



Ministério da
Ciência e Tecnologia



INPE-15365-TDI/1393

MORFOLOGIA E DINÂMICA DAS IRREGULARIDADES IONOSFÉRICAS DE PEQUENA ESCALA E IMAGEAMENTO IONOSFÉRICO POR GPS

Marcio Tadeu de Assis Honorato Muella

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial, orientada pelos Drs. Eurico Rodrigues de Paula e Ivan Jelinek Kantor, aprovada em 28 de agosto de 2008.

Registro do documento original:

<<http://urlib.net/sid.inpe.br/mtc-m18@80/2008/09.25.12.42>>

INPE
São José dos Campos
2008

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) 3945-6911/6923
Fax: (012) 3945-6919
E-mail: pubtc@sid.inpe.br

CONSELHO DE EDITORAÇÃO:**Presidente:**

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

Membros:

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

Dr. Haroldo Fraga de Campos Velho - Centro de Tecnologias Especiais (CTE)

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

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)

BIBLIOTECA DIGITAL:

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

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

Jefferson Andrade Ancelmo - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Simone A. Del-Ducca Barbedo - Serviço de Informação e Documentação (SID)

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

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

Marilúcia Santos Melo Cid - Serviço de Informação e Documentação (SID)

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

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

Viveca Sant'Ana Lemos - Serviço de Informação e Documentação (SID)



Ministério da
Ciência e Tecnologia



INPE-15365-TDI/1393

MORFOLOGIA E DINÂMICA DAS IRREGULARIDADES IONOSFÉRICAS DE PEQUENA ESCALA E IMAGEAMENTO IONOSFÉRICO POR GPS

Marcio Tadeu de Assis Honorato Muella

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial, orientada pelos Drs. Eurico Rodrigues de Paula e Ivan Jelinek Kantor, aprovada em 28 de agosto de 2008.

Registro do documento original:

<<http://urlib.net/sid.inpe.br/mtc-m18@80/2008/09.25.12.42>>

INPE
São José dos Campos
2008

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

M887m Muella, Marcio Tadeu de Assis Honorato.

Morfologia e dinâmica das irregularidades ionosféricas de pequena escala e imageamento ionosférico por GPS/ Marcio Tadeu de Assis Honorato Muella. – São José dos Campos: INPE, 2008.

383p. ; (INPE-15365-TDI/1393)

Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2008.

1. Sistema de Posicionamento Global. 2. Irregularidades ionosféricas. 3. Conteúdo eletrônico total. 4. Cintilação ionosférica. 5. Tomografia ionosférica. 6. Deriva de irregularidades. I. Título.

CDU 550.388.2

Copyright © 2008 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, microfilmico, reprográfico ou outros, sem a permissão escrita da Editora, com exceção de qualquer material fornecido especificamente no propósito de ser entrado e executado num sistema computacional, para o uso exclusivo do leitor da obra.

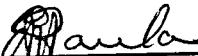
Copyright © 2008 by MCT/INPE. No part of this publication may be reproduced, stored in a retrieval system, or transmitted in any form or by any means, electronic, mechanical, photocopying, microfilming, recording or otherwise, without written permission from the Publisher, with the exception of any material 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. Jonas Rodrigues de Souza


Presidente / INPE / SJCampos - SP

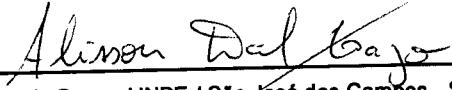
Dr. Eurico Rodrigues de Paula


Orientador(a) / INPE / SJCampos - SP

Dr. Ivan Jelinek Kantor


Orientador(a) / INPE / SJCampos - SP

Dr. Alisson Dal Lago


Membro da Banca / INPE / São José dos Campos - SP

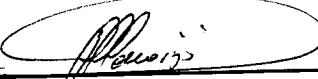
Dr. José Humberto Andrade Sobral


Membro da Banca / INPE / SJCampos - SP

Dr. Emanoel Paiva de Oliveira Costa


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

Dr. Paulo de Oliveira Camargo


Convidado(a) / UNESP/PP / Presidente Prudente - SP

Aluno (a): Marcio Tadeu de Assis Honorato Muella

São José dos Campos, 28 de agosto de 2008

"O nosso medo mais profundo não é o de sermos incapazes ou inadequados. O nosso maior medo é o de sermos fortes demais. Então, perguntamos a nós mesmos: 'Quem sou eu para ser brilhante, esplêndido, talentoso e fabuloso?' Na verdade, quem somos nós para não o ser? Nascemos para manifestar a glória de Deus que está dentro de nós. E ao deixarmos nossa própria luz brilhar, inconscientemente damos às outras pessoas permissão para fazerem o mesmo".

Nelson Mandela

*Saudades de quem carinhosamente chamava de vó Dorinha
(**Maria das Dores Honorato**), pelo exemplo de sabedoria e
pela dedicação com que cuidou de toda uma família, com
amor e gratidão dedico (*In Memoriam*).*

AGRADECIMENTOS

Inicialmente, um agradecimento especial a meus pais Dinorah Honorato e Ivan Batista, pelo carinho e pelo apoio incondicional nos diversos momentos da minha vida. Obrigado por tudo!

Meus mais sinceros agradecimentos a meu orientador e professor Dr. Eurico Rodrigues de Paula, pela confiança, incentivo, amizade e pelos valores que impensavelmente me ensinou, onde o compromisso e a humildade são exemplos que levarei para a vida.

Ao Dr. Ivan Jelinek Kantor, pelo empenho e a paciência com que se dedicou na co-orientação deste trabalho.

To my supervisor Dr. Paul M. Kintner Jr. for his hospitality, support and patience during my twelve months stay in Cornell - Ithaca.

Um agradecimento especial ao meu ex-orientador da graduação, Dr. Gefeson Mendes Pacheco, parte importante nesta minha trajetória, pois me apresentou à carreira científica.

Ao professor e membro da banca examinadora, Dr. José Humberto Andrade Sobral, pelas valiosas discussões, pela dedicação na transmissão do conhecimento e por envolver-me em suas pesquisas.

Aos membros da banca examinadora, Dr. Jonas Rodrigues de Souza, Dr. Alisson Dal Lago, Dr. Emanoel Paiva de Oliveira Costa e Dr. Paulo de Oliveira Camargo, pelas sugestões e pela predisposição em avaliar este trabalho.

Ao amigo Paulo Flabiano Smorigo (Smow), pela cordialidade com que se dedicou na coleta e gerenciamento dos dados utilizados nesta tese, principalmente enviando-os a mim durante o período em que estava nos EUA. E ainda pelas inúmeras ajudas no processamento dos dados. Muito obrigado corinthiano!

À Maria Goreti de Aquino, pelo carinho e a gentileza com que sempre me atendeu quando solicitei os dados de digissonda.

À Dra. Inez S. Batista e ao Dr. Mangalathayil A. Abdu por gentilmente terem fornecido os dados de digisonda utilizados nesta tese.

Ao atual coordenador do curso de Geofísica Espacial, Dr. Alexandre A. Pimenta e aos ex-coordenadores, Drs. Jonas R. de Souza e Plínio C. Alvalá, pelos enormes esforços prestados na manutenção da excelência do nosso curso e pelos incentivos dados para minha participação nos mais relevantes congressos, simpósios e escolas científicas realizados durante o doutorado.

Às polivalentes secretárias da CEA, Maria Conceição (Con), Fátima Usifatti e Cleonice (Cléo) Orlandelli.

Aos meus amigos e colegas do INPE que por aqui estão e também aos outros que já seguiram novos rumos, João Paulo Machado, Pedro Daniel S. C. de Almeida (Pedroca), Paulo Alexandre B. Nogueira (Pê-á), Luiz Felipe de Rezende, Maurício G. Ballaroti (Balla), Francisco Carlos Jr. (Xiquinho), Ângela M. dos Santos, Laysa C. A. Rezende, Patrícia M. de Siqueira, Aline de Lucas e Raoni Ferreira (Cacique). Grato pela amizade e companheirismo.

À minha irmã e aos meus sobrinhos, primos, tios e tias que sempre torceram por mim.

My special thanks to all Cornellians, Alessandro P. Cerruti, Bob Hahn (uncountable rides and talks), Asti Bhatt (thanks for the jacket), Fabiano Rodrigues and his wife Danieli B. Contreira, my housemates the Vietnamese friend Hong Dung Le and the Greek guy Georgios Liliis for their friendship during my stay in Ithaca.

I am also very grateful to Dr. Geoffrey Crowley (ASTRA) and Dr. Cathryn Mitchell (University of Bath), respectively, for having me in San Antonio (advising me in the use of the TIMEGCM model) and for providing us the MIDAS algorithm. I cannot forget Dr. Bettina Dorothee Zapfe from University of Bath who spent much of her precious time explaining me the use of MIDAS. Thanks a lot!

Agradeço à Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) pela bolsa de estágio de doutorado concedida para realização das minhas atividades de

pesquisa na Cornell University (processo N° BEX3367/05-3). E também, a todos os técnicos da CAPES que com muita eficiência deram suporte quanto deles precisei.

Agradeço ao Sr. Antônio Márcio Raimundo, do serviço de pós-graduação, pela atenção prestada nos procedimentos para solicitação da bolsa de doutorado “sandwich” junto à CAPES.

Finalmente, agradeço ao Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), por ter me possibilitado ingressar no programa de doutorado em Geofísica Espacial e a todos os professores e pesquisadores que enriqueceram o meu conhecimento e que, direta ou indiretamente, contribuíram para o desenvolvimento deste estudo.

Esta tese de doutorado foi desenvolvida com recursos financeiros da CAPES, que também subsidiou parcialmente ou totalmente a participação na maioria dos eventos científicos acontecidos durante o doutorado onde os resultados deste trabalho foram apresentados. Devo ressaltar a importância dos recursos e suporte financeiro recebidos por outras agências nacionais e internacionais que também possibilitaram a participação nos diversos eventos, tais como a “National Science Foundation” (NSF), a Sociedade Brasileira de Geofísica (SBGf), o “Scientific Committee on Solar-Terrestrial Physics” (SCOSTEP), a UNESCO através do “Abdus Salam International Centre for Theoretical Physics” (ICTP), a “International Union of Radio Science” (URSI), o “Committee on Space Research” (COSPAR), a “American Geophysical Union” (AGU) e a “School of Electrical and Computer Engineering” (ECE) da Universidade Cornell.

RESUMO

Os sinais recebidos dos satélites do Sistema de Posicionamento Global (GPS) foram utilizados para estudar o comportamento de três importantes propriedades geofísicas da ionosfera: irregularidades de pequena escala, sua velocidade de deriva zonal e o Conteúdo Eletrônico Total (TEC). A partir das flutuações (cintilações) na amplitude do sinal L1 (1575,42 MHz) do GPS, detectadas por receptores localizados no setor longitudinal brasileiro e distribuídos em diferentes latitudes, a morfologia, a ocorrência e a deriva zonal das irregularidades com dimensões de Fresnel foram analisadas em função do ciclo solar, da hora universal e do período sazonal. Os resultados mostram que as irregularidades que causam as cintilações são mais freqüentes nos horários que antecedem a meia-noite local e, a intensidade das cintilações, são maiores nas latitudes próximas às cristas da anomalia equatorial, onde os gradientes de TEC são mais elevados. A magnitude da deriva zonal média das irregularidades e a ocorrência e intensidade das cintilações são maiores durante os meses do solstício de verão e, também, tendem a aumentar com o aumento da atividade solar. A dinâmica destas irregularidades pode apresentar comportamentos distintos dependendo da latitude das estações de observação, tais como, magnitudes maiores e presença de picos secundários na amplitude da deriva. A técnica de receptores geomagneticamente espaçados empregada para estimar a deriva zonal das irregularidades mostrou-se também eficiente para estimar a altura de espalhamento da camada de irregularidades. Observações simultâneas conduzidas em estações magneticamente conjugadas mostraram que os sinais do GPS não são afetados pelas irregularidades na densidade do plasma na base da região *F*, do tipo “bottomside sinusoidal” (BSS). Entretanto, sinais recebidos dos satélites geoestacionários, na faixa do VHF, revelaram fortes cintilações causadas por estas irregularidades. As observações nas estações conjugadas também mostraram que pode não existir uma relação simples e direta entre o nível das cintilações e o tamanho das depleções (assinatura das bolhas de plasma) nos valores do TEC e, ainda, uma análise da espessura equivalente da ionosfera não parece revelar muito sobre a intensidade/variabilidade dessas cintilações. Utilizando um algoritmo de assimilação de dados multiinstrumental (chamado MIDAS) que emprega conceitos de problemas inversos, reconstruções tomográficas da densidade eletrônica da ionosfera foram geradas a partir das medidas de TEC. Os resultados revelaram a capacidade da técnica em reconstruir a densidade eletrônica na região da anomalia equatorial, onde uma melhor concordância foi encontrada na região da crista quando comparados com os resultados obtidos dos registros dos ionogramas. No equador magnético, a técnica falha em reconstruir a ionosfera naqueles horários em que ocorrem fortes gradientes verticais do plasma. Mapas dinâmicos bidimensionais que relacionam as medidas simultâneas de TEC e cintilação mostraram que as cintilações são mais intensas nas regiões da fronteira da anomalia onde os gradientes espaciais do TEC são mais elevados, o que sugere que os gradientes de densidade podem ser um importante precursor no desenvolvimento das cintilações na banda L do GPS.

MORPHOLOGY AND DYNAMIC OF SMALL-SCALE IONOSPHERIC IRREGULARITIES AND IONOSPHERIC IMAGING BY GPS

ABSTRACT

The signals received from the Global Positioning System (GPS) satellites were used to study the behavior of three important geophysical parameters of the ionosphere: small-scale irregularities, their zonal drift velocities and the Total Electron Content (TEC). From the fluctuations (scintillations) in the amplitude of the GPS L1 signal (1575.42 MHz), detected by receivers located in the Brazilian longitudinal sector and distributed at different latitudes, the morphology, the occurrence and the zonal drift of the irregularities with the Fresnel-length were analyzed as a function of the solar cycle, the universal time and the seasonal period. The results show that the irregularities causing scintillations are more frequent during the pre-midnight hours and, the scintillation levels, are larger near the crests of the equatorial ionization anomaly, where the TEC gradients are more intense. The magnitude of the irregularity mean zonal drifts and the occurrence and intensity of the scintillations are higher during the summer solstice months and also tend to enhance with the increase in the solar activity. Depending on the latitude of the observation sites, the dynamics of these irregularities may present a different behavior, such as, large magnitudes and secondary peaks in their velocities. The geomagnetically spaced receiver technique used to estimate the irregularity zonal drifts have also showed to be efficient in the estimations of the scattering height causing scintillations. Simultaneous observations conducted at magnetically conjugate stations showed that GPS signal are not sensitive to *F* region bottomside sinusoidal irregularities (BSS), but the signals received from VHF geostationary satellites revealed strong scintillations caused by this type of plasma density irregularities. The observations at the conjugate points also showed that a relation between the scintillation level and the size of the TEC depletion (plasma bubble signature) is not straightforward. In addition, analyses of the ionospheric slab thickness did not reveal much about the intensity/variability of the scintillations. A multi-instrumental data assimilation system (named MIDAS), using inverse problem formulations and TEC data as input, was adopted in the tomographic reconstructions of the ionospheric electron density. A good agreement between the reconstruction results and the *F*2 peak parameters scaled from the ionograms revealed that the technique is capable to reproduce the ionosphere at the south crest of the equatorial ionization anomaly. In the magnetic equator, at that time when an intense plasma vertical gradient is expected to occur, the tomographic reconstructions fail to reproduce the ionosphere. Two-dimensional maps with coupling TEC and scintillation data showed that the scintillations are more intense at the boundaries of the anomaly peak, where strong spatial gradients of the TEC are observed. It suggests that the electron density gradients can be used as an important precursor to the development of GPS L band scintillations.

SUMÁRIO

Pág.

LISTA DE FIGURAS

LISTA DE TABELAS

1	INTRODUÇÃO.....	29
2	PECULIARIDADES DA REGIÃO <i>F</i> DA IONOSFERA TROPICAL.....	39
2.1	Irregularidades na região <i>F</i> da ionosfera.....	39
2.2	Teorias sobre o mecanismo de geração das irregularidades do plasma na região <i>F</i> da ionosfera equatorial.....	42
2.2.1	Os Mecanismos de instabilidade gravitacional Rayleigh-Taylor (GR-T) e de instabilidade de deriva $\vec{E} \times \vec{B}$	44
2.2.2	A teoria generalizada da instabilidade GR-T e suas quantidades integradas ao longo do tubo de fluxo magnético.....	48
2.3	Principais fatores que controlam a geração, evolução e variabilidade das irregularidades do plasma na região <i>F</i>	54
2.3.1	Os efeitos da deriva vertical e do ângulo de declinação magnética.....	54
2.3.2	Os efeitos do vento neutro e da condutividade Pedersen ambiente na evolução e morfologia das irregularidades de plasma.....	58
2.3.3	Os ventos meridionais e a condutividade integrada ao longo das linhas de campo magnético.....	60
2.3.4	Fatores relacionados ao acoplamento entre as regiões <i>E</i> e <i>F</i> , ondas de gravidade e a corrente do eletrojato equatorial.....	61
2.4	Cisalhamento vertical do fluxo horizontal do plasma na região <i>F</i> equatorial.....	63
2.5	Características das irregularidades em regiões de baixa latitude.....	68
3	O SISTEMA DE POSICIONAMENTO GLOBAL (GPS).....	73
3.1	Fundamentos sobre GPS e rádio navegação.....	73
3.1.1	Características dos sinais de GPS.....	75
3.1.2	As observáveis do GPS.....	77

4	ESTUDO DAS IRREGULARIDADES IONOSFÉRICAS ATRAVÉS DAS CINTILAÇÕES NA AMPLITUDE DOS SINAIS DO GPS.....	79
4.1	As primeiras evidências das cintilações ionosféricas.....	79
4.2	Considerações sobre a teoria das cintilações.....	81
4.2.1	Teoria da difração.....	81
4.2.2	Teoria da tela de fase (“phase screen”) da camada de irregularidade.....	87
4.2.3	Teoria das cintilações fracas (solução de Rytov).....	90
4.2.4	Teoria de espalhamento múltiplo do sinal de rádio.....	91
4.3	Cintilações na amplitude do sinal de rádio.....	93
4.4	Soluções para determinação do índice de cintilação.....	94
4.5	Metodologias empregadas no estudo das irregularidades ionosféricas através das cintilações.....	101
4.5.1	Ocorrência e morfologia das irregularidades de pequena escala através das cintilações na amplitude dos sinais do GPS.....	101
4.5.2	Atividade das cintilações, extensão latitudinal das irregularidades e observações em pontos conjugados.....	109
4.6	Resultados e discussões sobre o estudo estatístico das cintilações.....	113
4.6.1	Ocorrência mensal/anual das cintilações e sua variação com o fluxo solar.....	113
4.6.2	Variação temporal da ocorrência das cintilações.....	122
4.6.3	Variação sazonal da ocorrência das cintilações.....	128
4.6.4	Ocorrência das cintilações antes e após a meia-noite local.....	148
4.7	Morfologia das cintilações ionosféricas sobre a região tropical brasileira.....	151
4.7.1	Dependência latitudinal.....	151
4.7.2	Dependência longitudinal.....	158
4.8	Resultados e discussões sobre a extensão latitudinal das irregularidades, atividade das cintilações e observações em pontos conjugados.....	162
4.8.1	Extensão latitudinal das irregularidades.....	162
4.8.2	Observação da atividade das cintilações sobre a região tropical brasileira – Resultados da campanha COPEX.....	167
4.8.3	Observação das cintilações na faixa do VHF e da banda L do GPS em pontos conjugados – resultados da campanha COPEX.....	173

4.9	Comentários e conclusões.....	179
5	MEDIDA DA VELOCIDADE DE DERIVA ZONAL DAS IRREGULARIDADES.....	183
5.1	Introdução.....	183
5.2	Princípios básicos do modelo.....	185
5.3	Modelo de deriva zonal das irregularidades.....	192
5.4	Metodologia empregada nas observações de deriva zonal das irregularidades.....	199
5.4.1	Processamento dos dados e cálculo da velocidade.....	199
5.4.2	Dependência temporal, sazonal, latitudinal e com o ciclo solar.....	203
5.4.3	Comparação da velocidade de deriva na ionosfera em pontos conjugados.....	203
5.5	Resultados e discussões sobre o estudo do comportamento médio da velocidade de deriva zonal das irregularidades.....	204
5.5.1	Variação sazonal.....	204
5.5.2	Diferenças latitudinais da deriva zonal das irregularidades.....	217
5.5.3	Efeitos da variação do ciclo solar.....	225
5.5.4	Deriva zonal das irregularidades na ionosfera em pontos conjugados.....	228
5.5.5	Fatores de correção e fontes de erro na estimativa da deriva zonal das irregularidades.....	230
5.5.6	Determinação da altura da camada de irregularidades.....	235
5.6	Comentários e conclusões.....	239
6	UTILIZAÇÃO DO GPS NO MONITORAMENTO DO CONTEÚDO ELETRÔNICO TOTAL DA IONOSFERA.....	241
6.1	Refração ionosférica e a medida de conteúdo eletrônico total.....	241
6.1.1	Determinação do TEC a partir das observáveis do GPS.....	245
6.1.2	Determinação do TEC vertical (vTEC).....	247
6.1.3	Monitoramento do TEC a partir de dados dos receptores de GPS.....	249
6.2	Metodologia utilizada nas observações de conteúdo eletrônico total.....	254
6.3	Resultados e discussões sobre as observações simultâneas de TEC e cintilação.....	255
6.3.1	Primeiro caso: Noite de 13 de outubro de 2002.....	255

6.3.2	Segundo caso: Noite de 18 de outubro de 2002.....	262
6.3.3	Terceiro caso: Noite de 12 de novembro de 2002.....	266
6.4	Comentários e conclusões.....	268
7	RADIOTOMOGRAFIA IONOSFÉRICA.....	271
7.1	Introdução.....	271
7.2	Teoria sobre o método de inversão tomográfica da ionosfera.....	274
7.2.1	Método de reconstrução e determinação das funções base.....	279
7.2.2	Determinação de A_{ij}.....	282
7.2.3	O caso tridimensional.....	285
7.2.4	Informação <i>a priori</i>.....	287
7.2.5	Decomposição em valores singulares.....	293
7.3	Metodologia empregada no estudo de radiotomografia ionosférica através do algoritmo MIDAS.....	295
7.4	Resultados e discussões.....	299
7.5	Comentários e conclusões.....	316
8	OBSERVAÇÕES SIMULTÂNEAS DE CINTILAÇÃO, TEC E DERIVA ZONAL DURANTE PERÍODOS GEOMAGNETICAMENTE PERTURBADOS.....	319
8.1	Introdução.....	319
8.2	Resultados e discussões.....	323
8.2.1	Supertempestade de 20 de novembro de 2003.....	323
8.2.2	Tempestade de 20 à 23 de novembro de 2002: Observações em estações conjugadas.....	356
8.3	Comentários e conclusões.....	359
9	CONCLUSÕES FINAIS E SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS.....	361
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	365

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1 - (a) Ionograma ilustrando um sinal com espalhamento em altura (range); (b) buraco de ionização no perfil de densidade eletrônica obtido com foguete (Adaptada de Abdu et al., 1991); (c) observação de plumas obtidas a partir de imagens de radar de VHF; (d) exemplo de bolhas detectadas por imageadores a partir de emissões de aeroluminescência em OI 630,0 nm.....	41
2.2 - À esquerda: Diagrama esquemático ilustrando o crescimento de uma irregularidade no plasma da ionosfera equatorial de acordo com a instabilidade R-T. À direita: Ilustração da evolução da instabilidade	45
2.3 - Representação esquemática do dínamo da região F durante o horário de ocorrência do pico pré-reversão; (a) Terminadouro alinhado com o meridiano magnético. (b) Terminadouro fazendo um ângulo com o meridiano	55
2.4 - Resultados de simulações numéricas mostrando os efeitos provocados pelo vento neutro e a condutividade ambiente sobre a evolução das bolhas de plasma. Os casos (a), (b) e (c) são discutidos no texto.....	59
2.5 - Esquema do padrão de correntes dentro da ionosfera durante as primeiras horas da noite. Entende-se por SQ a abreviação em inglês para o sistema de correntes na ionosfera durante períodos geomagneticamente calmos de atividade solar.....	62
2.6 - Campo elétrico vertical e as três componentes da Eq. (2.26). J_z equivale à uma corrente constante $J_{zo} = 5\text{mA/m}$	65
2.7 - Na parte superior (a), a condutividade Pedersen total e, na parte inferior (b), o campo elétrico vertical e o fluxo de vórtice do plasma na região <i>F</i>	66
2.8 - Representação esquemática dos processos eletrodinâmicos que atuam sobre os mecanismos de instabilidade que levam à geração das irregularidades do plasma na região <i>F</i> da ionosfera.	69
2.9 - Imagem das plumas em dados de radar de VHF onde são observados assinaturas das irregularidades que não foram geradas localmente (entre 600-1200 km as 22:00 UT), e aquelas que evoluíram desde a base da região <i>F</i> na ionosfera local sobre a estação de observação (em torno dos 500 km as 22:20 UT).....	71
3.1 - Ilustrações sobre a técnica de trilateração empregada no posicionamento bidimensional de um usuário de GPS.....	74
4.1 - Geometria do modelo de cintilação ionosférica.	82
4.2 - Distância entre pontos da frente de onda e um observador.	84
4.3 - Geometria tridimensional da zona de Fresnel.	85
4.4 - Exemplo de cintilação na potência do sinal em 136 MHz.	96
4.5 - Função filtro para a amplitude de cintilação em relação ao número de onda normalizado.....	99
4.6 - Estações receptoras do GPS utilizadas na análise de ocorrência de cintilações. 104	104
4.7 - Setores do céu (faixa azimutal) em que foi analisada a ocorrência das cintilações.....	110
4.8 - Alinhamento leste-oeste magnético das antenas no sistema de VHF.....	111
4.9 - Diagrama azimute e elevação dos “links” leste-oeste do sistema de VHF.....	112

4.10 - Ocorrência mensal das cintilações sobre MN, CB e PL (painéis superiores), SL, SJC e SMS (painéis centrais) e a variação média mensal do fluxo solar (painéis inferiores).	115
4.11- Variação mensal e anual dos diferentes níveis das cintilações (fraco, moderado, forte e saturado) sobre a estação de SL para o período em que existem dados disponíveis entre os anos de 1997 à 2006.....	119
4.12 - O mesmo que na Fig. (4.11), porém sobre a estação de CB.....	120
4.13 - O mesmo que na Fig. (4.11), porém sobre a estação de SJC.....	121
4.14- Variação temporal noturna da ocorrência das cintilações em SL ($S_4 > 0,2$).....	123
4.15 - Idem a Fig. (4.14), porém para a estação de CB	124
4.16 - Idem a Fig. (4.14), porém para a estação de SJC	125
4.17 - Idem a Fig. (4.14), porém sobre a estação de MN	126
4.18 - Idem a Fig. (4.14), porém sobre PL (painel superior) e SMS (painel inferior)..	127
4.19 - Efeito sazonal na ocorrência das cintilações, ao longo dos anos, sobre MN (nesta página), SL, CB, SJC, PL e SMS (adiante), para $S_4 > 0,2$ e para os diferentes níveis do índice das cintilações.	128
4.20 - Ocorrência sazonal ao longo dos anos sobre MN, SL (nesta página), CB, SJC, PL e SMS (adiante) para a contribuição dos diferentes níveis das cintilações nos instantes em que o índice S_4 tenha excedido 0,2.	133
4.21 - Efeito da sazonalidade na variação temporal das cintilações ($S_4 > 0,2$) ao longo dos anos sobre MN (nesta página), PL, SMS, SL, CB e SJC (na continuação). As observações foram feitas durante as fases ascendente e descendente do ciclo solar.	138
4.22 - Painéis mostrando a variação temporal da ocorrência dos diferentes níveis das cintilações sobre SJC durante os equinócios (nesta página) e o solstício de verão (adiante)	146
4.23 - Ocorrência média das cintilações observadas antes da meia-noite (“pre-midnight”) e após a meia-noite local (“post-midnight”) sobre as estações de MN e SL (nesta página) e sobre as estações de CB, SJC, PL e SMS (a seguir na continuação da figura).	149
4.24 - Morfologia global das cintilações durante os períodos de atividade solar máxima (diagrama à esquerda) e mínima (diagrama à direita).	152
4.25 - Variação temporal e anual da porcentagem de ocorrência da atividade das cintilações ($S_4 > 0,2$) sobre as estações de MN, CB (nesta página) e SJC (a seguir).	155
4.26 - Modelo de deriva vertical da região <i>F</i> equatorial brasileira durante os períodos de atividade solar máxima e mínima.	157
4.27 - Distribuição noturna da densidade eletrônica em função da altura e da latitude magnética obtida do modelo LION e gerada a partir de uma média das condições solares durante o período do equinócio.	159
4.28 - O mesmo que a Fig. (4.27), porém durante o solstício de verão.	160
4.29 - Índice de cintilação S_4 (linha vermelha) e ângulo de elevação (linha azul) medidos para cada satélite visível sobre as estações de MN, CB (nesta página), SL, SJC, CP, SMS (a seguir) na noite de 14/03/2002.	163

4.30 - Distribuição espacial das cintilações sobre a região tropical brasileira durante a noite de 14/03/2002, entre 21:00-33:00 UT	166
4.31 - Gráfico de contorno representando a atividade das cintilações (sob a forma do índice S4) durante os meses de outubro e novembro de 2002 sobre (a) BV, (b) MN (nesta página), (c) CA, (d) CG, (e) CP, (f) SJC e (g) PL (na continuação da figura).	169
4.32 - Exemplo de medidas simultâneas das cintilações em VHF e na banda L do GPS sobre BV, CA/AF e CG durante a noite de 30/10/2002	175
4.33 - O mesmo que a Fig. (4.32), porém durante a noite de 01/11/2002	176
5.1 - Diagrama esquemático mostrando o efeito do tempo de atraso sobre a correlação entre os sinais recebidos	189
5.2 - Medidas de intensidade do sinal a partir de dois receptores espaçados e suas funções auto-correlação e correlação cruzada	190
5.3 - Diagrama esquemático mostrando o efeito de deriva vertical sobre o tempo de correlação. Na ocorrência de deriva vertical, as irregularidades que passam sobre o receptor W num tempo t_1 poderão passar sobre o receptor E num tempo t_2' , ao invés de t_2 (quando não há deriva vertical). Neste caso o tempo de correlação será $\tau = t_2' - t_1$	191
5.4 - Ilustração do sistema de coordenadas do receptor, onde são mostrados o vetor velocidade do satélite, o vetor velocidade média da irregularidade, o vetor posição do satélite, a altura média da camada de irregularidade, e os ângulos entre os diferentes vetores.....	193
5.5 - Diagrama esquemático do plano do receptor onde é observado o padrão de cintilação, que representa a projeção da irregularidade na ionosfera (alinhada ao vetor campo magnético). O padrão de cintilação no plano do receptor está alinhado ao longo da projeção.....	194
5.6 - Diagrama esquemático mostrando o efeito do movimento do satélite sobre a velocidade de deriva inferida.....	198
5.7 - Exemplo da janela para seleção dos intervalos em que ocorreram cintilações ..	200
5.8 - Variação temporal média da velocidade zonal em SL para os meses dos equinócios (anos de 2001, 2003 e 2004).	206
5.9 - O mesmo que a Fig. (5.8), porém durante os meses do verão entre os anos de 2000 à 2002 e o ano de 2004.....	207
5.10 - Variação temporal média da velocidade zonal em CB durante o equinócio (anos de 2001 à 2003 e 2005).	209
5.11 - O mesmo que a Fig. (5.10), porém durante os meses do verão nos anos de 2000 à 2002 e de 2004 à 2006.....	210
5.12 - Variação temporal média da velocidade zonal durante os equinócios (anos de 1999, 2001 e 2003 à 2005) para a estação de CP.....	212
5.13 - Variação temporal média da velocidade zonal em CP durante o verão (anos de 1999 à 2001 e 2003 à 2007).	214
5.14 - Variação temporal média da velocidade zonal em SMS durante os equinócios de 2002 e o verão de 2001 e 2002.....	216
5.15 - Deriva zonal inferida sobre os observatórios durante os equinócios.	222
5.16 - Deriva zonal inferida sobre os observatórios durante os meses do verão.....	223

5.17 - Velocidade de deriva média em SL, CB e CP durante os equinócios versus a média correspondente do fluxo solar em 10.7 cm.....	226
5.18 - Velocidade de deriva média em SL, CB e CP durante o verão versus a média correspondente do fluxo solar em 10.7 cm.	227
5.19 - Comparação entre as velocidades de deriva inferidas das medidas de cintilações na banda L do GPS e do VHF.....	229
5.20 - Comparação entre as estações de BV, AF e CG das velocidades de deriva estimadas dos sinais recebidos dos diferentes “links” do VHF.	230
5.21 - Velocidade média de deriva das irregularidades inferida sobre Cachimbo, supondo uma camada de irregularidade de altura média de 300, 350, 400, 450 e 500 km.	232
5.22 - Velocidade média da deriva zonal corrigida (V_o) pela contribuição da deriva vertical estimada a partir da variação temporal da altura do pico da camada F2 ($dhmF2/dt$).	234
5.23 - Exemplo arbitrário de espectro de potência de amplitude de cintilação de onde o valor de freqüência de Fresnel é obtido.....	237
5.24 - Distribuição da altura da camada de irregularidades estimada pela técnica de receptores espaçados e comparação com os valores medidos de $hmF2$	238
6.1 - Geometria utilizada para obtenção do TEC vertical (vTEC).	247
6.2 - Distribuição da rede de receptores de GPS pertencentes à RBMC.	249
6.3 - Distribuição da rede mundial de receptores de GPS operada pela IGS.....	251
6.4 - (a) Painéis superiores: dados de alta resolução (50 amostras/segundo) da amplitude do sinal recebido do satélite de GPS PRN 20; Painéis do meio: Índice S_4 medido num intervalo de 1 min e o ângulo de elevação do satélite (PRN 20); Painéis inferiores: TEC vertical (vTEC) dado em TECU (10^{16} elétrons/m ²). (b) Diagrama azimute-elevação. (c) Freqüência crítica $foF2$ medida pelas ionossondas digitais.....	256
6.5 - Variação da espessura equivalente da ionosfera (τ) durante a noite de 13/10/2002 sobre as estações de BV (linha com símbolos quadrados), CA (linha com círculos fechados) e CG (linha com triângulos).....	260
6.6 - Os painéis e diagramas são como os mostrados na Fig. (6.4), porém durante a noite de 18 de outubro de 2002 e para o satélite PRN 8.....	263
6.7 - O mesmo que a Fig. (6.5), porém durante a noite de 18/10/2002.....	265
6.8 - Idem às Figs. (6.4) e (6.6), no entanto apenas as observações feitas pelas estações receptoras de GPS instaladas em BV e CG são mostradas. Os dados foram coletados a partir dos sinais recebidos do satélite PRN 20, na noite de 12 de novembro de 2002.....	268
7.1 - Transformada de Radon de uma função (x, y) onde uma reta que cruza o “objeto” é definida pela distância S desde a origem, e pelo ângulo θ	275
7.2 - Representação no domínio da imagem e no domínio de Radon, onde a integral de cada reta fornecerá uma projeção, e a cada ângulo um conjunto de dados é obtido. No canto superior à direita o ponto indica o resultado da transformada obtida de uma única reta.....	276
7.3 - Representação da geometria de feixes paralelos envolvida no imageamento tomográfico para vários ângulos de projeção.....	277

7.4 - Figura esquemática mostrando a geometria envolvida em tomografia ionosférica.	278
7.5 - À esquerda: Geometria de reconstrução bidimensional da ionosfera (latitude e altitude), e exemplo de percurso dos feixes dos sinais dos satélites e das estações receptoras instaladas no solo. À direita: Representação esquemática da ionosfera dividida em grades tridimensionais ou “voxels” (latitude, longitude e altitude)..	280
7.6 - Representação de uma grade quadrada com quatro “pixels” (j) e duas projeções (i).	282
7.7 - Análogo à Figura 7.6, porém com uma terceira projeção adicional cortando a grade de “pixel”.....	283
7.8 - Avaliação da projeção b_3 empregando os conceitos de transformada de Radon.	284
7.9 - Estações receptoras da rede de GPS do IBGE utilizados na reconstrução tomográfica. A área demarcada pelo retângulo branco indica a região cujo imageamento ionosférico foi realizado.....	297
7.10 - Imagem da reconstrução da densidade eletrônica ($\times 10^{11} /m^3$) durante um dia geomagneticamente calmo ao longo do mês de fevereiro (a), maio (b), agosto (c) de 2002, e novembro de 2001 (d)	300
7.11 - Comparação entre os valores médios da altura do pico de densidade eletrônica da ionosfera (h_mF2) sobre a estação equatorial de São Luis (SL) obtidos das medidas com digissondas, reconstruídos através da técnica de radiotomografia e modelados pelo IRI 2001.....	307
7.12 - O mesmo que a Fig. (7.11), porém para a estação de baixa-latITUDE de Cachoeira Paulista (CP).....	309
7.13 - Comparação entre os valores médios de máxima densidade eletrônica da ionosfera (N_mF2) sobre a estação equatorial de São Luis (SL), obtidos das medidas com digissondas, reconstruídos através da técnica de radiotomografia e modelados pelo IRI 2001.	311
7.14 - O mesmo que a Fig. (7.13), porém para a estação de baixa-latITUDE de Cachoeira Paulista (CP).....	313
8.1 - As variações dos índices geomagnéticos K_p , AE e SYM-H e dos parâmetros de velocidade do vento solar (V_{sw}) e do campo magnético interplanetário ($ B $ e B_z) durante o período de 18-23 de novembro de 2003.	324
8.2 - Variação temporal dos parâmetros $h'F$ e $hmF2$ observado em SL e CP durante o período de 18-23 de novembro de 2003.	325
8.3 - Variação temporal do parâmetro $foF2$ observado em SL e CP durante o período de 18-23 de novembro de 2003.	327
8.4 - Valores de $d(h'F)/dt$ sobre SL durante o período de 18-23 de novembro de 2003.	327
8.5 - Variação temporal do TEC vertical medido por 8 estações receptoras de GPS de dupla freqüência durante o período de 19-21 de novembro de 2003. Foram utilizados dados de satélites com ângulo de elevação maior do que 30°	328
8.6 - Cintilação em amplitude observada nas noites de 18-23 de novembro de 2003 sobre as estações de MN, CB, PL, CP e SL.	330
8.7 - Valor integrado da razão $\Sigma O/N_2$ medido pelo GUVI (painel superior) e predito pelo modelo TIMEGCM para os dias 18-22 de novembro de 2003.	332

8.8-	Mapa de contorno da componente geográfica dos ventos meridionais e dos vetores dos ventos neutros conforme gerados pelo modelo TIMEGCM para uma altura de 350 km no dia 21 de novembro de 2003. Painel à esquerda: 01:00 UT; Painel à direita: 02:00 UT.....	333
8.9 -	Reconstrução tomográfica da densidade eletrônica (em 10^{11} elétrons/m ³) na longitude de CP (45° O) e sua variação com a altura e com a latitude geográfica entre 18:00 UT do dia 20 de novembro até às 04:00 UT do dia 21 de novembro de 2003.	335
8.10 -	Reconstrução tomográfica da densidade eletrônica (em 10^{11} elétrons/m ³) na longitude de CP (45° O) e sua variação com a altura e com a latitude geográfica entre 16:30 UT do dia 21 de novembro até às 02:00 UT do dia 22 de novembro de 2003.	338
8.11 -	Mapas de contorno para a noite de 18-19 de novembro de 2003 mostrando a relação entre a variação do TEC vertical e as cintilações na forma do índice S ₄ (círculos pretos e brancos, ver detalhes no texto). As barras de cores à direita dos mapas indicam os valores do TEC (em TECU).	343
8.12 -	Idem a Fig. (8.11), porém para a noite de 19-20 de novembro de 2003.	346
8.13 -	Idem as Figs. (8.11) e (8.12), porém para o período geomagneticamente perturbado de 20 à 23 de novembro de 2003. Estes compreendem a primeira noite que precedeu o choque interplanetário e as aquelas noites durante a fase de recuperação da tempestade.	347
8.14 -	Velocidade de deriva zonal em SL, CP e CB (positiva para leste) estimada para as noites de 18, 19 e 21 de novembro de 2003.	353
8.15 -	As variações dos índices geomagnéticos K _p , Dst, SYM-H, AE e do campo magnético interplanetário \vec{B}_z durante o período de 20-23 de novembro de 2002.	355
8.16 -	Variação dos parâmetros h'F, hmF2, foF2, TEC e do índice S ₄ sobre as estações conjugadas de BV e CG durante o período perturbado de 20-24 de novembro de 2002.	357
8.17 -	Comparação entre as velocidades de deriva zonal das irregularidades estimadas a partir das medidas com cintilações observadas simultaneamente dos sinais do GPS e do VHF.....	358

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
4.1 - Coordenadas geográficas das estações e suas respectivas coordenadas magnéticas para um ponto de perfuração ionosférica (IPP) na direção zenital à 350 km de altitude	103
4.2 - Casos considerados para classificação dos níveis de intensidade de amplitude de cintilação ionosférica	105
4.3 - Número de dias utilizados durante cada mês/ano na análise estatística de ocorrência das cintilações em Manaus	106
4.4 - O mesmo que na Tabela 4.3, porém para a estação de São Luís	106
4.5 - O mesmo que na Tabela 4.3, porém para a estação de Cuiabá.....	107
4.6 - O mesmo que na Tabela 4.3, porém para a estação de São José dos Campos ...	107
4.7 - O mesmo que na Tabela 4.3, porém para a estação de Palmas	108
4.8 - Idem à Tabela 4.3, porém para a estação de São Martinho da Serra.....	108
4.9 - Azimute e elevação do feixe de sinal recebido pelos canais (Ch 1-2) e (Ch 3-4) do sistema VHF instalado nas estações COPEX	112
5.1 - Número de dias utilizados durante cada período sazonal e ao longo dos anos de observação sobre as estações de Cuiabá (CB), Cachoeira Paulista (CP), São Luís (SL) e São Martinho da Serra (SMS)	202
5.2 - Valores médios da velocidade de deriva entre 20:00 LT e 24:00 LT sobre as estações de SL, CB, CP e SMS durante os diferentes períodos sazonais e ao longo dos anos de observação.....	219
6.1 - Dados disponibilizados na internet que permitem construir mapas globais e regionais de TEC	252
6.2 - Resumo de alguns dos principais centros que disponibilizam modelos de TEC que empregam dados de GPS e de outros instrumentos.....	253
6.3 - Resumo de alguns dos principais centros que disponibilizam mapas globais ou regionais de TEC	253
7.1 - Siglas e coordenadas geográficas das estações receptoras de GPS gerenciadas pelo IBGE e que foram utilizadas nas reconstruções tomográficas	298

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

Desde os primeiros experimentos para observação da atmosfera superior por meio de ondas de rádio, realizados pioneiramente por Appleton em 1924 e por Breit e Tuve em 1925, ciência ionosférica e rádio propagação caminharam juntas. No princípio, o interesse era na propagação ionosférica para comunicação a longas distâncias, mas, atualmente, estudos de rádio propagação em pesquisa ionosférica têm focado na interação entre as ondas de rádio e o meio físico no qual elas percorrem, no caso, a ionosfera (AARONS, 1997). Uma onda eletromagnética que atravessa a ionosfera pode ter sua velocidade de propagação e direção alteradas em relação a sua propagação no vácuo, bem como pode ser absorvida, sofrer um espalhamento, refletir, rotacionar ou inclinar. Daí surge uma das definições de ionosfera, que dentro do conceito de rádio propagação é considerada como sendo a região da atmosfera superior cuja densidade de ionização é elevada o suficiente para afetar as ondas de rádio que as atravessam, sendo, portanto, um meio de características dispersivas onde a velocidade de propagação é uma função do seu índice de refração (DAVIES, 1990). A forma com a qual a ionosfera irá afetar as ondas de rádio vai depender de suas próprias características, que apresentam uma variabilidade diária, sazonal, com a latitude magnética, com a atividade solar, a atividade magnética, bem como da freqüência das ondas eletromagnéticas que nela incidem.

A maior parte do conhecimento que temos hoje da ionosfera provém de técnicas de rádio sondagem, que abrangem um espectro que se estende desde freqüências muito baixas (3 – 30 kHz) até as freqüências de UHF (300 – 3000 MHz). O modo com que as ondas eletromagnéticas se propagam na ionosfera depende da faixa do espectro envolvido e, portanto, da técnica de sondagem empregada. Por exemplo, na faixa de HF (3 – 30 MHz), a propagação ocorre por meio de reflexões nas regiões *E* (100-120 km) e *F* (120-350 km) da ionosfera e, a técnica de sondagem empregada mais comum é aquela que utiliza as ionossondas. Na faixa do VHF (30 – 300 MHz), para sondagem

ionosférica utiliza-se o método de espalhamento e, para isso, empregam-se geralmente os radares de retroespalhamento. Em freqüências ainda maiores, na faixa do UHF (300 – 3000 MHz), a propagação ocorre através da ionosfera sem que haja reflexões. Nestas freqüências o método de sondagem mais comum utiliza sinais de satélites, tais como os satélites geoestacionários e os satélites do sistema de navegação global (GNSS).

