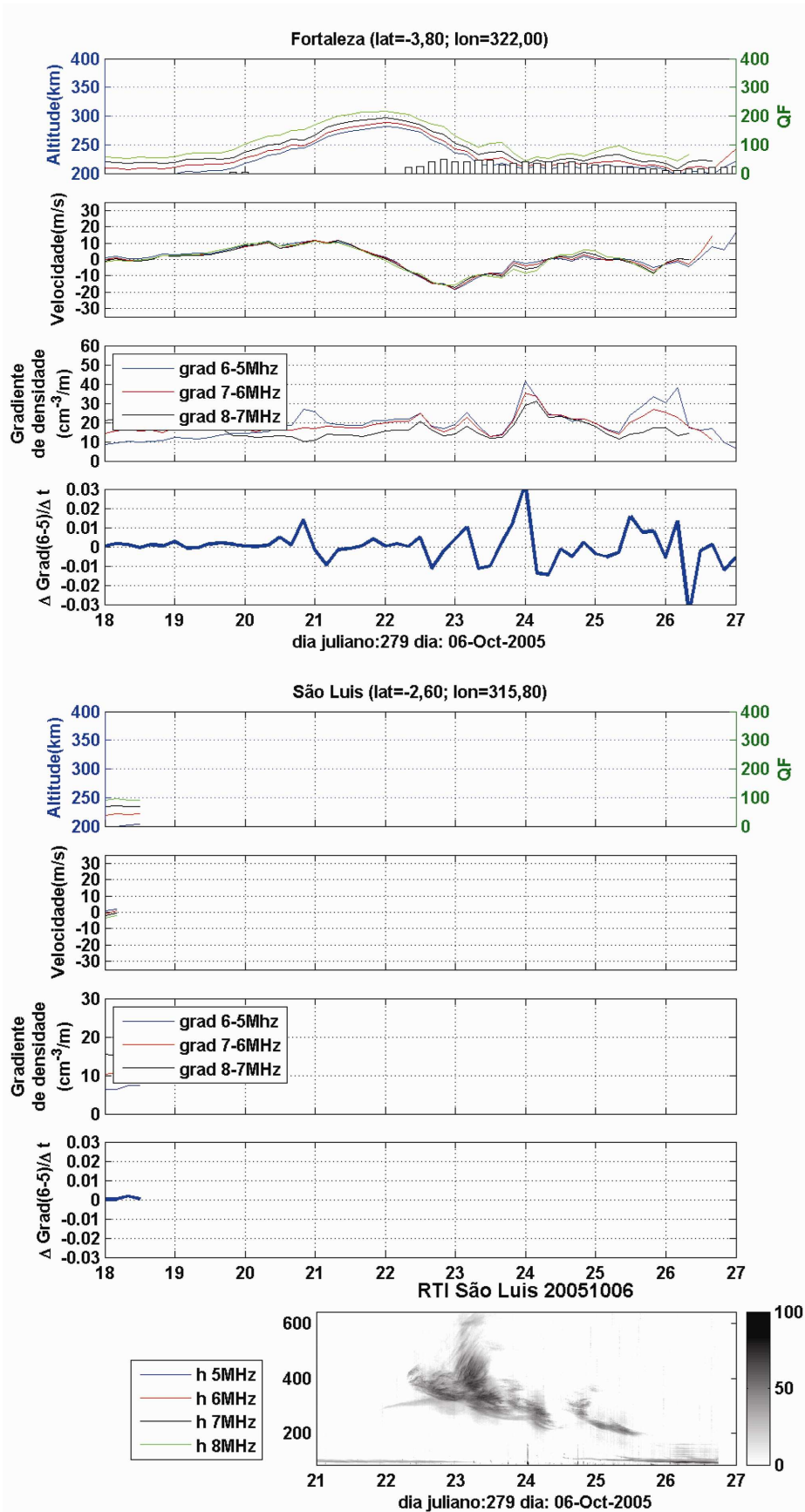


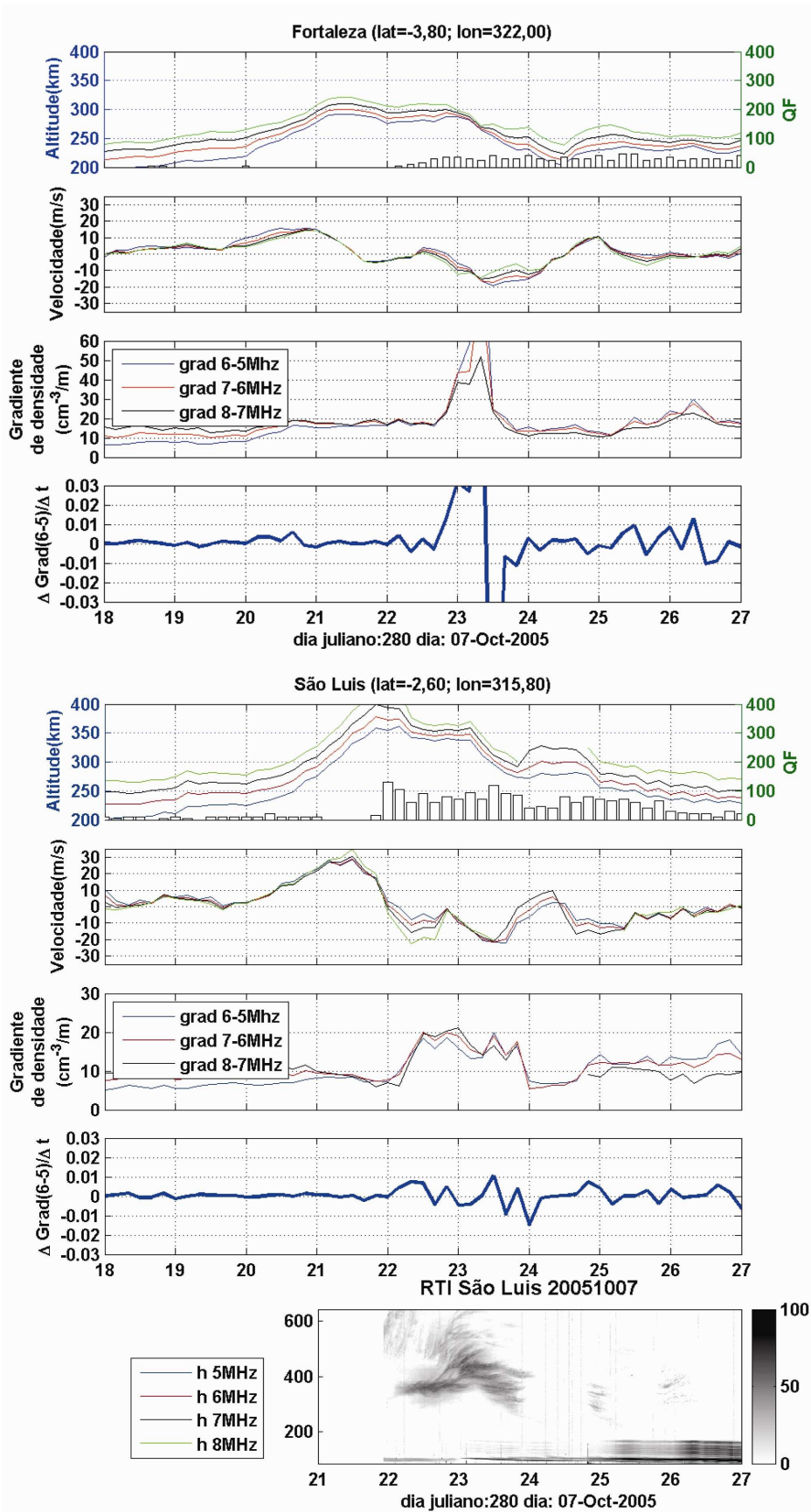