As técnicas de sondagem ionosférica que utilizam os dados dos sinais dos satélites tornaram-se importantes a partir do momento em que foram colocados em órbita os satélites de comunicação. Atualmente, têm sido amplamente estudados em observações ionosféricas os efeitos sobre os sinais dos satélites do sistema de posicionamento global (GPS). O sistema de posicionamento global por satélites foi desenvolvido, inicialmente, para ir ao encontro das necessidades militares. Porém, atualmente, foram desenvolvidas técnicas capazes de torná-lo útil para a comunidade civil e, muitas áreas, têm o GPS inserido em suas atividades. Em algumas aplicações, tal como na aviação civil, sistemas de navegação orientados pelos sinais dos satélites do GPS têm sido empregados para uso na precisão das aproximações de pouso e decolagem de aeronaves e na navegação em cruzeiro. No entanto, tais sistemas ainda não podem ser implementados em determinadas regiões em virtude dos erros provocados por perturbações na ionosfera. Com isso, a necessidade de se desenvolverem programas de modelagem computacional para corrigir os erros provocados pela ionosfera tem crescido entre a comunidade técnica. A utilização do GPS em atividades científicas, como na ciência ionosférica, pode em longo prazo prover soluções para os erros inerentes à propagação dos sinais dos satélites que atravessam a camada ionosférica. Os principais efeitos da ionosfera nos sinais de GPS são: o atraso de grupo na modulação do sinal, o avanço na fase da portadora, a introdução de “bias” ou ruídos nos sinais de satélites, o deslocamento Doppler, a rotação da polarização do sinal, a curvatura da onda de rádio, a distorção na forma de onda do pulso, o enfraquecimento e a cintilação (flutuação) na amplitude e fase do sinal (KINTNER e LEDVINA, 2005; KINTNER et al., 2007).

A ionosfera é considerada o principal fator de degradação da precisão e confiabilidade de navegação por GPS. Um destes efeitos está associado à refração ionosférica, que resulta em erros de posicionamento dos receptores. Este efeito é mais significativo no

posicionamento absoluto, sendo, portanto, tais erros maiores em usuários de receptores de única freqüência (MONICO, 2000). Outro efeito é devido aos distúrbios ionosféricos e que estão associados com a presença de irregularidades na densidade do plasma ionosférico. As irregularidades são anomalias típicas da ionosfera tropical e caracterizam-se por ser um dos mais importantes fenômenos da ionosfera nas regiões equatorial e de baixa latitude. Os sinais dos satélites do GPS ao atravessarem essas irregularidades sofrem flutuações rápidas na sua amplitude e fase. Estas flutuações, também referidas como cintilações, resultam numa degradação na fase da portadora e, sob condições extremas, podem causar dificuldades na aquisição dos sinais de GPS e provocar a perda temporária do sinal (KINTNER et al., 2001).

A ocorrência de depleções de larga escala na densidade do plasma da região *F* da ionosfera em regiões de baixa latitude, conhecidas como bolhas de plasma ou bolhas ionosféricas são atribuídas à extensão transequatorial ao longo do tubo de fluxo magnético das irregularidades de plasma geradas no equador magnético (KELLEY, 1989; ABDU, 2001). Observações simultâneas em estações equatoriais e de baixa latitude (ver AARONS et al., 1980; ABDU et al., 1982, 1983; SOBRAL et al., 1980, 2002), mostram que as bolhas e as irregularidades associadas que se desenvolveram na região *F* equatorial podem ser observadas na ionosfera em latitudes mais afastadas do equador. As irregularidades geradas na ionosfera equatorial acompanham a rápida subida da camada durante o horário de ocorrência do pico pré-reversão (HANSON, 1986). Esse aumento abrupto na velocidade de deriva vertical da camada está associado aos campos elétricos de polarização, que surgem como efeito do dínamo da região *F* e que movimentam a camada para altitudes elevadas (RISHBETH, 1971). Como a camada está em altitudes maiores, onde a freqüência de colisão das partículas carregadas com as partículas neutras é menor, um gradiente vertical na densidade do plasma que atua na base da região *F* cria condições favoráveis para a operação de mecanismos de instabilidade (WOODMAN e LAHOZ, 1976). Um consenso que existe na literatura, quanto ao mecanismo de geração das irregularidades na região *F*, é a de que elas são decorrências do processo de instabilidade Rayleigh-Taylor, originalmente sugerida por Dungey (1956), como referenciado por Kelley (1989). Este processo

atuaria sobre as perturbações (horizontais) introduzidas na densidade do plasma na base da região *F* e, que são provocadas por determinados mecanismos de disparo, que fazem com que as instabilidades no plasma se desenvolvam até a formação das irregularidades (OSSAKOW, 1981; FEJER et al., 1999). O desenvolvimento não linear destas instabilidades leva à formação das bolhas de plasma (ZALESACK et al., 1982). Os fortes campos elétricos de polarização dentro das regiões de depleção (bolhas) fazem com que as estruturas evoluam em direção a altitudes mais elevadas numa velocidade muito maior do que a do plasma ambiente. Processos de instabilidade secundários começam a atuar e uma hierarquia de irregularidades com diferentes tamanhos de escala começam a surgir (HAERENDEL, 1973; conforme referenciado por ABDU, 2001). Intensos gradientes de densidade nas bordas das regiões de depleção podem criar condições para a geração das irregularidades de pequena escala. Conforme sugerido por Muralikrishna (2000), a partir da análise espectral de flutuações na densidade eletrônica medidas de observações com foguetes, um dos possíveis mecanismos geradores das irregularidades com diferentes tamanhos de escala seria a instabilidade de gradiente de deriva, também chamada de instabilidade “cross-field”.

Além das bolhas ionosféricas, outra peculiaridade da ionosfera sobre a região brasileira é a presença da anomalia equatorial, que se caracteriza por ter máximos na densidade de ionização da camada ionosférica em torno de $\pm 20^\circ$ de latitude magnética (HANSON e MOFFETT, 1966). A presença desta anomalia provoca um maior atraso nos sinais dos satélites quando estes as atravessam e, utilizando-se receptores GPS de dupla freqüência é possível monitorar o comportamento dos picos de ionização da anomalia equatorial e suas mudanças durante a ocorrência de tempestades geomagnéticas (ver, por exemplo, AARONS et al., 1997; MATSUOKA e CAMARGO, 2004; FEDRIZZI, 2003; OLIVEIRA, 2003). O monitoramento da anomalia equatorial que utiliza os sinais de GPS é feito a partir de medidas do conteúdo eletrônico total (ou “Total Electron Content” – TEC) da ionosfera. O TEC é uma estimativa de quantos elétrons são encontrados pelo sinal, no seu percurso do satélite até o receptor, sendo definido como o número de elétrons encontrados numa coluna com área unitária, centrado no feixe do percurso do sinal. O valor medido do TEC é proporcional ao atraso provocado pela

ionosfera sobre as velocidades de grupo e de fase do sinal nas duas freqüências do GPS, L1 (1,57542 GHz) e L2 (1,2276 GHz), sendo por conveniência medido em unidades de TEC (“Total Electron Content Unit” – TECU), em que 1 TECU corresponde a uma quantidade de 1×10^{16} elétrons/m² (PI et al., 1997).

As irregularidades do plasma são mapeadas ao longo das linhas de campo magnético em direção às latitudes mais afastadas do equador e passam, também, a derivar para leste acompanhando o plasma ambiente em direção à ionosfera noturna (AGGSON et al., 1992). As regiões de depleção tornam-se particularmente importantes quando se estendem até as latitudes da região da anomalia equatorial, onde a bolhas interceptam as regiões de níveis elevados de densidade eletrônica e de intensos gradientes de TEC. Os sinais dos satélites do GPS ao atravessarem estas regiões de densidade e gradientes elevados tendem a apresentar os níveis mais altos de cintilação, tanto na sua amplitude quanto na sua fase, os quais tendem a ser ainda mais elevados durante o período de máximo na atividade solar. Depleções nas medidas do TEC são muitas vezes acompanhadas pela presença de intensas cintilações, como observados no aumento do índice S₄ obtido a partir das flutuações na amplitude dos sinais recebidos dos satélites do GPS (VALLADARES et al., 2004). Observa-se que quando a depleção do plasma é detectada a partir dos dados pontuais do TEC vertical, os resultados simultâneos das cintilações sugerem que as irregularidades com tamanhos de escala suficientes para causar as flutuações em amplitude na banda L do GPS são mais prováveis de ocorrerem nas regiões da fronteira da anomalia onde os gradientes espaciais do TEC são mais elevados (MUELLA et al., 2007). Aplicando a técnica de rotação de Faraday sobre os sinais recebidos do satélite LEO NOAA 12/14, Ray et al. (2006) demonstraram para o setor indiano uma forte relação entre a ocorrência das cintilações na banda L durante a noite com os gradientes latitudinais do TEC durante o entardecer, de forma que os gradientes de densidade medidos entre a região da crista e o equador poderiam ser utilizados como precursores na previsão das cintilações.

A partir das medidas das cintilações nos sinais detectados pelos receptores de GPS e utilizando uma configuração em que dois receptores são espaçados geomagneticamente na direção leste-oeste, é possível inferir a deriva zonal das irregularidades ionosféricas.

Esta técnica permite a partir do padrão de cintilação medido pelos dois receptores espaçados e, aplicando o método de correlação cruzada (BRIGGS et al., 1968; COSTA et al., 1988), determinar a deriva zonal das irregularidades de pequena escala que causam as cintilações nos sinais do GPS (KIL et al., 2000; DE PAULA et al., 2002). Uma vez determinada a deriva zonal do padrão de cintilação estima-se a velocidade de deriva zonal da irregularidade no ponto de perfuração ionosférica (LEDVINA et al., 2004). Os estudos realizados no Brasil com medidas de deriva zonal (leste-oeste) das irregularidades, a partir de medidas com GPS, têm revelado um decréscimo com a hora local e uma dependência latitudinal destas velocidades sobre a região brasileira (KIL et al., 2002; MUELLA et al., 2008b), em concordância com os resultados obtidos a partir de outras técnicas existentes (SOBRAL e ABDU, 1991).

Em termos de aplicação e efeitos sobre a propagação de rádio, a densidade eletrônica da ionosfera é certamente o parâmetro ionosférico mais importante. Portanto, técnicas de medida que possibilitam estudar a dinâmica do plasma e a variabilidade espacial e temporal da densidade eletrônica são essenciais para o entendimento do impacto do ambiente solar-terrestre sobre as comunicações, navegação e vigilância. Uma das técnicas amplamente empregadas em imageamento ionosférico é a radiotomografia ionosférica. A técnica de tomografia, essencialmente, consiste em reconstruir imagens internas das estruturas de um objeto a partir das medidas de suas projeções em diversas direções, as quais são as integrais da imagem numa dada direção (AUSTEN et al., 1988). Desta forma, as projeções necessárias em radiotomografia ionosférica são as integrais da densidade eletrônica (isto é, as medidas do TEC), ao longo de um conjunto de linhas que atravessam a região de interesse, neste caso a ionosfera (YEH e RAYMUND, 1991; ANDREEVA et al., 1990). Com isso, utilizando o conceito de problemas inversos, na tomografia ionosférica é possível obter informações sobre a estrutura vertical da densidade eletrônica e sua variação temporal (MITCHELL et al., 1997). Adicionalmente, existe a capacidade de se entender a forma como as estruturas de plasma estão variando no tempo e como elas afetam as estruturas de menor escala. Em regiões equatoriais e de baixa latitude, a tomografia ionosférica foi analisada no setor asiático (HUANG et al., 1997), no setor indiano (THAMPI et al., 2004), no sul da

Europa (MATERASSI et al., 2003), no setor brasileiro (MATERASSI e MITCHEL, 2005a; MUELLA et al., 2007) e sob uma variedade de condições geomagnéticas e sazonais (ANDREEVA et al., 2000). Com o imageamento tomográfico é possível estudar a variação sazonal da localização, do horário de ocorrência e da altura do pico de densidade eletrônica na região da anomalia equatorial de Appleton.

A maior parte das pesquisas realizadas pela comunidade científica sobre monitoramento ionosférico, que utilizam as medidas com GPS, tem abrangido o estudo de irregularidades e cintilações ionosféricas (AARONS et al., 1997; BASU et al., 1999; DE PAULA et al., 2003; KINTNER e LEDVINA, 2005) e, também, têm-se buscado uma caracterização bidimensional (latitude e longitude) das propriedades ionosféricas de larga escala, tais como medidas de conteúdo eletrônico total (TEC), densidade eletrônica e movimento de deriva (PI et al., 1997; KIL et al., 2000; VALLADARES et al., 2001; DE PAULA et al., 2002; KINTNER et al., 2004; MANNUCCI et al., 1998; FEDRIZZI, 2003). No entanto, poucos estudos foram conduzidos a fim de se investigar determinadas relações específicas que existam entre a dinâmica das cintilações ionosféricas e o conteúdo eletrônico total. Um dos objetivos deste estudo é utilizar a rede de receptores GPS que cobre boa parte do Brasil e gerar mapas dinâmicos tridimensionais (latitude-longitude-tempo) que associem medidas simultâneas de TEC e cintilação ionosférica sobre a região tropical brasileira. Para gerar mapas dinâmicos tridimensionais que associem as medidas simultâneas das duas mais importantes propriedades geofísicas medidas pelos receptores de GPS – cintilação e TEC – e ainda a densidade eletrônica da ionosfera, é empregada a técnica de problemas inversos utilizada em radiotomografia. Com isso, relações específicas entre a dependência temporal e a dinâmica destas propriedades ainda não investigadas são analisadas. Dentre outros objetivos deste estudo está uma caracterização da morfologia das irregularidades que causam as cintilações na banda L do GPS. As observações feitas pelas estações localizadas em diferentes latitudes entre a costa leste e a parte central do Brasil permitem, pela primeira vez, ter um panorama das cintilações ionosféricas na região tropical brasileira durante a fase ascendente e descendente do ciclo solar e, adicionalmente, investigar a dinâmica das irregularidades que causam as cintilações e sua variabilidade latitudinal, temporal, com o

ciclo solar e o período sazonal. Medidas pontuais e simultâneas de cintilação, TEC e derivas zonais obtidas em estações conjugadas para a banda L do GPS e na freqüência do VHF complementam a análise e o entendimento da relação entre estas propriedades. Alguns aspectos relevantes ainda não reportados na literatura são discutidos. Por exemplo, é investigada a distribuição do TEC na região do pico da anomalia equatorial e sobre o equador magnético e verificada a ocorrência das cintilações. A partir das medidas do TEC obtidas da rede de receptores de GPS de dupla-freqüência do Instituto Brasileiro de Geografia e Estatística (IBGE), é feito um imageamento tomográfico da ionosfera durante o período de máximo solar na região da anomalia equatorial sobre o território brasileiro. Uma análise da variação vertical da densidade eletrônica e da extensão latitudinal da crista da anomalia em diferentes períodos sazonais pode ajudar a caracterizar a distribuição das irregularidades responsáveis por causar as cintilações no GPS.

O presente trabalho está organizado da seguinte maneira. No Capítulo 2 são revistos os principais fenômenos da ionosfera equatorial e de baixa latitude. São descritos os fenômenos das irregularidades ionosféricas, seus mecanismos de geração, bem como os principais processos eletrodinâmicos envolvidos.

No Capítulo 3 é feita uma breve descrição do sistema de posicionamento global (GPS) e os efeitos da ionosfera nos sinais do GPS.

No Capítulo 4 as cintilações (flutuações) na amplitude dos sinais na freqüência L1 do GPS são estudadas. Dentre os resultados observacionais destacam-se os estudos sobre a morfologia das cintilações sobre a região tropical brasileira e sua freqüência de ocorrência. Medidas simultâneas das cintilações na banda L do GPS e na freqüência do VHF em estações magneticamente conjugadas também são estudadas.

No Capítulo 5 são investigadas a dinâmica e as propriedades das irregularidades responsáveis por causar as cintilações no GPS. Utilizando a técnica de receptores de GPS espaçados a velocidade de deriva zonal e a altura de espalhamento das irregularidades são estimadas. Uma análise estatística da velocidade de deriva das irregularidades é feita para o território brasileiro.

No Capítulo 6 medidas pontuais do TEC e cintilação na ionosfera em pontos conjugados são analisadas. Aspectos relevantes das medidas simultâneas destas duas propriedades geofísicas medidas a partir dos sinais do GPS são discutidos.

No Capítulo 7 é descrito o modelo tomográfico utilizado no presente estudo. Os resultados da reconstrução tomográfica da densidade eletrônica para dias calmos e diferentes meses durante o máximo solar são comparados com as medidas de digisondas.

Em seguida, a fim de investigar a dependência temporal, espacial e a dinâmica das cintilações e TEC durante períodos geomagneticamente perturbados, mapas bidimensionais com as duas propriedades acopladas são analisadas e discutidas no Capítulo 8 para o caso da supertempestade de 20 de novembro de 2003. Num outro evento de clima espacial, ocorrido nos dias 20-21 de novembro de 2002, as medidas simultâneas de TEC, cintilação e deriva zonal em estações conjugadas complementam o estudo.

Finalmente no Capítulo 9 são feitas as conclusões finais e as sugestões para trabalhos futuros.

CAPÍTULO 2

PECULIARIDADES DA REGIÃO F DA IONOSFERA TROPICAL

As ocorrências de depleções de larga escala na densidade do plasma da região *F* da ionosfera, em regiões de baixa latitude, conhecidas como bolhas de plasma ou bolhas ionosféricas, estão associadas à extensão transequatorial ao longo do tubo de fluxo magnético das irregularidades de plasma geradas sobre o equador magnético. O principal mecanismo gerador das irregularidades na região *F* equatorial é atribuído ao processo de instabilidade Rayleigh-Taylor, originalmente sugerida por Dungey (1956). Este mecanismo atua sobre perturbações introduzidas na densidade do plasma na base da região *F* e que são acionadas por determinados mecanismos de disparo (por exemplo, ondas de gravidade), fazendo com que as instabilidades no plasma se desenvolvam até a formação das irregularidades. Após a geração e fase de crescimento das irregularidades, as regiões de depleção (bolhas) evoluem em direção a altitudes mais elevadas por causa do movimento $\vec{E} \times \vec{B}$ e, em seguida, tendem a derivar para leste acompanhando o plasma ambiente (KELLEY, 1989).

Neste Capítulo é apresentada, inicialmente, na Seção 2.1, uma breve introdução sobre as irregularidades na região *F* da ionosfera. Em seguida são descritas algumas teorias apresentadas para explicar o mecanismo de geração das irregularidades de plasma na ionosfera equatorial. É apresentado o mecanismo atualmente mais aceito para explicar o desenvolvimento e o início das irregularidades na região *F* da ionosfera. São descritos os mecanismos de instabilidade gravitacional Rayleigh-Taylor e o de instabilidade de gradiente de deriva. A teoria generalizada da instabilidade Rayleigh-Taylor, e os parâmetros geofísicos responsáveis pelas condições que levam ao início e a evolução das irregularidades são apresentados nas Seções 2.2 e 2.3, respectivamente. Finalmente na Seção 2.4 são apresentadas as características gerais das irregularidades observadas em regiões de baixas latitudes.

2.1 Irregularidades na região *F* da ionosfera

O termo *irregularidades ionosféricas* nos estudos de Aeronomia tem sido amplamente empregado para denotar as flutuações, e as não-homogeneidades, observadas na densidade do plasma da ionosfera. Tais irregularidades podem aparecer em qualquer

região de latitude, cujas principais diferenças ocorrem em relação às suas morfologias e aos fatores responsáveis pela sua formação e distribuição. As irregularidades na ionosfera equatorial foram detectadas pela primeira vez por Booker e Wells (1938), como referenciado por Kelley (1989), através da observação de traços espalhados da região F em ionogramas obtidos sobre Huancayo, Peru. Desde então, o termo “espalhamento F equatorial” (tradução do termo utilizado em inglês “Equatorial Spread- F – ESF”) foi empregado para designar as irregularidades observadas na densidade do plasma equatorial.

A ionosfera tropical noturna apresenta irregularidades na ionização que podem ser detectadas numa faixa espectral muito ampla, abrangendo uma escala espacial larga, que se estende desde poucos centímetros até algumas centenas de quilômetros e, que ocorrem desde a base da região F até altitudes bem acima do pico de ionização da camada ionosférica. Em razão da existência de irregularidades com diferentes tamanhos de escala, sua detecção é feita a partir de técnicas diferentes, o que veio a dar origens aos diversos termos associados aos tipos de assinatura em que as irregularidades se manifestam nos registros desses instrumentos. Dessa forma, as irregularidades de pequena escala, da ordem de poucos metros (3-5 m), produzem as chamadas plumas nos dados dos radares de espalhamento em VHF (Fig. 2.1a), as de escala de comprimento da ordem de centenas de metros até dezena de quilômetros produzem as cintilações nos sinais transmitidos por satélites em UHF e VHF, tais como os satélites geoestacionários e os satélites do Sistema de Posicionamento Global (GPS) e, as irregularidades de grande escala, da ordem de dezenas a centenas de quilômetros dão origem aos traços espalhados observados nos ionogramas (Fig. 2.1b). Buracos de ionização nos perfis de densidade eletrônica, obtidos através de medidas *in-situ* (Fig. 2.1c) e, bolhas de plasma observadas de medidas que utilizam instrumentos ópticos (Fig. 2.1d), a partir da detecção das emissões de aeroluminescência atmosférica que têm origem na região F (tais como, OI 557,7 nm, OI 630,0 nm e OI 777,4 nm), são outros exemplos de assinaturas das irregularidades de plasma.

Bolhas de plasma são as denominações normalmente atribuídas às irregularidades ionosféricas de grande escala que apresentam alto grau de rarefação e, que se estendem ao longo das linhas de campo magnético tomando dimensões continentais, podendo

atingir altitudes que excedem os 1500 km (SCHUNK e NAGY, 2000). As bolhas de plasma, ou bolhas ionosféricas, são anomalias típicas da região *F* tropical e, caracterizam-se, por ser um dos mais relevantes fenômenos da ionosfera nas regiões equatorial e de baixa latitude, sendo, portanto, bastante estudadas sobre a região brasileira.

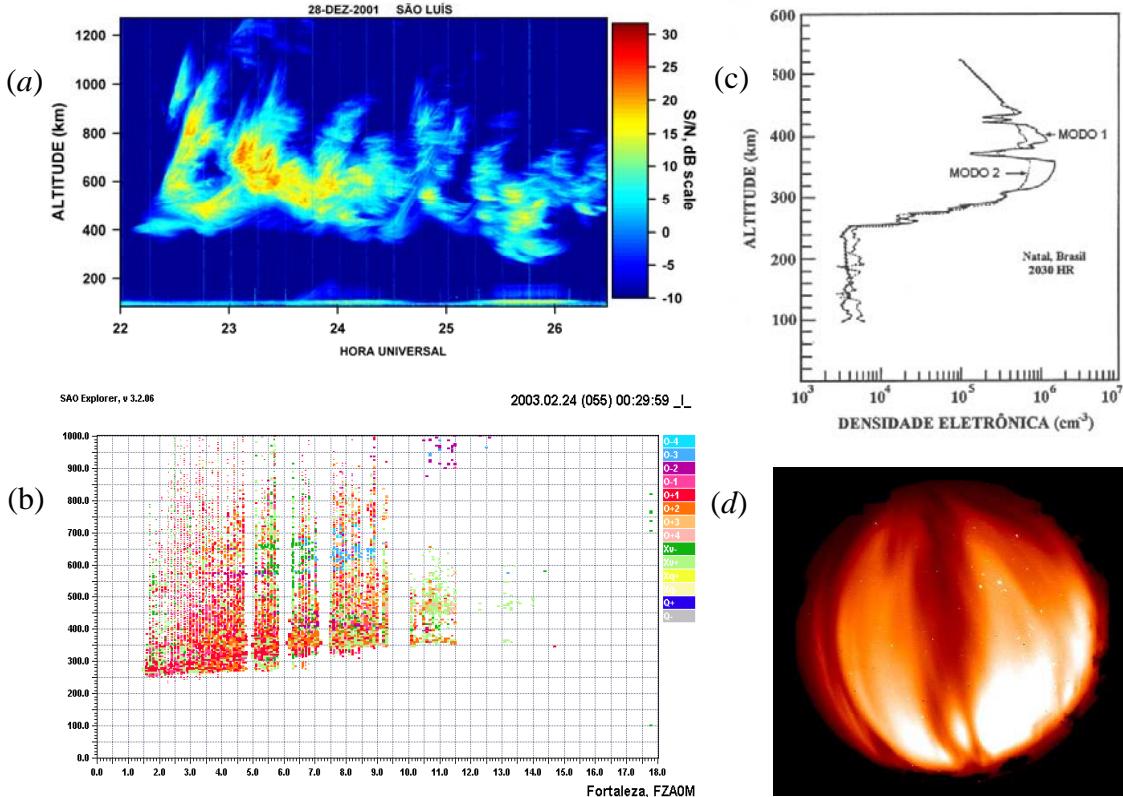


Figura 2.1: (a) observação de plumas obtidas a partir de imagens de radar de VHF; (b) Ionograma ilustrando um sinal com espalhamento em altura (range); (c) buraco de ionização no perfil de densidade eletrônica obtido com foguete; (d) exemplo de bolhas detectadas por imageadores a partir de emissões de aeroluminescência em OI 630,0 nm.

FONTE: (c) Adaptada de Abdu et al. (1991a)

A compreensão da dinâmica e morfologia das bolhas ionosféricas não se limita apenas aos estudos de Aeronomia. Existe igualmente um grande interesse das Telecomunicações e das Ciências Geodésicas, pois, tais perturbações na ionosfera terrestre podem causar fortíssimas interferências nas ondas de rádio que as atravessam,

interferindo nas comunicações transionosféricas e no posicionamento geodésico. Tais efeitos podem aparecer em equipamentos que se utilizam das transmissões de satélites, como antenas parabólicas de uso doméstico, aparelhos militares de defesa, rádios e operações com aparelhos de Posicionamento Global por Satélites (GPS), como em sistemas de rastreio de frotas, navegação aérea e marítima.

Com respeito ao estudo desenvolvido das irregularidades na região *F* ao longo das últimas quatro décadas, além da compreensão de sua dinâmica, morfologia e caracterização de suas propriedades estatísticas (por exemplo, ver OSSAKOW, 1981; ABDU et al., 1982; HANSON et al., 1986; AARONS, 1993; SOBRAL et al., 2002), grandes esforços têm sido feitos no desenvolvimento de modelos que visam um entendimento dos mecanismos de geração das irregularidades do plasma na região *F* e de sua variabilidade (ZALESACK et al., 1982; SULTAN, 1996). Da mesma forma, inúmeras simulações teóricas têm sido desenvolvidas numa tentativa de se reproduzir essas irregularidades (SEKAR e KHERANI, 1999; KHERANI et al., 2004), tal como são observadas pelas mais diversas técnicas de monitoramento da ionosfera. Com base no acúmulo de informações obtidas durante os vários anos que se sucederam às diversas investigações sobre irregularidades ionosféricas, muitas teorias foram propostas. O foco das discussões está concentrado principalmente no entendimento dos processos eletrodinâmicos responsáveis pela geração das irregularidades na região *F* equatorial (“Equatorial Spread *F*”) e, nos aspectos de suas variabilidades dia-a-dia, sazonal, com o ciclo solar, latitudinal-longitudinal e com a atividade geomagnética.

2.2 Teorias sobre o mecanismo de geração das irregularidades do plasma na região *F* da ionosfera equatorial

As primeiras iniciativas teóricas que visam uma compreensão do fenômeno de espalhamento da região *F* equatorial estão associadas aos nomes de Dungey (1956), Dagg (1957), Martyn (1959), Simon (1963), como referenciados por Kelley (1989) e Fejer e Kelley (1980). Muitos dos trabalhos destes autores sustentam, ainda hoje, o embasamento teórico de diversas teorias sobre a geração das irregularidades na região *F* da ionosfera.

Numa visão simplificada, Dungey (1956) foi o primeiro a propor que a instabilidade gravitacional Rayleigh-Taylor (GR-T), que surge como efeito da força de gravidade na presença do campo magnético da Terra, contribuiria para acionar as irregularidades do plasma na base região F , o que explicaria os traços espalhados nos ecos refletidos da região F equatorial observados a partir dos ionogramas. Dagg (1957), como referenciado por Fejer e Kelley (1980), sugeriu que as irregularidades surgiam, basicamente, do acoplamento das regiões E e F e, que elas, eram produzidas inicialmente por um movimento turbulento na região do dínamo (região E) e transferidas para a região F graças à alta condutividade ao longo das linhas de campo magnético. Martyn (1959), como referenciado por Fejer e Kelley (1980), foi o primeiro a propor que o mecanismo gerador do espalhamento da região F equatorial era a instabilidade $\vec{E} \times \vec{B}$ ou instabilidade de gradiente de deriva. Este mecanismo, também conhecido como instabilidade “cross-field”, sugeria que num plasma parcialmente ionizado que contém um campo magnético e gradientes na densidade de ionização e, que está sob a influência de um campo elétrico, era favorável para o acionamento de irregularidades na região F . Calvert (1963) sugeriu que o movimento descendente da atmosfera neutra, durante o período noturno, era o responsável pelo aparecimento das irregularidades de plasma na região F . Esse mecanismo seria semelhante à instabilidade de deriva $\vec{E} \times \vec{B}$ por causa da deriva relativa entre íons e partículas neutras, o que determinaria a instabilidade.

Com as observações de radar feitas por Farley et al. (1970), em Jicamarca, Peru, foram detectadas irregularidades abaixo, acima e no pico de densidade eletrônica da região F ionosférica, independentemente do movimento da camada ser para cima ou para baixo, ou estando estacionária. Com isso, estabeleceram bases para a contestação das teorias até então existentes, mostrando que nenhuma delas, até o momento, poderia com total sucesso explicar todas as características do espalhamento na região F da ionosfera equatorial e, que elas, seriam válidas, apenas, para explicar a formação de irregularidades na porção inferior da camada.

Haerendel (1973), como referenciado por Haerendel e Eccles (1992), elaborou uma teoria para a instabilidade Gravitacional Rayleigh-Taylor, propondo que fortes gradientes de ionização proporcionam condições favoráveis ao desenvolvimento de

processos de instabilidade de plasma. Woodman e La Hoz (1976), usando resultados do radar de VHF (50 MHz) da ionosfera noturna sobre Jicamarca, mostraram que poderiam ser observadas irregularidades em toda a extensão da região F quando essa estivesse se movendo para cima, para baixo, ou permanecendo estacionária. Sugeriram que irregularidades de larga escala, como aquelas que causam espalhamento nos ionogramas, quando evoluem através da região F podem gerar irregularidades secundárias em uma larga faixa de tamanho, tal como aquelas irregularidades de pequena escala (da ordem de 3-5 metros) detectadas pelo radar de VHF. As estruturas denominadas plumas, que aparecem na Fig. (2.1a) e que são as assinaturas das irregularidades nos radares de VHF, estendem-se centenas de quilômetros acima do pico da ionosfera e exibem uma conexão entre o lado inferior e superior da região F . Essas plumas encontram-se, em altas altitudes, inclinadas para a direita, segundo as quais Woodman e La Hoz (1976) sugeriram que tal aparência estaria associada às rarefações na densidade do plasma ionosférico, ou seja, às bolhas ionosféricas que se erguem e movem para oeste no sistema referencial do plasma, deixando atrás de si uma cauda de irregularidades de pequena escala as quais são detectadas pelo radar de VHF. De uma maneira geral, a visão teórica discutida por todos os autores está apoiada em processos de instabilidade de plasma, nas quais a instabilidade Gravitacional Rayleigh-Taylor e a instabilidade de deriva $\vec{E} \times \vec{B}$ têm sido as teorias mais aceitas como mecanismo gerador das irregularidades na região F da ionosfera.

2.2.1 Os Mecanismos de instabilidade gravitacional Rayleigh-Taylor (GR-T) e de instabilidade de deriva $\vec{E} \times \vec{B}$

Um cenário comumente aceito para explicar a formação do espalhamento F equatorial e das bolhas de plasma, a partir da instabilidade gravitacional Rayleigh-Taylor, pode ser descrito da seguinte forma (KELLEY, 1989):

Considera-se, inicialmente, um ambiente que possua duas regiões com densidades de plasma distintas, uma região mais elevada com densidade N_1 e uma outra região localizada logo abaixo com densidade $N_2 = 0$ (ver Fig. 2.2). Estando ambas as regiões submetidas à gravidade \vec{g} e ao campo magnético terrestre \vec{B} e, considerando-se uma perturbação senoidal inicial de densidade que se origina na interface entre as duas

regiões, as velocidades das partículas serão proporcionais às suas massas, e, com isso, haverá um domínio dos íons. Como resultado da ação do campo gravitacional \vec{g} na presença do campo magnético \vec{B} , uma corrente \vec{J} se desenvolve perpendicularmente a \vec{g} e \vec{B} e flui na direção x (direção leste-oeste) entre as regiões fronteiriças de concentrações elevadas e rarefeitas, tendo como magnitude,

$$J_x = \frac{nMg}{B}, \quad (2.1)$$

em que n denota a densidade do plasma e M a massa molecular dos íons.

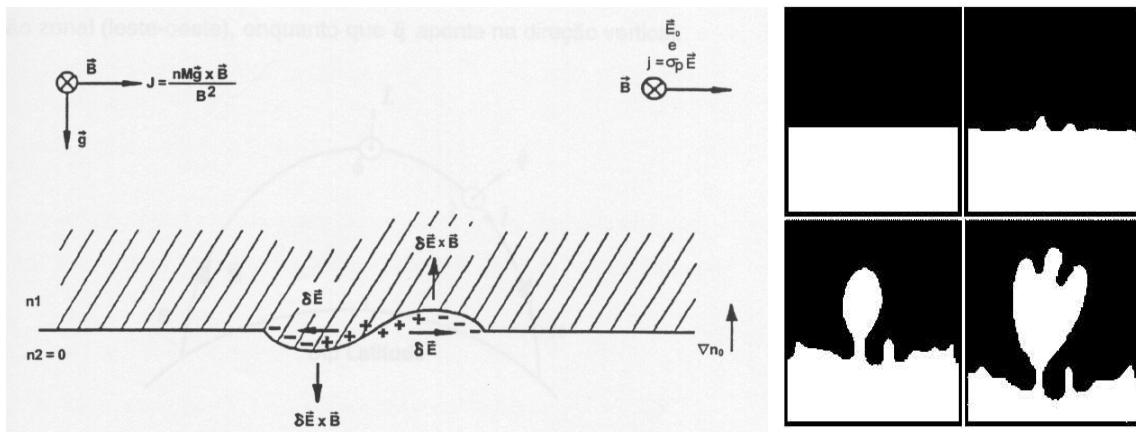


Figura 2.2 – À esquerda: Diagrama esquemático ilustrando o crescimento de uma irregularidade no plasma da ionosfera equatorial de acordo com a instabilidade GR-T. À direita: Ilustração da evolução da instabilidade.
FONTE: Kelley (1989)

Como a corrente resultante na direção $\vec{g} \times \vec{B}$ é estritamente horizontal, J_x será grande quando n for grande e pequeno quando o valor de n for pequeno. Como ilustra a Fig. (2.2), um gradiente na densidade do plasma faz surgir um fluxo de partículas e, como o termo gravitacional é proporcional à massa, a deriva $\vec{g} \times \vec{B}$ faz com que os íons se movam mais rápido que os elétrons. Como consequência da perturbação inicial, qualquer pequena mudança de carga (ρ) na fronteira entre as duas regiões fará com que o fluxo de corrente não apresente divergência nula, em que de acordo com a equação da continuidade,

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = -\frac{\partial \rho}{\partial t}. \quad (2.2)$$

Esta divergência (não nula) fará com que um acúmulo de cargas seja distribuído sobre as bordas da pequena perturbação inicial, nos pontos em que,

$$\vec{\nabla} \cdot \frac{nM\vec{g}}{B} \neq 0. \quad (2.3)$$

De acordo com a Lei de Poisson,

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (2.4)$$

em que ϵ_0 denota a permissividade elétrica no espaço livre. Esta distribuição de cargas acumuladas dá origem à campos elétricos de polarização $\delta\vec{E}$ na região de perturbação. Estes campos elétricos, que surgem pela perturbação, são estabelecidos afim de continuamente fazerem com que a divergência da corrente total torne-se nula. Os campos elétricos de polarização fazem com que íons e elétrons movam-se com uma velocidade de deriva proporcional à $\delta\vec{E} \times \vec{B}/B^2$, deslocando a região de depleção na densidade para cima e uma deriva que desloca a região de densidade maior para baixo. Portanto, estes campos elétricos de polarização provocam uma amplificação na perturbação inicial e o sistema se torna cada vez mais instável.

Ao longo do dia, a ionosfera equatorial sofre um deslocamento para cima em consequência da deriva eletromagnética $\vec{E} \times \vec{B}$. Esse movimento vertical do plasma ionosférico na região tropical é resultado do campo elétrico dirigido para leste, gerado pelo dínamo da região E na presença do campo magnético (dirigido para norte), que é transmitido à região F em razão da alta condutividade existente ao longo das linhas de campo magnético. À noite, a direção do campo elétrico é invertida, provocando um movimento do plasma ionosférico para baixo. No entanto, antes da inversão, próximo ao terminadouro do anoitecer, a deriva eletromagnética sofre um aumento abrupto, originando um máximo na velocidade de deriva vertical da ionosfera denominado pico pré-reversão, causado pelo aparecimento de campos elétricos de polarização na região F . Como após o pôr-do-Sol a região E é rapidamente consumida pelo processo de recombinação e, não há condutividade suficiente para curto-circuitar os campos

elétricos de polarização da região F , o efeito dínamo da região F torna-se eficiente e contribui para a subida da camada ionizada através do mecanismo $\vec{E} \times \vec{B}$.

O processo de recombinação, juntamente com o movimento para cima da ionosfera pela ação da deriva $\vec{E} \times \vec{B}$, produz forte gradiente de densidade na parte inferior da região F . Quando a camada F encontra-se suficientemente alta, e/ou o gradiente de densidade é bastante elevado para superar o efeito de recombinação, flutuações na densidade do plasma ionosférico começam a crescer em decorrência da instabilidade GR-T. Com isso, as bolhas de plasma (regiões de depleção) que se formaram na base da região F , evoluem e derivam para altas altitudes pelo movimento de polarização $\delta\vec{E} \times \vec{B}$, podendo atingir altitudes superiores a 1500 km. Em seguida toda a região perturbada tende a mover-se para leste, acompanhando o plasma ambiente em direção à ionosfera noturna. Após a meia noite local as irregularidades começam a cessar e apenas aquelas com tamanhos de escala maiores passam a ser observadas.

A teoria linear da instabilidade gravitacional Rayleigh-Taylor nos diz que uma condição para o sistema passar do estado de equilíbrio para o estado perturbado é a de que a força da gravidade \vec{g} seja antiparalela ao gradiente de densidade (∇n) e ambas perpendiculares a \vec{B} (FEJER e KELLEY, 1980).

Kelley (1989) explica em detalhes o cálculo da taxa local de crescimento linear para a instabilidade GR-T com uma visão voltada ao plasma ionosférico equatorial. Existem ainda trabalhos com uma abordagem matemática mais completa voltada à modelagem da instabilidade GR-T, como por exemplo, Sultan (1996). O cálculo da taxa de crescimento é determinado a partir da linearização das equações da continuidade e de momentum, levando-se em consideração as quantidades perturbadas quando o plasma sai de seu estado de equilíbrio e, supondo, solução de ondas planas. A expressão da taxa de crescimento linear da instabilidade GR-T pode ser expressa como (SULTAN, 1996):

$$\gamma_{RT} = \left(\frac{g}{v_{in}} \right) \left[\frac{1}{n_o} \frac{\partial n_o}{\partial h} \right] \quad (2.5)$$

em que γ_{RT} representa a taxa de crescimento da instabilidade, v_{in} é a freqüência de colisão dos íons com as partículas neutras, n_o é a densidade do plasma e $\partial n_o / \partial h$ denota

o gradiente vertical de densidade, que será positivo se for antiparalelo à aceleração da gravidade \vec{g} .

Com relação à instabilidade $\vec{E} \times \vec{B}$, esta ocorre em um plasma parcialmente ionizado que contém um campo magnético e gradientes na densidade de ionização e que está sob a influência de um campo elétrico. É um mecanismo importante na ionosfera terrestre, pois possui um plasma com propriedades apropriadas, em que campos elétricos estão sempre presentes e, que freqüentemente, mostra a presença de irregularidades alinhadas com o campo magnético. Um exemplo da forma com que essa instabilidade pode operar também está ilustrado na Fig. (2.2), no qual um campo elétrico ambiente estacionário, \vec{E}_o , aparece direcionado para a direita. As direções opostas das mobilidades Pedersen dos íons e elétrons darão origem a uma corrente \vec{J} que fluirá horizontalmente na fronteira entre as duas regiões de densidades distintas. Se a densidade é perturbada por uma variação senoidal de pequena amplitude, o movimento diferencial das mobilidades dos íons e dos elétrons fará com que este fluxo de corrente apresente divergência e, um acúmulo de cargas, será distribuído sobre as margens da perturbação inicial. Este acúmulo de cargas dará origem a um potencial de carga espacial periódico e, consequentemente, darão origem a campos elétricos de polarização $\delta\vec{E}$ de pequena escala direcionados alternativamente para a esquerda e para a direita. Estes campos elétricos que surgem pela perturbação farão com que íons e elétrons movam-se com uma velocidade de deriva $\delta\vec{E} \times \vec{B}/B^2$, deslocando as regiões de densidade maior para baixo e as regiões de depleção para cima. Neste caso, a teoria linear da instabilidade de deriva $\vec{E} \times \vec{B}$ nos diz que a condição geral para a instabilidade ocorrer é a de que a deriva $\vec{E}_o \times \vec{B}$ seja paralela ao gradiente de densidade (∇n).

2.2.2 A teoria generalizada da instabilidade GR-T e suas quantidades integradas ao longo do tubo de fluxo magnético

Atualmente a instabilidade GR-T tem sido apontada como o mecanismo mais provável para a formação da estrutura irregular observada logo após o pôr-do-Sol na região *F* da ionosfera equatorial. Um desenvolvimento teórico da instabilidade GR-T no regime colisional e que é aplicável às irregularidades na região *F*, foi implementado por

Ossakow et al. (1979), nas quais as equações básicas que descrevem o plasma ionosférico irregular são:

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_\alpha \vec{V}_\alpha) = -\beta(n_\alpha - n_{\alpha o}), \quad (2.6)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{V}_\alpha \cdot \vec{\nabla} \right) V_\alpha = \frac{q_\alpha}{m_\alpha} \left(\vec{E} + \frac{\vec{V}_\alpha \times \vec{B}}{c} \right) + \vec{g} - \nu_{an} \vec{V}_\alpha, \quad (2.7)$$

em que o índice α designa espécies (e denota os elétrons, i são os íons), n é a densidade numérica das partículas carregadas, \vec{V} é a velocidade das partículas, β é a taxa de recombinação, \vec{E} representa o campo elétrico, \vec{g} é a aceleração da gravidade, q denota carga elétrica, ν_{an} é a freqüência de colisão entre partículas neutras e carregadas, c é a velocidade da luz e m é a massa. O valor $n_{\alpha o}$ denota a densidade no equilíbrio, ou seja, sem qualquer perturbação. As Eqs. (2.6) e (2.7) representam as equações da continuidade e do movimento, respectivamente, para cada uma das espécies.

Na equação do movimento, considerando que a freqüência associada aos termos inerciais (termo do lado esquerdo da equação) é desprezível em relação à freqüência de giro das partículas carregadas e, em relação à freqüência de colisão entre partículas neutras e carregadas, obtém-se para os elétrons e os íons:

$$\vec{V}_e = \frac{c}{B} \vec{E} \times \hat{Z}, \quad (2.8)$$

$$\vec{V}_i = \left(\frac{c}{B} \vec{E} + \frac{\vec{g}}{\Omega_i} \right) \times \hat{Z} + \frac{\nu_{in}}{\Omega_i} \left(\frac{c}{B} \vec{E} + \frac{\vec{g}}{\Omega_i} \right), \quad (2.9)$$

considerando-se

$$\hat{Z} = \frac{\vec{B}}{|\vec{B}|}, \quad (2.10)$$

na qual

$$\Omega_i = \frac{eB}{m_i c} \quad (2.11)$$

denota a girofreqüência dos íons. O campo magnético \vec{B} é suposto constante e aponta na direção z (positivo para norte), o eixo y denota a direção vertical (positivo para cima)

e representa a altitude, a gravidade \vec{g} está na direção negativa à y , o eixo x é positivo para oeste, de forma que $\vec{g} \times \vec{B}$ está para leste. A instabilidade GR-T aplicada à ionosfera no regime colisional quer dizer que a freqüência de colisão íon-neutro (ν_{in}) é quem domina.

Usando-se a condição de neutralidade, $n_e = n_i = n$, escreve-se a equação da corrente e de sua divergência:

$$\begin{aligned}\vec{J} &= n_e (\vec{V}_i - \vec{V}_e) \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{J} &= 0\end{aligned}\tag{2.12}$$

em que \vec{J} representa a densidade de corrente do plasma. Outra consideração a ser efetuada é a presença de campos eletrostáticos ($\vec{E} = -\vec{\nabla}\Phi$). Portanto, substituindo-se \vec{V}_i da Eq. (2.9) na equação da continuidade (Eq. 2.6) e, usando-se a condição de que,

$$\Phi = \Phi_o + \Phi_1,\tag{2.13}$$

no qual Φ_o é o potencial de ordem zero (estado de equilíbrio) e Φ_1 é o potencial perturbado, obtém-se a expressão:

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{c}{B} \left(\vec{\nabla}\Phi_1 \times \hat{Z} - \frac{m_i}{e} \vec{g} \times \hat{Z} \right) \cdot \vec{\nabla}n = -\beta(n - n_o).\tag{2.14}$$

De $\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = 0$, obtém-se:

$$\vec{\nabla} \cdot (V_{in} n \vec{\nabla}\Phi_1) = \frac{B}{c} (\vec{g} \times \hat{Z}) \cdot \vec{\nabla}n.\tag{2.15}$$

Para se obter a taxa de crescimento linear da instabilidade Rayleigh-Taylor, utiliza-se o conceito de ondas planas e considera-se nas Eqs. (2.14) e (2.15) que:

$$\begin{aligned}n &= n_o(y) + n_1 \exp(i(k_x x + k_y y - \omega t)), \\ \Phi_1 &= \Phi_1 \exp(i(k_x x + k_y y - \omega t)),\end{aligned}\tag{2.16}$$

o que representa uma perturbação ondulatória na densidade do plasma local na direção perpendicular ao campo magnético. Substituindo-se a expressão (2.10) nas Eqs. (2.14) e (2.15) obtém-se, respectivamente:

$$\begin{aligned} (-i\omega + \beta)n_1 + i\frac{c}{B}\Phi_1 k_x \frac{\partial n_o}{\partial y} &= 0 \\ \Phi_1 \left(i \frac{\partial(n_o v_{in})}{\partial y} k_y - n_o v_{in} k^2 \right) &= -i \frac{B}{c} g n_1 k_x, \end{aligned} \quad (2.17)$$

em que na Eq. (2.14) as contribuições devido ao campo elétrico ambiente são desprezados. A partir deste conjunto de equações obtém-se:

$$\omega = -\frac{i(\partial n_o / \partial y) g k_x^2}{(ik_y \partial(n_o v_{in}) / \partial y) - n_o v_{in} k^2} - i\beta \quad (2.18)$$

nas quais v_{in} , n_o , β são as grandezas que dependem de y , ou seja, dependem da altura da região F . Separando-se a parte real da parte imaginária, em que

$$\omega = \omega_R + i\gamma, \quad (2.19)$$

obtém-se:

$$\omega_R = -\frac{gk_x^2 k_y (\partial n_o / \partial y) [\partial(n_o v_{in}) / \partial y]}{\{k_y [\partial(n_o v_{in}) / \partial y]\}^2 + (n_o v_{in} k^2)^2} \quad (2.20)$$

$$\gamma = \frac{k_x^2 k^2 g n_o v_{in} (\partial n_o / \partial y)}{\{k_y [\partial(n_o v_{in}) / \partial y]\}^2 + (n_o v_{in} k^2)^2} - \beta. \quad (2.21)$$

Na Eq. (2.21), γ representa a taxa de crescimento linear da instabilidade GR-T e $\partial n_o / \partial y$ representa o gradiente de densidade eletrônica do lado inferior da região F , que é sempre positivo. Por outro lado, o crescimento da instabilidade somente acontece quando o primeiro termo da Eq. (2.21) é maior do que o segundo. Sendo a perturbação apenas na horizontal ($k_y = 0$, $k_x = k$), a condição no equador magnético fica $\omega_R = 0$ e, assim como na Eq. (2.5):

$$\gamma = \frac{1}{n_o} \frac{\partial n_o}{\partial y} \frac{g}{v_{in}} - \beta, \quad (2.22)$$

sendo que a condição para o crescimento da perturbação, ou seja, para o crescimento linear da instabilidade GR-T, ocorre quando $\gamma > 0$, ou seja:

$$\frac{1}{n_o} \frac{\partial n_o}{\partial y} \frac{g}{v_{in}} > \beta \quad (2.23)$$

o que favorece, portanto, o desenvolvimento de irregularidades na região F . É importante notar que, quando γ é negativo, ocorre o amortecimento da perturbação pelo fator $e^{\gamma t}$ e, dessa forma, as instabilidades no plasma não são produzidas e as irregularidades não se desenvolvem.

Para descrever a teoria de desenvolvimento das irregularidades do plasma na região F é importante considerarmos alguns parâmetros da ionosfera local que podem afetar a taxa de crescimento da instabilidade Rayleigh-Taylor. A teoria linear generalizada da instabilidade GR-T não considera na Eq. (2.22) apenas a gravidade como sendo a influência desestabilizante na ionosfera, mas inclui, além dos efeitos decorrente da recombinação química (β), os efeitos de um campo elétrico ambiente (\vec{E}). Desta forma, a expressão matemática para a taxa de crescimento deve conter os parâmetros geofísicos responsáveis pelas condições iniciais que levam a ocorrência das irregularidades na região F . De acordo com Hanson et al. (1986), quando somente a região F é considerada e, negligenciando-se os efeitos da condutividade em altitudes menores, a taxa de crescimento linear da instabilidade GR-T baseada em quantidades locais pode ser expressa como (ABDU, 2005):

$$\gamma = \left[\frac{E}{B} + \frac{g}{v_{in}} \right] \left(\frac{1}{n_o} \frac{\partial n_o}{\partial h} \right) - \beta \quad (s^{-1}) \quad (2.24)$$

nos quais E e B denotam o campo elétrico zonal ambiente e a intensidade do campo magnético e $\partial n_o / \partial h$ ($= \partial n_o / \partial y$) o gradiente vertical da densidade.

De acordo com a Eq. (2.24), o efeito de um campo elétrico zonal ambiente para leste na presença do campo magnético \vec{B} conduz a um aumento de γ . Como efeito do \vec{E} para leste, uma deriva eletrodinâmica $\vec{E} \times \vec{B}$ movimenta a camada para altas altitudes e conduz o plasma para regiões de baixa freqüência de colisão v_{in} , aumentando, com isso, a taxa de crescimento da instabilidade. Isso ocorre, pois, como o termo da gravidade é inversamente proporcional à freqüência de colisão, sua importância aumenta com o ganho de altitude da camada ionosférica. Como exemplo, após o pôr-do-Sol, durante o horário de ocorrência do pico pré-reversão, o termo da gravidade é quem assume o

controle do processo de instabilidade cujo início pode ser atribuído à intensificação do campo elétrico zonal para leste. A existência do termo de perda ionosférica (β) na Eq. (2.24) nos diz que uma perturbação na base da região F somente crescerá efetivamente se a taxa de crescimento da instabilidade exceder substancialmente a taxa de recombinação local. Em outras palavras, quando o gradiente de ionização estiver suficientemente elevado para superar os efeitos de recombinação, haverá o crescimento das flutuações na densidade pela instabilidade Rayleigh-Taylor.

Como pôde ser observada, a Eq. (2.24) descreve a expressão generalizada da taxa de crescimento da instabilidade local e, incluem, os parâmetros geofísicos responsáveis pelas condições iniciais que levam à ocorrência das irregularidades na região F . Essa equação faz parte da teoria linear da instabilidade GR-T, porém, ela possui certas limitações, uma vez que o comportamento geométrico e a distribuição do plasma e da atmosfera, ao longo das linhas de campo, não são uniformes em latitude. Adicionalmente, a distribuição de plasma na região equatorial possui fortes gradientes latitudinais por causa da formação da anomalia equatorial e, a taxa de crescimento da instabilidade GR-T é melhor definida quando descrita em termos de quantidades integradas ao longo das linhas de campo magnético, ou do tubo de fluxo (OSSAKOW, 1981; ZALESACK et al. 1982; SULTAN, 1996; MENDILLO et al., 2001). Neste caso, uma expressão generalizada para a taxa de crescimento da instabilidade GR-T fornece uma interpretação mais realista das condições iniciais das irregularidades na região F quando as variações, dos parâmetros geofísicos, são integradas ao longo do tubo de fluxo magnético (HAERENDEL et al., 1992; SULTAN, 1996; ABDU, 2005):

$$\gamma_{TF} = \frac{\sum_P^F}{\sum_P^E + \sum_P^F} \left(\frac{E_\varphi L^3}{B_o} - U_L^P + \frac{g_e}{\nu_{eff}^F} \right) \frac{1}{R_E L^3 N_o^F} \frac{\partial}{\partial L} (L^3 N_o^F) - \beta_{TF} \quad (2.25)$$

em que $\sum_P^{E,F}$ denota a condutividade Pedersen integrada ao longo do tubo de fluxo para as regiões E e F (ZALESACK et al., 1982), E_φ é o campo elétrico na direção leste-oeste, L é o parâmetro de MacIlwain (distância geocêntrica medida em unidades de raio terrestre, R_E), B_o é a intensidade do campo magnético na superfície da Terra ($L = 1$), U_L^P é o vento neutro ponderado pela condutividade Pedersen, $g_e = g_o/L^2$, em que g_o é a gravidade na superfície da Terra, ν_{eff} denota uma freqüência de colisão efetiva na região

F ponderada pela densidade ao longo do tubo de fluxo, R_E é o raio da Terra, N_o^F é a densidade eletrônica total do plasma ambiente integrada ao longo do tubo de fluxo (contribuída pela região F) e β_{TF} denota a perda eletrônica total ao longo do tubo de fluxo de plasma devida à recombinação. O subíndice TF na Eq. (2.25) entende-se por quantidade integrada ao longo do tubo de fluxo magnético.

Pode-se notar a partir da Eq. (2.25), a importância das condutividades da região E conjugada na taxa de crescimento da instabilidade, de forma que, a condutividade Pedersen integrada ao longo do tubo de fluxo é quem controla o desenvolvimento não-linear das irregularidades do plasma da região F (ZALESACK et al., 1982). Quando \sum_P^E aproxima-se de zero, a Eq. (2.25) pode ser simplificada para a Eq. (2.24). As Eq. (2.24) e (2.25) geralmente são utilizadas em modelos ionosféricos para calcular a taxa de crescimento linear e não-linear da instabilidade GR-T, respectivamente, como também podem ser utilizadas em simulações numéricas na análise de geração e evolução das irregularidades e das bolhas de plasma. Na Eq. (2.25) foram desprezados os gradientes horizontais de densidade na região E , tal como aqueles gradientes gerados pela presença da camada E esporádica e, que darão origem a um termo de condutividade Hall na forma $\partial \sum_H / \partial L$.

2.3 Principais fatores que controlam a geração, evolução e variabilidade das irregularidades do plasma na região F

2.3.1 Os efeitos da deriva vertical e do ângulo de declinação magnética

Um dos fatores que está bem estabelecido no estudo de irregularidades ionosféricas é a forte correlação existente entre o movimento de deriva vertical da ionosfera, ao entardecer, e a ocorrência das irregularidades na região F . Esse movimento vertical do plasma ionosférico sofre um aumento abrupto de velocidade após o pôr-do-Sol, originando um máximo na velocidade de deriva, denominado pico pré-reversão, causado pelo aparecimento de campos elétricos de polarização na região F e produzidos por efeito dínamo. De acordo com a teoria do dínamo da região F (Fig. 2.3), ventos neutros termosféricos para leste, através do terminadouro do anoitecer, produzem um campo elétrico vertical para baixo ($\vec{E}_z = -\vec{U} \times \vec{B}$), que mapeia ao longo das linhas de

campo magnético para um campo (\vec{E}_θ) que aponta em direção ao equador, nas camadas E conjugadas. Este campo (\vec{E}_θ) tende a direcionar uma corrente Hall para oeste, mas em virtude da descontinuidade na condutividade Hall, do dia para a noite, não há fluxo de corrente no lado noturno, de forma que um acúmulo de cargas surge na região do terminadouro. Esse acúmulo de cargas dá origem a campos elétricos de polarização que são mapeados para a região F , fazendo com que o plasma se move com uma velocidade de deriva $\vec{E} \times \vec{B}/B^2$ (ABDU et al., 1992).

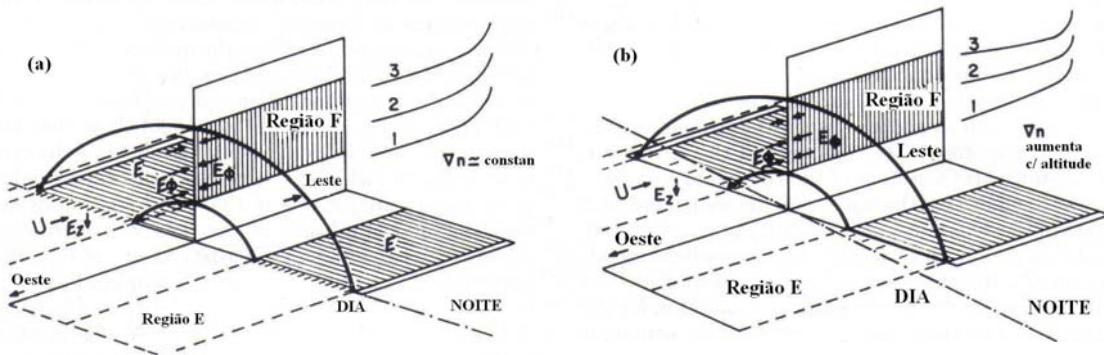


Figura 2.3 – Representação esquemática do dínamo da região F durante o horário de ocorrência do pico pré-reversão; (a) Terminadouro alinhado com o meridiano magnético. (b) Terminadouro fazendo um ângulo com o meridiano.

FONTE: Adaptada de Abdu et al. (1992)

De acordo com simulações teóricas e numéricas baseadas em processos eletrodinâmicos da ionosfera equatorial (ECCLES, 1998), três fatores podem influenciar na magnitude do pico pré-reversão no instante em que ela inicia:

- (a) os ventos termosféricos meridionais para leste que agem sobre o dínamo da região F ;
- (b) a existência de um gradiente longitudinal (para oeste) da condutividade Pedersen, nas camadas E conjugadas, que aparecem através do terminadouro do anoitecer;
- (c) o ângulo de declinação magnética.

Ventos zonais para leste, mais fortes, vão produzir, diretamente, campos elétricos de polarização mais intensos na região *F*. Com relação à magnitude do gradiente longitudinal da condutividade, ela é determinada pelo grau de simultaneidade entre o horário do pôr-do-Sol nas duas regiões *E* magneticamente conjugadas, que estão acopladas à região *F* equatorial. Quando o pôr-do-Sol é simultâneo nas duas regiões *E* conjugadas, o que ocorre quando há um perfeito alinhamento do terminadouro com o meridiano magnético, valores maiores de gradiente de condutividade serão produzidos. Isso faz com que o circuito que liga às duas regiões conjugadas seja interrompido simultaneamente, o que favorece a aparição de campos elétricos de polarização na região *F* com magnitudes relativamente maiores, e que resulta num pico pré-reversão na deriva vertical do plasma maior, porém, com menor duração. Por outro lado, enquanto uma das regiões *E* permanecer iluminada pelo Sol, haverá condutividade e, consequentemente, mesmo que um dos circuitos esteja interrompido, ocorrerá fluxo de carga pelo outro lado, o que pode ser traduzido por uma variação mais lenta do gradiente de condutividade. Neste caso, teremos uma deriva vertical do pico pré-reversão de menor magnitude, porém com maior duração. Uma variação mais lenta do gradiente de condutividade ou um aumento da condutividade integrada em baixas altitudes atuará diretamente para diminuir a taxa de crescimento da instabilidade R-T e, com isso, prevenir o desenvolvimento de irregularidades de plasma (ABDU, 2001; SOBRAL et al., 2002).

Desta forma, o ângulo de declinação magnética altera as dependências longitudinais e sazonais do efeito dínamo da região *F* sobre a magnitude do pico pré-reversão da deriva vertical e, consequentemente, na geração das irregularidades do plasma na região *F*. Como exemplo, no setor longitudinal brasileiro, onde a declinação magnética é elevada (aproximadamente 22° oeste), um aumento na ocorrência das irregularidades da região *F* tende a surgir durante os meses do solstício de verão, quando o terminadouro do anoitecer está proximamente alinhado ao meridiano magnético, o que corresponde a um pôr-do-Sol quase simultâneo nas regiões *E* conjugadas. Sendo assim, como efeito do ângulo de declinação magnética elevado tem-se uma alteração do gradiente longitudinal (para oeste) da condutividade Pedersen integrada ao longo do tubo de fluxo magnético através do terminadouro e, consequentemente, a velocidade de deriva vertical da camada pode ser intensificado (ABDU, 2001). De acordo com Abdu et al. (2003), este

máximo na ocorrência das irregularidades tende a ficar mais centrado nos meses do solstício de verão com o aumento da atividade solar. Durante o verão e os anos de atividade solar máxima, o fluxo solar e a densidade do plasma ambiente aumentam, favorecendo com isso ao aumento da taxa de crescimento da instabilidade GR-T. Todos estes fatores contribuem para que fortes irregularidades na região F possam ser observadas e apresentarem tempos de vida maiores. Porém, na condição de perfeito alinhamento entre o terminadouro e o meridiano magnético (∇n invariante) tende a ocorrer uma diminuição na eficiência para o crescimento das irregularidades.

Diversos estudos têm mostrado que a altitude da região F noturna é um importante parâmetro para se tomar como referência na geração das irregularidades ionosféricas. Como esta altitude é determinada pela velocidade de deriva vertical do plasma na ionosfera equatorial, os campos elétricos zonais que acionam esta deriva afetam a taxa de crescimento da instabilidade GR-T através dos termos de gravidade e de deriva eletrodinâmica, bem como através do controle do gradiente de densidade na base da região F . Fejer et al. (1999) atribuíram às variabilidades diárias, sazonais e com o ciclo solar da ocorrência das irregularidades na região F como sendo consequência das variabilidades da deriva vertical do plasma na ionosfera equatorial. O efeito da atividade geomagnética sobre as irregularidades pode estar diretamente relacionado com a resposta dos campos elétricos zonais na região equatorial às perturbações do campo magnético terrestre, penetração de campos elétricos e a ação de ventos neutros perturbados. Diversos estudos têm mostrado que o início da atividade geomagnética durante o final da tarde aumenta a ocorrência de irregularidades na região F e, com isso, depleções na densidade do plasma de larga escala (bolhas ionosféricas) aparecem antes da meia-noite local. Enquanto que, o início de uma intensa atividade geomagnética próxima ao meio-dia local, diminui a ocorrência dessas irregularidades e depleções. Estes efeitos opostos podem ser explicados, respectivamente, como sendo decorrentes da penetração direta de campos elétricos para leste e dos campos elétricos para oeste causado por efeito dínamo perturbado.

2.3.2 Os efeitos do vento neutro e da condutividade Pedersen ambiente na evolução e morfologia das irregularidades de plasma

Ainda que as irregularidades se desenvolvam no plasma da região F da ionosfera, o efeito integrado ao longo do tubo de fluxo demonstra que é impossível negligenciar a importância da região E na geração e evolução dessas irregularidades. A Fig. (2.4), por exemplo, exibe os resultados da simulação numérica desenvolvida por Zalesak et al. (1982), onde eles mostram os efeitos do plasma ambiente (por exemplo, o da região E durante o início das irregularidades) e de um vento neutro zonal uniforme, sobre a geração e a evolução das irregularidades de plasma, numa tentativa de reproduzir a não-linearidade observada nas plumas e nas irregularidades de grande escala da região F .

A Fig. (2.4a) representa a evolução da irregularidade, ou bolha de plasma, num caso em que uma condutividade (Pedersen) ambiente e o vento neutro, não são considerados. Na Fig. (2.4b) a condutividade está sendo considerada e, quando a comparamos com a Fig. (2.4a) podemos observar o seu efeito. O tempo indicado na parte superior dos painéis registra o quanto as estruturas demoram a atingir cerca de 600 km de altitude. Note que no caso (b) elas levam mais de 70% do tempo da Fig. (2.4a). De acordo com Zalesak et al. (1982), qualitativamente isso pode ser interpretado em termos de redução do campo elétrico como consequência do curto-círcuito provocado pela condutividade ambiente via linhas de campo magnético, que resulta numa evolução relativamente lenta da instabilidade. A presença da condutividade ambiente da região E , além de retardar (ou inibir) a evolução das bolhas de plasma, produz também irregularidades onde o nível de depleção é muito menor que nos casos sem a presença da condutividade ambiente. Outra característica observada foi a curvatura em “C” em torno do pico da camada. De acordo com Zalesak et al. (1982), as bolhas de plasma na região F adquirem um formato de “C” na sua base e uma inclinação para oeste na sua porção superior, por causa de um efeito de cisalhamento vertical no fluxo horizontal do plasma. A origem e os efeitos deste fluxo de cisalhamento ainda será discutido neste capítulo. Na Fig. (2.4c), ambos os efeitos, condutividade ambiente e ventos zonais são considerados e, neste caso, notamos que acima de 360 km aproximadamente a bolha tende a curvar-se para oeste e, abaixo desta altitude, ela tende a se curvar para leste.

Essas simulações de Zalesak et al. (1982) puderam reproduzir as características observadas em plumas de espalhamento *F* equatorial (“spread-*F*” equatorial), tais como, a inclinação para oeste das bolhas em altas altitudes, bifurcações e curvatura (em forma de “C”) das irregularidades de plasma de grande escala em função da altitude. Zalesak et al. (1982) chegaram à conclusão de que, com a presença do vento neutro, mas negligenciando a condutividade ambiente, o plasma move-se com a mesma velocidade do vento neutro e as bolhas sobem verticalmente. Além disso, mesmo sem a presença do vento, a condutividade Pedersen exerce um efeito considerável sobre o comportamento das irregularidades. Portanto, a condutividade ambiente pode ser um fator controlador na formação das irregularidades no plasma da região *F* equatorial.

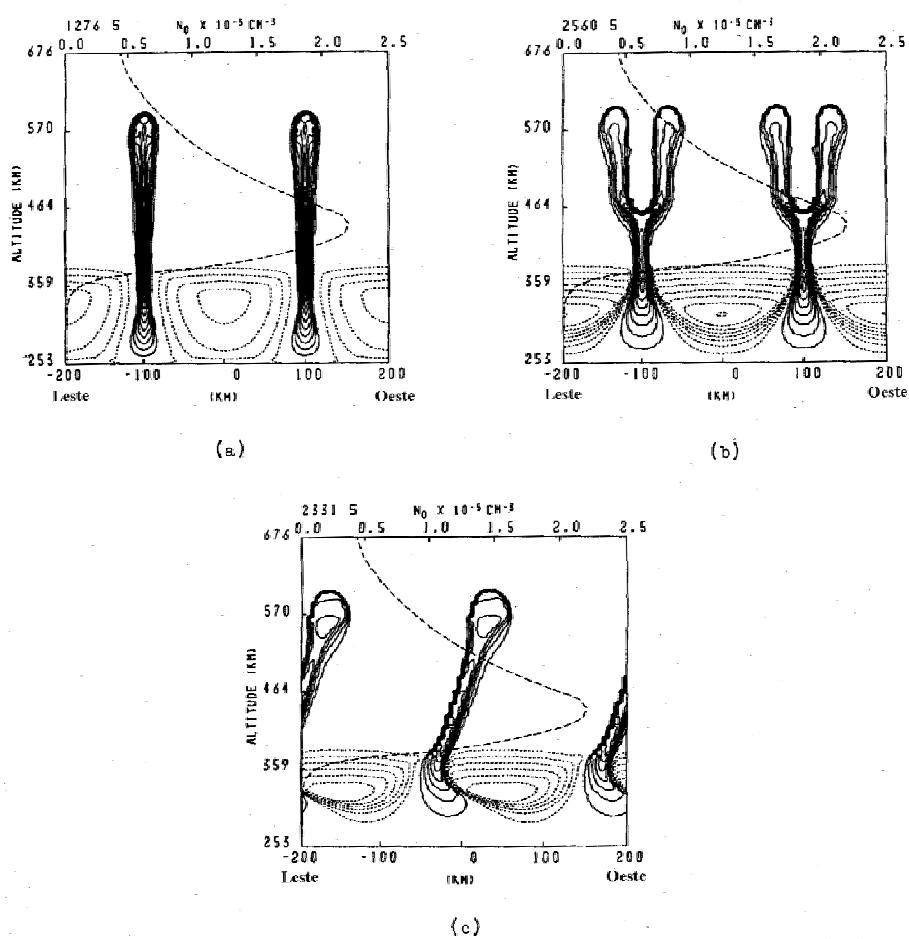


Figura 2.4 – Resultados de simulações numéricas que mostram os efeitos provocados pelo vento neutro e a condutividade ambiente sobre a evolução das bolhas de plasma. Os casos (a), (b) e (c) são discutidos no texto.

FONTE: Zalesak et al. (1982)

2.3.3 Os ventos meridionais e a condutividade integrada ao longo das linhas de campo magnético

O termo U_L^P na Eq. (2.25) computa a contribuição integrada (ponderada pela condutividade Pedersen) à taxa de crescimento da instabilidade GR-T por efeito dos ventos neutros que fluem através do tubo de fluxo magnético. A componente dos ventos perpendicular a \vec{B} diminui a taxa de crescimento quando este for antiparalelo a \vec{g} e aumenta a taxa de crescimento quando diretamente paralela a \vec{g} .

Quanto ao valor integrado do gradiente de densidade, este pode ser controlado pelas condições de simetria/assimetria na distribuição de ionização em ambos os hemisférios da Anomalia Equatorial e que são provocadas por um vento meridional transequatorial. Os ventos transequatoriais vão mover o plasma para cima no hemisfério em que ele estiver em direção ao equador e, para baixo, no hemisfério em que ele estiver se afastando do equador. Assim, naquele hemisfério em que o vento abaixa a camada, o plasma da região F é movido para altitudes em que a v_{in} é maior e, onde a perda por recombinação dissociativa (β) também é maior, provocando, com isso, uma contribuição para a redução na taxa de crescimento da instabilidade. No hemisfério em que o vento sobe a camada o efeito oposto será observado.

Como foi discutido anteriormente, os ventos meridionais horizontais, especialmente os ventos transequatoriais, podem causar uma significante assimetria na distribuição de ionização sobre as cristas da anomalia equatorial (SOUZA et al., 1999) e, consequentemente, uma assimetria na distribuição da condutividade e da taxa de recombinação ao longo da linha de campo. O aumento na condutividade e na taxa de recombinação no lado em que o vento abaixa a camada, geralmente, não é compensado pela redução nestes fatores no lado em que o vento sobe a camada (ABDU, 2001), aumentando a contribuição da quantidade integrada destes fatores sobre a taxa de crescimento. Da mesma forma, o decréscimo que a ação destes ventos provoca no gradiente de densidade, integrado ao longo do tubo de fluxo, faz com que a taxa de crescimento da instabilidade diminua. Como vimos anteriormente, enquanto que um aumento dos ventos zonais para leste age para aumentar os campos elétricos que provocam o pico pré-reversão na deriva vertical e, com isso, um aumento na taxa de

crescimento da instabilidade GR-T, um aumento na velocidade dos ventos meridionais atua na redução da taxa de crescimento. Abdu (2001) aponta ainda que uma assimetria na anomalia equatorial também pode modificar o gradiente longitudinal da condutividade Pedersen integrada e, em contrapartida, pode alterar o campo elétrico zonal responsável pela deriva vertical do pico pré-reversão. Portanto, o efeito direto dos ventos neutros meridionais é o de modificar a distribuição da densidade do plasma na ionosfera, reduzindo os gradientes de densidade integrados ao longo das linhas de campo, aumentando a condutividade correspondente e a taxa de recombinação e, consequentemente, suprimindo o mecanismo de instabilidade. Resumidamente, um vento neutro meridional/transequatorial pode modificar a taxa de crescimento da instabilidade GR-T de três formas: (1) agindo para reduzir o gradiente de densidade integrado ao longo do tubo de fluxo; (2) atuando para aumentar a condutividade integrada ao longo do tubo de fluxo, e; (3) atuando na modificação do gradiente de condutividade longitudinal, através do terminadouro do anoitecer, para aumentar os campos elétricos de polarização na região *F* responsáveis pela deriva vertical da camada durante o horário de ocorrência do pico pré-reversão.

2.3.4 Fatores relacionados ao acoplamento entre as regiões *E* e *F*, ondas de gravidade e a corrente do eletrojato equatorial

Abdu et al. (1996) sugeriram que a presença de camadas *E* esporádicas, através de sua possível contribuição à condutividade integrada ao longo das linhas de campo e aos gradientes espaciais dessas condutividades, poderia influenciar nos processos eletrodinâmicos que formam as irregularidades na região *F*. Um aumento da condutividade produzida pela camada *E* esporádica diminui a razão do termo das condutividades integradas na Eq. (2.25) e, com isso, uma diminuição na taxa de crescimento da instabilidade. As camadas *E* esporádicas que podem exercer influência na formação das irregularidades são aquelas que ocorrem em latitudes afastadas do equador magnético e que são conectadas através das linhas de campo à região *F* equatorial.

Outro fator que pode afetar os processos de acoplamento eletrodinâmico diz respeito ao aumento de condutividade na camada *E* noturna sobre a região da Anomalia Magnética do Atlântico Sul (AMAS). Um aumento na ionização da região *E* por precipitação de

partículas energéticas pode ocorrer na região da AMAS, tanto em dias magneticamente calmos, como durante períodos de distúrbios magnetosféricos.

Algumas suposições têm sido levantadas quanto a possibilidade das ondas de gravidade atmosféricas, provenientes de fontes de convecção troposférica, atuarem como mecanismos de disparo e/ou modulação de estruturas de bolhas de plasma (KELLEY et al., 1981). Mais recentemente, a partir de medidas de satélite, algumas características longitudinais do padrão global de ocorrência das irregularidades sugeriam que, um dos mecanismos de disparo das instabilidades na região *F* possivelmente estaria associado à atividade de convecção troposférica peculiar a um determinado setor de longitude. Cole (1996) apresentou resultados teóricos que consideravam que as irregularidades na região *F*, incluindo as bolhas de plasma, tinham energias derivadas das ondas de gravidade e do processo de dínamo da região *E*. Tais processos de convecção produziriam flutuações nos campos elétricos da região *E*, que quando mapeados para a região *F* provocariam oscilações no campo elétrico zonal responsável pela deriva vertical da camada *F*. Tais oscilações na deriva vertical, após o pôr-do-Sol, poderiam atuar como mecanismo de disparo do processo de instabilidade do plasma na região *F*.

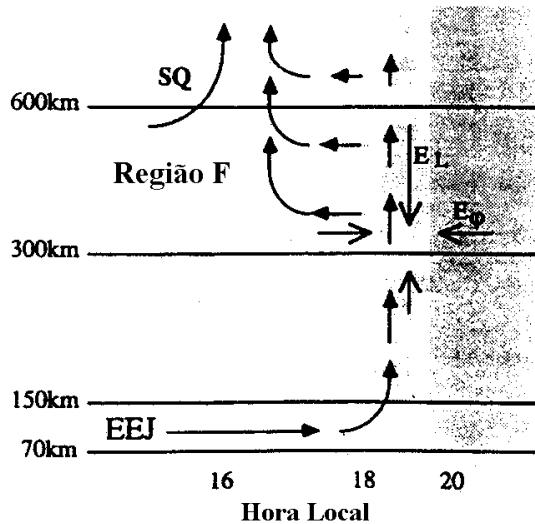


Figura 2.5 – Esquema do padrão de correntes dentro da ionosfera durante as primeiras horas da noite. Entende-se por SQ a abreviação em inglês para o sistema de correntes na ionosfera durante os períodos geomagneticamente calmos de atividade solar.

FONTE: Adaptada de Haerendel e Eccles (1992)

Outro fator ainda pouco estudado refere-se aos efeitos da corrente do eletrojato equatorial sobre os campos elétricos de polarização que atuam na região F . A partir de simulações numéricas, Haerendel e Eccles (1992) demonstraram que o fluxo de corrente (no lado iluminado pelo Sol) horizontal (para leste) do eletrojato equatorial (EEJ) (FORBES, 1981), durante o entardecer, sofre uma divergência negativa e um circuito é fechado com a corrente vertical (no lado noturno) produzida pelo dínamo da região F . Para que este circuito se feche, a região do eletrojato equatorial requer um aumento dos campos elétricos horizontais (E_ϕ) que também atuam sobre a região F durante o horário de ocorrência do pico pré-reverso e, que são produzidos pelo dínamo da região F , passando com isso, a ter um papel significante na geração destes campos elétricos. Este circuito de corrente apresenta um fluxo vertical, para fora da região E equatorial, afetando também a magnitude dos campos elétricos verticais (E_L) e, consequentemente, a deriva horizontal do plasma (fluxo de cisalhamento). A Fig. (2.5) exibe um esquema do padrão de correntes que fluem na ionosfera durante o início da noite.

2.4 Cisalhamento vertical do fluxo horizontal do plasma na região F equatorial

A teoria dos mecanismos de instabilidade Rayleigh-Taylor e de instabilidade de deriva está bem definida e tem sido discutida por diversos autores como sendo os principais responsáveis pela formação das irregularidades do plasma na região F equatorial (e.g. referências citadas nas seções anteriores). Porém, mais recentemente, tem se tornado evidente a partir de observações experimentais, bem como de modelagens e simulações numéricas, a relevância de outro mecanismo que pode competir, ou até mesmo criar condições favoráveis para a semeadura da instabilidade generalizada Rayleigh-Taylor. Este mecanismo é consequência dos efeitos do cisalhamento vertical do fluxo zonal do plasma na região F da ionosfera equatorial (KUDEKI et al., 1981; TSUNODA et al., 1981; ZALESAK et al., 1982; ÇAKIR et al., 1992; HAERENDEL et al., 1992; KUDEKI e BHATTACHARYYA, 1999; HYSELL et al., 2006).

Este cisalhamento no fluxo de plasma abaixo do pico da região F equatorial foi evidenciado, pela primeira vez, nos resultados numéricos do modelo de Heelis et al. (1974), sendo discutido no trabalho de Fejer (1981) e observado pela primeira vez por Kudeki et al. (1981) e Tsunoda et al. (1981). Utilizando simulações numéricas, Çakir et al. (1992) consideraram o efeito de cisalhamento do fluxo zonal do plasma na formação

e movimento das bolhas. O cisalhamento no fluxo horizontal foi estudado teoricamente por Haerendel et al. (1992) e Haerendel e Eccles (1992), como sendo uma componente importante do vórtice que ocorre na ionosfera equatorial após o entardecer. Utilizando observações de satélite e radar, Kudeki e Bhattacharyya (1999) e Eccles et al. (1999) descreveram, mais recentemente, as origens deste vórtice. Maruyama et al. (2002) sugeriram que o cisalhamento no fluxo poderia desestabilizar a região *F* da ionosfera, pré-condicionando a mesma para que um intercâmbio entre diferentes mecanismos de instabilidade agisse no desenvolvimento das irregularidades.

De acordo com Haerendel et al. (1992) e Çakir et al. (1992), a origem do cisalhamento no fluxo de plasma na região *F*, após o entardecer, pode ser descrito a partir de:

$$E_z = \frac{\sum_H E_y}{\sum_P} - \frac{\sum_P^F B U_y^F + \sum_P^E B U_y^E}{\sum_P} + \frac{J_{zo}}{\sum_P} \quad (2.26)$$

em que E_z denota o campo elétrico vertical em função da altitude, \sum_P e \sum_H são, respectivamente, as condutividades totais integradas Pedersen e Hall, em que \sum_P^E e \sum_P^F são consideradas, respectivamente, iguais à soma das condutividades Pedersen nas regiões *E* e *F*, \sum_H é equivalente à condutividade Hall na região *E*, E_y é a componente zonal do campo elétrico, B denota a magnitude do campo magnético, U_y^E e U_y^F denotam, respectivamente, as velocidades dos ventos neutros na região *E* e *F* ponderadas pela condutividade e J_{zo} é uma corrente vertical constante que independe do valor de z .

Na Eq. (2.26) a condutividade Pedersen integrada e os ventos neutros se combinam para produzir um termo de dínamo da região *F* que direciona a corrente vertical J_{zo} . Esta corrente deve ser alimentada, na parte inferior da camada, por uma divergência horizontal de corrente na região *E* equatorial. Esta corrente horizontal é dirigida por um campo elétrico zonal que aponta para leste por algumas horas após o pôr-do-Sol. Em razão da baixa condutividade da camada *E* noturna, E_y é fortalecido em comparação ao seu valor durante o entardecer. Eventualmente, a corrente muda de direção e E_y também muda, causando, correspondentemente, o movimento da camada *F*. Por outro lado, a corrente vertical J_{zo} deve ser mantida continuamente em direção às altitudes mais baixas, o que é obtido a partir dos campos elétricos de polarização. No entanto, abaixo

da região de pico, a magnitude dos ventos neutros responsáveis pelo dínamo diminui e, assim, os campos elétricos verticais E_z começam a apontar para cima na direção da corrente. Como consequência, um fluxo de plasma para oeste tenderá gradualmente a girar para leste com o aumento da altitude, a medida que os ventos neutros de dínamo ficam mais fortes. A Fig. (2.6) mostra o campo elétrico vertical (E_z) e as suas três componentes que aparecem no lado direito da Eq. (2.26). A evolução do fluxo horizontal do plasma abaixo do cisalhamento acompanha as mudanças em E_y . Quando E_y aproxima-se de zero, o termo do dínamo da região F passa a dominar o fluxo horizontal. À medida que E_y diminui e torna-se negativo, a faixa de altitude em que o cisalhamento do fluxo atua tenderá a reduzir. Este fator, aliado à redução dos ventos neutros termosféricos à medida que a noite progride, faz com que o efeito de cisalhamento desapareça. Este cisalhamento na velocidade horizontal do plasma acaba sendo criado pelo gradiente vertical do dínamo da região F , que produz um vórtice de larga escala abaixo do pico da camada $F2$, reduzindo os campos elétricos de polarização responsáveis pela subida das regiões de depleção do plasma e, com isso, podendo levar a um retardamento do processo de evolução das bolhas (ÇAKIR et al., 1992; HAERENDEL et al., 1992).

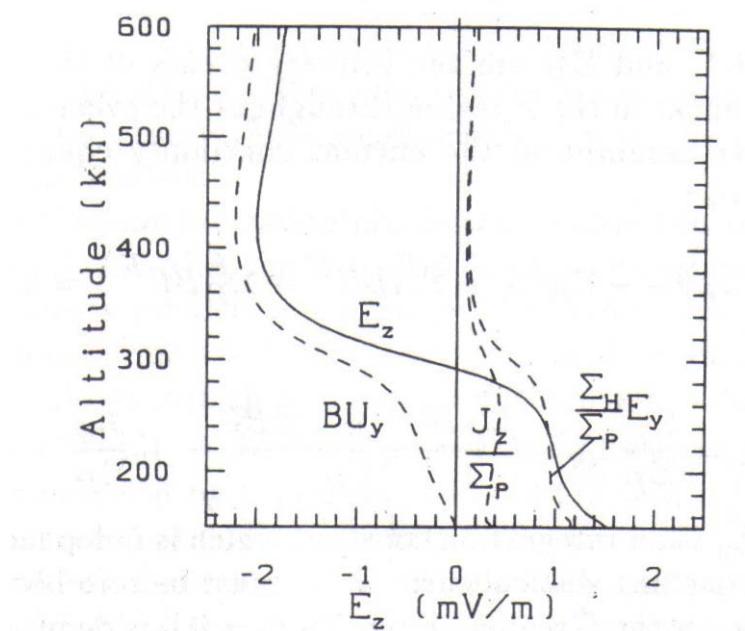


Figura 2.6 – Campo elétrico vertical e as três componentes da Eq. (2.26). J_z equivale à uma corrente constante $J_{zo} = 5\text{mA/m}$.

FONTE: Haerendel et al. (1992)

No painel superior da Fig. (2.7) é mostrada a condutividade Pedersen total, cuja depleção em torno do pico da camada ocorre à medida que a ionização na região *F* se desloca em direção a altitudes maiores. No painel inferior é exibido o fluxo de vórtice e suas regiões de fluxo zonal para oeste e para leste, durante as primeiras horas da noite.

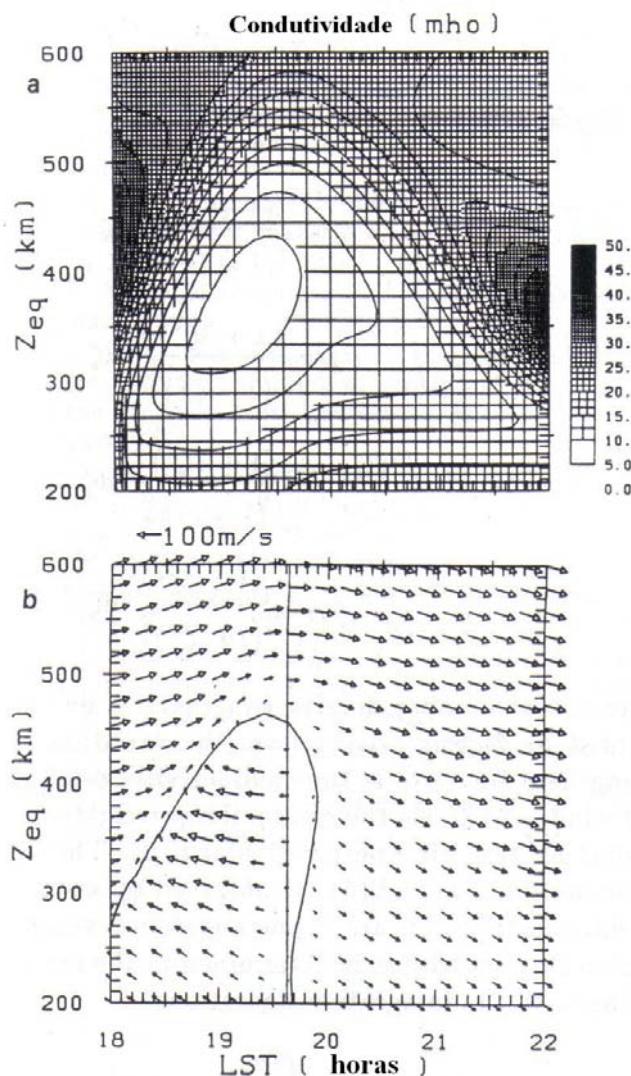


Figura 2.7 - Na parte superior (*a*), a condutividade Pedersen total e, na parte inferior (*b*), o campo elétrico vertical e o fluxo de vórtice do plasma na região *F*.

FONTE: Haerendel et al. (1992) e Çakir et al. (1992)

Para melhor descrever os efeitos de cisalhamento, Hysell e Kudeki (2004) demonstraram, teoricamente, a instabilidade colisional de cisalhamento como um possível mecanismo que colabora para o início das irregularidades na região *F*. De acordo com Hysell e Kudeki (2004), esta instabilidade que eles denominaram por,

instabilidade de cisalhamento, é descrita a partir de uma combinação entre a instabilidade eletrostática de Kelvin Helmholtz (KESKINEN et al., 1988), os gradientes transversais de colisão ν_{in} , não-homogeneidades na densidade do plasma e, principalmente, dos efeitos de colisão na parte inferior da região F equatorial no limite em que os gradientes de densidade do plasma tornam-se mais acentuados.