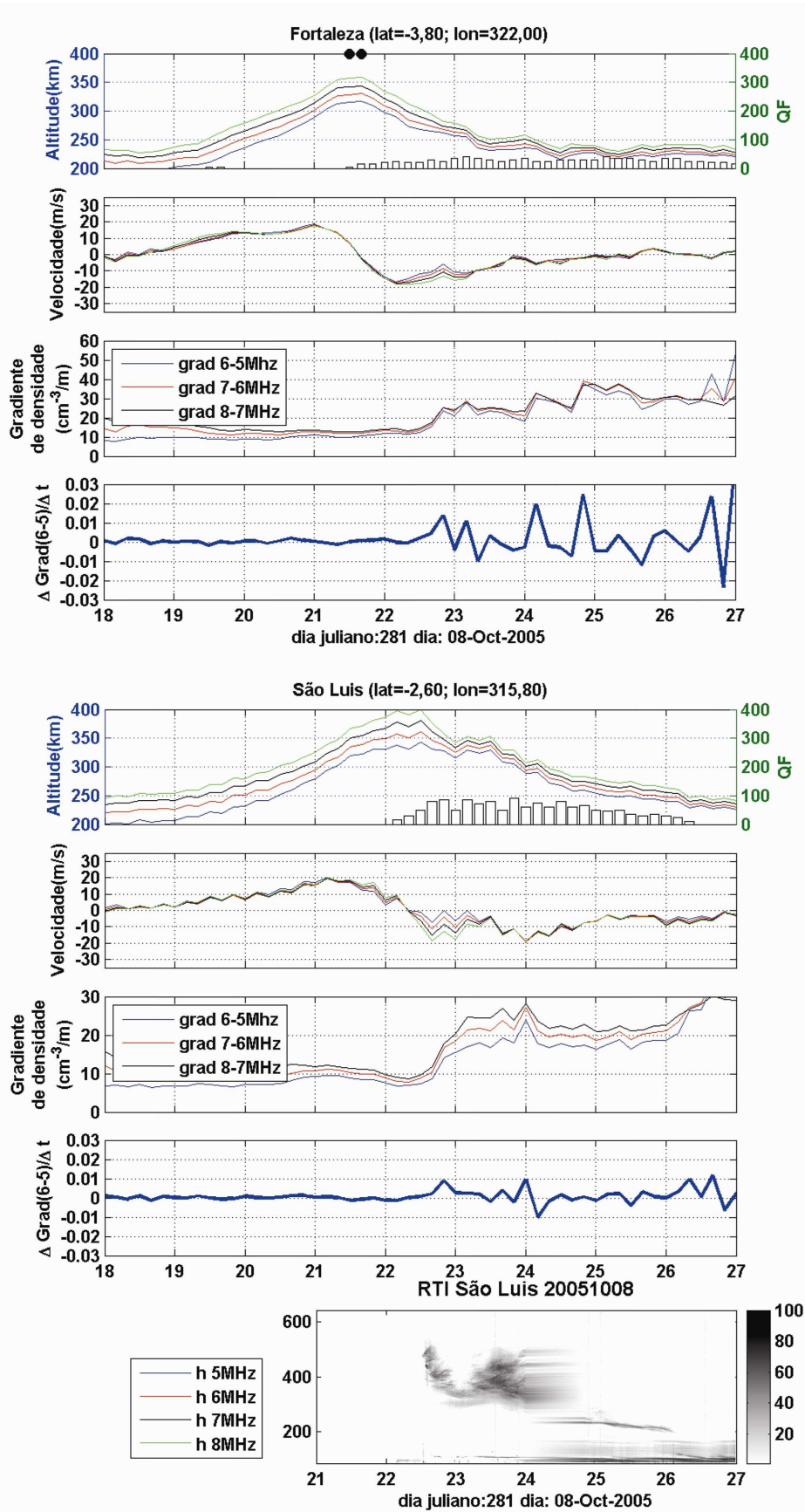


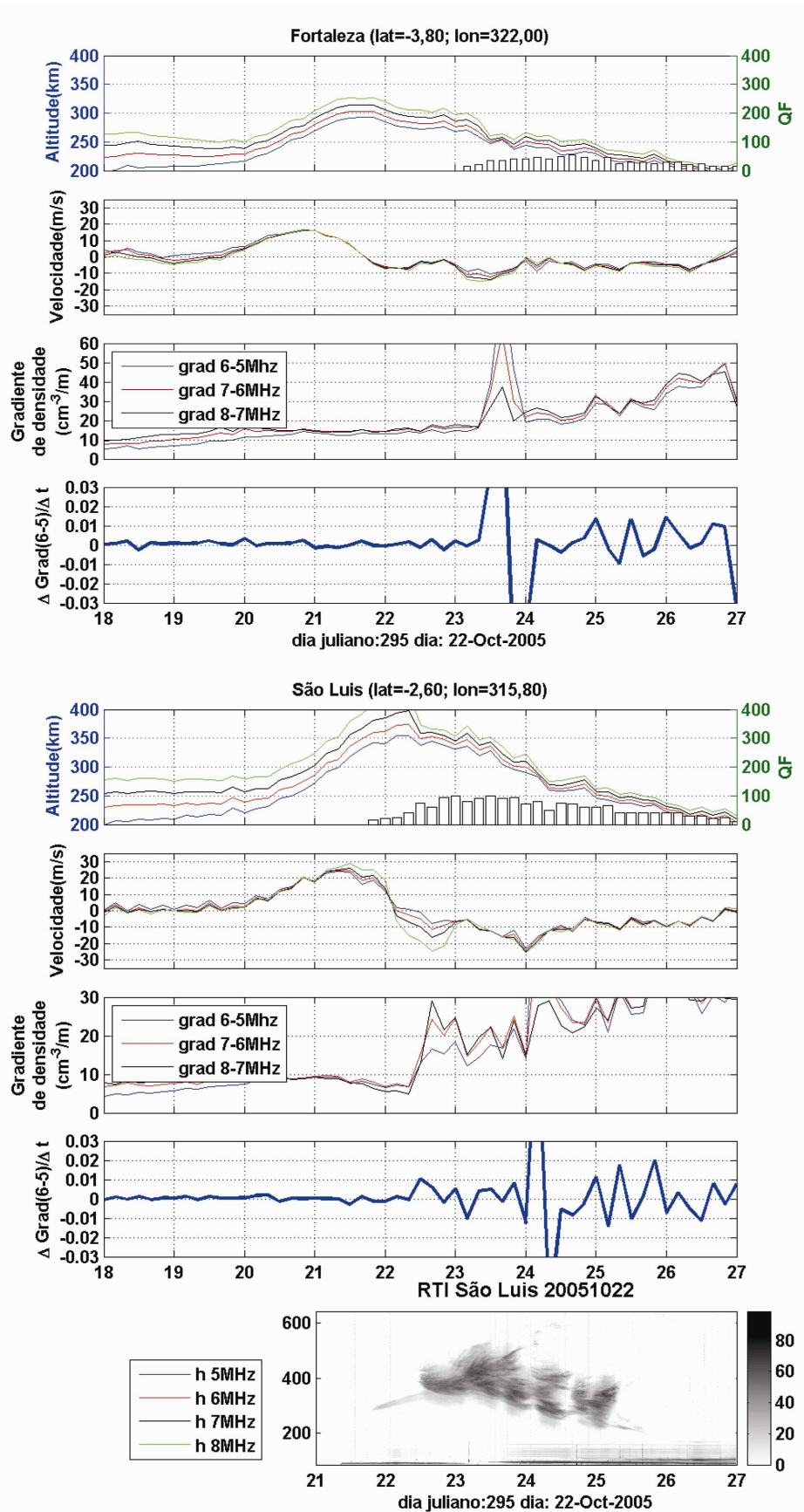