Hysell et al. (2006) demonstram uma expressão para a taxa de crescimento da instabilidade colisional de cisalhamento. O cálculo da taxa de crescimento é determinado a partir da linearização da equação da continuidade, levando em consideração as quantidades perturbadas quando o plasma sai de seu estado de equilíbrio. Neste caso, a solução de ondas planas é considerada:

$$(\omega - k_x v_o) n_1 = - \frac{k_x}{B} \frac{dn_o}{dz} \phi_1, \quad (2.27)$$

na qual a linearização foi realizada de acordo com:

$$n(x, z) = n_o(z) + n_1(z) \exp i(k_x x - \omega t), \quad (2.28)$$

$$\phi(x, z) = \phi_o(z) + \phi_1(z) \exp i(k_x x - \omega t). \quad (2.29)$$

Logo, teremos que:

$$\begin{aligned} & (\omega + i \nu_{in} - k_x v_o) \left[\frac{d}{dz} \left(n_o \frac{d\phi_1}{dz} \right) - n_o k_x^2 \phi_1 \right] \\ &= -i n_o \frac{d\nu_{in}}{dz} \frac{d\phi_1}{dz} - k_x \frac{d}{dz} \left(n_o \frac{dv_o}{dz} \right) \phi_1 + i \frac{d}{dz} (B \nu_{in} (u - v_o) n_1) \end{aligned} \quad (2.30)$$

na qual ω é a freqüência complexa da onda, k_x denota o número de onda horizontal, v_o é o fluxo horizontal do plasma ambiente, inicial, que surge em decorrência dos gradientes do potencial eletrostático, n_o e n_1 denotam, respectivamente, a densidade inicial de equilíbrio do plasma e a densidade do plasma sobre uma pequena perturbação, z denota a direção vertical para cima no equador magnético (considerando-se coordenadas cartesianas) e ϕ_o é termo do potencial eletrostático que engloba o perfil de velocidade de deriva zonal do plasma ambiente $\vec{v}_o = \hat{y} \times \nabla \phi_o / B$. Desta forma, a expressão matemática para a taxa de crescimento da instabilidade é dada por:

$$\gamma \approx \frac{k_x k_z \langle v_{in} (u - v_o') n_o' \rangle}{k^2 \langle v_{in} n_o \rangle}, \quad (2.31)$$

em que k_z é o número de onda vertical, v_{in} é a freqüência de colisão entre os íons e as partículas neutras, u é a velocidade do vento neutro e a notação n_o' denota que a quantidade foi diferenciada com respeito à z . Em que,

$$\begin{aligned} v_o(z) &= V_o \operatorname{Tanh}(z/L_\alpha) \\ v_{in}(z) &= v_o - v_i \operatorname{Tanh}(z/L_\alpha) \\ n_o(z) &= N_o u \frac{v_o/v_{in}(z)}{u - v_o(z)} \end{aligned} \quad (2.32)$$

e nas quais a magnitude V_o e a extensão do cisalhamento no fluxo de plasma (L_α) são descritas por uma função tangente hiperbólica.

2.5 Características das irregularidades em regiões de baixa latitude

Como foi descrito anteriormente, as irregularidades geradas na base da região F equatorial acompanham a rápida subida da camada durante o horário de ocorrência do pico pré-reversão. Como a camada atinge altitudes muito elevadas, os gradientes de densidade presentes na parte inferior da região F criam condições propícias para que, mecanismos de geração das irregularidades operem na evolução das instabilidades de plasma. Essas irregularidades evoluem na forma de bolhas, que são as regiões de depleção na densidade do plasma e sobem, não-linearmente, pelo movimento de polarização $\vec{E} \times \vec{B}$ acima do topo da região F , estendendo-se verticalmente em direção à parte superior da camada ionosférica. Quando essas bolhas se formam, elas derivam para cima com uma velocidade que geralmente varia de 100 a 500 m/s. No entanto, bolhas rápidas, com velocidades na faixa de 500 m/s a 5 km/s, podem ocorrer em 40% do tempo nas quais as bolhas são detectadas (HANSON, 1997).

Basicamente, são três os principais fatores que controlam o desenvolvimento das irregularidades: (1) a taxa de crescimento linear do processo de instabilidade Rayleigh-Taylor; (2) a condutividade Pedersen integrada ao longo do tubo de fluxo, que controla o desenvolvimento não-linear e; (3) as perturbações na densidade do plasma na base da região F que atuam como mecanismos de disparo. A Fig. (2.8) é uma representação esquemática dos processos eletrodinâmicos que atuam no mecanismo de instabilidade

que levam à geração das irregularidades e bolhas de plasma na região F da ionosfera equatorial e de baixa latitude. Na Fig. (2.8) U_x é o vento zonal termosférico, $\nabla \cdot EEJ$ é a divergência de corrente de eletrojato equatorial durante o entardecer, $\Delta\Sigma_P$ e Σ_P denotam o gradiente longitudinal da condutividade Pedersen e seu valor integrado, respectivamente, $\Delta n / n$ é o gradiente de densidade na base da região F e os fatores (1), (2) e (3), comentados anteriormente, aparecem indicados nas caixas de texto.

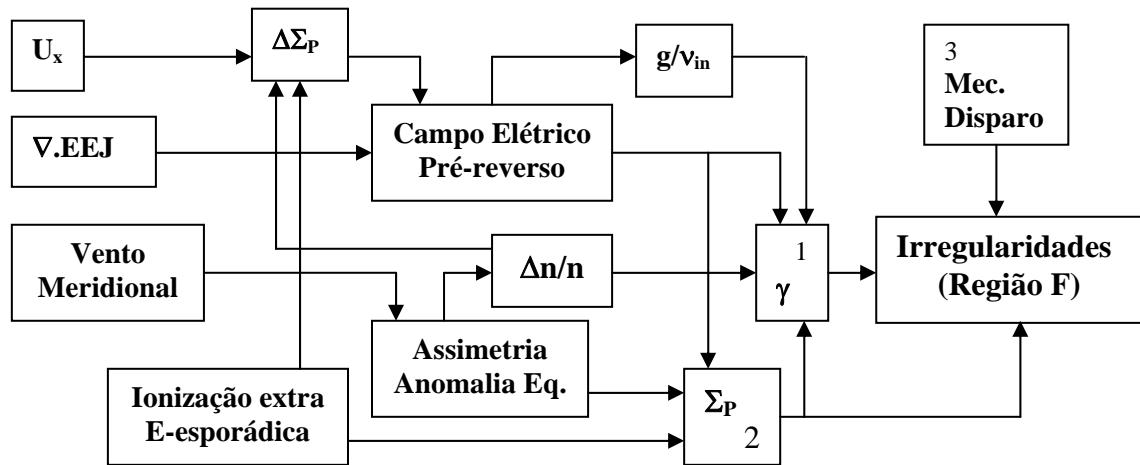


Figura 2.8 – Representação esquemática dos processos eletrodinâmicos que atuam sobre os mecanismos de instabilidade que levam à geração das irregularidades do plasma na região F da ionosfera.

FONTE: Modificada de Abdu (2001)

As irregularidades de larga-escala quando evoluem através da região F , podem gerar, ainda, irregularidades secundárias em uma faixa de escala de tamanhos reduzidos. Acredita-se que as condições necessárias para a ocorrência de irregularidades de larga-escala são: (1) presença de uma perturbação inicial de larga-escala; (2) um gradiente direcionado para cima do perfil de densidade eletrônica da ionosfera e; (3) um aumento do campo elétrico para leste. O início das irregularidades pode também ser afetado por perturbações de campo elétrico originados em altas latitudes durante condições magneticamente perturbadas. Existem ainda vários processos, tais como, ventos neutros meridionais e condutividade das camadas E conjugadas, que podem inibir o crescimento das irregularidades.

Observações feitas a partir de diversas técnicas têm mostrado que as bolhas ionosféricas e as irregularidades associadas apresentam como características um alinhamento ao longo do tubo de fluxo magnético. Como as bolhas de plasma alinhadas ao campo magnético derivam para altitudes que podem exceder os 1500 km, as extremidades das bolhas propagam-se para fora do equador em direção aos pontos conjugados. A altitude máxima que as bolhas alcançam é que vai definir o limite latitudinal que as irregularidades irão se estender horizontalmente ao norte e ao sul do equador. Essas irregularidades observadas nas primeiras horas da noite podem ocorrer em regiões com 17° de latitude magnética, quando as bolhas de plasma chegam a alcançar uma altitude de cerca de 1000 km no equador magnético (KIL et al., 2002). No entanto, irregularidades observadas em baixas latitudes em horários mais tarde da noite, geralmente, estão associadas à passagem das regiões de depleção alongadas ao norte e ao sul do equador magnético que estão derivando para leste, e que foram geradas mais à oeste na região equatorial. Na literatura estes tipos de irregularidades são às vezes classificados como “fósseis”, em alusão àquelas estruturas que não foram geradas localmente. Um exemplo dessas irregularidades (Fig. 2.9) foi observado por de Paula et al. (2004) a partir de imagens de radar de VHF, cujas estruturas que aparecem entre 600 e 1200 km por volta das 21:50 e 22:00 UT sugerem que elas não evoluíram desde a base da região *F* na ionosfera local.

Vários estudos já demonstraram que as irregularidades na região *F* observadas em estações de baixa latitude são resultados da expansão ao longo do tubo de fluxo das bolhas de plasma geradas sobre o equador magnético (SOBRAL et al., 2002; ABDU et al., 1983). Desta forma, é esperado que o instante em que as irregularidades começem a ser observadas nas regiões de baixa latitude tenha um atraso com relação àquelas que são observadas nas regiões do equador. Este atraso tende a ser proporcional ao tempo em que as bolhas de plasma, no equador, levam para se estenderem desde a porção inferior da região *F* equatorial, até a linha de campo que mapeia com a base da região *F* em baixas latitudes. Em muitos casos, as bolhas de plasma não se desenvolvem ou suas velocidades não são suficientes para atingir altitudes capazes de serem observadas em baixas latitudes. Por isso, a freqüência de ocorrência das bolhas de plasma (irregularidades de larga escala) em baixas latitudes é esperada ser menor do que a taxa de ocorrência das bolhas de plasma sobre o equador magnético.

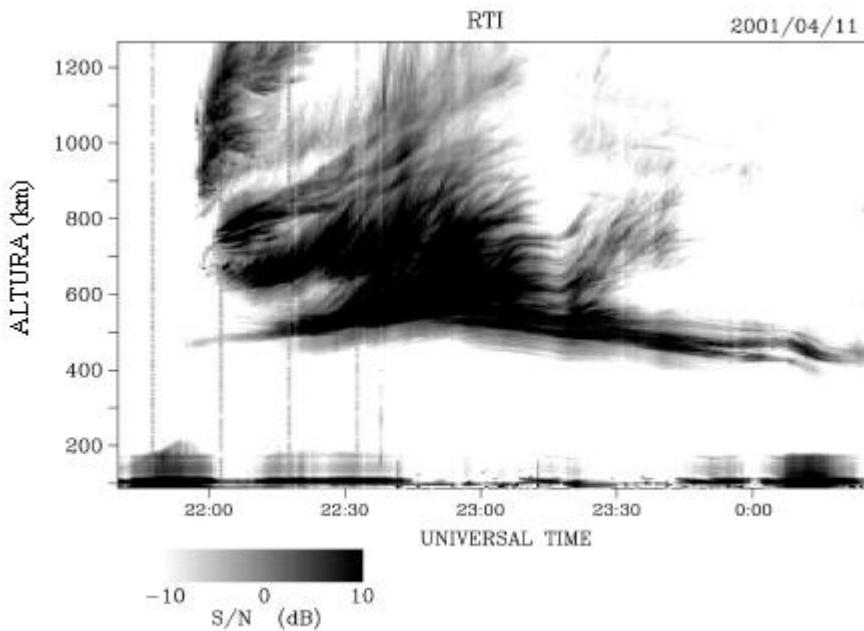


Figura 2.9 – Imagem das plumas em dados de radar de VHF nas quais são observadas assinaturas das irregularidades que não foram geradas localmente (entre 600-1200 km as 22:00 UT), e aquelas que evoluíram desde a base da região *F* na ionosfera local sobre a estação de observação (em torno dos 500 km as 22:20 UT).

FONTE: Modificada de Paula et al. (2004)

No que diz respeito às variabilidades das irregularidades na região *F*, com relação às variações diárias e sazonais, os fatores que mais contribuem na taxa de crescimento da instabilidade são a velocidade de deriva vertical e a altitude da região *F*. Adicionalmente, têm-se os efeitos do ângulo de declinação magnética, que determinam as condições de alinhamento do terminadouro com o meridiano magnético. Sendo assim, o grande número de efeitos potencialmente importantes faz com que os termos de variabilidade dia-a-dia constituam os problemas a serem melhor analisados no estudo das irregularidades de plasma na região *F* (ABDU, 2001).

CAPÍTULO 3

O SISTEMA DE POSICIONAMENTO GLOBAL (GPS)

3.1 Fundamentos sobre GPS e rádio navegação

O GPS (“*Global Positioning System*”) é um sistema de posicionamento e navegação por satélite em tempo real, concebido pelo Departamento de Defesa dos Estados Unidos da América (DoD – “Department of Defense”) no início da década de 1960. Sob o nome de projeto NAVSTAR-GPS (“NAVigation Satellite with Time And Ranging”), o sistema GPS foi declarado totalmente operacional em 1995. Sendo um sistema com cobertura global, um usuário de GPS pode determinar sua posição e sua velocidade em três dimensões - latitude, longitude e altitude - em qualquer ponto sobre, ou próximo da superfície terrestre. A constelação GPS é constituída por uma rede de 24 satélites que orbitam a Terra duas vezes por dia em uma altitude de aproximadamente 20 200 km com respeito à superfície da Terra e emitem, simultaneamente, sinais de rádio codificados. Os satélites estão distribuídos dentro de 6 planos orbitais inclinados 55º em relação ao equador geográfico e igualmente espaçados em 60º, com quatro satélites em cada plano. O período orbital é de aproximadamente 12 horas siderais. Essa configuração garante uma cobertura global durante 24 horas com uma visibilidade de pelo menos 4 satélites, número mínimo de satélites necessário para a navegação.

O posicionamento através do GPS pode ser realizado utilizando-se o método absoluto (pontual) ou relativo. No posicionamento absoluto ou por ponto, apenas um receptor é necessário e a posição está associada diretamente ao geocentro. No posicionamento relativo, a posição de um ponto é determinada em relação a outro, cujas coordenadas são conhecidas. No posicionamento relativo no mínimo dois receptores são necessários (MONICO, 2000). No posicionamento com GPS quatro satélites são necessários para que se possam eliminar os erros devido à imprecisão do relógio do receptor e, portanto, obter as quatro incógnitas, latitude, longitude, altitude e o erro devido ao não sincronismo dos relógios (HOFMANN-WELLENHOF et al., 1994). Com no mínimo três satélites visíveis, obtém-se uma posição bi-dimensional, num processo conhecido

como trilateração. Para se entender melhor o princípio de rádio navegação através do GPS, ilustraremos o raciocínio discutido no parágrafo anterior de uma forma mais simples. Como mencionado anteriormente, o posicionamento por ponto (absoluto) através do GPS é baseado na técnica de trilateração, que consiste, basicamente, na determinação da posição sabendo-se previamente a distância de pelo menos outras três posições.

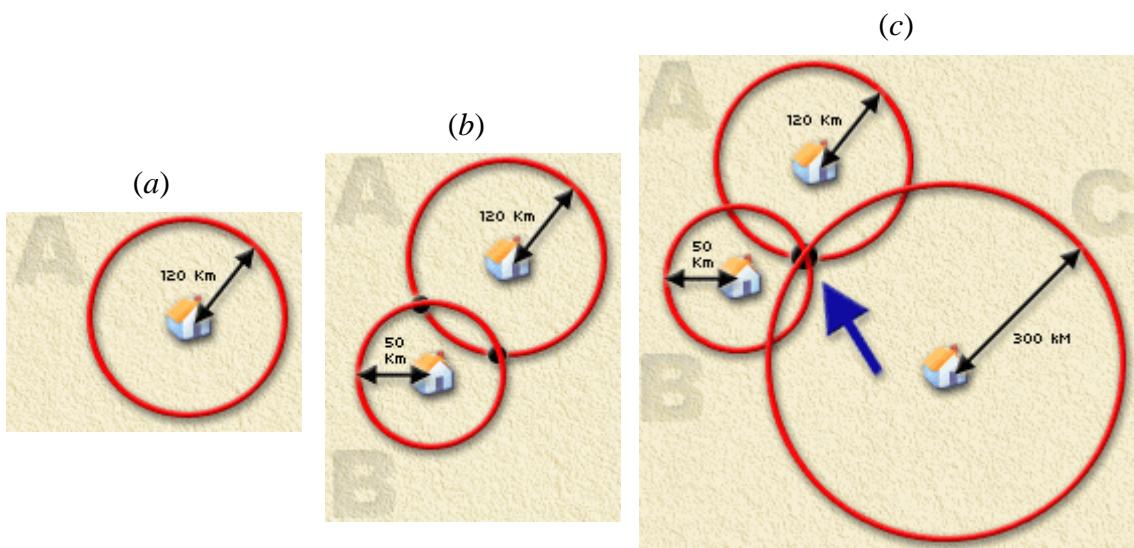


Figura 3.1 – Ilustrações sobre a técnica de trilateração empregada no posicionamento bidimensional de um usuário de GPS.

FONTE: Adaptada de Weethet (2007)

Primeiramente, suponha que alguém deseja saber sua posição exata num determinado local. No entanto, esta pessoa sabe que ela está localizada a uma distância de 120 km de uma cidade (A). Se ela traçar um círculo no mapa utilizando uma escala que equivale a 120 km de raio, onde a cidade (A) está no centro, então esta pessoa estará em algum lugar sobre o círculo vermelho da Fig. (3.1a). Agora, se esta pessoa também souber que ela está a 50 km de uma cidade (B), e traçar um círculo de 50 km de raio com a cidade (B) no centro, então ela saberá que estará em um dos dois pontos de intersecção entre os círculos (A) e (B) (Fig. 3.1b). Suponha que esta pessoa também saiba que ela está a uma distância de 300 km da cidade (C). Traçando um círculo de maneira análoga as situações anteriores, apenas um ponto de intersecção sobrará e, então, esta pessoa saberá a sua posição exata em que ela se encontra naquele momento (Fig. 3.1c).

3.1.1 Características dos sinais de GPS

Uma das características fundamentais dos sinais dos satélites do GPS é que empregam uma técnica na qual todos os satélites emitem numa mesma freqüência, porém cada um apresenta uma seqüência de códigos diferente. Esta técnica, também bastante empregada nas telecomunicações em telefonia celular, é designada por CDMA (“Code Division Multiple Access”). Outra importante característica do GPS é que os sinais transmitidos aparecem espalhados em freqüência (“Direct Sequence Spread Spectrum - DSSS”), o que garante ao sistema uma extensa margem de resistência a interferências eletromagnéticas. Os satélites de GPS transmitem os seus sinais em duas portadoras na banda L, geradas a partir de uma freqüência fundamental de 10,23 MHz. Estas portadoras designadas por L1 e L2 transmitem, respectivamente, em 1,57542 GHz e 1,2276 GHz, na qual correspondem, aproximadamente, a comprimentos de onda de 19 cm (λ_1) e 24 cm (λ_2) (MONICO, 2000).

O sinal de GPS em cada satélite é construído de forma que três seqüências de código pseudo-aleatórias, denominadas PRN (“Pseudo Random Noise codes”), e uma mensagem de navegação, são moduladas sobre suas portadoras permitindo identificar cada um dos satélites a partir das diferenças em suas modulações. Estes códigos PRN modulados sobre as portadoras são conhecidos como código C/A (“Coarse/Acquisition”), código P (“Precision”), e o código Y, que é o código P criptografado. O código C/A, que é transmitido numa taxa de 1,023 MBps, aparece modulado apenas na portadora L1 e está disponível para o uso civil. O código P, transmitido numa taxa maior a 10,23 MBps, aparece modulado em ambas portadoras L1 e L2 e, sua seqüência, repete num período de 7 dias, contra um período de repetição de 1ms do código C/A. O código P é restrito apenas para uso militar e para usuários autorizados. O código Y é uma seqüência que resulta da soma dos códigos P e um código secreto denominado código W, utilizado para criptografar o código P e restringí-lo para uso civil. Esta criptografia somente ocorre quando um procedimento denominado “Anti/Spoofing” (A/S) é acionado, e cuja proteção evita que o código P seja fraudado. A mensagem de navegação também modulada nas portadoras é transmitida a uma taxa de 50 Bps e carrega informações sobre o comportamento do

relógio dos satélites, suas efemérides, o sistema de tempo, status de mensagem e condições operacionais do satélite. Desta forma, todos os tipos de sinais envolvidos no GPS - as portadoras L1 e L2, o código C/A, o código P ou código Y e a mensagem de navegação - compõem uma estrutura que permite realizar medidas de distâncias a partir da estimativa do tempo de propagação da modulação e medir a fase da portadora (MONICO, 2000).

Na última década, os Sistemas de Navegação Global por Satélite (ou “Global Navigation Satellite System” – GNSS) e, em particular, o NAVSTAR-GPS (“NAVigation Satellite with Time And Ranging”), têm sido inseridos em diversas áreas, não apenas para uso militar, mas também para a comunidade civil e científica. Em atividades profissionais o GPS aparece, por exemplo, nas áreas de engenharia de agrimensura, na cartografia, em levantamentos geodésicos, em segurança florestal, trabalhos de prospecção e exploração de recursos naturais, geologia, arqueologia, em segurança civil, no controle de frotas de veículos terrestres, na navegação marítima, nas telecomunicações, no monitoramento e deslocamento de usuário, tal como no projeto SIVAM (Sistema de Vigilância da Amazônia), em agricultura de precisão e em atividades aeroespaciais, tais como em satélites de sensoriamento remoto para identificação de regiões de desflorestamento, no monitoramento de queimadas e mais recentemente na aviação civil. O GPS também tem se tornado cada vez mais popular entre ciclistas, balonistas, pescadores, ecoturistas ou por leigos que queiram apenas planejar e se orientar durante suas viagens. A comunidade científica o utiliza por seu relógio altamente preciso, onde durante experimentos científicos de coleta de dados pode-se registrar com precisão de micro-segundos (10^{-6} segundos) quando uma determinada amostra foi obtida. Em ciências espaciais e atmosféricas o GPS é empregado em sondagem troposférica e em sondagem ionosférica. Na ciência ionosférica pode ser utilizado no monitoramento de irregularidades de plasma e no estudo de fenômenos peculiares da ionosfera em regiões equatorial e de baixa latitude, tal como a anomalia equatorial de Appleton. Uma descrição mais detalhada do sistema de GPS pode ser encontrada em diversas publicações, tais como em Seeber (1993),

Hofmann-Wellenhof et al. (1994), Parkinson e Spilker Jr. (1996), Monico (2000) e Kintner e Ledvina (2005).

3.1.2 As observáveis do GPS

A fim de obter as observáveis GPS que serão utilizadas para o processamento, os receptores GPS correlacionam (comparam) o sinal de entrada com uma réplica gerada por ele mesmo. O receptor mede, basicamente, as diferenças de tempo e de fase entre a réplica e o sinal recebido. Se essas diferenças forem obtidas do código C/A ou P (diferenças de tempo), tem-se uma pseudodistância de código (tempo de propagação do sinal x velocidade da luz no vácuo). O tempo de propagação do sinal corresponde ao tempo de deslocamento necessário para a máxima correlação da seqüência do código emitido pelo satélite e a réplica gerada pelo receptor. As pseudodistâncias determinadas são as estimativas das distâncias geométricas entre o satélite e o receptor, e essas distâncias são designadas “pseudo” por que elas não representam a distância geométrica real. A outra observável é obtida a partir da diferença entre a fase do sinal recebido do satélite e sua réplica gerada pelo receptor, também designada por fase de batimento da onda portadora (MATSUOKA, 2003). Os erros que afetam as observáveis de GPS podem ser devido a erros no satélite ou no receptor, como, por exemplo, falta de sincronização nos relógios, erro orbital, atraso instrumental, alinhamento de fase da antena receptora, a erros devido à propagação do sinal, tais como, os efeitos de refração ionosférica e troposférica, reflexão do sinal por múltiplos caminhos e perdas de ciclo.

A pseudodistância determinada a partir das portadoras L1 e L2 pode ser escrita como (HOFMANN-WELLENHOF et al., 1994; KANTOR et al., 2000):

$$\rho_1 = R + c\Delta\delta + \Delta_{g,L1}^{IONO} + \Delta^{TROP} + d_{\rho 1}^R + d_{\rho 1}^S + m_{\rho 1} + \varepsilon_{\rho 1} \quad (3.1)$$

e

$$\rho_2 = R + c\Delta\delta + \Delta_{g,L2}^{IONO} + \Delta^{TROP} + d_{\rho 2}^R + d_{\rho 2}^S + m_{\rho 2} + \varepsilon_{\rho 2} \quad (3.2)$$

onde R é a distância geométrica entre o receptor e o satélite, $c\Delta\delta = c(\delta_S - \delta_R)$ é o erro devido aos desvios do relógio do satélite (δ_S) e receptor (δ_R) em relação ao tempo GPS,

Δ^{IONO} é o erro devido à refração ionosférica, Δ^{TROP} é o erro devido à refração troposférica, d^R e d^S são os erros devido aos atrasos instrumentais do receptor e satélite, respectivamente, m denota o erro devido a reflexões por múltiplos caminhos e ε é o erro devido a ruídos no receptor.

Com relação às medidas de fase, as diferenças para as portadoras L1 e L2 podem ser escritas como (KANTOR et al., 2000):

$$\Phi_1 = R + c\Delta\delta + \Delta_{f,L1}^{\text{IONO}} + \Delta^{\text{TROP}} + \lambda_1 N_1 + d_{\phi 1}^R + d_{\phi 1}^S + m_{\phi 1} + \varepsilon_{\phi 1} \quad (3.3)$$

e

$$\Phi_2 = R + c\Delta\delta + \Delta_{f,L2}^{\text{IONO}} + \Delta^{\text{TROP}} + \lambda_2 N_2 + d_{\phi 2}^R + d_{\phi 2}^S + m_{\phi 2} + \varepsilon_{\phi 2} \quad (3.4)$$

onde, λ é o comprimento de onda do sinal (L1 ou L2), R é a distância geométrica entre o satélite e o receptor, $c\Delta\delta$, como mencionado anteriormente, é o erro devido aos desvios do relógio do satélite (δ_S) e receptor (δ_R) em relação ao tempo GPS e, N , é um número conhecido como ambigüidade e resulta do desconhecimento do número total de ciclos contidos na trajetória do sinal desde o satélite até o receptor.

A partir das Equações (3.1-3.4) é possível obter o conteúdo eletrônico total (TEC), uma das propriedades geofísicas que pode ser monitorada a partir dos sinais recebidos dos satélites de GPS. O procedimento para obter o TEC a partir destas observáveis GPS será descrito mais adiante no Capítulo 6.

CAPÍTULO 4

ESTUDO DAS IRREGULARIDADES IONOSFÉRICAS ATRAVÉS DAS CINTILAÇÕES NA AMPLITUDE DOS SINAIS DO GPS

Neste capítulo é descrito o fenômeno das cintilações que ocorre nas ondas de rádio que se propagam através da ionosfera. O capítulo inicia com uma breve introdução histórica sobre os primeiros estudos de cintilação ionosférica. Em seguida, são descritas as teorias de rádio propagação empregadas nos estudos de cintilação e na determinação do índice de cintilação. O capítulo termina com a metodologia empregada nas observações e os resultados observacionais das cintilações sobre a região brasileira. Dentre os resultados observacionais destacam-se: os estudos sobre a morfologia das cintilações, uma análise abrangente da freqüência de ocorrência das cintilações na banda L do GPS sobre estações localizadas no equador magnético, na região da crista da anomalia equatorial, nas regiões da fronteira da anomalia e medidas simultâneas das cintilações na banda L do GPS e em VHF.

4.1 As primeiras evidências das cintilações ionosféricas

Nos anos que sucederam a segunda guerra mundial, uma combinação de dois fatores favoreceu o crescimento da rádio astronomia (área em que as cintilações começaram a ser observadas): (a) uma reorientação da comunidade acadêmica quanto ao foco científico e; (b) desenvolvimento das tecnologias de antenas e receptores de radiofreqüência (RF). A partir de então, iniciaram-se os estudos de emissões de ondas de rádio por fontes discretas presentes na galáxia e dos efeitos sofridos por elas ao atravessar a atmosfera da Terra. O primeiro relato sobre o uso de fontes de rádio extraterrestre para fins de estudo da ionosfera deve-se às observações de Hey et al. (1946). Na ocasião, Hey e seus colegas observaram flutuações de curto período na intensidade de radiação entre 64 MHz e 68 MHz emitida por estrelas da constelação Cygnus e em 36 MHz por estrelas da constelação Cassiopéia. A partir de então, a pergunta em questão era: Qual a origem dessas flutuações nos sinais? Inicialmente, elas foram atribuídas às flutuações inerentes às próprias estrelas, mas anos após, Ryle e Rewish (1950) especularam que a origem de tais cintilações poderia estar na possível presença de irregularidades nas regiões *E* e *F* da ionosfera. Apenas em 1953, resultados experimentais conduzidos nas universidades de Cambridge e Manchester mostraram

que havia certa incoerência entre observações simultâneas que utilizavam medidas com receptores espaçados (entre 4 km e 210 km) e, com isso, foi sugerido que as causas dessas flutuações poderiam estar realmente na atmosfera terrestre. No entanto, é atribuída à Hewish (1952) a primeira sugestão de se empregar as emissões de rádio de origem estelares no estudo da natureza das irregularidades ionosféricas. Com isso, começaram a surgir vários estudos teóricos sobre o espalhamento das ondas de rádio (e.g. RATCLIFFE, 1956; BOOKER, 1958), como, por exemplo, teorias sobre determinados padrões de difração irregulares, difração por matéria interestelar e espalhamento por irregularidades ionosféricas.

Somente após o lançamento do primeiro satélite artificial, o Sputnik I, lançado em outubro de 1957 por cientistas russos, foi que se tornou possível estudar o fenômeno das cintilações sobre os sinais de rádio emitidos dos satélites nas bandas de freqüência como o HF, VHF e UHF. Com isso, os efeitos das irregularidades presentes na ionosfera ficaram claros e os primeiros levantamentos estatísticos e medidas de longo período começaram a ser publicados. Em seguida, várias famílias de satélites foram lançadas, tais como o Sputnik III, Explorer, BE-B, BE-C, ATS, AE-E, NNESS, etc. e, com isso, tornaram-se possíveis as medidas das cintilações de sinais transionosféricos com o objetivo de se entender os princípios físicos e dinâmicos das irregularidades ionosféricas (AARONS, 1997). Atualmente, sabemos que a ocorrência das cintilações ou flutuações na amplitude e fase dos sinais recebidos dos satélites é um indicador da presença de irregularidades no plasma da ionosfera. Aliás, cintilações é o nome mais comumente dado às assinaturas das irregularidades nas observações ionosféricas que utilizam os sinais recebidos dos satélites do GPS, sendo considerado, ainda, um dos principais fatores responsáveis pelos erros de navegação por satélite (BANDYOPADHAYAY et al., 1997; SKONE et al., 2001; KINTNER et al., 2001; DASGUPTA et al., 2004).

As cintilações em sinais de rádio transionosféricos nas bandas de VHF/UHF são consideradas como sendo consequência dos múltiplos espalhamentos nos sinais de rádio que atravessam as irregularidades presentes na ionosfera (HUNSUCKER, 1991). Efeitos transionosféricos de cintilação têm sido observados em freqüências que variam de 20 MHz até cerca de 10 GHz e são atribuídos à presença de irregularidades com escalas de tamanho que variam de dezenas de centímetros a até poucos quilômetros. As cintilações surgem, em sua maioria, como efeito das irregularidades na região *F* da

ionosfera e estão associadas a fenômenos noturnos. Porém, ainda que raras, as observações das cintilações durante o dia têm sido atribuídas à presença da camada *E* esporádica.

Nos dias atuais, a base teórica que descreve as cintilações ionosféricas já está bem definida e tem sido utilizada para extrair informações que ajudam a caracterizar as irregularidades que causam as cintilações. Diversas observações que utilizavam dados de satélites artificiais geoestacionários, ou orbitais, foram publicadas ao longo destes últimos 55 anos correlacionando cintilações noturnas e espalhamentos na região *F* (spread-*F*). Muitos destes trabalhos caracterizam as cintilações em regiões de altas, médias, baixas latitudes e em latitudes equatoriais. Tais trabalhos são muito numerosos para serem listados aqui. No entanto, como o escopo do presente estudo são as cintilações na intensidade do sinal de rádio em regiões equatoriais e de baixa-latITUDE, nas seções que se seguem as publicações mais relevantes serão referenciadas e discutidas.

4.2 Considerações sobre a teoria das cintilações

4.2.1 Teoria da difração

As explicações teóricas sobre as cintilações ionosféricas são baseadas nos efeitos sobre as frentes de uma onda plana ao incidir num meio equivalente a uma tela de difração, com irregularidades de densidades aleatórias supostas não se deformarem ao longo do tempo e que se movem com direção e velocidades constantes, mas cuja espessura varia, de alguma maneira, na direção transversal ao plano paralelo àquele do receptor. Em outras palavras, as cintilações ocorrem quando uma onda plana atravessa uma região, ou camada de irregularidades, que contém flutuações no seu índice de refração. Antes de passar pela região de irregularidades, as frentes de onda apresentam uma fase constante. Após emergir dessa região de difração, as frentes de onda serão distorcidas a partir de variações em sua fase. Numa certa distância além da tela de difração, ocorrerão interferências construtivas e destrutivas entre partes da frente de onda que viajam em diversas direções, que combinadas poderão aumentar ou diminuir a amplitude da onda. Se a região de difração é suficientemente fina, as variações na frente de onda emergente estarão presentes somente na fase e não na amplitude do sinal. No entanto, as variações em amplitude ao longo da frente de onda tendem a aumentar à medida que a onda se propaga além da região de difração (DAVIES, 1990; HUNSUCKER, 1991; YEH e LIU,

1982). A Fig. (4.1) ilustra a geometria conceitual do fenômeno de cintilação ionosférica, cujas irregularidades são consideradas como estando confinadas numa camada de espessura L e a uma altitude h do solo, em que $L \ll h$ (YEH e LIU, 1982).

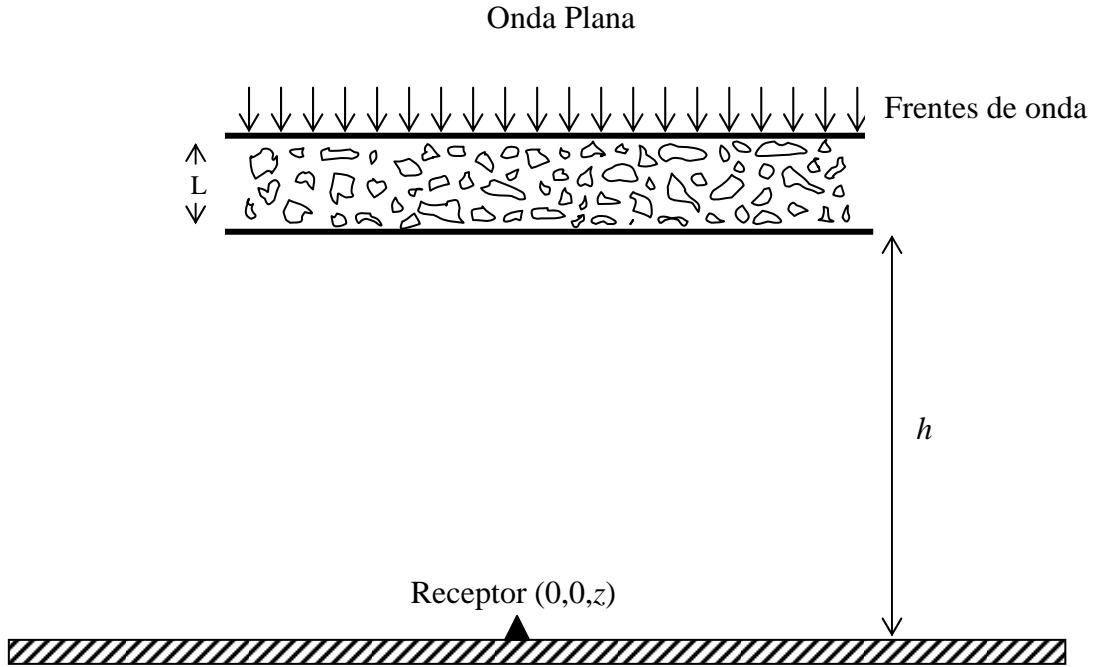


Figura 4.1 – Geometria do modelo de cintilação ionosférica.

FONTE: Yeh e Liu (1982)

As discussões apresentadas nos parágrafos anteriores e as condições supostas contribuem para simplificar as teorias de cintilação. No entanto, é sabido que as flutuações na densidade eletrônica não apenas movem-se através do feixe de onda como também mudam com o tempo, devido à evolução ou ao decaimento das instabilidades do plasma associados à difusão e/ou outros processos. Portanto, em qualquer ponto da camada de irregularidades, um desvio ΔN na densidade de elétrons em relação ao seu valor médio, aparecerá em função das coordenadas naquele ponto, bem como do tempo t . Isto implica uma dependência espaço-temporal do índice de refração da camada de irregularidade. De acordo com Yeh e Liu (1982), a camada de irregularidades pode ser caracterizada por uma permissividade dielétrica

$$\varepsilon = \langle \varepsilon \rangle [1 + \varepsilon_1(\vec{r}, t)], \quad (4.1)$$

em que $\langle \varepsilon \rangle$ denota a permissividade dielétrica média do plasma ambiente, dada por

$$\langle \varepsilon \rangle = \left(1 - f_{p0}^2/f^2\right) \varepsilon_0. \quad (4.2)$$

Nestas equações, ε_0 é a permissividade no espaço livre e ε_1 representa as variações aleatórias causadas pelas irregularidades, sendo que

$$\varepsilon_1(\vec{r}, t) = -\frac{\left(f_{p0}^2/f^2\right)[\Delta N(\vec{r}, t)/N_0]}{\left(1 - f_{p0}^2/f^2\right)}, \quad (4.3)$$

na qual ΔN denota a flutuação na densidade de elétrons, f_{p0} é a freqüência do plasma que está associada à densidade eletrônica N_0 e f é a freqüência da onda de rádio que incide na camada de irregularidades. A variação de fase imposta sobre uma onda plana, que se propaga através da camada de irregularidades ao longo do eixo vertical (z), é consequente às flutuações aleatórias ΔN . Este desvio na fase é comumente expresso como sendo:

$$\Delta\phi(\vec{\rho}, t) = -\frac{e^2}{2m\varepsilon_0\omega^2} \int \Delta N(\vec{\rho}, z, t) dz, \quad (4.4)$$

em que e é a carga do elétron, m é a massa do elétron, ω é a freqüência angular de rádio e $\vec{\rho} = (x, y)$ denota a coordenada transversal no ponto em que o feixe do sinal corta a camada de irregularidades. Em termos de desvio do conteúdo eletrônico total (ΔN_T) ao longo do percurso da onda, a mudança na fase é dada por:

$$\Delta\phi(\vec{\rho}, t) = -\frac{\lambda^2}{2\pi} r_e \Delta N_T(\vec{\rho}, t), \quad (4.5)$$

em que λ denota o comprimento de onda do sinal de rádio emitido,

$$\Delta N_T(\vec{\rho}, t) = \int \Delta N(\vec{\rho}, z, t) dz, \quad (4.6)$$

e $r_e (= e^2/4\pi m \varepsilon_0 c^2)$ é o raio do elétron ($\sim 2,82 \times 10^{-15}$ m).

Como mencionado anteriormente, apenas variações na fase da onda ocorrem imediatamente abaixo da camada de irregularidades. Como a onda de rádio propaga-se em direção ao solo, a frente de onda distorcida, devida às flutuações, será difratada. O desvio da fase da frente de onda depende do tamanho, “intensidade” e distribuição das irregularidades. Porém, a uma distância mais afastada da camada de irregularidades as variações na amplitude começam a se desenvolver. Hewish (1952) demonstrou que, a

uma distância D abaixo da tela de difração, a magnitude da cintilação depende da distribuição espacial e do tamanho das irregularidades. A flutuação em amplitude da onda torna-se completamente desenvolvida quando a dimensão transversal da irregularidade ionosférica for igual em tamanho à primeira zona de Fresnel, a qual, em primeira ordem, depende somente do comprimento de onda do sinal e da distância em relação às irregularidades ionosféricas. Em outras palavras, o sinal de rádio estará completamente visível e não sofrerá nenhuma interrupção a um receptor no solo se não sofrer qualquer tipo de difração no caminho de propagação e, somente ocorrerá difração, se existir alguma irregularidade, ou obstáculo, dentro dos limites da primeira zona de Fresnel (HUNSUCKER, 1991).

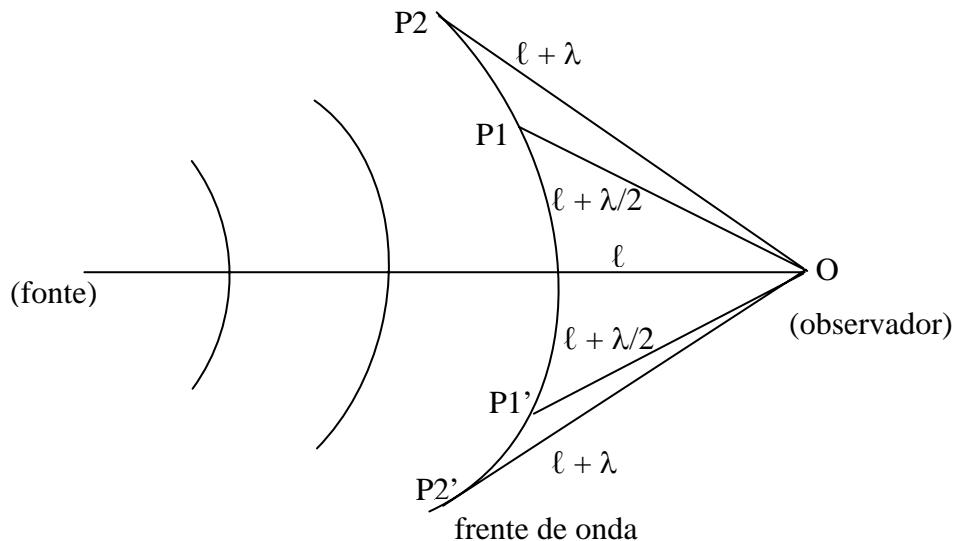


Figura 4.2 – Distância entre pontos da frente de onda e um observador.

FONTE: Adaptada de Rodrigues (2007)

A Fig. (4.2) é uma representação das frentes de onda de rádio emitidas por uma fonte qualquer, que será utilizada para se entender o conceito de zonas de Fresnel mencionado no parágrafo anterior. Observe que as frentes de onda oriundas da fonte percorrem distâncias distintas até alcançarem o ponto de observação O . Distribuídas ao longo de toda a frente de onda, aparecem as fontes secundárias, representados por P_1 , P_1' , P_2 e P_2' , que formam campos associados a estes diferentes percursos. Dependendo do caminho percorrido pela frente de onda, cada fonte secundária dará uma contribuição positiva ou negativa ao campo recebido em O . A Fig. (4.3) exibe uma ilustração tridimensional do elipsóide de Fresnel. O elipsóide de Fresnel surge como consequência

da união dos limites de cada uma das zonas de Fresnel. Nesta figura, substituímos a frente de onda da Fig. (4.2) por um plano perpendicular ao percurso entre as antenas transmissora (T) e receptora (R). Desta forma, pode-se fazer um cálculo aproximado da diferença de comprimento entre o percurso que une o ponto P ao observador R . Este seria o menor percurso entre um ponto na frente de onda e o ponto de observação, bem como de qualquer outro percurso que chegue a R (oriundo de P' , P'' , como na Fig. 4.3, ou de P_1, P_1', P_2 e P_2' , como exemplificado anteriormente na Fig. 4.2).

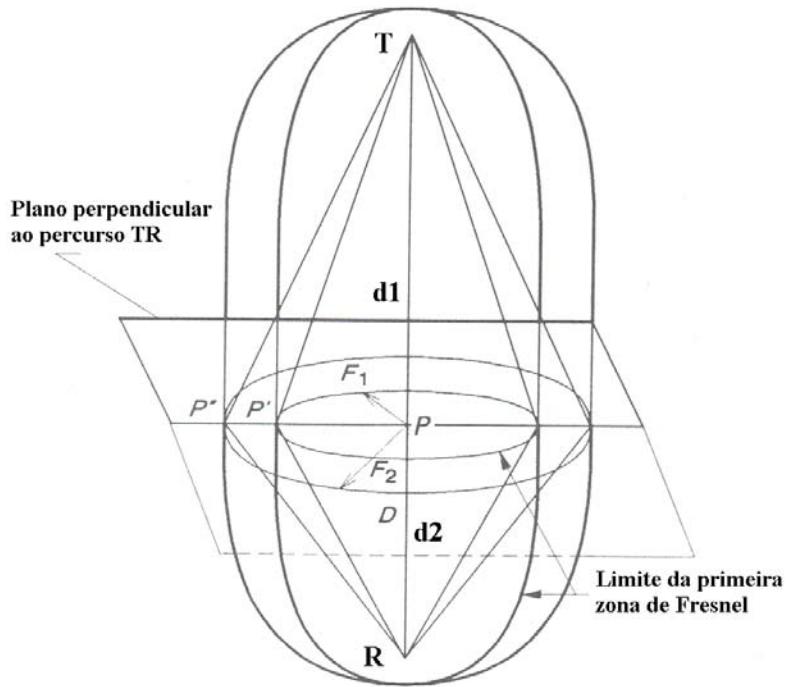


Figura 4.3 – Geometria tridimensional da zona de Fresnel.

FONTE: Modificada de Hunsucker (1991)

Inicialmente, definiremos na Fig. (4.3) a distância d_1 como sendo aquela entre o transmissor T e o ponto P , e d_2 a distância de P até o receptor R . Se fizermos $(TP' + P'R) - (d_1 + d_2) = \Delta D$, todas as contribuições ao campo na recepção que percorrem uma trajetória igual a ΔD serão equivalentes. Com isso, são definidas as zonas de contribuição e destruição do sinal, nos quais os limites serão os valores para $\Delta D = n\lambda/2$, em que $n = 1, 2, 3, \dots$ e, λ , o comprimento de onda do sinal. A contribuição na recepção vai variar entre “construtiva” e “destrutiva”. Se ΔD variar de zero a $\lambda/2$ a contribuição será construtiva, se ΔD variar de $\lambda/2$ a λ a contribuição será destrutiva, e assim por diante. Assim sendo, cada zona de Fresnel é definida como sendo as regiões no espaço

delimitadas pelos valores consecutivos de ΔD . Portanto, a primeira zona de Fresnel será a região de maior concentração de energia e estará compreendida onde ΔD variar de zero a $\lambda/2$ (CAMPISTA, 2007; HUNSUCKER, 1991). Desta forma, para a primeira zona de Fresnel teremos que $TP'R = TPR + \lambda/2$.

Na Fig. (4.3) definiremos por F_1 o raio da primeira zona de Fresnel. Este será referenciado a partir daqui simplesmente como o “raio de Fresnel”. Suporemos que os percursos $TP'R$ e TPR formam triângulos retângulos, de forma que $F_1 \ll d_1$ e $F_1 \ll d_2$. Assim obtemos que:

$$TP'^2 = d_1^2 + F_1^2 \Rightarrow TP' = (d_1^2 + F_1^2)^{1/2}. \quad (4.7)$$

Manipulando a Eq. (4.7) temos que,

$$TP' = \left[d_1^2 \left(1 + \frac{F_1^2}{d_1^2} \right) \right]^{1/2} \cong d_1 \left(1 + \frac{F_1^2}{2d_1^2} \right). \quad (4.8)$$

Analogamente,

$$P'R \cong d_2 \left(1 + \frac{F_1^2}{2d_2^2} \right). \quad (4.9)$$

Utilizando a relação entre as trajetórias, obteremos que:

$$TPR + \frac{\lambda}{2} = TP'R \Rightarrow d_1 + d_2 + \frac{\lambda}{2} = d_1 \left(1 + \frac{F_1^2}{2d_1^2} \right) + d_2 \left(1 + \frac{F_1^2}{2d_2^2} \right) \quad (4.10)$$

$$\lambda = F_1^2 \left(\frac{d_2 + d_1}{d_2 d_1} \right) \quad (4.11)$$

tal que:

$$F_1 = \left(\frac{\lambda d_1 d_2}{d_1 + d_2} \right)^{1/2}. \quad (4.12)$$

Uma vez que $TP'R = TPR + n\lambda/2$, logo $F_n = n^{1/2} F_1$.

Como os satélites do GPS estão a cerca de 20200 km de altitude, podemos afirmar que $d_1 \gg d_2$ e, assim, a Eq. (4.12) simplifica-se para:

$$F_1 \approx (\lambda d_2)^{1/2}. \quad (4.13)$$

Por questão de notação, faremos o raio da primeira zona de Fresnel, $F_1 = r_F$, e a distância do transmissor até a tela de difração por $d_2 = r$. Logo,

$$r_F \approx (\lambda r)^{1/2}. \quad (4.14)$$

4.2.2 Teoria da tela de fase (“phase screen”) da camada de irregularidades

Historicamente, a teoria da tela de fase (“phase screen”) foi uma das primeiras a ser utilizada como modelo de propagação de ondas através de irregularidades presentes na região F da ionosfera. Na teoria da tela de fase, as irregularidades são consideradas confinadas numa camada de espessura infinitesimal localizada no plano $z = 0$. Quando a onda plana que se propaga ao longo da direção z atravessa esta camada, flutuações na fase, conforme Eq. (4.5), são impostas à onda incidente. Para demonstrar isso, supomos inicialmente que a escala de tempo para variação temporal das irregularidades sejam muito menores do que o período da onda incidente e, que os tamanhos característicos das irregularidades que causam as cintilações, sejam muito maiores do que o comprimento de onda. Sendo assim, o campo elétrico na camada de irregularidade pode ser representado por uma equação escalar do tipo (BHATTACHARYYA et al., 1992; TATARSKII, 1971, como referenciado por AHMAD et al., 1994):

$$\nabla^2 E + k^2 [1 + \varepsilon_1(\vec{r})] E = 0 \quad (4.15)$$

sendo que $k^2 = k_0^2 \langle \varepsilon \rangle / \varepsilon_0$, em que k_0 denota o número de onda no espaço livre. A Eq. (4.15) também é conhecida como equação de Helmholtz (KINTNER e LEDVINA, 2005). A solução desta equação não é trivial, de forma que é mais conveniente expressá-la em termos de uma amplitude complexa espaço-temporal:

$$E(\vec{r}, t) = u(\vec{r}, t) e^{-ikz} \quad (4.16)$$

Imediatamente após a onda emergir da camada de irregularidades, flutuações impostas à fase da onda fazem com que a amplitude complexa seja alterada para (YEH e LIU, 1982):

$$u(\vec{r}, t) = \exp[-i\phi(\bar{\rho}, t)]. \quad (4.17)$$

Sabendo que o tamanho de escala característico das irregularidades é muito menor do que a distância em que as ondas eletromagnéticas atravessam da região da camada até o receptor, então a onda sofrerá espalhamento além da camada de irregularidades na direção de sua propagação até o solo. O campo da onda na região abaixo da camada de irregularidade pode ser obtido através da fórmula de difração de Kirchhoff (RATCLIFFE, 1956, conforme referenciado por YEH e LIU, 1982 e BHATTACHARYYA et al., 1992). Contudo, sob a suposição de “espalhamento frontal” de Kirchhoff, as flutuações na intensidade do sinal desde a camada de irregularidades até o observador tornam-se (YEH e LIU, 1982; BHATTACHARYYA et al., 1992):

$$u(\bar{\rho}, z, t) = \frac{ik}{2\pi z} \int_{-\infty}^{\infty} \int \exp \left[-i \left(\phi(\bar{\rho}', t) + (k/2z) |\bar{\rho} - \bar{\rho}'|^2 \right) \right] d^2 \rho'. \quad (4.18)$$

Para cintilações fracas, a amplitude da onda em números complexos torna-se:

$$u(\bar{\rho}, z, t) = \exp[\chi(\bar{\rho}, z, t) - iS(\bar{\rho}, z, t)], \quad (4.19)$$

na qual S denota a variação de fase da onda e χ a amplitude-logarítmica. Considerando-se uma camada de irregularidades de espessura fina e sem inclinação e utilizando a Eq. (4.18), obtém-se (YEH e LIU, 1982; BHATTACHARYYA et al., 1992):

$$\chi(\bar{\rho}, z) = \frac{k}{2\pi z} \int_{-\infty}^{\infty} \int \phi(\bar{\rho}') \cos \left[k |\bar{\rho} - \bar{\rho}'|^2 / 2z \right] d^2 \rho', \quad (4.20)$$

$$S(\bar{\rho}, z) = \frac{k}{2\pi z} \int_{-\infty}^{\infty} \int \phi(\bar{\rho}') \sin \left[k |\bar{\rho} - \bar{\rho}'|^2 / 2z \right] d^2 \rho'. \quad (4.21)$$

Em seguida, utilizando as Eqs. (4.20) e (4.21), as funções de correlação (B) espacial para χ e S são obtidas em termos do espectro de potência das flutuações de densidade quando se têm cintilações fracas, isto é, na condição em que $\langle \phi^2 \rangle \ll 1$:

$$B_\chi(\bar{\rho}) = \int_{-\infty}^{\infty} \int \Phi_\phi(\vec{k}_\perp) \sin^2(k_\perp^2 z / 2k) \cos(\vec{k}_\perp \cdot \bar{\rho}) d^2 k_\perp, \quad (4.22)$$

$$B_S(\bar{\rho}) = \int_{-\infty}^{\infty} \int \Phi_\phi(\vec{k}_\perp) \cos^2(k_\perp^2 z / 2k) \cos(\vec{k}_\perp \cdot \bar{\rho}) d^2 k_\perp. \quad (4.23)$$

Em que $\vec{k}_\perp = (k_x, k_y)$ e, $\Phi_\phi(\vec{k}_\perp)$, é a densidade espectral de potência da fase $\phi(\bar{\rho})$ dada por:

$$\Phi_\phi(\vec{k}_\perp) = \lambda^2 r_e^2 \Phi_{\Delta N}(\vec{k}_\perp) = 2\pi L \lambda^2 r_e^2 \Phi_{\Delta N}(\vec{k}_\perp, 0) \quad (4.24)$$

em que $\Phi_{\Delta N}(\vec{k}_\perp)$ representa o espectro de potência das irregularidades, considerando que a mesma se move com uma velocidade \mathbf{V}_0 uniforme e sem que sua estrutura se modifique no espaço. Aqui, $\Phi_{\Delta N}(\vec{k}_\perp, 0)$ denota o espectro tridimensional da flutuação na densidade (ΔN) com a componente $k_z = 0$ e L denota a espessura da camada de irregularidades (vide Fig. 4.1). O espectro de potência das irregularidades $\Phi_{\Delta N}$ se escreve na forma:

$$\Phi_{\Delta N}(\vec{k}_\perp) = C_N^2 |\vec{k}_\perp|^{-p}, \quad (4.25)$$

no qual p é o índice espectral para o espectro de potência das irregularidades e

$$C_N^2 = 8\pi l_0^3 r_e^2 \lambda \langle (\Delta N)^2 \rangle, \quad (4.26)$$

em que l_0 é o tamanho característico das irregularidades e o símbolo $\langle \rangle$ denota valor médio. Medidas *in-situ* de características espetrais das irregularidades na região F da ionosfera (DYSON et al., 1974; FEJER e KELLEY, 1980) mostraram que o valor unidimensional do índice espectral, equivale a $p \approx 2$ para irregularidades com tamanhos de escala que variem de 100 m a 10 km. Supondo irregularidades isotrópicas, o índice espectral tri-dimensional para a lei de potência das irregularidades assume $p \approx 4$. Como diferentes processos físicos são responsáveis pelo crescimento e manutenção das irregularidades na densidade do plasma ionosférico (com diferentes tamanhos de escala), uma medida unidimensional do espectro de potência das irregularidades pode, algumas vezes, exibir dois ou mais regimes com diferentes índices espetrais (RINO et al., 1981; LABELLE e KELLEY, 1986; LIU e FRANKE, 1986; BHATTACHARYYA et al., 1992). Estes resultados observacionais têm sido, em alguns casos, incorporados a modelos teóricos de irregularidades na ionosfera que utilizam as teorias de cintilação. A partir das Eqs. (4.22), (4.23) e (4.24) obtém-se as relações espetrais da amplitude e da fase da onda que emergem da camada de irregularidades (YEH e LIU, 1982):

$$\Phi_\chi(k_\perp) = \text{sen}^2(k_\perp^2 z / 2k) \Phi_\phi(\vec{k}_\perp) = 2\pi L \lambda^2 r_e^2 \text{sen}^2(k_\perp^2 z / 2k) \Phi_{\Delta N}(\vec{k}_\perp, 0), \quad (4.27)$$

$$\Phi_s(k_\perp) = \cos^2(k_\perp^2 z / 2k) \Phi_\phi(\vec{k}_\perp) = 2\pi L \lambda^2 r_e^2 \cos^2(k_\perp^2 z / 2k) \Phi_{\Delta N}(\vec{k}_\perp, 0). \quad (4.28)$$

4.2.3 Teoria das cintilações fracas (solução de Rytov)

A teoria das cintilações fracas, também conhecida como solução de Rytov, foi desenvolvida para incluir, nas aproximações matemáticas, os efeitos de espalhamento sobre a amplitude do sinal no instante em que as ondas estão se propagando dentro da camada de irregularidades. Supõe-se que a densidade dos elétrons do plasma ambiente é uniforme no interior da camada de irregularidades. Utiliza-se o conceito de espalhamento frontal de Kirchhoff (espalhamento da onda dentro de um pequeno cone angular), utilizado anteriormente na teoria “phase screen” e, considera-se, que em qualquer ponto dentro da camada de irregularidades de espessura L (estendendo-se de $z = 0$ até $z = L$), a amplitude u de uma onda plana no plano complexo, que propaga-se na direção z , satisfaça a seguinte equação parabólica:

$$-2ik \frac{\partial u}{\partial z} + \nabla_{\perp}^2 u + (\nabla_{\perp} u)^2 = -k^2 \varepsilon_1(\vec{r}, t), \quad (4.29)$$

em que $\nabla_{\perp}^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ é o Laplaciano transversal. Supondo condições de cintilação fraca, o termo de ordem mais elevada $(\nabla_{\perp} u)^2$ pode ser desprezado e, com isso, obtém-se a solução de Rytov da equação (YEH e LIU, 1982; BHATTACHARYYA et al., 1992):

$$-2ik \frac{\partial u}{\partial z} + \nabla_{\perp}^2 u = -k^2 \varepsilon_1(\vec{r}, t), \quad (4.30)$$

em que $\varepsilon_1(\vec{r}, t)$ denota a parte flutuante da permissividade dielétrica normalizada pelo valor médio da permissividade do plasma ambiente. Assim que a onda emerge da camada de irregularidades, u satisfaz a seguinte equação:

$$-2ik \frac{\partial u}{\partial z} + \nabla_{\perp}^2 u = 0, \quad z > L. \quad (4.31)$$

Para solucionar a Eq. (4.29), a condição inicial em $z = 0$ é dada pelo valor unitário da amplitude da onda incidente ($u = 1$). A fim de obter a solução da Eq. (4.31) no plano em que o receptor está localizado, sua condição inicial é obtida a partir da solução da Eq. (4.29) em $z = L$. O espectro cruzado de potência entre χ e S para o campo da onda no solo pode ser escrita na forma:

$$\Phi_{\chi S}(\vec{k}_\perp) = \frac{\pi k^2 L}{4} \left[1 \mp \frac{2k}{k_\perp^2 z} \sin(k_\perp^2 z/2k) \cdot \cos \frac{k_\perp^2}{k} (z - L/2) \right] \Phi_\varepsilon(\vec{k}_\perp, 0), \quad (4.32)$$

$$\Phi_{\chi S}(\vec{k}_\perp) = \frac{\pi k^3}{k_\perp^2} \sin(k_\perp^2 L/2k) \sin(k_\perp^2/2k) (z - L/2) \Phi_\varepsilon(\vec{k}_\perp, 0),$$

em que $\Phi_\varepsilon = (r_e^4 \lambda^4 / 2) \Phi_{\Delta N}$. Novamente, u pode ser expresso em termos de χ e S como na Eq. (4.19) e a chamada solução de Rytov para a amplitude do sinal recebido será obtida utilizando-se as funções de Green (YEH e LIU, 1982; BHATTACHARYYA et al., 1992).

Numa solução mais realística, a densidade do plasma ambiente varia com a altitude na região das irregularidades e com uma determinada altura de escala H . Adotando uma variação exponencial da densidade do plasma ambiente, Yeh e Liu (1982) explicaram que, quando as irregularidades estão confinadas dentro de um pequeno intervalo de altura, a variação da densidade do plasma ambiente não afeta o espectro de potência. Com o aumento da espessura da camada de irregularidades, a variação na densidade do plasma ambiente começa a se tornar um fator preponderante.

4.2.4 Teoria de espalhamento múltiplo do sinal de rádio

Lee (1974) foi um dos primeiros a analisar, matematicamente, o regime de espalhamento múltiplo de uma onda incidente na situação em que ocorrem cintilações fortes. Em seguida, Rino (1979b) baseou-se na aproximação “phase screen” da camada de irregularidades e utilizou os conceitos da teoria das cintilações fracas para reformular o problema. De acordo com a teoria de espalhamento múltiplo, na situação de cintilações fortes o que ocorre é um aumento significativo no valor r.m.s. (“root-mean-square”) da densidade (que flutua fortemente na região da camada de irregularidades). Consequentemente, as não-homogeneidades presentes na ionosfera irão provocar um aumento das variações do índice de refração, que serão grandes o suficiente para causar espalhamentos múltiplos no campo da onda que incide na camada de irregularidades. Portanto, a reformulação matemática proposta, por exemplo, por Lee (1974) e Rino (1979b), trata de uma descrição estatística destas modificações impostas ao campo da onda eletromagnética após sua propagação além da camada de irregularidades.

Partindo da Eq. (4.29) e utilizando uma combinação de métodos matemáticos, Lee (1974) obteve um conjunto de equações para diferentes coordenadas transversais e diferentes números de onda que satisfaziam os momentos da amplitude de u num plano

complexo. Estes momentos, do ponto de vista de experimentos com medidas de cintilação, são as funções de coerência mútua, ou funções MCF (“mutual coherence function”). Apenas um destes momentos é relevante na análise de espalhamento múltiplo, pois sua solução permite determinar uma função correlação espaço-temporal para a intensidade de cintilação, e, com isso, combinar com um índice de cintilação correspondente. O momento de interesse da MCF é o momento de quarta ordem Γ_4 (RINO, 1978), definido por:

$$\Gamma_4 = \langle u(z, \vec{\rho}_1, t_1) u^*(z, \vec{\rho}'_1, t_1) u(z, \vec{\rho}_2, t_2) u^*(z, \vec{\rho}'_2, t_2) \rangle \quad (4.33)$$

em que Γ_4 não é válido em análise de multifrequências, mas apenas para uma única freqüência de onda, pois a dependência de u com o número de onda foi desprezado. De acordo com Yeh e Liu (1982), para uma onda plana que incide na camada de irregularidades, a equação a ser satisfeita por Γ_4 é obtida quando a soma de todas as diferentes coordenadas transversais, e.g. $(\vec{\rho}_1, \vec{\rho}_2)$, assumirem $\vec{\rho}_1 + \vec{\rho}_2 - \vec{\rho}'_1 - \vec{\rho}'_2 = 0$, e escrita na forma:

$$\frac{\partial \Gamma_4}{\partial z} = \frac{-i}{k} \nabla_{\xi_1} \cdot \nabla_{\xi_2} \Gamma_4 - \frac{1}{2L} F(\xi_1, \xi_2, t) \Gamma_4, \quad (4.34)$$

em que,

$$\begin{aligned} \xi_1 &= \frac{1}{2} (\vec{\rho}_1 - \vec{\rho}_2 + \vec{\rho}'_1 - \vec{\rho}'_2), \\ \xi_2 &= \frac{1}{2} (\vec{\rho}_1 - \vec{\rho}_2 - \vec{\rho}'_1 + \vec{\rho}'_2), \\ t &= t_1 - t_2 \end{aligned} \quad (4.35)$$

e,

$$F(\xi_1, \xi_2, t) = 2r_e^2 \lambda^2 L [2A_{\Delta N}(0,0) - 2A_{\Delta N}(\xi_2, 0) - 2A_{\Delta N}(\xi_1, t) + A_{\Delta N}(\xi_1 + \xi_2, t) + A_{\Delta N}(\xi_1 - \xi_2, t)]. \quad (4.36)$$

sendo que

$$A_{\Delta N}(\vec{\rho}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} B_{\Delta N}(\vec{\rho}, z, t) dz, \quad (4.37)$$

é a função correlação integrada que representa o efeito das irregularidades sobre a onda incidente, e

$$B_{\Delta N_r}(\vec{\rho}, t) \approx \ell \int_{-\infty}^{\infty} B_{\Delta N}(\vec{\rho}, z, t) dz, \quad (4.38)$$

na qual ℓ denota a distância percorrida pelo feixe da onda dentro da camada de irregularidades, em que a função correlação espaço-temporal $B_{\Delta N_T}$ é dada por:

$$B_{\Delta N_T}(\vec{\rho}, t) = \langle \Delta N_T(\vec{\rho} + \vec{\rho}', t + t') \Delta N_T(\vec{\rho}', t') \rangle, \quad (4.39)$$

em que ΔN_T é o mesmo que na Eq. (4.6).

Embora uma solução analítica não seja possível para a Eq. (4.34), é possível manipular a partir da teoria da tela de fase. Nesta aproximação, é necessário apenas solucionar a equação satisfeita por Γ_4 na região situada além da camada de irregularidades,

$$\frac{\partial \Gamma_4}{\partial z} = \frac{-i}{k} \nabla_{\xi_1} \cdot \nabla_{\xi_2} \Gamma_4, \quad z > L, \quad (4.40)$$

com $\Gamma_4(L, \xi_1, \xi_2, t)$ aparecendo como condição inicial. Na porção inferior da camada de irregularidades ($z = L$), Γ_4 pode ser calculado a partir da Eq. (4.17) considerando que $\phi(\vec{\rho}, t)$ tenha uma distribuição Gaussiana centrada em zero.

4.3 Cintilações na amplitude do sinal de rádio

De acordo com Yeh e Liu (1982), e utilizando os conceitos da teoria de tela de fase, o espectro de potência horizontal da amplitude do sinal de rádio é dado por:

$$\Phi_I(k) = 4\Phi_\phi(k) \operatorname{sen}^2\left(\frac{k^2 r_F^2}{4\pi}\right), \quad (4.41)$$

no qual k é número de onda horizontal das flutuações na fase $\phi(\vec{\rho}, t)$ através da tela, Φ_ϕ denota o espectro de potência horizontal da fase e r_F é o raio de Fresnel. Tipicamente, $\Phi_\phi(k)$ decresce rapidamente com o aumento de k , de forma que o primeiro máximo na função sen^2 domina o espectro de potência das irregularidades na região da ionosfera equatorial. Isto acontece quando o termo sen^2 vai à zero, ou quando o argumento $k^2 r_F^2 / 4\pi$ for igual a $(2n - 1)\pi/2$ radianos. Para a freqüência L1 do GPS o raio de Fresnel quando $n = 1$ é de ~ 260 m, supondo uma camada de irregularidades de 350 km de altitude (KINTNER et al., 2007). Com isso, o espectro de potência mostrará um número de onda horizontal dominante dado por:

$$k = \pi\sqrt{2}/r_F, \quad (4.42)$$

cujo tamanho de escala da flutuação corresponde a $d_F = (2)^{1/2}r_F$. Na literatura, o termo sen^2 refere-se à função “filtro de Fresnel”, que nos diz que o tamanho de escala de maior contribuição à ocorrência de cintilações fracas aparece durante o primeiro máximo do filtro de Fresnel. Um cenário simplificado do processo de difração envolvido leva, portanto, à conclusão de que, para um espectro de irregularidades dentro da lei de potências, as irregularidades com escalas de tamanho da ordem de

$$d_F \approx \sqrt{2}.r_F \approx \sqrt{2}\sqrt{\lambda z} \approx \sqrt{2\lambda z}, \quad (4.43)$$

e que corresponde à primeira zona de Fresnel, terá uma máxima contribuição para causar as flutuações de amplitude. Para uma região cuja espessura da camada de irregularidade varia de $l = 0$ até $l = L$ e cuja onda eletromagnética esteja incidindo sobre o topo da camada em $l = 0$, as cintilações de amplitude detectadas numa estação localizada no solo $(0,0,z)$ serão provenientes de desvios na fase da onda, causadas por irregularidades com tamanhos de escala da ordem de:

$$d_F = \sqrt{\lambda(z - L/2)}. \quad (4.44)$$

4.4 Determinação do índice de cintilação

Na literatura é possível encontrar diversas soluções propostas para se caracterizar a magnitude ou “grau” das cintilações através de um índice. Esta necessidade começou a surgir após análises estatísticas que envolviam observações de cintilação por longos períodos, tal como em estudos de dependência sazonal e de ciclo solar. Com isso, buscou-se uma forma de padronizar um índice que fosse amplamente utilizado. Um dos primeiros índices de cintilação que aparecem na literatura é por obra de Briggs e Parkin (1963). Originalmente, basearam-se na teoria de difração e consideraram que as variações de fase tinham uma função de correlação Gaussiana e uma distribuição isotrópica. Com isso, a partir de sinais recebidos de um satélite, eles representaram a magnitude das cintilações em amplitude do sinal através de:

$$S^2 = \frac{\langle A^4 \rangle - \langle (A^2) \rangle^2}{\langle (A^2) \rangle^2}, \quad (4.45)$$

em que A denota a amplitude da onda.

Briggs e Parkin (1963) ainda definiram a magnitude das cintilações a partir de quatro índices com diferentes momentos de distribuição:

$$S_1 = \frac{1}{\langle A \rangle} \langle |A - \langle A \rangle| \rangle, \quad (4.46)$$

$$S_2 = \frac{1}{\langle A \rangle} \left[\langle (A - \langle A \rangle)^2 \rangle \right]^{1/2}, \quad (4.47)$$

$$S_3 = \frac{1}{\langle A^2 \rangle} \langle |A^2 - \langle A^2 \rangle| \rangle, \quad (4.48)$$

$$S_4 = \frac{1}{\langle A^2 \rangle} \left[\langle (A^2 - \langle A^2 \rangle)^2 \rangle \right]^{1/2}, \quad (4.49)$$

nos quais os índices S_1 e S_3 denotam o desvio médio normalizado, e os índices S_2 e S_4 representam o desvio r.m.s. normalizado. Os índices S_1 e S_2 representam o quanto a amplitude do sinal A desviou do seu valor médio, normalizado pelo valor médio da amplitude. Agora, se a deflexão do sinal em decorrência da cintilação for proporcional à potência do sinal recebido (A^2), então é possível representar através de um índice (S_3 e S_4) o quanto a potência do sinal recebido desviou do seu valor médio, e dividí-lo pelo valor médio da potência recebida. Para uma distribuição Rayleigh (RODRIGUES, 2007), uma relação semi-empírica entre os índices das Eqs. (4.46-4.49) pode ser dada por (BRIGGS e PARKIN, 1963):

$$S_1 = 0,42 S_4 \quad (4.50)$$

$$S_2 = 0,52 S_4 \quad (4.51)$$

$$S_3 = 0,73 S_4. \quad (4.52)$$

A grande vantagem dos índices mostrados nas Eqs. (4.46-4.49) é que seus valores quantitativos possuem um significado físico real, pois nos fornecem informações das condições físicas da região que produz as cintilações.

Outra forma mais simples de se definir um índice de cintilação foi proposta pelos laboratórios de pesquisa da Força Aérea Americana, em Cambridge (AFCRL), durante a segunda metade da década de sessenta, cuja notação é dada por (WHITNEY et al., 1969):

$$S.I. = \frac{P_{\max} - P_{\min}}{P_{\max} + P_{\min}} \quad (4.53)$$

em que P_{\max} denota a amplitude da potência do terceiro pico abaixo da excursão máxima do sinal e P_{\min} é a amplitude da potência do terceiro nível acima da excursão mínima da flutuação do sinal. Da língua inglesa, *S.I.* (“scintillation index”) é a abreviação dada para índice de cintilação. A Fig. (4.4) demonstra a maneira na qual um índice de cintilação, em 136 MHz, é determinado a partir da Eq. (4.53). As medidas registradas na Fig. (4.4) foram calibradas em *dBm*, porém devem ser convertidas a um nível de potência relativa para que seja calculado o índice de cintilação. Nesta figura, entre 17:30 horas e 17:45 horas, um índice de 40% é obtido.

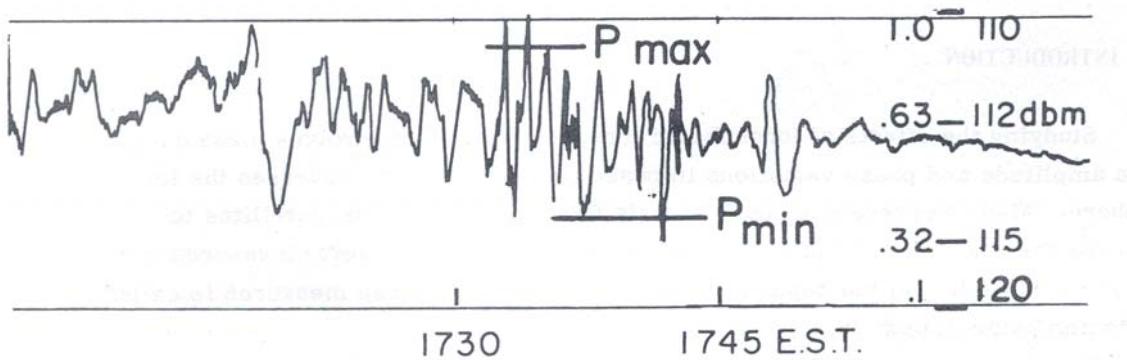


Figura 4.4 – Exemplo de cintilação na potência do sinal em 136 MHz

FONTE: Whitney e Malik (1968)

A regra para a determinação de P_{\max} e P_{\min} para um determinado intervalo de tempo apresenta uma arbitrariedade, visto que, mais do que valores de níveis de pico, o mais crucial na representação de um índice é uma caracterização do valor médio das cintilações. Desta forma, a definição do índice de cintilação proposta pela AFCRL oferecia muito pouco no que concerne a um entendimento da relação entre as propriedades das irregularidades e seus efeitos sobre as ondas eletromagnéticas.

A necessidade de se implementar um índice que ajudasse a caracterizar as cintilações surgiu também do fato de que, alguns trabalhos, registravam as flutuações em gráficos com divisões de escala que apresentavam uma relação linear entre a potência e a tensão. Para evitar erros que poderiam surgir sob tal suposição, Whitney et al. (1969) sugeriram um método que relacionasse e convertesse efeitos de desvanecimento no sinal com um índice de potência ($S.I.(p)$) e um índice de distribuição de tensão ($S.I.(v)$). Este desvanecimento do sinal, muito importante na engenharia de telecomunicações, está relacionado ao índice de cintilação da seguinte forma (WHITNEY e MALIK, 1968):

$$\text{Desvanecimento (dB)} = 10\log [1 - S.I.(p)] = 20\log [1 - S.I.(v)]. \quad (4.54)$$

Como o desvanecimento em dB é o mesmo numa representação linear entre valores de potência e tensão, uma relação entre ambas pode ser dada por:

$$S.I.(p) = 2S.I.(v) - S.I.(v)^2. \quad (4.55)$$

Este método de conversão, quando estendido a receptores que fornecem uma relação não-linear entre tensão e potência, mas que apresentem uma inclinação constante na curva do detector sobre a região de desvanecimento, é dada por:

$$S.I.(p) = 1 - [1 - S.I.(x)]^{4.5}, \quad (4.56)$$

em que $S.I.(x)$ é o índice de cintilação determinado a partir das divisões de escala de um diagrama exponencial gerado pelo detector de sinais do receptor. Um exemplo de aplicação da metodologia demonstrada entre as Eqs. (4.54-4.56) pode ser encontrada no estudo de Whitney e Malik (1968) e Whitney et al. (1969).

Outros métodos para determinação de um índice de cintilação foram sugeridos por Münther (1969). Um destes métodos determina o índice de cintilação dentro de uma variação de probabilidade entre 10% e 90% do valor da intensidade do sinal recebido, cuja expressão é dada por:

$$S.I. = (I_{90} - I_{10}) / (I_{90} + I_{10}). \quad (4.57)$$

Outro método proposto por Münther (1969) calcula o índice de cintilação a partir do valor interquartil da intensidade do sinal, ou seja, da diferença entre o terceiro e o primeiro quartil (de 25% a 75% de probabilidade) normalizado pelo segundo quartil.

$$S.I. = (I_{75} - I_{25}) / (I_{50}). \quad (4.58)$$

Chytil (1967) sugeriu um índice de cintilação que pudesse ser combinado com outros índices, tais como os mostrados nas Eqs. (4.46-4.49 e 4.53). Baseando-se numa combinação de momentos da função de distribuição de densidade, determinou o índice de cintilação m para representar a distribuição de cintilação de amplitude como sendo proporcional ao inverso da variância normalizada da quantidade A^2 (CHYTIL, 1967):

$$m = \langle A^2 \rangle^2 \left[\langle (A^2 - \langle A^2 \rangle)^2 \rangle \right]^{-1}, \quad m \geq \frac{1}{2}. \quad (4.59)$$

No entanto, o índice de cintilação mais utilizado atualmente é baseado na metodologia proposta por Briggs e Parkin (1963). Este índice, designado por índice de cintilação S_4 , é definido em termos da intensidade (I) do sinal recebido como sendo proporcional a raiz quadrada da variância da intensidade do sinal normalizado pelo valor médio da intensidade do sinal recebido (FREMOUW et al., 1978; YEH e LIU, 1982):

$$S_4 = \sqrt{\frac{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2}{\langle I \rangle^2}}. \quad (4.60)$$

Sob a condição de cintilações fracas, Yeh e Liu (1982) demonstraram que o índice S_4 pode ser representado da seguinte forma:

$$S_4^2 \cong 8\pi^2 r_e^2 \lambda^2 L \int \int \left[1 - \frac{2k}{k_\perp^2 L} \operatorname{sen} \left(\frac{k_\perp^2 L}{2k} \right) \cos \frac{k_\perp^2}{k} (z - L/2) \right] \Phi_{\Delta N}(\vec{k}_\perp, 0) d^2 k_\perp, \quad (4.61)$$

em que o termo entre colchetes na integral na Eq. (4.61) indica que a contribuição das irregularidades sobre a intensidade de cintilação é ponderada por esta função filtro espacial, ou filtro de Fresnel, previamente mencionado na seção 4.3. A Fig. (4.5) mostra a característica oscilatória desta função filtro (oscilação de Fresnel) versus $k_\perp^2(z - L)/k$, que torna-se mais acentuada quanto menor for o valor de L . O produto da função filtro e o espectro têm uma máxima em torno de $k = 2\pi/d_F$, o que corresponde ao primeiro máximo da função filtro. Este resultado é consistente com a teoria, que diz que as irregularidades com escalas de tamanho da ordem da primeira zona de Fresnel são as mais efetivas para causar as cintilações na amplitude dos sinais de rádio emitido por uma fonte, tal como os satélites do GPS.

Para irregularidades na ionosfera com uma única componente espectral (lei de potência), a dependência do índice de cintilação S_4 com a freqüência pode ser prevista pela teoria das cintilações fracas como (YEH e LIU, 1982):

$$S_4 \propto f^{-n}, \quad n = (p + 2)/4 \quad (4.62)$$

em que f é a freqüência do sinal de rádio e p denota o índice espectral para a lei de potência.

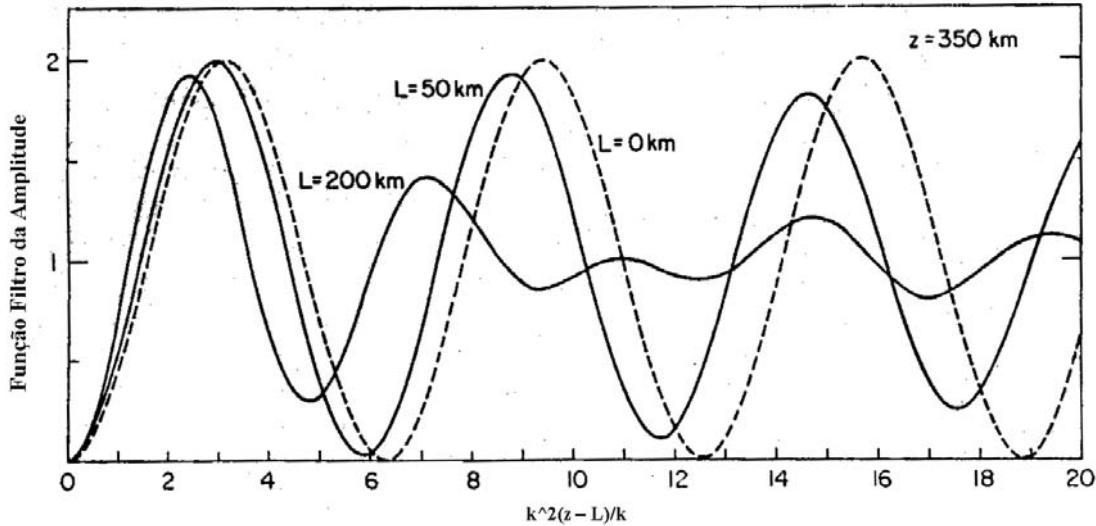


Figura 4.5 – Função filtro para a amplitude de cintilação em relação ao número de onda normalizado.

FONTE: Adaptado de Yeh e Liu (1982)

No caso de espalhamento múltiplo, considerando uma onda de intensidade I_0 que incide normalmente sobre a camada de irregularidades, o índice S_4 é determinado a partir da relação com Γ_4 :

$$S_4 = [\Gamma_4(z_R, 0, 0, 0)/I_0 - 1]^{1/2}, \quad (4.63)$$

em que z_R denota a distância (inclinada) da camada de irregularidade em relação ao receptor (R) no solo. Um efeito em vista do espalhamento múltiplo ocorre na dependência de S_4 com a freqüência, que neste caso se afasta da equação válida pra o caso de cintilações fracas. À medida que a cintilação se torna mais intensa (níveis de S_4 mais elevados), a dependência de S_4 com f diminui.

O procedimento geralmente utilizado para se calcular o índice de cintilação S_4 em receptores do GPS segue uma metodologia semelhante à descrita por Beach e Kintner (2001) e Beach (1998). Neste caso, a metodologia descrita aqui segue mais fielmente aquela empregada pelos receptores utilizados neste estudo, como os receptores SCINTMON e CASCADE, que trabalham, respectivamente, em ambientes DOS e LINUX. Estes receptores foram desenvolvidos na Universidade Cornell, EUA. Estes procedimentos podem ser resumidos da seguinte forma:

(i) Primeiramente, um filtro passa baixa (“detrend”) com freqüência de corte em 0,1 Hz é utilizado para se obter o mais fielmente possível os valores médios locais do canal de potência em banda larga P_a e do canal de ruído em banda larga N_a , na qual “ a ” denota o número da amostras ou o número do bit de dados. O uso do filtro passa-baixas também contribui para eliminar variações de multipercursos, pois estas apresentam escalas de tempo mais longas do que as escalas de tempo associadas com as cintilações em si. Este procedimento é possível porque a potência em banda larga (cuja abreviação em inglês é WBP, “Wide Band Power”) possibilita estimar esta relação sinal-ruído. Segundo (BEACH, 1998):

$$WBP_a = \left[\sum_{n=1}^M (I_n^2 + Q_n^2) \right]_a, \quad (4.64)$$

nos quais I e Q denotam, respectivamente, os sinais que estão em fase (fase igual a zero) e aqueles que estão em quadratura de fase (fase igual a $-\pi/2$), e M é o número de amostras de I_n e Q_n .

Tecnicamente, o sistema do GPS é de espectro espalhado (“spread spectrum”), de forma que o mais importante é a razão portadora-ruído (C/N_0). O C/N_0 é a razão entre a potência do sinal recebido ($P = A^2/2$) e a densidade espectral de potência de ruído N_0 (W/Hz). Com isso, o valor esperado para a potência em banda larga que leva em consideração os efeitos de ruído torna-se (BEACH, 1998):

$$E\{WBP_a\} = \frac{MT_c^2}{2} \left(P + \frac{N_0}{T_c} \right), \quad (4.65)$$

em que $T_c \approx 1$ ms é o período de repetição do código C/A recebido do satélite do GPS. Além de contribuir com o valor de potência WBP_a , o ruído também causa dispersão nas medidas.

(ii) Em seguida, os valores filtrados são separados e denotados por $\langle P \rangle_a$ e $\langle N \rangle_a$, respectivamente. De posse destes valores, calcula-se a potência média da intensidade do sinal para um intervalo de 1 minuto:

$$\mu_a = \frac{1}{M} \sum_{a=1}^M (\langle P \rangle_a - \langle N \rangle_a) = \frac{MN_0 T_c}{2} [1 + T_c (S/N_0)] \quad (4.66)$$

em que $C/N_0 = 10\log_{10}(S/N_0)$ e, aqui, $M = 3000$ é o número de amostras por minuto, enquanto que os valores possíveis de P (P_0 e $\langle P \rangle_0$), são definidos como sendo os valores finais de potência que antecedem ao intervalo de 1 minuto. Em seguida, calcula-se a variância média da intensidade do sinal recebido:

$$\sigma_k^2 = E\{WBP_k^2\} - \mu_k^2 = \frac{1}{M} \sum_{k=1}^M (P_k - \langle P \rangle_k)(P_{k-1} - \langle P \rangle_{k-1}) \quad (4.67)$$

Com estas definições, o índice de cintilação S_4 é determinado para cada intervalo de 1 minuto a partir de uma razão entre o desvio padrão, dividido (normalizado) pela potência média do sinal recebido:

$$S_4 = \frac{\sqrt{\sigma_k^2}}{\mu_k}. \quad (4.68)$$

4.5 Metodologias empregadas no estudo das irregularidades ionosféricas através das cintilações

4.5.1 Ocorrência e morfologia das irregularidades de pequena escala (~370-400 m) através das cintilações na amplitude dos sinais do GPS

Como mencionado na seção anterior, dois tipos de monitores de cintilação do GPS são utilizados em nossa pesquisa, um denominado SCINTMON e outro CASCADE. Os receptores SCINTMON são a primeira geração de monitores e que operam no ambiente DOS. Atualmente existem 8 receptores deste modelo em operação na rede do INPE instalada no Brasil. Estes armazenam três tipos de arquivos com as seguintes terminações: “.FSL”, “.N” e “.SUM”. Os arquivos “.FSL” (“Fast Scintillation Log”) são registros em formato binário que armazenam os dados de 50 amostras por segundo da intensidade do sinal medido pelo receptor para cada satélite visível no céu com um ângulo de elevação superior a 10 graus. O tamanho de cada arquivo “.FSL” (diário) varia de 170 a 200 MB. Com relação aos arquivos de mensagem de navegação “.N”, estes são gravados num formato de texto padrão denominado RINEX (“Receiver Independent Exchange Format”) e armazenam informações das efemérides dos satélites, tais como parâmetros orbitais, coeficientes para a correção ionosférica e informações sobre os satélites e seus sinais transmitidos. Os arquivos de texto “.SUM” (“Summary”) são gerados a partir dos arquivos “.FSL” e “.N” e registram de forma resumida a

atividade das cintilações através do índice S_4 . Estes arquivos sumários dificilmente excedem os 400 KB.

Os monitores de cintilação CASCADE são a geração mais recente de receptores que estão substituindo os SCINTMONs. Os CASCADEs foram projetados para trabalhar em ambiente LINUX. Atualmente existem 12 receptores CASCADE que operam no território brasileiro através da rede de receptores do GPS de única freqüência do INPE. Estes receptores gravam quatro tipos de arquivos com as seguintes extensões: “.FSL”, “.NAV”, “.OBS” e “.SUM”. Os arquivos “.FSL” do CASCADE, por rodar em LINUX, apresentam uma versão diferente, mas essencialmente registram as mesmas informações daqueles que são gravados pelo SCINTMONs. Os arquivos de navegação “.NAV” e sumário “.SUM” têm o mesmo formato dos seus similares gerados pelo SCINTMON. Adicionalmente, os receptores CASCADE geram arquivos de observação do tipo “.OBS”. Estes arquivos são do tipo ASCII e também atendem ao formato RINEX.

No estudo das cintilações os dados foram extraídos das informações contidas nos arquivos “.SUM”. Para isso foram implementadas rotinas computacionais em linguagem Matlab para ler as informações destes arquivos, tais como: data de observação, horário de observação de cada satélite, o número correspondente de cada satélite (PRN) armazenado no arquivo e seus respectivos ângulos de elevação e azimute e o valor do índice de cintilação S_4 calculado em cada intervalo de 1 minuto para cada satélite rastreado. Através das rotinas implementadas é possível selecionar os dados para o período desejado, dentro da máscara de elevação e azimute escolhidos e, também, gerar gráficos do índice de cintilação e ângulo de elevação calculados a partir dos dados obtidos de cada satélite. Os receptores SCINTMON e CASCADE podem coletar dados simultâneos de até 11 satélites através de seus canais, no entanto, em média, de 6 à 8 satélites são rastreados. Porém, estudos recentes têm mostrado que durante a ocorrência de fortes cintilações o número de satélites visíveis pode cair em determinados instantes para cerca de 4 satélites por causa da perda de sinais (“loss of signal lock”) (e.g. DE REZENDE et al., 2007).

Nesta seção são apresentados resultados das assinaturas das irregularidades ionosféricas na amplitude dos sinais do GPS, as cintilações. A primeira parte apresenta os resultados estatísticos dessas cintilações a partir dos dados coletados durante aproximadamente 9 anos e meio (de setembro/1997 à fevereiro/2006) sobre seis estações: Manaus-AM

(MN), São Luís-MA (SL), Cuiabá-MT (CB), São José dos Campos-SP (SJC), Palmas-PR (PL) e São Martinho da Serra-RS (SMS). Apenas sobre São José dos Campos os dados disponíveis compreendem todo este período, sendo que para as outras estações o início da operação dos receptores varia entre os anos de 1998 à 2002. Na ausência de dados sobre São José dos Campos foram utilizados dados gravados pela estação de Cachoeira Paulista (CP), que por estar localizada a apenas 110 km de SJC apresenta um padrão de ocorrência de cintilação similar (RODRIGUES, 2004). A Tabela 4.1 exibe as coordenadas das estações utilizadas no estudo de ocorrência de cintilação. O mapa da Fig. (4.6) mostra a posição geográfica destes receptores localizados no território brasileiro.