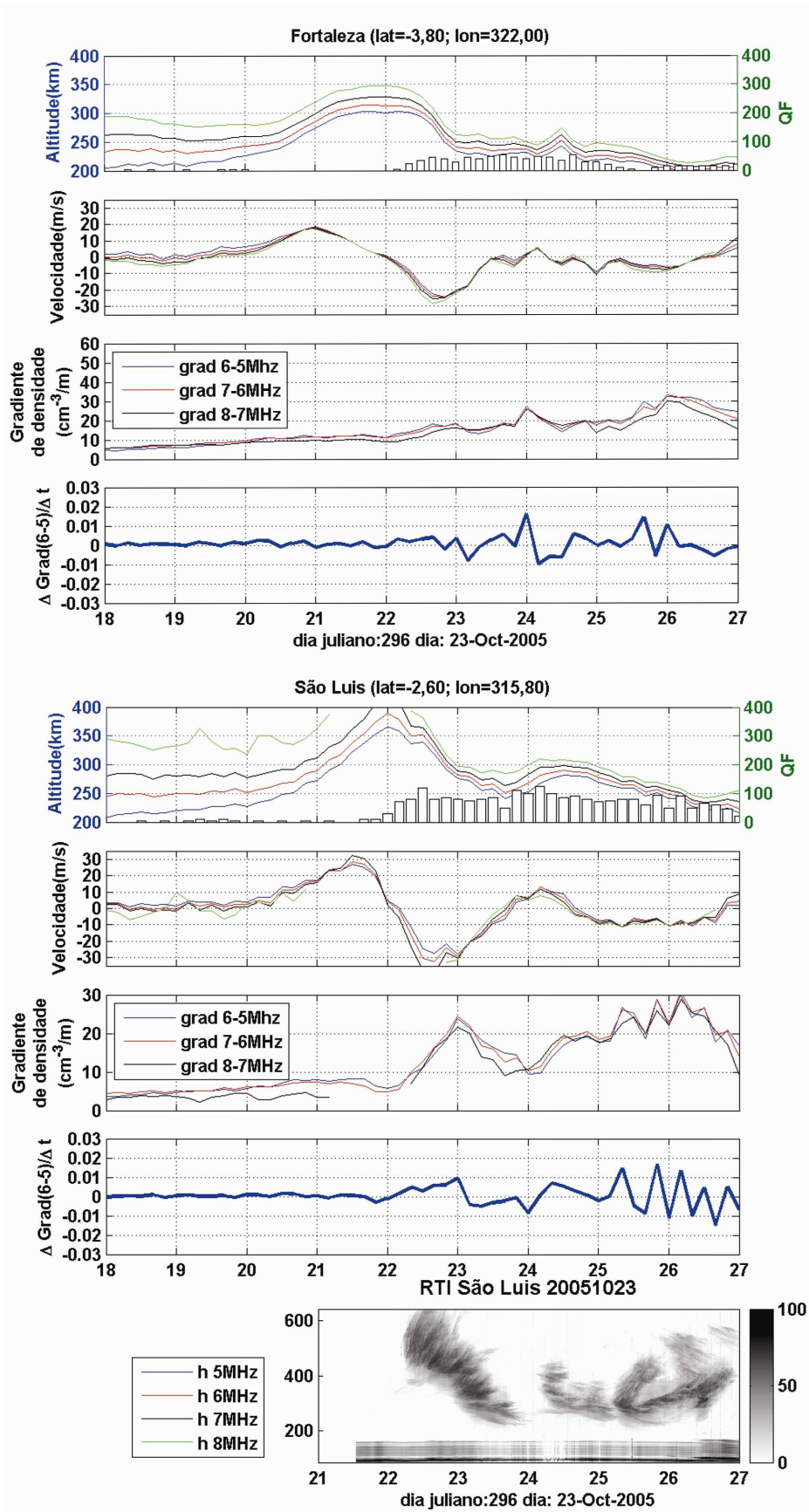


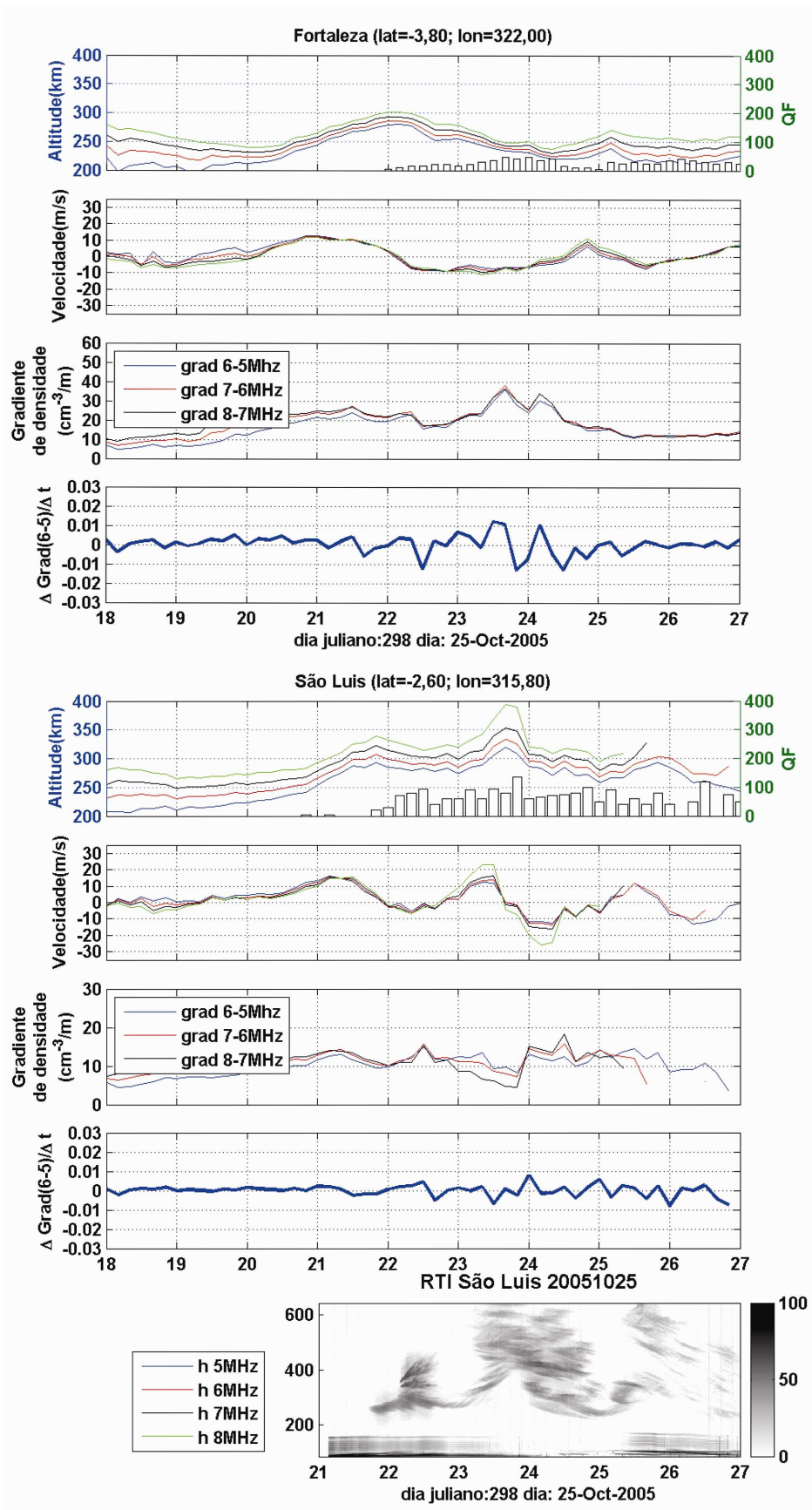












APÊNDICE D

Apresentamos aqui o diagrama de blocos do programa de simulação utilizado nesse trabalho de tese. As equações utilizadas foram mostradas no Capítulo 6, e desenvolvidas em coordenadas magnéticas.