Tabela 4.1 – Coordenadas geográficas das estações e suas respectivas coordenadas magnéticas (ano de 2002) para um ponto de perfuração ionosférica (IPP) na direção zenital em 350 km de altitude.

	Coord. Geográficas		Coord. Magnéticas (IGRF 2000)		
Estação	Lat.	Long.	Lat. Mag.	Inclinação	Declinação
MN	3,1°S	59,9°O	6,1°N	12,0°	-12,9°
SL	2,3°S	44,2°O	1,3°S	-1,5°	-19,3°
CB	15,5°S	56,1°O	6,1°S	-12,7°	-13,8°
CP	22,4°S	45,0°O	16,8°S	-31,9°	-18,7°
SJC	23,1°S	45,8°O	17,1°S	-32,0°	-18,2°
PL	26,4°S	51,9°O	17,7°S	-31,6°	-13,9°
SMS	29,3°S	53,8°O	19,7°S	-33,8°	-11,7°

Na análise de ocorrência das cintilações os dados foram pré-selecionados para que fossem estudados apenas aqueles coletados entre 22:00 UT e 09:00 UT, o que corresponde ao período noturno de 18:00/19:00 LT até 05:00/06:00 LT, dependendo da longitude das estações. A seguir foram selecionados apenas dados dos dias considerados geomagneticamente calmos. Na análise foram considerados como dias geomagneticamente calmos aqueles cuja soma dos oito valores diários do índice Kp não tenha sido maior ou igual a 24.

Como o propósito é estudar a ocorrência de cintilações provocadas por irregularidades na ionosfera local, foram selecionados apenas dados de satélites cujo ângulo de

elevação tenha sido maior que 45° . Para uma altitude de 350 km e uma máscara de elevação superior a 45° , o raio de distância acima do zênite dentro do cone de elevação será inferior a 350 km. Na literatura são encontrados estudos em que uma máscara de elevação de 30° é aceita para estes propósitos. No entanto, em nossas observações e, para algumas estações, os efeitos de multipercursos aumentam sensivelmente para ângulos de elevação com uma máscara inferior a 40° . Portanto, para uma representação o mais fiel possível da ocorrência das irregularidades que causam as cintilações utilizamos uma máscara maior. A desvantagem é que o número de satélites visíveis com ângulo de elevação maior que 45° pode reduzir-se entre um e três, porém, como os dados de apenas um satélite é o suficiente, os cálculos são apropriados.



Figura 4.6 – Estações receptoras do GPS utilizadas na análise de ocorrência de cintilações.

O cálculo da porcentagem de ocorrência das cintilações na banda L do GPS foi feito a partir da razão entre o número de minutos em que houve cintilação e o número total de minutos de observação. Considera-se como ocorrência de cintilação quando pelo menos um satélite, dentro do intervalo de 1 minuto, assume um valor de índice de cintilação S_4 superior a 0,2. Quando o sinal de mais de um satélite está cintilando, considera-se no cálculo aquele com maior ângulo de elevação. Para $S_4 < 0,2$ temos um nível de cintilação muito fraco cujo valor do índice S_4 se encontra dentro de um nível de ruído. A ocorrência de cintilação foi calculada em quatro diferentes níveis, conforme resumido na Tabela 4.2. As Tabelas 4.3 à 4.8 apresentam o número de dias de observação durante cada mês dentro do período de coleta de dados utilizado na análise estatística de cintilação sobre as estações.

Tabela 4.2 – Casos considerados para classificação dos níveis de intensidade das cintilações em amplitude.

INTENSIDADE	S_4
Saturado	$S_4 > 1,0$
Forte	$0,6 \leq S_4 \leq 1,0$
Moderado	$0,4 \leq S_4 < 0,6$
Fraco	$0,2 \leq S_4 < 0,4$

Com base nos dados coletados e utilizando os critérios discutidos acima, foi possível, a partir deste primeiro método, realizar os seguintes estudos para cada uma das seis estações:

- (i) variação mensal das cintilações devida às irregularidades ($S_4 > 0,2$);
- (ii) variação mensal das cintilações para os diferentes níveis do índice S_4 ;
- (iii) variação com o fluxo solar;
- (iv) variação temporal das cintilações para $S_4 > 0,2$;
- (v) variação sazonal das cintilações para $S_4 > 0,2$;
- (vi) variação sazonal das cintilações para os diferentes níveis de índice S_4 ;
- (vii) ocorrência das cintilações antes da meia-noite e após a meia-noite no horário local;
- (viii) ocorrência das cintilações durante as diferentes fases do ciclo solar 23.

Tabela 4.3 – Número de dias utilizados durante cada mês/ano na análise estatística de ocorrência das cintilações em Manaus.

MÊS	ANO										
	1997	1998	1999	2000	2001	2002	2003	2004	2005	2006	2007
<i>Jan</i>	-	-	-	-	-	22	20	-	-	9	9
<i>Fev</i>	-	-	-	-	-	16	13	17	-	22	18
<i>Mar</i>	-	-	-	-	-	25	13	20	14	25	-
<i>Abr</i>	-	-	-	-	-	18	9	26	22	13	-
<i>Maio</i>	-	-	-	-	-	27	10	27	19	16	-
<i>Jun</i>	-	-	-	-	-	28	8	26	20	9	-
<i>Jul</i>	-	-	-	-	-	23	15	23	19	12	-
<i>Ago</i>	-	-	-	-	-	25	17	27	25	20	-
<i>Set</i>	-	-	-	-	-	24	15	18	15	14	-
<i>Out</i>	-	-	-	-	-	14	15	-	23	14	-
<i>Nov</i>	-	-	-	-	10	15	13	-	18	13	-
<i>Dez</i>	-	-	-	-	27	20	16	-	17	11	-
TOTAL	N/A	N/A	N/A	N/A	N/A	257	165	184	192	178	N/A

“-“ (Ausência de dados); N/A (Anos sem estatística)

Tabela 4.4 – O mesmo que na Tabela 4.3, porém para a estação de São Luís.

MÊS	ANO										
	1997	1998	1999	2000	2001	2002	2003	2004	2005	2006	2007
<i>Jan</i>	-	-	18	19	29	28	-	-	11	27	23
<i>Fev</i>	-	-	20	18	26	23	15	16	22	21	23
<i>Mar</i>	-	-	22	20	22	25	13	22	13	28	-
<i>Abr</i>	-	-	24	24	14	-	9	26	10	26	-
<i>Maio</i>	-	-	27	19	25	21	10	-	15	27	-
<i>Jun</i>	-	-	22	-	26	29	-	-	17	20	-
<i>Jul</i>	-	-	25	-	28	22	14	24	13	20	-
<i>Ago</i>	-	-	16	20	25	22	17	18	24	24	-
<i>Set</i>	-	-	11	18	24	17	15	24	14	26	-
<i>Out</i>	-	-	15	25	18	15	15	19	-	26	-
<i>Nov</i>	-	-	19	18	24	16	13	14	12	25	-
<i>Dez</i>	-	14	20	27	26	19	16	26	23	18	-
TOTAL	N/A	N/A	239	208	288	237	138	189	174	288	N/A

“-“ (Ausência de dados); N/A (Anos sem estatística)

Tabela 4.5 – O mesmo que na Tabela 4.3, porém para a estação de Cuiabá.

MÊS	ANO										
	1997	1998	1999	2000	2001	2002	2003	2004	2005	2006	2007
Jan	-	-	-	21	27	27	-	7	-	18	23
Fev	-	-	-	18	24	24	16	16	21	23	24
Mar	-	-	-	24	21	24	13	21	20	28	-
Abr	-	-	-	23	16	20	9	24	19	26	-
Maio	-	-	-	23	24	-	8	24	14	25	-
Jun	-	-	-	21	24	-	-	24	23	26	-
Jul	-	-	-	17	26	-	9	-	18	23	-
Ago	-	-	-	20	23	-	14	-	25	26	-
Set	-	-	-	17	24	10	12	26	17	18	-
Out	-	-	-	24	21	-	13	-	27	24	-
Nov	-	-	-	17	25	-	10	-	24	13	-
Dez	-	-	24	27	27	-	13	20	22	12	-
TOTAL	N/A	N/A	N/A	252	282	112	122	162	230	264	N/A

“-“ (Ausência de dados); N/A (Anos sem estatística)

Tabela 4.6 – O mesmo que na Tabela 4.3, porém para a estação de São José dos Campos.

MÊS	ANO										
	1997	1998	1999	2000	2001	2002	2003	2004	2005	2006	2007
Jan	-	28	16	16	18	28	20	-	10	27	23
Fev	-	22	27	13	20	17	16	17	19	26	24
Mar	-	16	21	25	22	25	12	22	19	23	-
Abr	-	27	21	22	13*	21	8*	27	23	19	-
Maio	-	-	28	16	23	24	10	30*	22	23	-
Jun	-	-	27	18	26	28	8*	22	24	26	-
Jul	-	-	27	17	29	23	11	18	19	29	-
Ago	-	-	21	22	25	25	9	21	10	26	-
Set	12	19	16	18	24	21	15	23	13	25	-
Out	23	20	15	23	21	13	10	23	27	23	-
Nov	27	12	8	19	23	16	13	17	17	23	-
Dez	28	27*	20*	28	28	22	17	18	23	11	-
TOTAL	90	171	247	237	272	263	150	246	226	281	N/A

* (Dados de Cachoeira Paulista); “-“ (Ausência de dados); N/A (Anos sem estatística)

Tabela 4.7 – O mesmo que na Tabela 4.3, porém para a estação de Palmas.

MÊS	ANO											
	1997	1998	1999	2000	2001	2002	2003	2004	2005	2006	2007	
Jan	-	-	-	-	-	-	-	-	-	12	-	
Fev	-	-	-	-	-	-	13	19	-	18	-	
Mar	-	-	-	-	-	-	12	22	-	-	-	
Abr	-	-	-	-	-	-	9	-	-	13	-	
Maio	-	-	-	-	-	-	10	-	-	18	-	
Jun	-	-	-	-	-	-	12	8	-	19	-	
Jul	-	-	-	-	-	-	19	15	-	29	-	
Ago	-	-	-	-	-	-	25	17	-	24	-	
Set	-	-	-	-	-	-	24	16	-	13	-	
Out	-	-	-	-	-	-	12	15	-	24	-	
Nov	-	-	-	-	-	-	16	13	-	8	-	
Dez	-	-	-	-	-	-	18	15	-	16	-	
TOTAL	N/A	N/A	N/A	N/A	N/A	N/A	126	143	N/A	N/A	170	N/A

“-“ (Ausência de dados); N/A (Anos sem estatística)

Tabela 4.8 – Idem à Tabela 4.3, porém para a estação de São Martinho da Serra.

MÊS	ANO										
	1997	1998	1999	2000	2001	2002	2003	2004	2005	2006	2007
Jan	-	-	-	-	28	17	-	-	-	-	-
Fev	-	-	-	-	26	24	-	-	-	-	-
Mar	-	-	-	-	10	26	-	-	-	-	-
Abr	-	-	-	-	-	21	-	10	-	-	-
Maio	-	-	-	-	23	9	-	14	-	-	-
Jun	-	-	-	-	-	-	-	14	-	-	-
Jul	-	-	-	-	-	-	-	8	-	-	-
Ago	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Set	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Out	-	-	-	-	-	-	12	14	19	-	-
Nov	-	-	-	-	-	-	7	-	-	-	-
Dez	-	-	-	19	-	-	11	-	-	-	-
TOTAL	N/A	N/A	N/A	N/A	87	97	30	60	N/A	N/A	N/A

“-“ (Ausência de dados); N/A (Anos sem estatística)

Os resultados obtidos para todas as estações nos permitem estudar a morfologia das cintilações sobre a região brasileira e fazer uma análise da:

- (i) variação latitudinal das cintilações;
- (ii) ocorrência das cintilações em relação à posição da crista da anomalia equatorial.

4.5.2 Atividade das cintilações, extensão latitudinal das irregularidades e observações em pontos conjugados

Três relevantes questões relacionadas ao estudo das irregularidades de pequena escala em regiões equatoriais e de baixa-latITUDE são: sua variabilidade, sua dependência temporal e latitudinal e seu comportamento em pontos ionosféricos conjugados. Com relação às duas primeiras a metodologia discutida na seção anterior fornecerão resultados que responderão algumas das questões pertinentes a estes tópicos. Para complementá-las, neste capítulo serão exibidas medidas de cintilação obtidas simultaneamente sobre as estações em dias pré-selecionados e para diferentes níveis de atividade solar e sazonalidade, o que permitirá analisar a variabilidade dia-a-dia das cintilações e sua extensão latitudinal. Parte destes resultados foi obtida durante a realização da campanha COPEX (Conjugate Point Equatorial Experiment) conduzida no Brasil entre os dias 1º de outubro e 10 de dezembro de 2002.

A COPEX foi uma campanha coordenada pelo grupo de Aeronomia do INPE numa colaboração conjunta com vários outros grupos nacionais e internacionais, tais como, a Força Aérea Brasileira (através do Centro Tecnológico da Aeronáutica - CTA), um grupo japonês do “Communication Research Laboratory” (CRL) e dois grupos norte-americanos, um do “Air Force Research Laboratory Space Vehicles Directorate” (AFRL), ligado à Força Aérea americana e outro do Centro de Pesquisa Atmosférica da Universidade de Massachusetts Lowell. Durante a campanha COPEX diversos tipos de instrumentos foram empregados nas observações, dentre eles dois receptores do GPS de única-freqüência (SCINTMON) e um receptor do GPS de dupla-freqüência (ASHTECH). Estes receptores foram instalados em cada uma das três estações utilizadas na configuração da campanha COPEX. Estas três estações, Boa Vista (BV), Cachimbo (CA)/Alta Floresta (AF) e Campo Grande (CG), conforme mostrado na Fig. (4.7), estão alinhadas ao longo de um mesmo meridiano magnético e foram escolhidas

com o propósito de se estudar a natureza conjugada das bolhas e irregularidades do plasma ionosférico.

Com os dados da campanha COPEX aspectos relevantes das cintilações em pontos conjugados foram levantados, incluindo a atividade das cintilações do GPS, comparações entre dados obtidos a partir de diferentes tipos de receptores do GPS e comparação com as cintilações monitoradas por receptores de VHF.

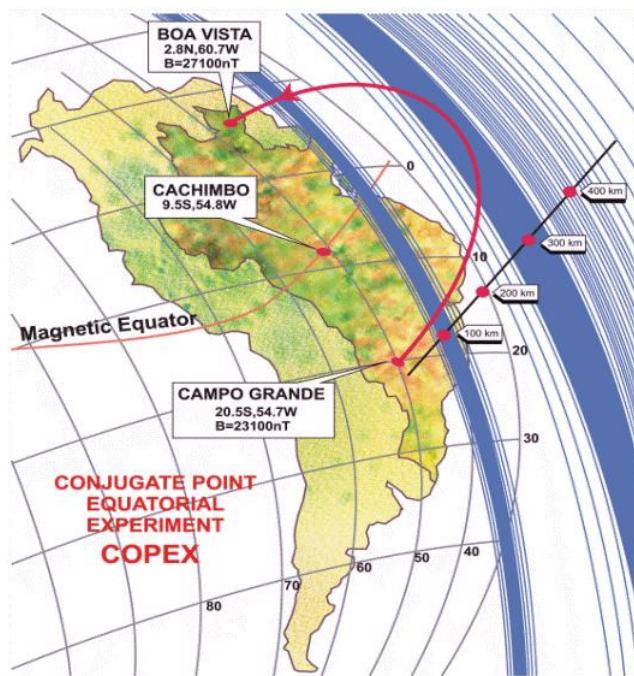


Figura 4.7 – Configuração das estações durante a campanha COPEX. Cachimbo (localizada no equador magnético) e as estações conjugadas, Boa Vista (ao norte do equador magnético) e Campo Grande (ao sul do equador magnético).

FONTE: Adaptada de Reinisch et al. (2004)

Neste estudo os dados de cintilação do GPS são obtidos da mesma forma como descrita na seção anterior. Com relação aos dados de VHF estes foram obtidos e extraídos de forma diferente. O sistema de VHF utilizado durante a campanha COPEX foi desenvolvido para pesquisar os impactos causados pelas cintilações ionosféricas na amplitude dos sinais transmitidos por satélites geoestacionários. O sistema utilizado é capaz de monitorar as cintilações na faixa de freqüência entre 240 e 260 MHz, a partir dos sinais recebidos dos satélites FLTSAT-7 (longitude: 100° O) e FLTSAT-8 (longitude: 23° O).

Os dados recebidos por estes receptores de VHF são processados e enviados, em tempo real, para o Laboratório de Pesquisa de Impactos Ionosféricos em Sistemas de RF da Força Aérea Americana, na base aérea de Hanscom, Massachusetts. Durante a campanha COPEX estes receptores ficaram instalados, temporariamente, nas estações utilizadas na campanha. Cada sistema é composto por três módulos; um conversor de RF, um conversor de FI e um computador multiplex que constituem o módulo de processamento dos dados recebidos, além de quatro antenas do tipo Yagi posicionadas duas-a-duas e espaçadas 100 metros uma da outra na direção leste-oeste magnética. Atualmente o INPE possui três sistemas instalados estratégicamente nas cidades de Cuiabá, Cachoeira Paulista e São Luis, porém neste estudo vamos apenas mostrar os dados de cintilação coletados simultaneamente pelos receptores utilizados durante a campanha COPEX. A Fig. (4.8) mostra uma ilustração da configuração do alinhamento das antenas utilizadas no sistema de VHF. A Tabela 4.9 e a Fig. (4.9) apresentam o azimute e a elevação de cada “link” do sinal recebido pelas antenas de VHF.

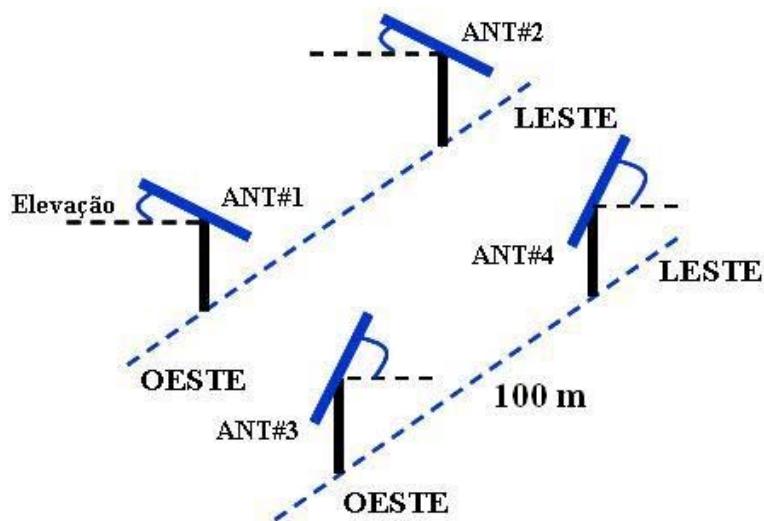


Figura 4.8 – Alinhamento leste-oeste magnético das antenas no sistema de VHF.

Durante a campanha COPEX o sistema de VHF na estação equatorial foi instalado na cidade de Alta Floresta (AF), que por estar bem próxima a Cachimbo não afetará na interpretação dos resultados.

O sistema de VHF grava dois tipos de arquivos, um com extensão “.raw” e outra com extensão “.sta”. Os arquivos com terminação “.raw” são do tipo binário e armazena os dados originais, das quais são extraídas as informações de cintilação e posteriormente gravadas no arquivo sumário de extensão “.sta”. Estes arquivos sumários são lidos para

gerar os resultados de cintilação na forma do índice S_4 . Não foram implementadas rotinas para extrair os dados de cintilação gravados pelo sistema de VHF, pois estas foram fornecidas pelo grupo de pesquisa da Força Aérea Americana. Apenas algoritmos de geração de gráficos foram implementados.

Tabela 4.9 – Azimute e elevação do feixe de sinal recebido pelos canais (Ch 1-2) e (Ch 3-4) do sistema VHF instalado nas estações COPEX.

Estações	Canal Ch1-2 (oeste)		Canal Ch3-4 (leste)	
	Azimute	Elevação	Azimute	Elevação
Boa Vista	266,6°	44,4°	93,6°	46,2°
A. Floresta	279,8°	38,3°	75,5°	50,2°
Campo Grande	289,1°	34,0°	60,5°	46,9°

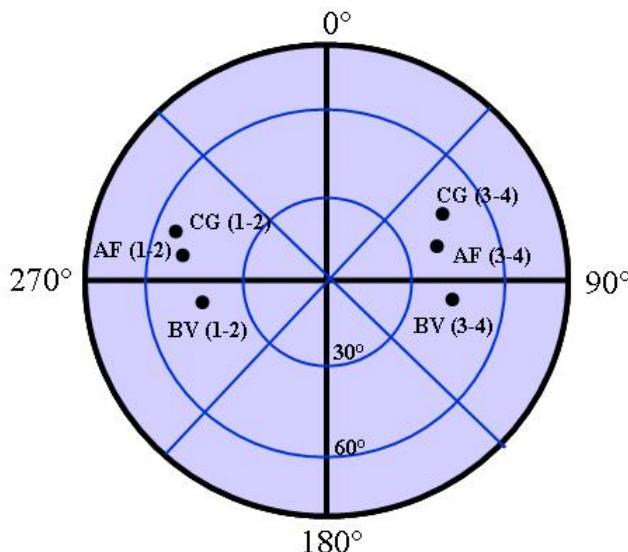


Figura 4.9 – Diagrama azimute e elevação dos “links” leste-oeste do sistema de VHF.

A partir dos dados de cintilação obtidos das medidas do GPS e do VHF foi possível realizar os seguintes estudos:

- (i) comparar a cintilação em amplitude em pontos conjugados provocada por irregularidades com diferentes tamanhos de escala e monitoradas por diferentes técnicas/instrumentos ;
- (ii) inferir propriedades que ajudam a caracterizar as irregularidades que causam as cintilações.

4.6 Resultados e discussões sobre o estudo estatístico das cintilações

4.6.1 Variação da ocorrência das cintilações com o fluxo solar

Na Fig. (4.10) é mostrada a variação mensal, e ao longo dos anos, da ocorrência das cintilações ($S_4 > 0,2$) obtida sobre as seis estações (MN, SL, CB, SJC, PL, SMS) desde setembro/1997 até dezembro/2006. Adicionalmente é mostrada a variação mensal (e o valor anual) da média do fluxo solar (ciclo solar 23) no comprimento de onda de 10.7 cm (F10.7) (2800 MHz.). Os dados de fluxo solar em F10.7 mostrados nas figuras foram obtidos a partir do serviço de dados solares do NGDC (National Geophysical Data Center), através do site da NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration) <<http://www.ngdc.noaa.gov/stp/SOLAR/ftpsolarradio.html>>.

Nos primeiros painéis da Fig. (4.10) são apresentados os resultados da ocorrência mensal das cintilações ($S_4 > 0,2$), ao longo dos anos, sobre as estações de MN (nov/2001-dez/2006) e SL (dez/1998-dez/2006). Este gráfico permite visualizar a ocorrência das irregularidades de pequena escala que causam as cintilações na amplitude dos sinais do GPS e de como variam com o fluxo solar, considerando-se apenas os dias geomagneticamente calmos. Nota-se que a freqüência de ocorrência das cintilações na transição entre os anos de 2002/2003 apresenta um padrão bem similar àquele observado durante os anos de 2001/2002, mesmo quando a diferença no fluxo solar médio (F10.7) tenha caído de ~240 para ~160. Somente a partir do final do ano de 2003 quando o $F10.7 < 150$, os gráficos mostram que existe uma tendência de diminuição na ocorrência das cintilações à medida que o fluxo solar também diminui.

Para a estação de SL os resultados apresentados sugerem uma fraca dependência com o fluxo solar na região equatorial, principalmente nos anos em torno do máximo na atividade solar (1999-2003). Observa-se que a porcentagem de ocorrência durante os meses de máxima atividade das cintilações apresenta valores próximos e nunca excedem os 10%. À medida que os anos se afastam do máximo solar (antes de 1999 e após 2003) é possível notar claramente uma diminuição na ocorrência das cintilações em direção ao mínimo.

Na continuação da Fig. (4.10), são apresentados os resultados da ocorrência das cintilações sobre as estações de CB (dez/1999-dez/2006) e SJC (set/1997-dez/2006). Sobre CB os resultados revelam uma dificuldade para se observar claramente uma

dependência com a variação do fluxo solar, porém nota-se sensivelmente próximo aos anos de máximo solar um aumento na ocorrência das cintilações (máximo de ~26%) durante os meses de maior freqüência nas irregularidades. Sobre a estação de SJC os resultados concordam com aqueles reportados por Rodrigues (2003), porém, neste estudo, a estatística das cintilações foi analisada ao longo de toda a noite (18:00-06:00 LT). Observa-se claramente que em SJC a ocorrência das cintilações tende a aumentar à medida que o fluxo solar também aumenta. Nota-se claramente um aumento na ocorrência das cintilações entre 1997 e 1999 e uma queda a partir do ano de 2002, até atingir as menores ocorrências nas temporadas 2005/2006 (inferior à 5%). A ocorrência das cintilações sobre SJC é maior nas temporadas 1999/2000 e 2000/2001 (máximo de ~34%), porém não aumenta consideravelmente de uma para outra mesmo com o aumento significativo do fluxo solar.

Nas estações de PL e SMS, embora a estatística seja menor, os resultados apresentados sugerem um comportamento diferente entre estas estações. Sobre PL, onde as observações começaram a partir de junho/2002, verifica-se que existe uma tendência de diminuição da freqüência mensal das cintilações com a redução do fluxo de atividade solar. No entanto, sobre SMS, onde as medições iniciaram em dezembro/2000, nota-se para os meses observados de maior ocorrência das cintilações entre 2000 e 2003 que não existe uma diferença notável com a variação do fluxo solar.

Logo em seguida, nas Figs. (4.11) à (4.13), são mostradas os resultados da variação mensal, ao longo dos anos, da ocorrência dos diferentes níveis de cintilação (conforme classificação do índice S_4 mostrado na Tabela 4.2), sobre apenas três das estações mostradas nos painéis da Fig. (4.10): SL, CB e SJC.

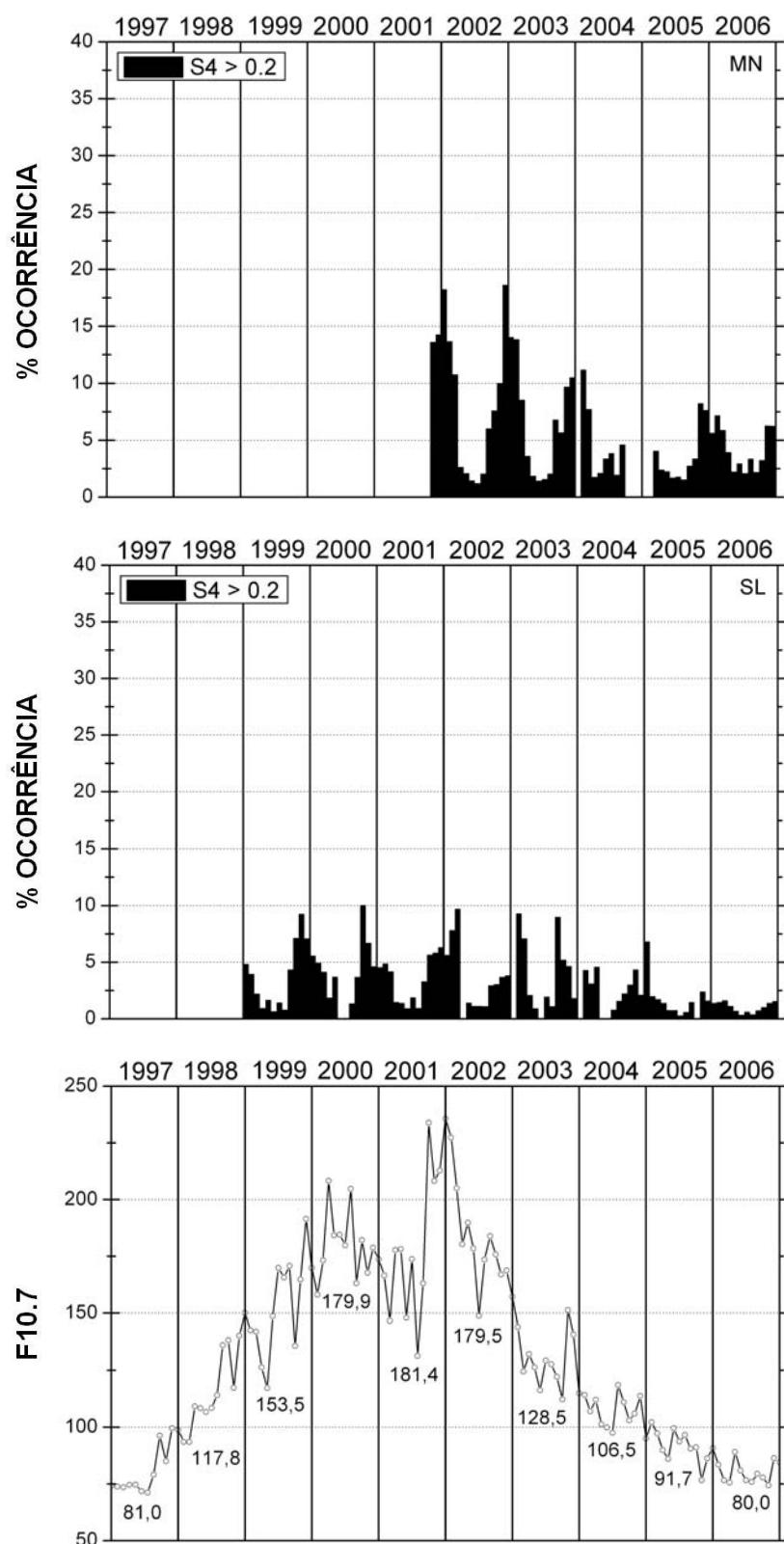


Fig. 4.10 – Ocorrência mensal das cintilações sobre MN, CB e PL (painéis superiores), SL, SJC e SMS (painéis centrais) e a variação média mensal do fluxo solar (painéis inferiores). (Continua)

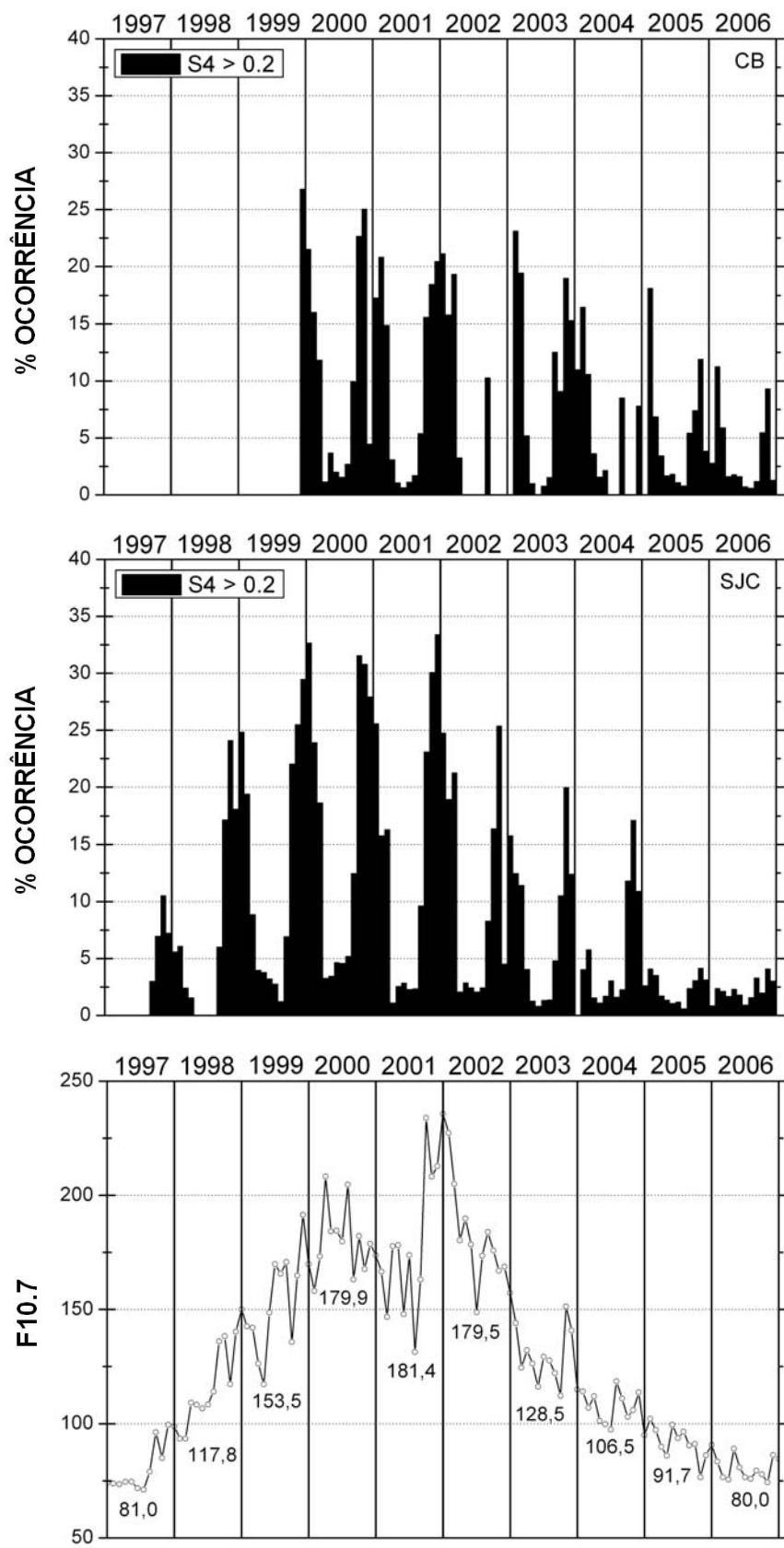


Fig. 4.10 – Continuação. (Continua)

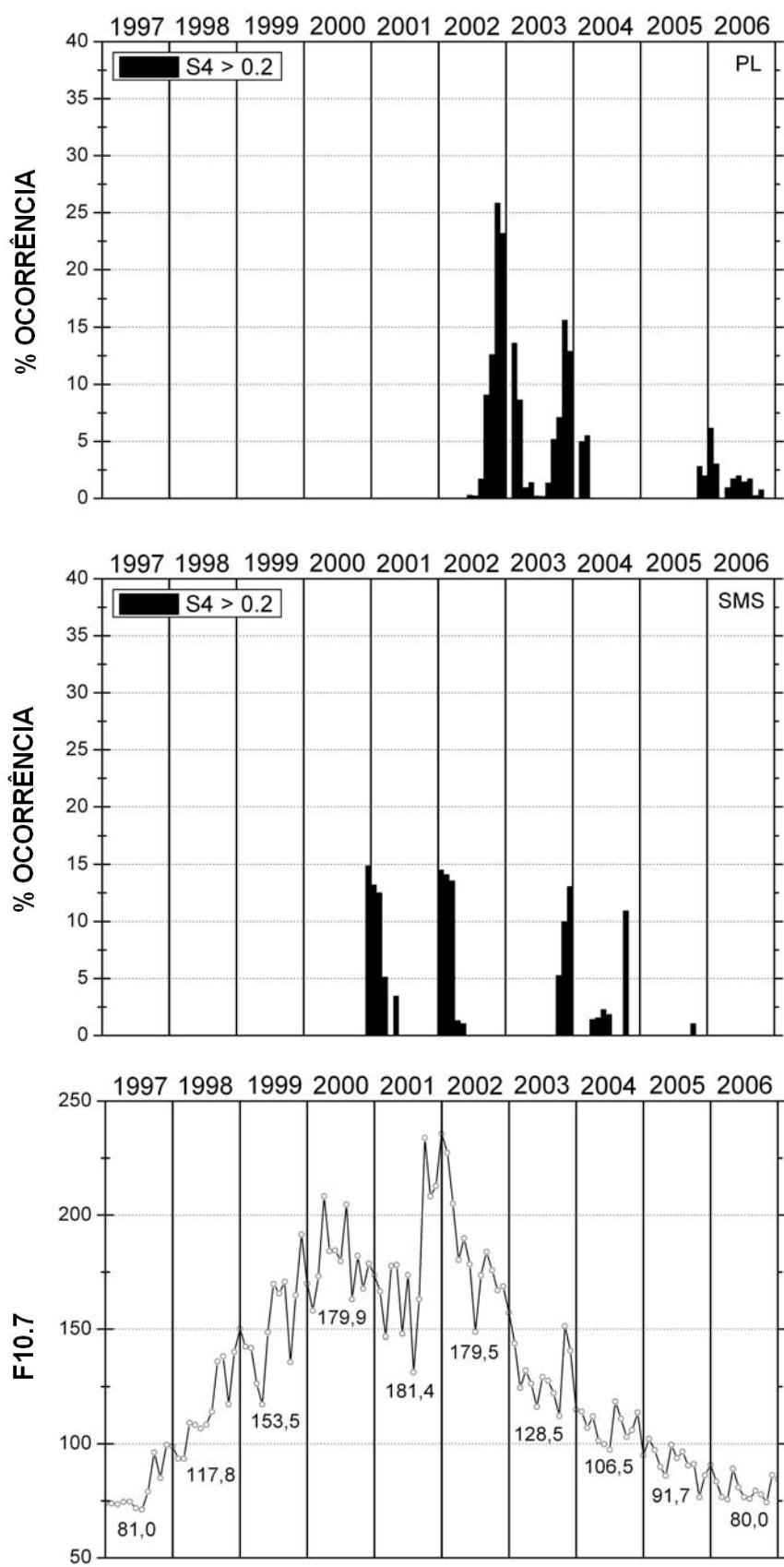


Fig. 4.10 – Conclusão.

Observa-se na Fig. (4.11) que o nível fraco das cintilações ($0,2 \leq S_4 < 0,4$) é quem determina o padrão das cintilações observado sobre SL. Os resultados revelam que os meses de maior incidência no nível fraco ocorrem entre setembro e março, principalmente acerca dos anos de máximo solar (de 1999 à 2003). Os meses de maior ocorrência das cintilações nas temporadas 1999/2000 acontecem entre outubro e dezembro (máximo de ~8%). No entanto, a partir da temporada 2001/2002 a predominância na ocorrência das cintilações se inverte, sendo maior no primeiro trimestre do ano (máximo de ~9,5%). À medida que a atividade solar vai diminuindo, a maior incidência do nível fraco das cintilações aparenta deslocar-se entre outubro e abril. Durante o ano de menor atividade solar analisado (2006), registra-se uma porcentagem de ocorrência inferior à 2% em todos os meses, não ficando bem caracterizado um aumento nos meses de maior incidência. Com relação aos outros níveis de cintilação o aspecto mais marcante é a sua quase total não-ocorrência verificada durante o ano de máximo (2002), quando as cintilações observadas sobre SL foram essencialmente cintilações de nível fraco. Igualmente ao observado na Fig. (4.10), os resultados não sugerem uma dependência da freqüência de ocorrência das irregularidades que causam as cintilações com a variação do fluxo solar, exceto nos anos que se aproximam do mínimo quando a ocorrência dessas cintilações diminui consideravelmente.

Para a estação de CB (Fig. 4.12), mais uma vez nota-se a predominância do nível fraco das cintilações. Porém, os níveis superiores apresentam-se ligeiramente mais significativos do que se comparado com aqueles observados sobre SL. O gráfico da Fig. (4.12) mostra ainda que a maior incidência das cintilações fracas tende a ocorrer entre os meses de setembro-março sobre CB, porém no ano de mínimo (2006) as maiores ocorrências foram observadas entre outubro e março. Se verificarmos todos os níveis das cintilações, os resultados sugerem certa dependência com o fluxo solar, onde se observa uma maior ocorrência (~20%) em torno dos anos de máximo solar (2000-2003). As menores ocorrências das cintilações aconteceram entre abril e agosto, porém nestes meses, nível fraco das cintilações pode ocorrer a uma taxa igual, ou até mesmo inferior que a dos níveis maiores.

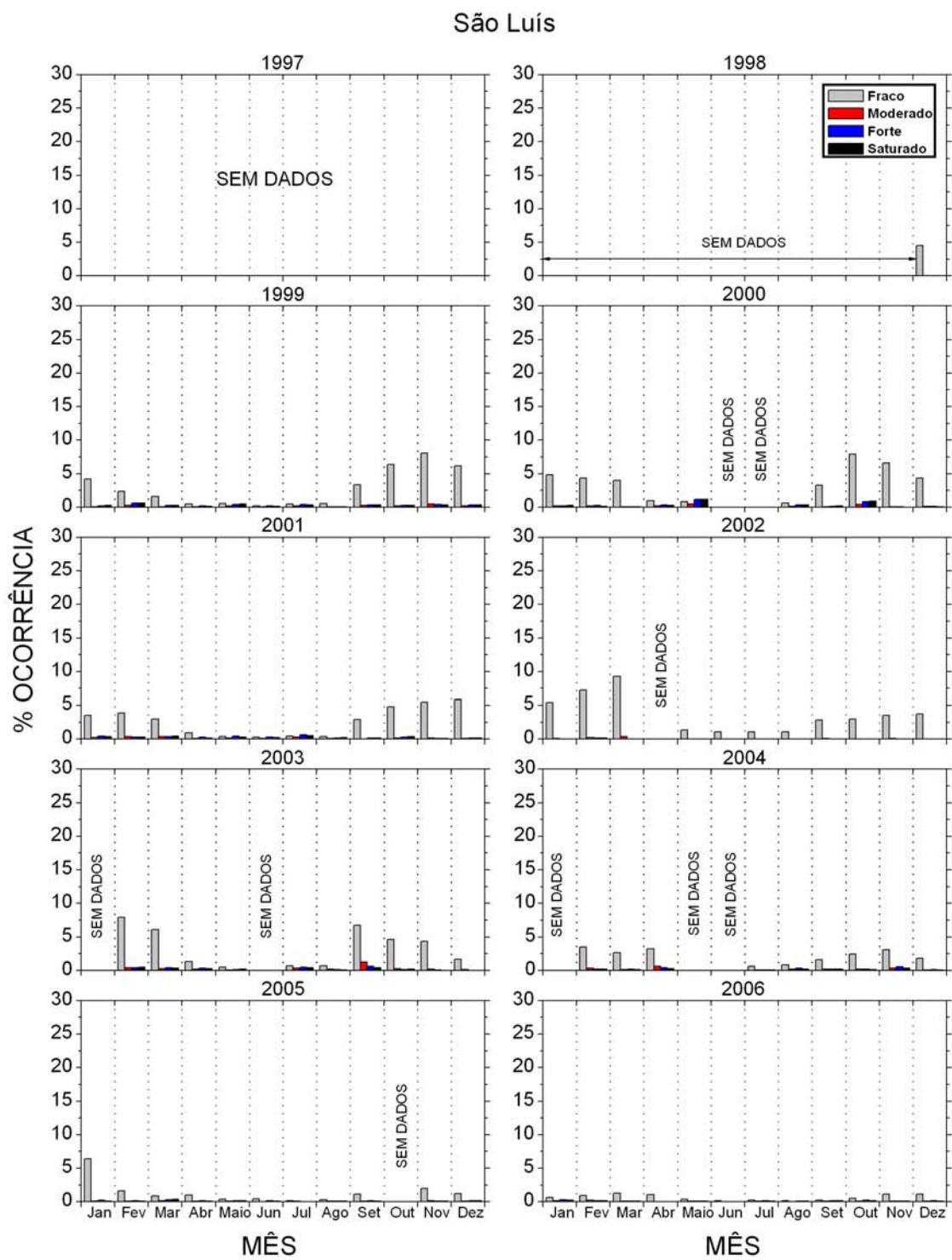


Figura 4.11 – Variação mensal e anual dos diferentes níveis das cintilações (fraco, moderado, forte e saturado) sobre a estação de SL para o período que existem dados disponíveis entre os anos de 1997 à 2006.

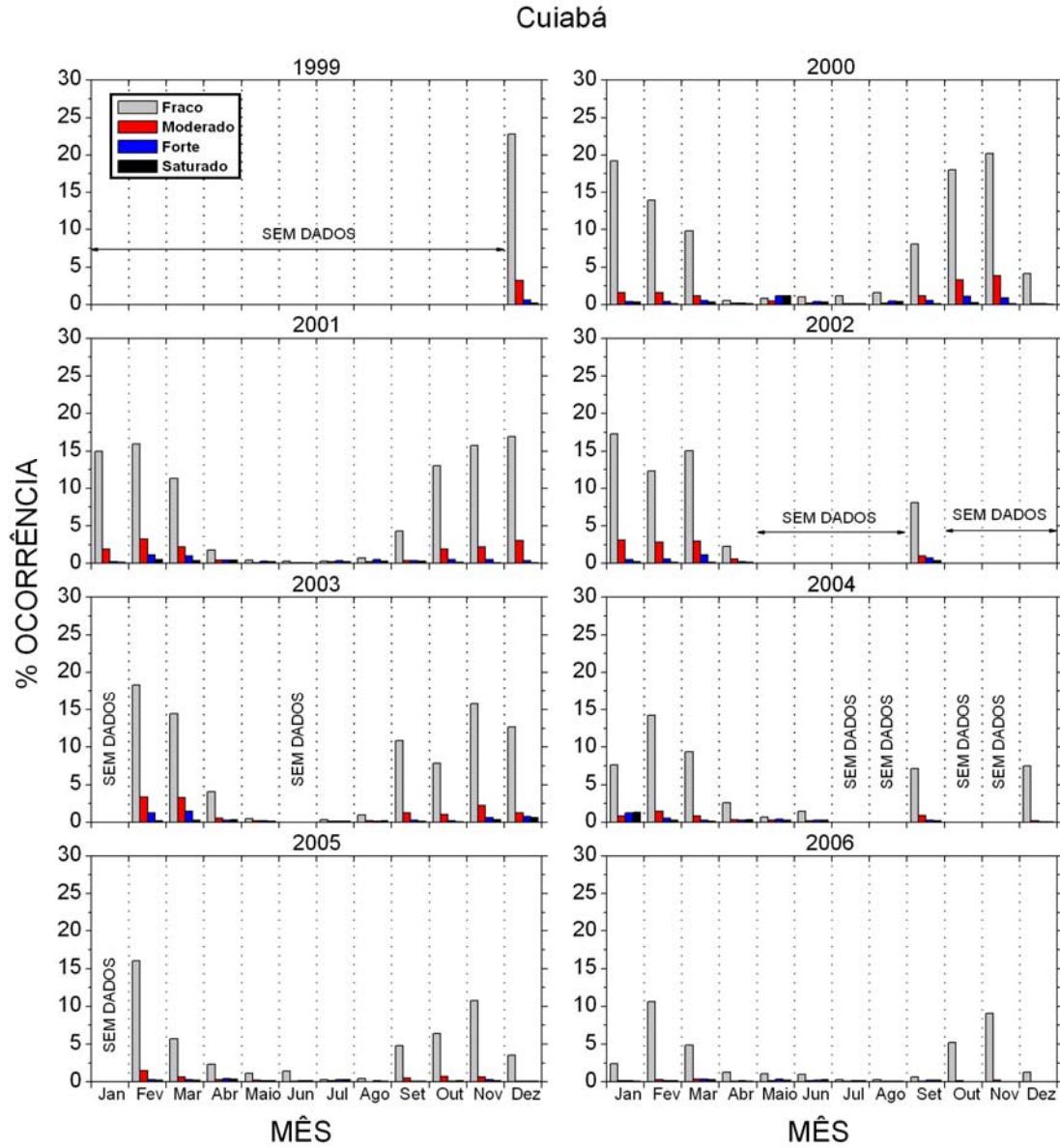


Figura 4.12 – O mesmo que na Fig. (4.11), porém sobre a estação de CB.

Para a estação de SJC (Fig. 4.13) observa-se que a variação noturna das cintilações ocorre significativamente em todos os níveis (de fraco à saturado), porém com uma ocorrência maior para aqueles que aparecem dentro do nível fraco. A partir dos resultados é possível notar um aumento na ocorrência das cintilações, para cada nível, à medida que o fluxo solar também aumenta (ver painéis do F10.7 na Fig. 4.10), até atingir os maiores valores durante a temporada de 2000/2001. Em SJC, a partir da segunda metade do ano de 2002, observa-se que a ocorrência das cintilações começa a decair em todos os níveis. No ano de mínimo solar (2006) as cintilações tornam-se essencialmente fracas. Na Fig. (4.13) os resultados mostram ainda que, sobre SJC, a ocorrência das cintilações em todos os níveis são maiores entre setembro e fevereiro na

temporada de 1997/1998, entre setembro e março durante os anos de 1999-2003, porém, à medida que se aproxima do mínimo solar as cintilações ocorrem ligeiramente maiores entre outubro e março.

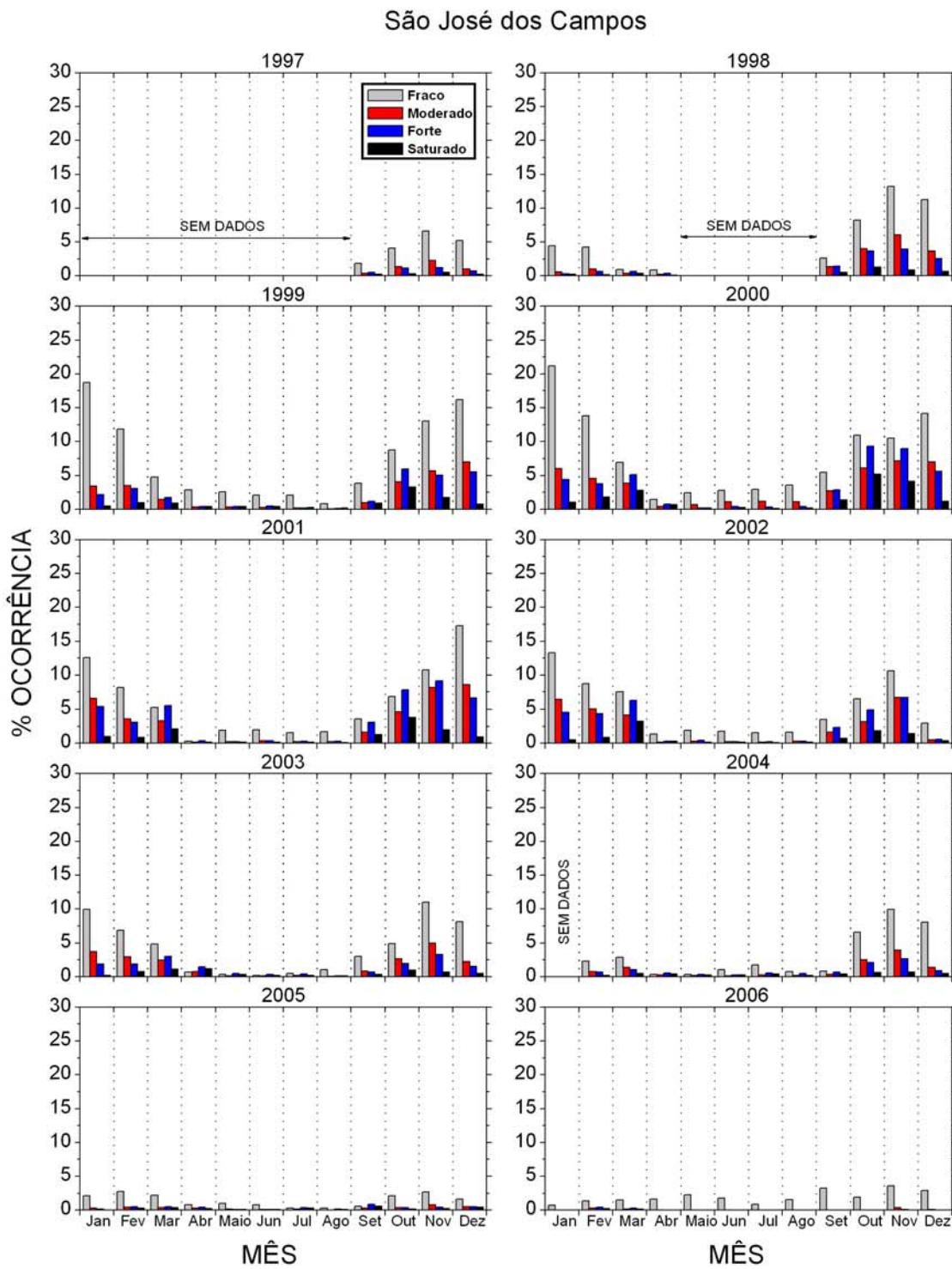


Figura 4.13 – O mesmo que na Fig. (4.11), porém sobre a estação de SJC.

Nos anos de mínimo (temporada 2005/2006) são quando se observam, em SJC, as menores taxas de ocorrência em todos os níveis das cintilações e para todos os meses, cujo valor raramente excede 2,5%. Os meses de abril até agosto são aqueles em que são observadas as menores freqüências de ocorrência das irregularidades que causam as cintilações sobre a estação de SJC. No ano de menor atividade solar analisado (2006) nota-se que a ocorrência do nível fraco das cintilações em SJC não difere significativamente entre os meses de maior incidência (setembro-março) e os meses de menor incidência (abril-agosto). Exceto durante março e outubro de 2001 e abril de 2003, a ocorrência do nível fraco das cintilações durante os meses de maior incidência é maior do que os outros níveis (máximo de ~21,5% em janeiro de 2002). Até o ano de 1999, o nível moderado das cintilações tende a ser maior que o nível forte, e o forte tende igualmente a ser maior que o nível saturado ($S_4 > 1$). Porém, nos anos de máximo na atividade solar (2000-2002), durante vários meses as ocorrências das cintilações fortes superaram aqueles de nível moderado.

4.6.2 Variação temporal da ocorrência das cintilações

Nas Figs. (4.14) à (4.18) são mostrados os resultados da variação temporal noturna, para cada intervalo de uma hora entre 22:00 e 33:00 UT, da ocorrência das cintilações ($S_4 > 0,2$) sobre todas as seis estações estudadas e para os anos que tiveram dados disponíveis entre 1997 e 2006. Nota-se do intervalo de 25:00–33:00 horas como sendo os horários de observação que sucedem as 24:00 UT, em que 33:00 horas equivale à 09:00 UT. Para algumas estações os gráficos são divididos em dois painéis, no qual o painel superior pretende mostrar a variação temporal da ocorrência das cintilações durante os anos que compreendem o período ascendente do ciclo solar, e o painel inferior pretende mostrar a variação temporal da ocorrência das cintilações para os anos que abrangem o período descendente do ciclo solar, desde o seu ano de máximo até o ano de menor atividade solar (2006) analisados neste estudo. O ano de máximo é indicado como sendo o ano de 2001 (ver Fig. 4.10). Nas estações de MN, PL e SMS foram coletados dados apenas durante a fase descendente do ciclo solar. Enquanto que nas estações de SL, CB e SJC foram coletados dados durante ambas as fases ascendente e descendente do ciclo.

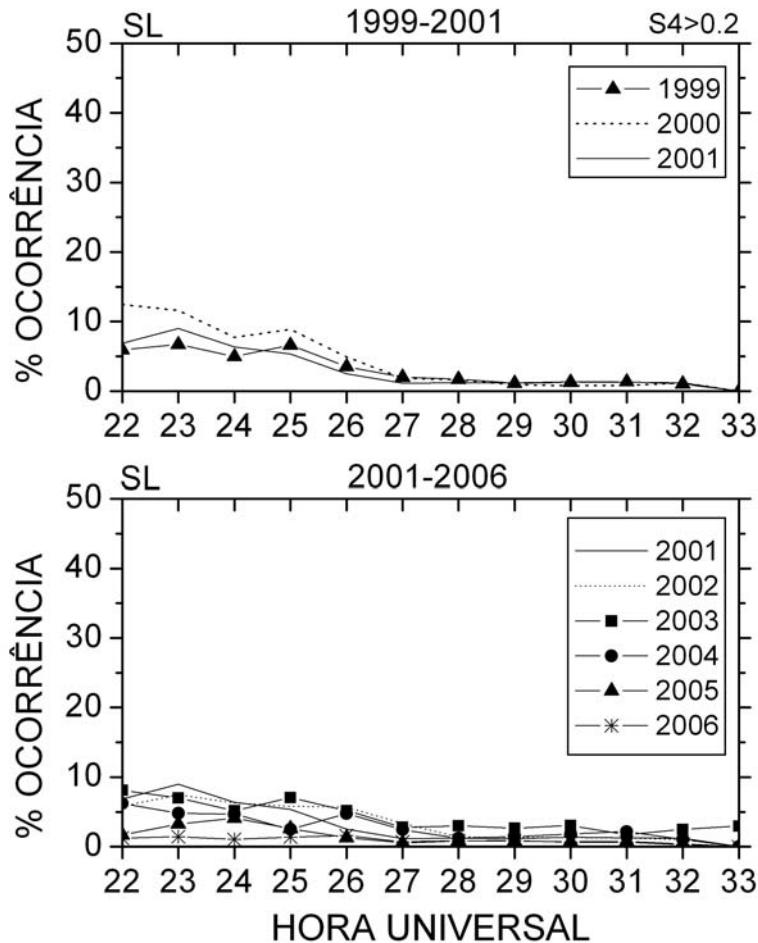


Figura 4.14 – Variação temporal noturna da ocorrência das cintilações em SL ($S_4 > 0,2$).

Iniciando uma análise pela fase ascendente do ciclo, observamos que sobre a estação equatorial de SL (Fig. 4.14) o máximo na ocorrência das cintilações (~10-13%) ocorre entre 22:00 UT (ano de 2000) e 23:00 UT (anos de 1999 e 2001). Um máximo secundário parece ter ocorrido por volta das 25:00 horas (01:00 UT) nos anos de 1999 e 2000. A Fig. (4.14) sugere que as irregularidades começam a ser observadas antes das 22:00 UT e tendem a cessar por volta das 03:00 UT (27:00 horas). Sobre as estações de CB e SJC (painedel superior das Figs. 4.15 e 4.16, respectivamente), as irregularidades que causam as cintilações começam a ser observadas em torno das 22:00 UT e tendem a durar até às 05:00 UT (29:00 horas). O máximo na ocorrência das cintilações sobre essas estações acontecem em torno das 24:00 UT. Em CB as maiores ocorrências aparecem durante o ano de 2002, porém deve-se mencionar que a menor estatística para CB, ao longo desse ano, pode ter influenciado nos resultados. Para SJC a Fig. (4.16) mostra que durante os horários de maior ocorrência (24:00-28:00 horas), as cintilações apresentam valores próximos durante os anos de 1997 até 1999. Embora a média anual

do fluxo solar em F10.7 suba de 81,0 para 153,5 neste período (ver Fig. 4.10), o máximo na ocorrência média das cintilações sobre estas estações mantém-se em torno dos 20-24%. Somente a partir da temporada 2000/2001, quando a média do fluxo solar atinge \sim 181, é que se observa um aumento sensível para cerca de 35-38% por volta das 24:00 UT.

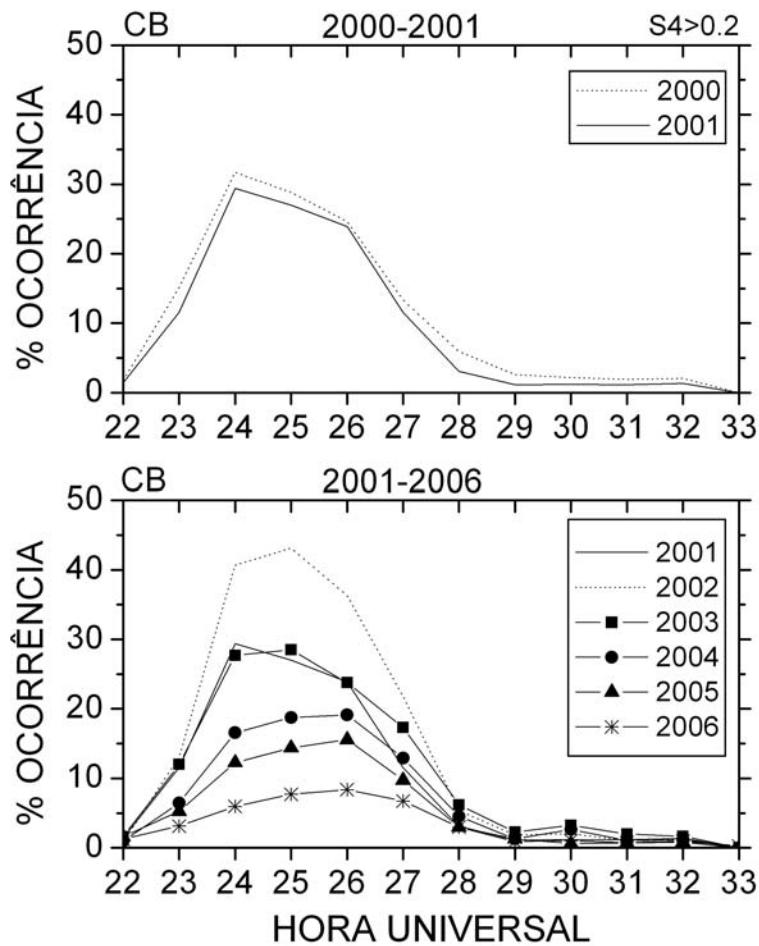


Figura 4.15 – Idem à Fig. (4.14), porém para a estação de CB.

Analizando a fase descendente do ciclo solar, os resultados mostram que sobre as estações de MN (Fig. 4.17), SJC, PL e SMS (Fig. 4.18) as irregularidades começam a ser observadas por volta das 22:00 UT e tendem a persistir até cerca de 04:00 UT (28:00 horas). No entanto, durante os anos de 2001 e 2002 quando a atividade solar foi maior nota-se que a ocorrência das irregularidades é significativa até cerca de (05:00 UT) 29:00 horas sobre estas estações.

Para a estação de CB as maiores ocorrências das cintilações durante o período descendente são observadas entre 22:00 UT e 05:00 UT (29:00 horas),

independentemente do fluxo solar. Em torno dos anos de máximo solar (2001-2003) a máxima ocorrência na observação das irregularidades aparece por volta das 24:00 e 25:00 horas (~44% em 2002) e deslocam-se para cerca de 26:00 horas a partir do ano de 2004, quando fica nítida a queda na ocorrência das cintilações com a diminuição do fluxo solar.

Para a estação de SJC, os resultados sugerem certa dependência com o fluxo solar durante a fase descendente do ciclo (painel inferior da Fig. 4.16). Entre os anos de 2001 e 2003 quando a média anual do fluxo solar cai de 181,4 para 128,5, a máxima ocorrência de cintilações no horário de pico cai de ~35% para cerca de 23-25%. A partir dos anos de 2004 e 2005/2006 a queda é de mais de 25-30% no horário de máxima ocorrência.

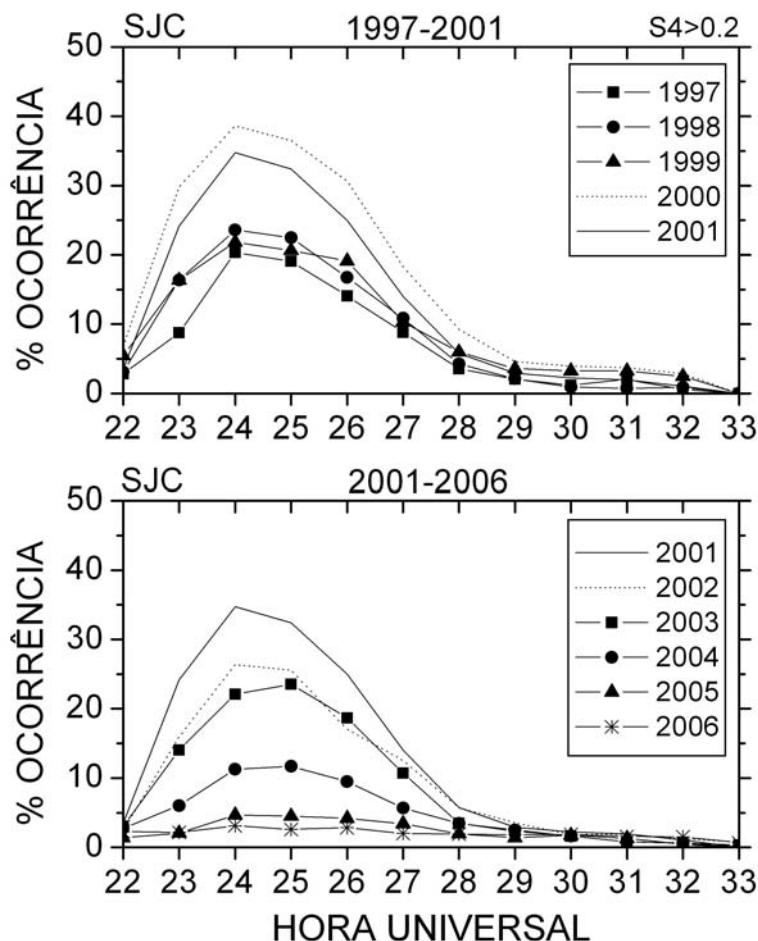


Figura 4.16 – Idem à Fig. (4.14), porém para a estação de SJC.

Ao compararmos o comportamento da variação temporal das cintilações sobre SJC durante as fases ascendente e descendente do ciclo solar, percebe-se que a ocorrência das irregularidades que causam as cintilações na banda L do GPS tende a aumentar à medida que o fluxo solar também aumenta, porém sua taxa aparente não mudar consideravelmente até certo nível (por exemplo, em 1999 em que F10.7 médio igual à 153,5). Para exemplificar, comparamos os resultados observados para os anos de 1997 e 2006 quando o F10.7 médio são bem próximos (81,0 e 80,0, respectivamente), e verifica-se que no horário de maior ocorrência das cintilações os valores caem de ~20% (1997) para menos de 5% (2006). Ou seja, para um mesmo nível de fluxo solar a chance de ser observadas cintilações cai durante a fase descendente do ciclo.

Sobre MN os resultados mostram que a máxima ocorrência das cintilações (~19%) surge entre 24:00 e 25:00 horas (01:00 UT) na temporada 2002/2003, mas a partir de 2004 quando a média anual do F10.7 cai para 106,5, o máximo na ocorrência das cintilações não excede os 8% e desloca-se para às 02:00 UT (26:00 horas) até o ano de mínimo (2006).

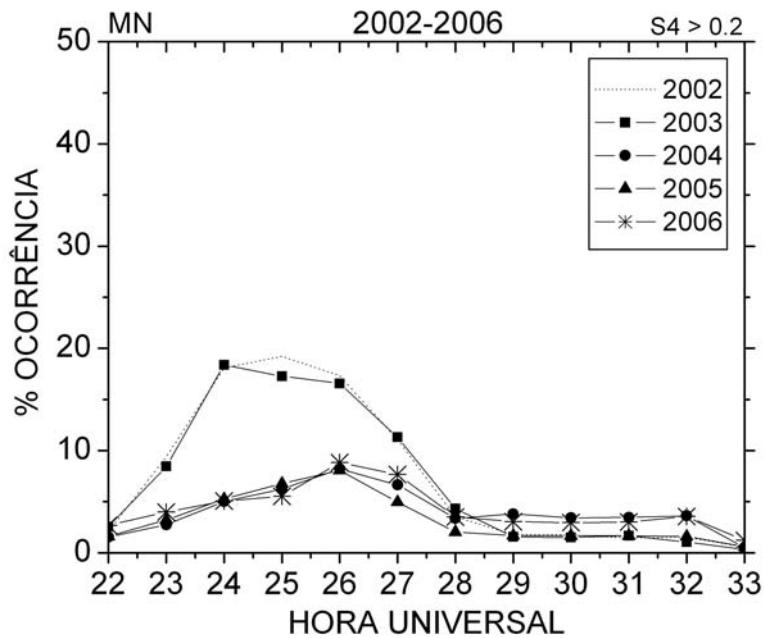


Figura 4.17 – Idem à Fig. (4.14), porém sobre a estação de MN.

Para as estações de PL e SMS (Fig. 4.18) os resultados mostram que a variação temporal da ocorrência das cintilações tende a cair com a diminuição do fluxo solar. Em PL os resultados deram bem próximos entre os anos de 2003-2004. Sobre SMS os

resultados mostram um ligeiro aumento na ocorrência das cintilações entre 07:00 e 08:00 UT (31:00 e 32:00 horas) no ano de 2003, o que pode indicar uma maior probabilidade neste horários de aparecimento de irregularidades fósseis (originadas à oeste da estação) nas latitudes de SMS.

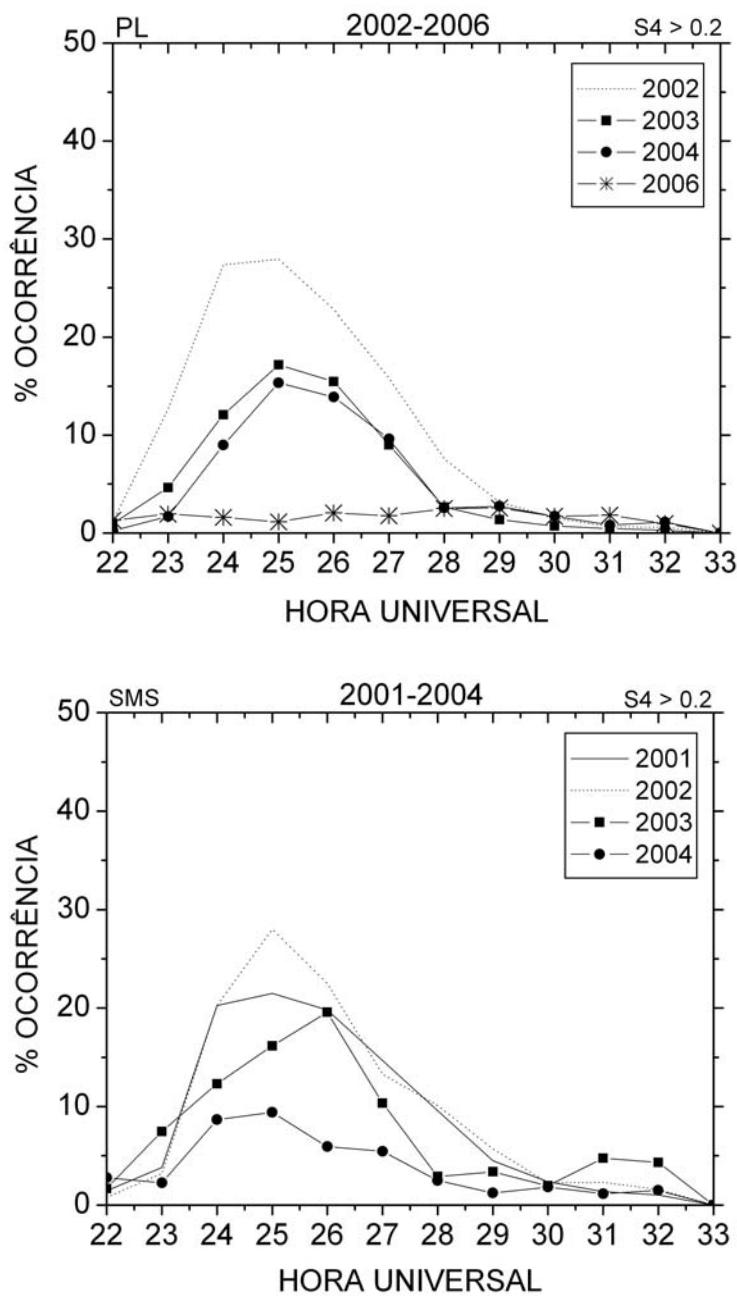


Figura 4.18 – Idem à Fig. (4.14), porém sobre PL (painel superior) e SMS (painel inferior).

4.6.3 Variação sazonal da ocorrência das cintilações

Os gráficos da Fig. (4.19) mostram conjuntamente a ocorrência média sazonal das cintilações ($S_4 > 0,2$) e dos diferentes níveis das cintilações (fraco, moderado, forte e saturado), ao longo dos anos, sobre as mesmas seis estações exibidas nos resultados anteriores. Para cada estação é mostrado três painéis, no qual cada um representa um período sazonal diferente. Selecionamos para representar os equinócios (primavera e outono) os meses de março, abril, setembro e outubro. Os meses do solstício de inverno abrangem maio, junho, julho e agosto. Com relação aos meses do solstício de verão foram selecionados os meses de novembro, dezembro, janeiro e fevereiro, em que, por exemplo, para se analisar o verão do ano de 2000 foram utilizados os dados dos meses de novembro e dezembro de 1999, e janeiro e fevereiro de 2000.

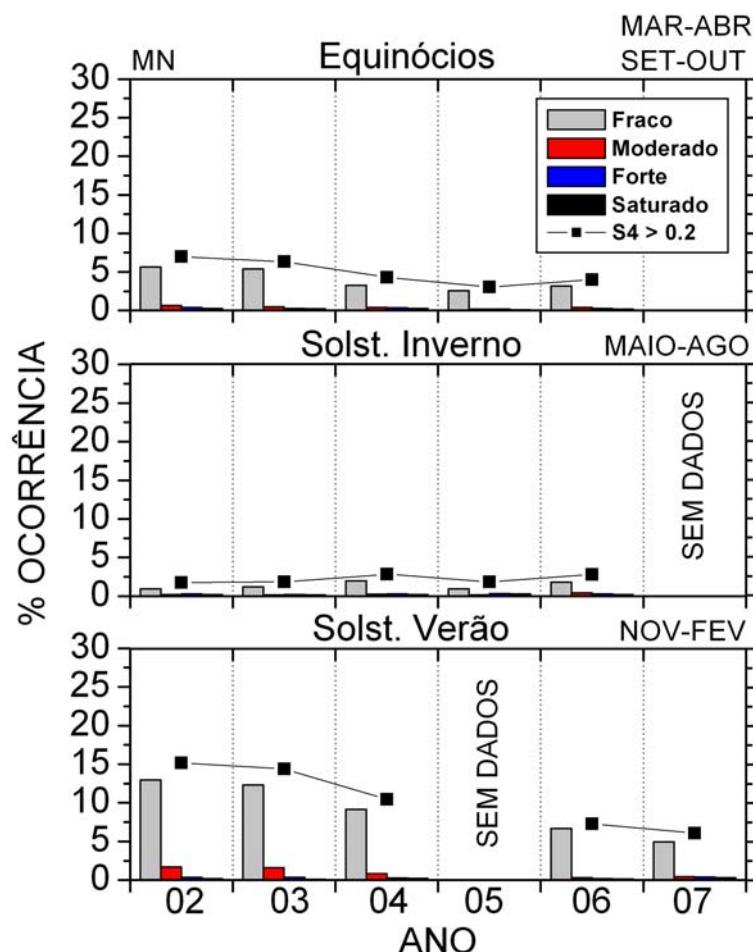


Figura 4.19 – Efeito sazonal na ocorrência das cintilações, ao longo dos anos, sobre MN (nesta página), SL, CB, SJC, PL e SMS (adiante), para $S_4 > 0,2$ e para os diferentes níveis do índice de cintilação. (Continua)

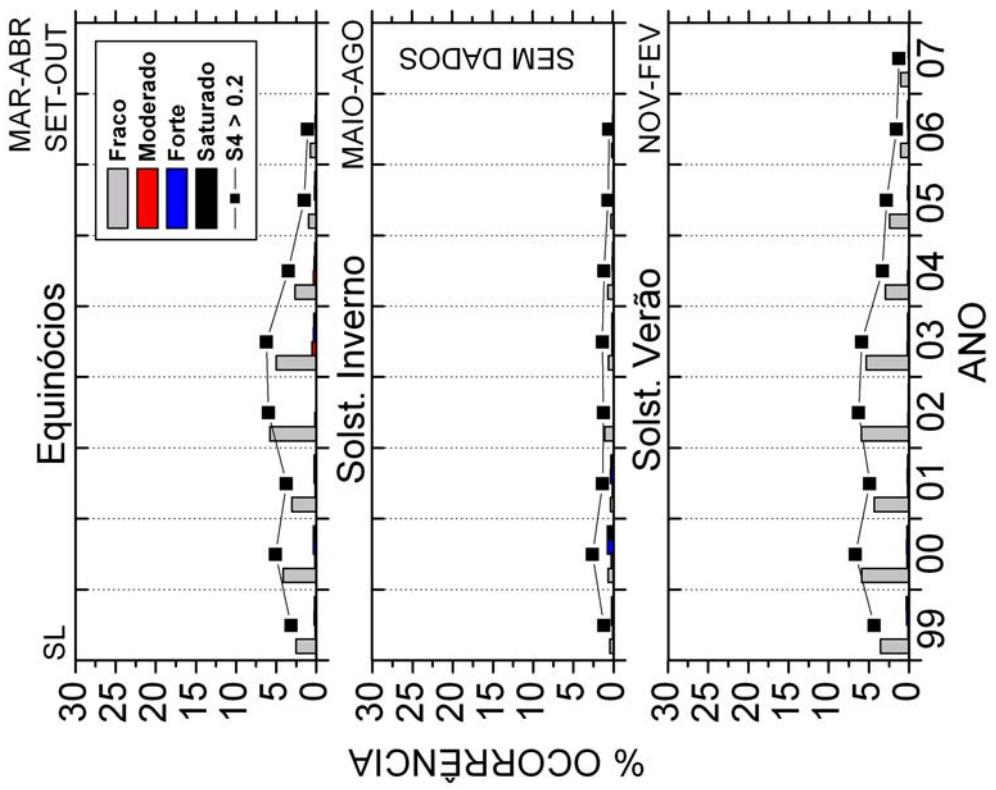
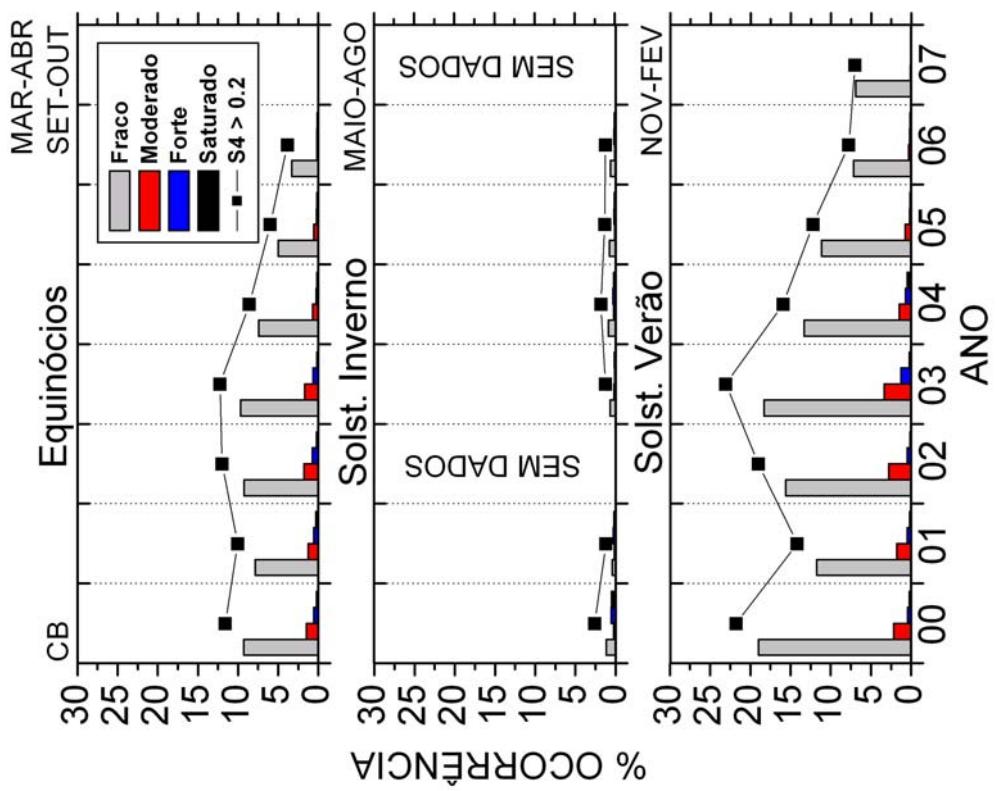


Figura 4.19 – Continuação. (Continua)

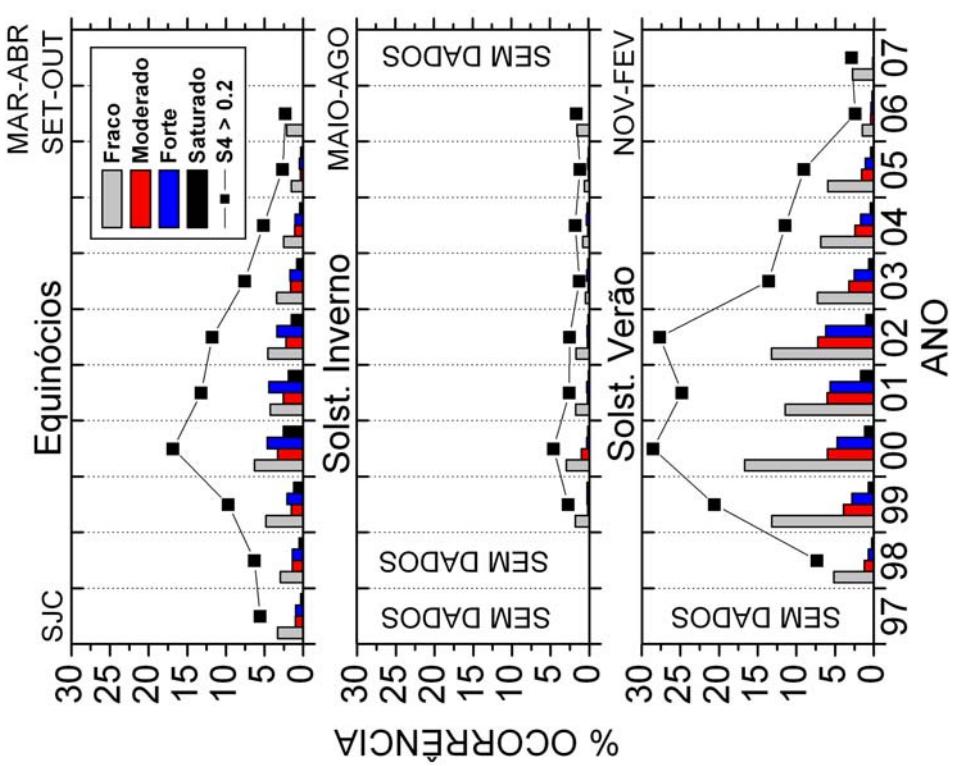
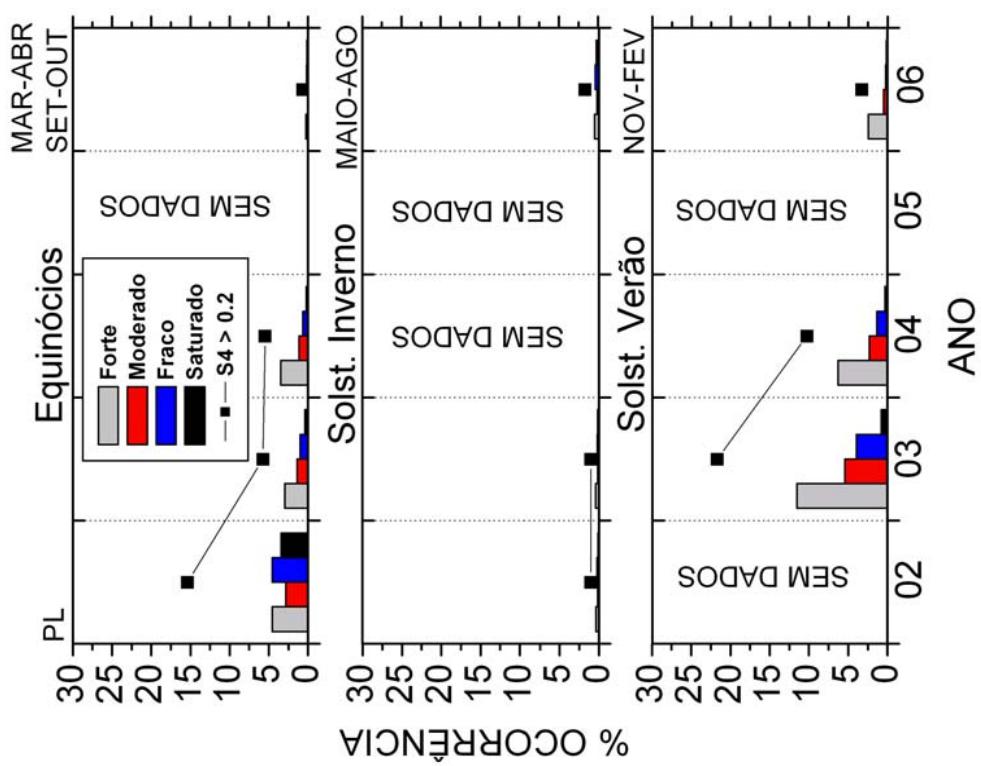


Figura 4.19 – Continuação. (Continua)

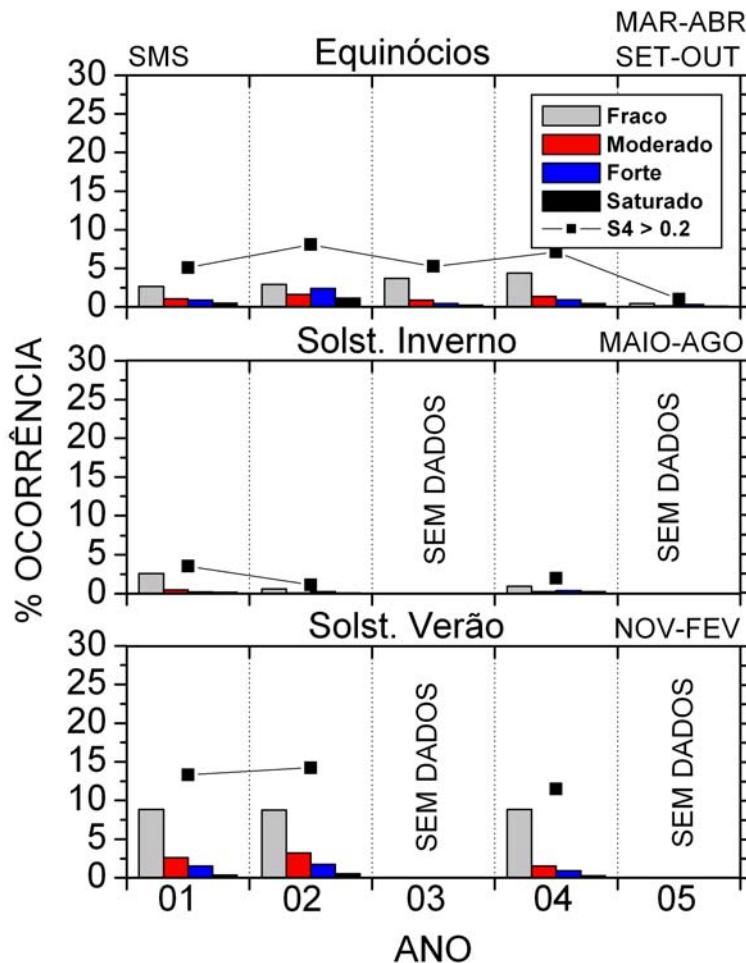


Figura 4.19 – Conclusão.

Analizando-se os resultados apresentados nos gráficos da Fig. (4.19), os aspectos mais relevantes são:

- Para as estações de MN, SL e CB nota-se que as cintilações fracas são as que apresentam a maior freqüência de ocorrência, sendo assim, representativas do padrão das cintilações observados sobre estas estações;
- Exceto para a estação de SL e independentemente da fase do ciclo solar, para todas as outras estações, as maiores incidências das cintilações e das cintilações em nível fraco, ao longo dos anos, são nitidamente observadas ocorrerem durante o solstício de verão;
- Para todas as estações, o mínimo na ocorrência das cintilações em todos os níveis é observado durante os meses do solstício de inverno. Ocorrência desprezível nos níveis moderado à saturado é observada nestes meses;

- (d) Para a estação equatorial de SL os resultados revelam que a ocorrência das irregularidades que causam as cintilações é similar durante os meses dos equinócios e do solstício de verão;
- (e) Durante os equinócios para as estações de SJC, PL e SMS, acerca dos anos de máximo solar, no triénio 2000-2002, observa-se um aumento considerável dos níveis moderado à saturado das cintilações. Durante o ano de 2001 em SJC as cintilações em nível forte mostram-se ligeiramente mais freqüentes do que as cintilações fracas.

A seguir são apresentados nos gráficos das Fig. (4.20) a ocorrência sazonal, ao longo dos anos, para os diferentes níveis das cintilações nos instantes em que o índice S_4 tenha assumido valores maiores que 0,2. Neste caso, calcula-se a porcentagem de ocorrência das cintilações a partir da razão entre o número de minutos em que houve cintilações para cada um dos diferentes níveis e o número total de minutos em que o índice de cintilação S_4 tenha excedido 0,2. Nesta análise um aspecto que não se altera sobre a estação de MN, para todos os períodos sazonais, é a predominância (acima de 50%) do nível fraco das cintilações. Em CB, exceto no biênio 2000/2001 durante o solstício de inverno, cintilações fracas também são predominantes. Durante os meses do solstício de verão em MN e CB a ocorrência do nível fraco é ligeiramente maior do que nos equinócios. Este efeito está associado ao sutil aumento dos níveis maiores das cintilações sobre estas estações durante os equinócios. Durante os meses do solstício de inverno a contribuição dos níveis moderado, forte e saturado é mais significativa.

Para a estação de SL a predominância das cintilações fracas ocorre nos equinócios e no solstício de verão. Durante os meses do solstício de inverno alguns aspectos observados devem ser mencionados. Durante o ano de 2002 quase que 100% das cintilações para S_4 maior que 0,2 ocorrem na faixa de nível fraco. Esta predominância marcante durante o ano de 2002 também é nítida durante os equinócios e o solstício de verão. Em contrapartida, na temporada de 2000/2001, índices forte e/ou saturado das cintilações mostram-se mais freqüentes do que os das cintilações fracas, revelando uma característica das cintilações que não foi tão nítida nos resultados da Fig. (4.19). Este comportamento sobre SL sugere que em latitudes equatoriais, acima de certo valor do F10.7 na fase ascendente do ciclo solar, a freqüência de ocorrência das cintilações entre cada um dos níveis, durante o solstício de inverno, pode não diferir significativamente.

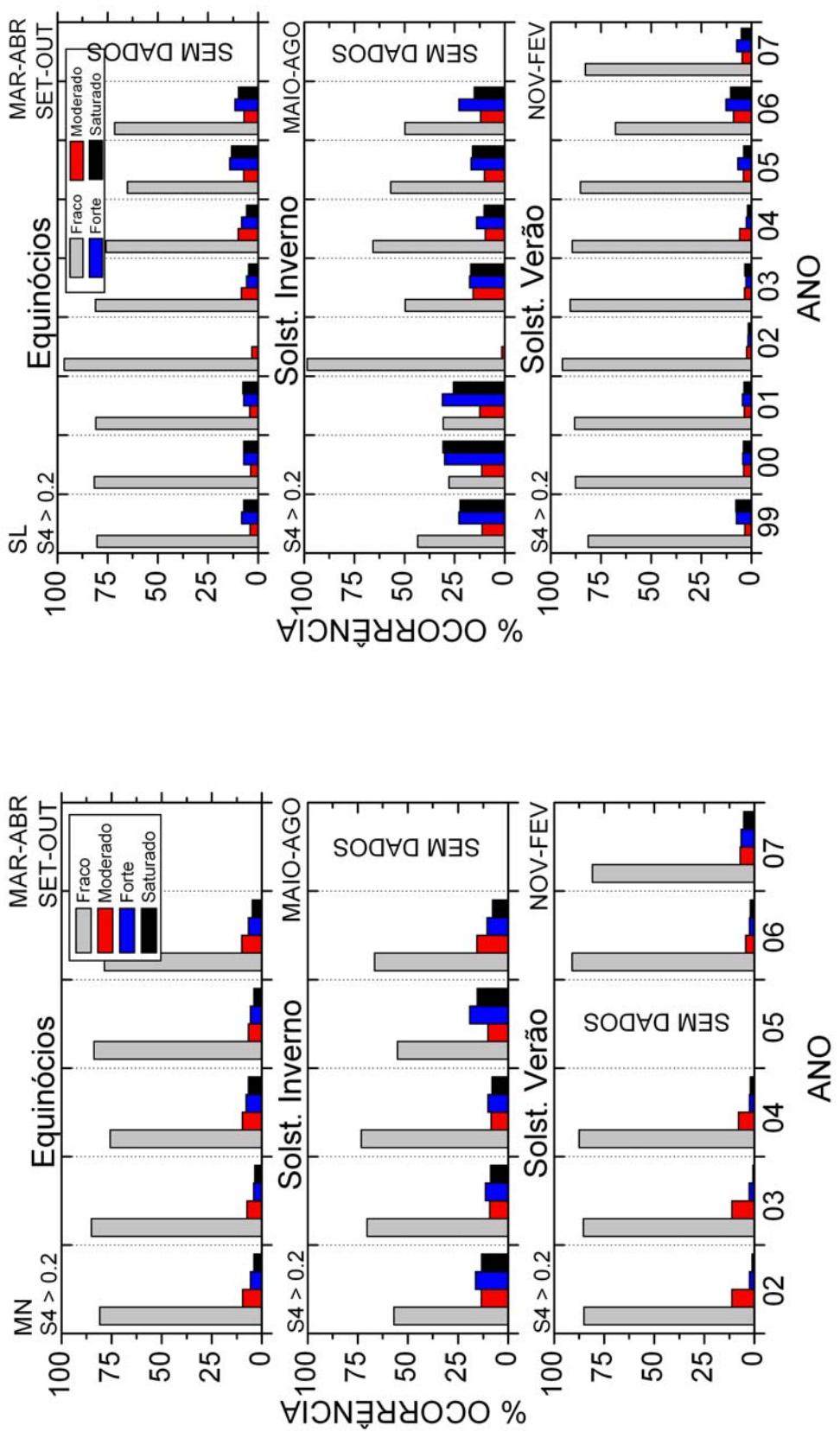


Figura 4.20 – Ocorrência sazonal ao longo dos anos sobre MN, SL (nesta página), CB, SJC, PL e SMS (adiante) para a contribuição dos diferentes níveis das cintilações nos instantes em que o índice S_4 tenha excedido 0,2. (Continua)

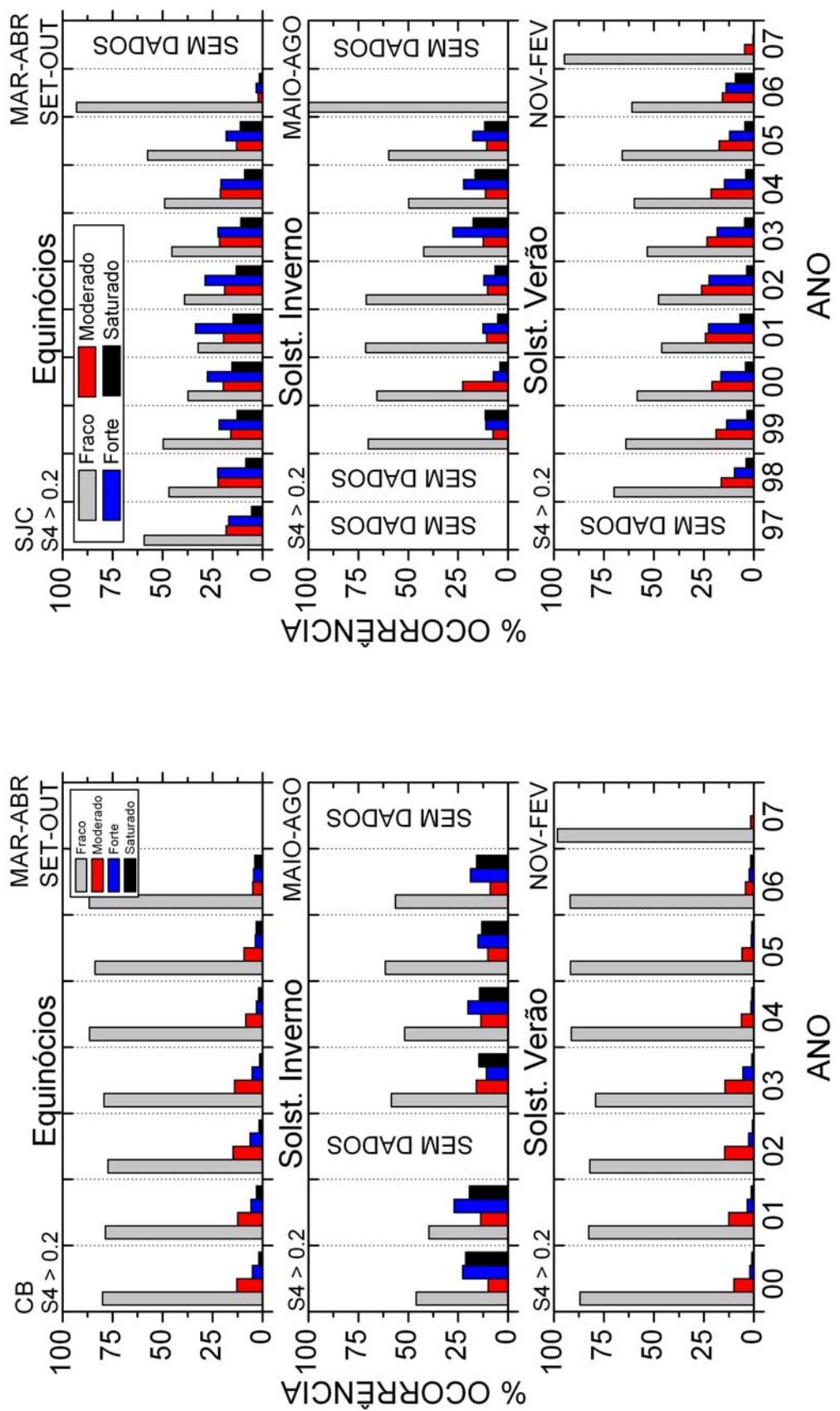


Figura 4.20 – Continuação. (Continua)

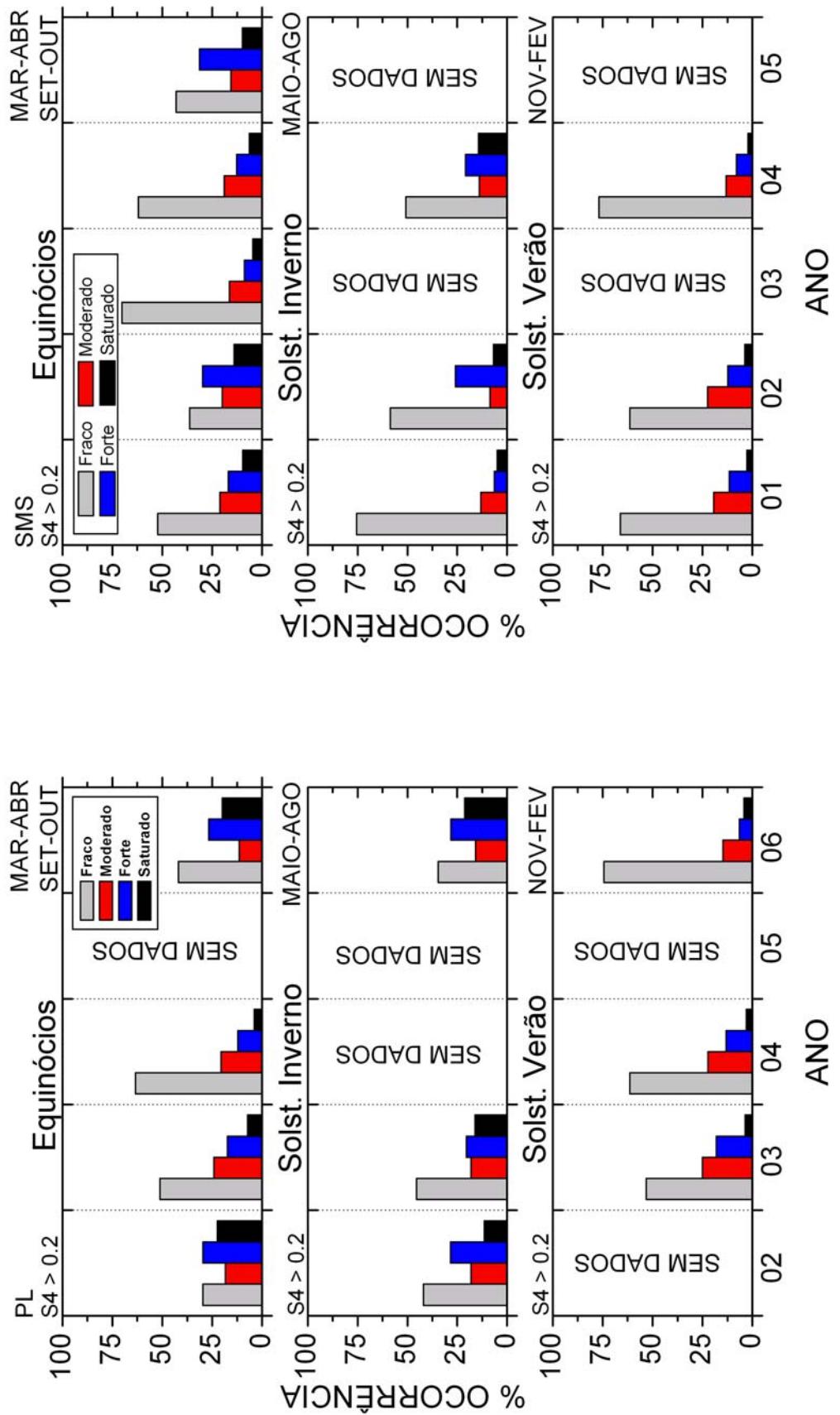


Figura 4.20 – Conclusão.

Diferente do que foi observado sobre as estações de MN, SL e CB, para as estações de SJC, PL e SMS os resultados nos gráficos da Fig. (4.20) mostram que as contribuições dos níveis forte, moderado e saturado aumentam consideravelmente durante os meses dos equinócios. Sobre SJC, concordando com a Fig. (4.19), cintilação forte foi ligeiramente mais freqüente que o nível fraco durante o ano de 2001. Para SJC, durante os equinócios e o solstício de verão os resultados mostram que as contribuições dos níveis forte, moderado e saturado das cintilações aumentam com o aumento do fluxo solar. Outro aspecto relevante para SJC é a de que a predominância dos níveis fracos das cintilações aumenta consideravelmente à medida que o fluxo solar aproxima-se do mínimo (anos de 2006-2007).

A fim de se estudar o efeito da sazonalidade na variação temporal da ocorrência das cintilações ($S_4 > 0,2$) ao longo dos anos, nos gráficos da Fig. (4.21) são mostrados os resultados obtidos para cada uma das estações. Os painéis com os resultados são divididos em duas colunas, na qual à esquerda estão aqueles que se referem aos anos que compreendem o período ascendente do ciclo solar 23 (1997-2001), e os painéis à direita abrangem os anos da fase descendente do ciclo (2001-2006). Um sumário dos principais resultados para as estações de MN, PL e SMS, onde as observações foram feitas apenas durante a fase descendente do ciclo solar, é listado da seguinte forma:

- (a) Durante os meses do solstício de inverno a variação temporal média das cintilações é desprezível e assume valores inferiores a 6% sobre estas estações, independente do nível de atividade solar;
- (b) Durante os meses do equinócio, o máximo na ocorrência média das cintilações nestas estações tende a ocorrer entre 24:00 e 26:00 horas (02:00 UT), sendo que as irregularidades que causam as cintilações são mais freqüentes entre 22:00 e 28:00 horas;
- (c) Durante os meses do solstício de verão, as irregularidades que causam as cintilações nos sinais do GPS sobre estas estações são mais freqüentes entre 22:00 e 29:00 horas (05:00 UT), exceto sobre SMS quando são mais freqüentes entre 23:00 e 30:00 horas (06:00 UT). O máximo na ocorrência das cintilações durante o solstício do verão ocorre entre 24:00 e 25:00 horas (01:00 UT) nos anos acerca do máximo solar e podendo deslocar-se para às 26:00 horas nos anos de mínimo (2006 e 2007);

- (d) A variação temporal média da ocorrência das cintilações é maior sobre MN e PL durante o solstício de verão, onde, respectivamente, um máximo de ~45% foi observado às 26:00 horas (02:00 UT) no ano de 2002 e um máximo de ~55% foi registrado à 25:00 horas do ano de 2003;
- (e) Em todas as estações e durante os anos de mais baixa atividade solar, as irregularidades começam a ser observadas mais tarde e tendem a cessar antes do que nos anos próximos do máximo solar.

A seguir é apresentado um sumário dos principais resultados para as estações de SL, CB e SJC, de acordo com o que foi observado nos gráficos da Fig. (4.21):

- (a) Os resultados mostram que durante ambas as fases ascendente e descendente do ciclo solar, as irregularidades que causam as cintilações sobre estas estações são mais freqüentes entre 22:00 UT e 05:00 UT (29:00 horas) durante os meses dos equinócios e do solstício de verão, exceto na estação equatorial de SL, quando tendem a cessar mais cedo, por volta das 27:00 horas (03:00 UT);
- (b) O máximo na ocorrência das cintilações nos meses dos equinócios sobre estas estações, durante as fases ascendente e descendente do ciclo solar, tende a ocorrer por volta das 22:00-23:00 UT em SL, 24:00 UT em CB e 01:00 UT em SJC. Na estação equatorial de SL, um máximo secundário entre 25:00 e 26:00 horas são observados ocorrer durante os equinócios entre os anos de 2003-2005. Em CB nota-se uma tendência de deslocamento do máximo para 01:00 e 02:00 UT com a queda do fluxo solar;
- (c) A variação temporal média das cintilações durante as fases ascendente e descendente do ciclo mostra que a ocorrência das irregularidades nas estações de SL, CB e SJC são maiores durante o solstício de verão, com um máximo observado, respectivamente, de ~20% às 23:00 UT do ano de 2002, de ~63% às 25:00 horas do ano de 2000 e de ~72% à 01:00 UT (25:00 horas) do ano de 2002;
- (d) Durante os meses do solstício de inverno para as estações de SL, CB e SJC, os resultados mostram que a ocorrência das cintilações é menor do que ~5% tanto na fase ascendente quanto na fase descendente do ciclo solar. Durante o ano de 2000 a ocorrência das cintilações é sutilmente maior no inverno sobre estas estações.

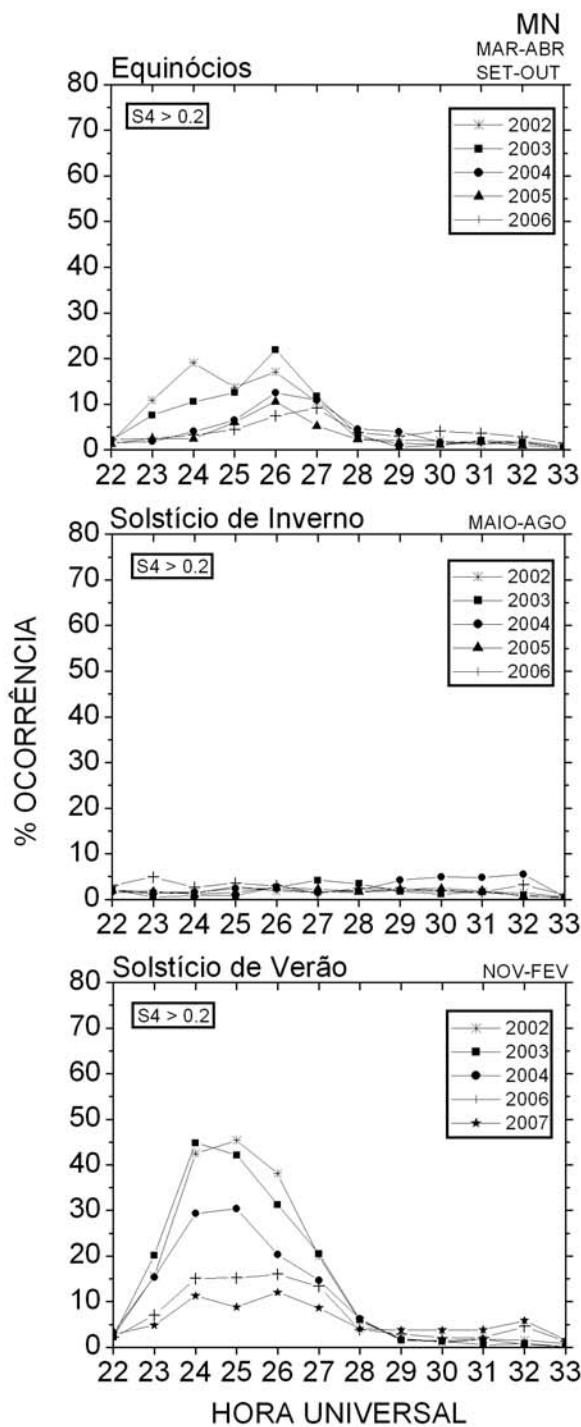


Figura 4.21 – Efeito da sazonalidade na variação temporal das cintilações ($S4 > 0,2$) ao longo dos anos sobre MN (nesta página), PL, SMS, SL, CB e SJC (na continuação). As observações foram feitas durante as fases ascendente e descendente do ciclo solar. (Continua)

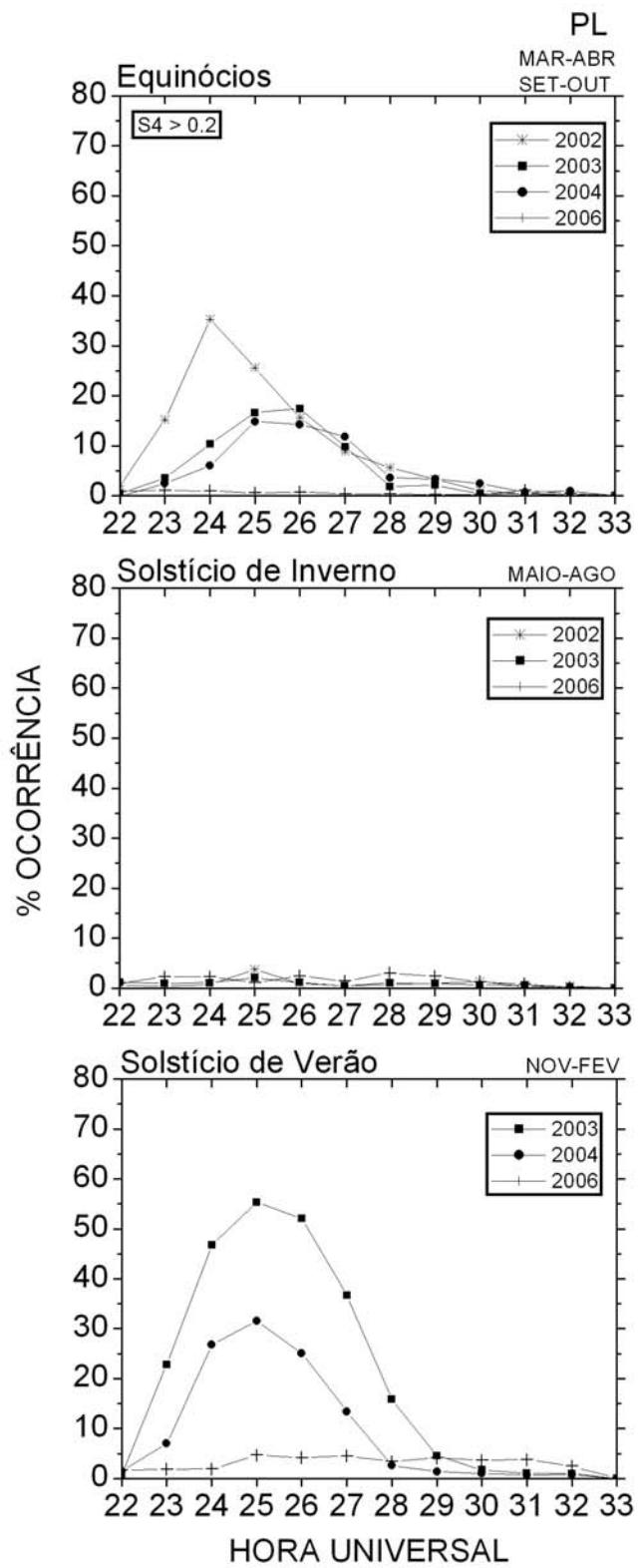


Figura 4.21 – Continuação. (Continua)

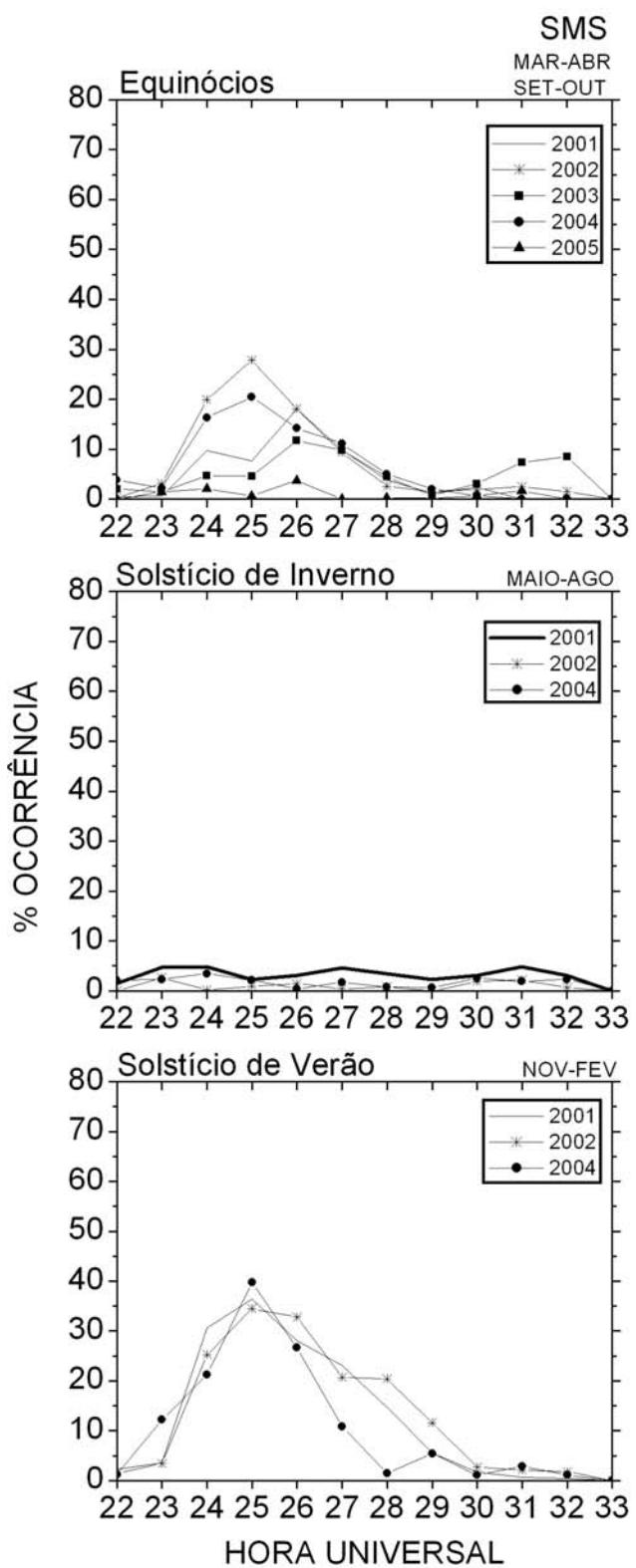


Figura 4.21 – Continuação. (Continua)

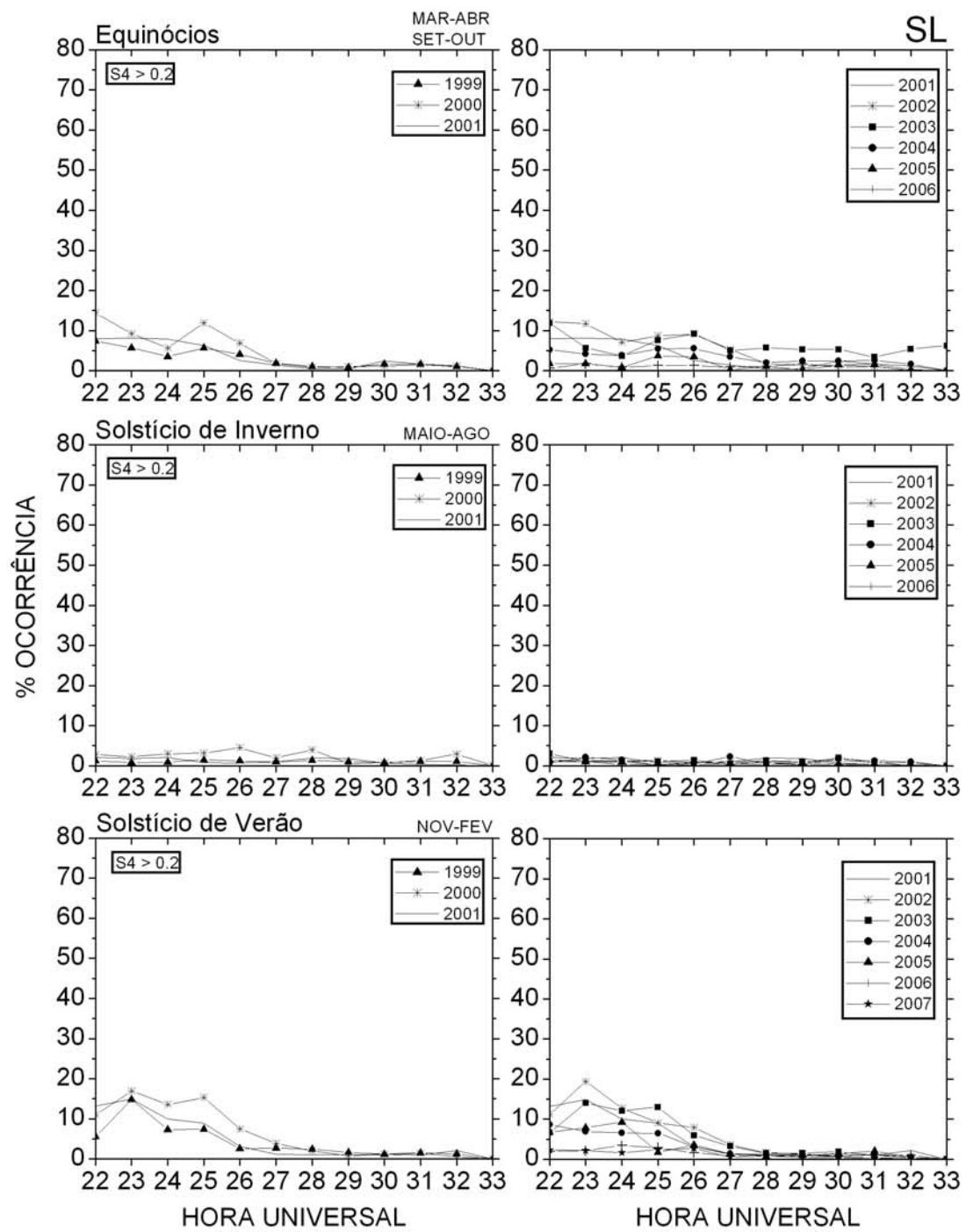


Figura 4.21 – Continuação. (Continua)

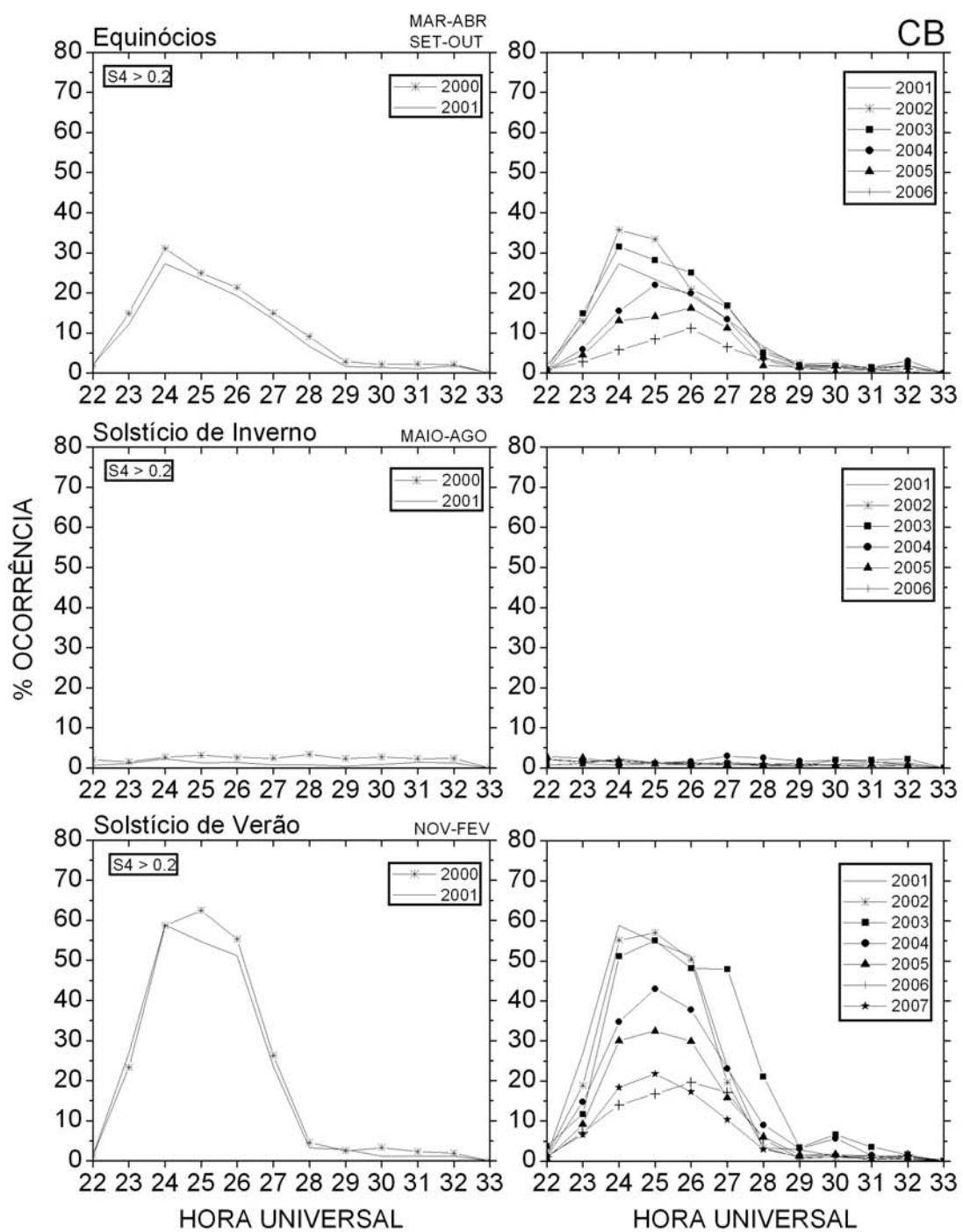


Figura 4.21 – Continuação. (Continua)

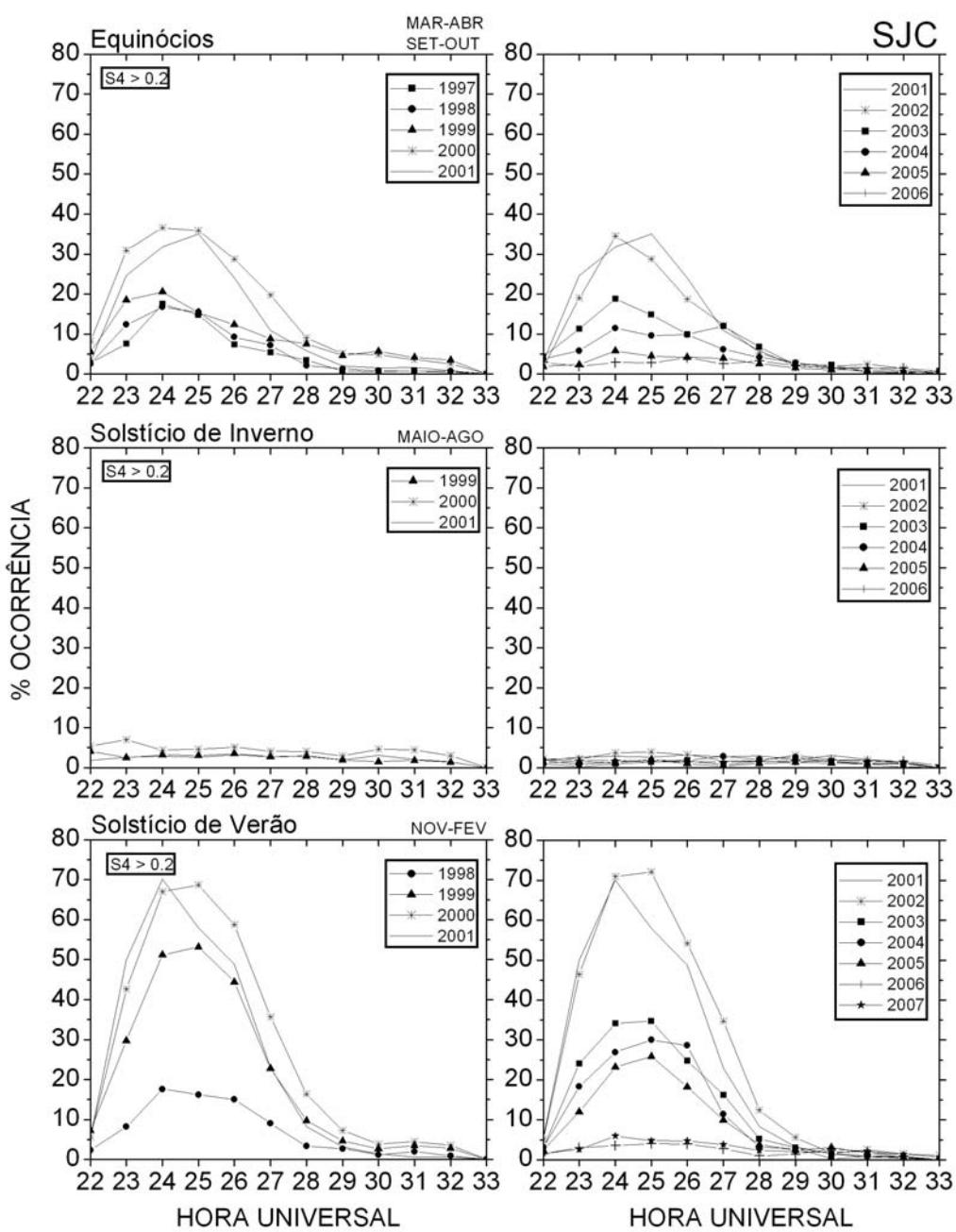


Figura 4.21 – Conclusão.

Empregando o mesmo conceito dos gráficos da Fig. (4.21), nos painéis da Fig. (4.22) é mostrada a variação temporal média sazonal da ocorrência dos diferentes níveis das cintilações sobre a estação de baixa latitude de SJC. Foi escolhida apenas esta estação, pois é aquela que exibiu os resultados mais relevantes. A figura é dividida em dois conjuntos de painéis, um para os meses dos equinócios e outro para os meses do solstício de verão. Com isso, é possível observar mais claramente o comportamento dos diferentes níveis das cintilações em SJC para cada período sazonal. Como mostrado na Fig. (4.21), durante o solstício de inverno a ocorrência das cintilações não é significativa. De fato os resultados foram gerados para este período sazonal, porém decidiu-se não apresentá-los aqui, pois não foi verificado nenhum comportamento significante que mereça maiores detalhes.

Abaixo segue um resumo das observações mais relevantes dos resultados apresentados nos painéis da Fig. (4.22) para a estação de SJC:

- (a) Nota-se durante os equinócios que não há uma predominância das cintilações fracas ao longo de toda a noite, principalmente nos anos acerca do máximo solar. É possível notar que os níveis moderado à saturado das cintilações tendem a ocorrer mais freqüentemente em todas as horas à medida que o fluxo solar também aumenta;
- (b) Se verificarmos atentamente o quadriênio 1999-2002, nota-se que nos horários quando as irregularidades que causam as cintilações são mais freqüentes (22:00 – 28:00 horas), níveis moderado, forte e saturado das cintilações passam a ocorrer proporcionalmente aos valores de nível fraco, chegando a superá-los em muitos horários. Por exemplo, no ano de 2000 em SJC, a variação temporal média da ocorrência das cintilações durante os equinócios teve um máximo entre 24:00 e 25:00 horas de ~16% no nível forte das cintilações ($0,6 < S_4 \leq 1,0$). No ano de 2001 nível forte das cintilações predominaram entre 23:00 e 26:00 horas e, nos anos de 1999 e 2002 predominaram entre 23:00 e 25:00 horas, chegando a atingir ~14% em 2002. Nível saturado das cintilações também se mostra relevante entre 23:00 e 25:00 horas durante os anos de 2000 e 2001. Exceto durante o ano de 2001, a ligeira predominância do nível fraco das cintilações entre 1999-2002 (como mostrado nas Figs. 4.20 e 4.21) deve-se essencialmente ao fato de que

as cintilações fracas aumentaram sua porcentagem de ocorrência além daqueles horários de maior observação das cintilações, por exemplo, após às 04:00 UT (28:00 horas);

- (c) Um aspecto muito importante notado nos gráficos que mostram as ocorrências dos diferentes níveis das cintilações, refere-se ao fato de que, durante os equinócios, níveis moderado à saturado chegam a ser maiores do que os níveis fracos acerca dos anos de máximo no número de manchas solares. Enquanto que no solstício de verão, embora a ocorrência média das cintilações seja maior do que nos equinócios, nível fraco das cintilações é sempre predominante. Para tentar explicar este efeito cita-se o trabalho de Souza (1992), em que, utilizando dados do polarímetro de VHF coletados na latitude da estação de Cachoeira Paulista entre os anos de 1982 e 1989, mostrou que o conteúdo eletrônico total é maior durante os meses do equinócio. Sendo o TEC maior durante os equinócios deveria se esperar uma atividade maior das cintilações neste período? O presente estudo sugere que o aumento do TEC pode refletir num aumento no nível das cintilações e não na sua taxa de ocorrência, revelando a “eficiência” do aumento no desvio da densidade eletrônica em causar níveis maiores das cintilações na banda L do GPS. Isto se deve possivelmente devido à formação de uma camada de irregularidades localizada numa faixa de altitude mais estreita entorno das altitudes do pico da região *F*.

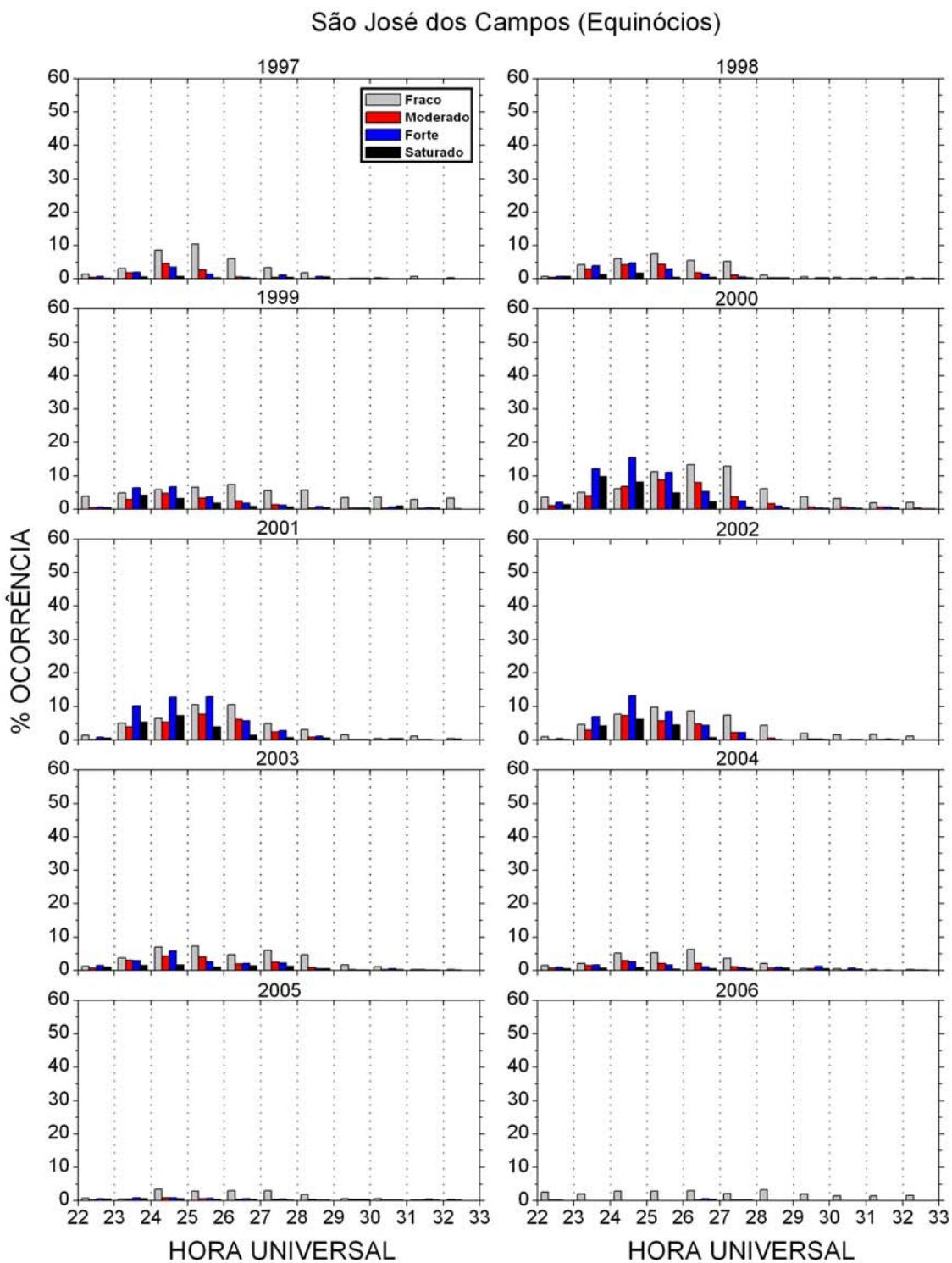


Figura 4.22 – Painéis mostrando a variação temporal da ocorrência dos diferentes níveis das cintilações sobre SJC durante os equinócios (nesta página) e o solstício de verão (adiante). (Continua)

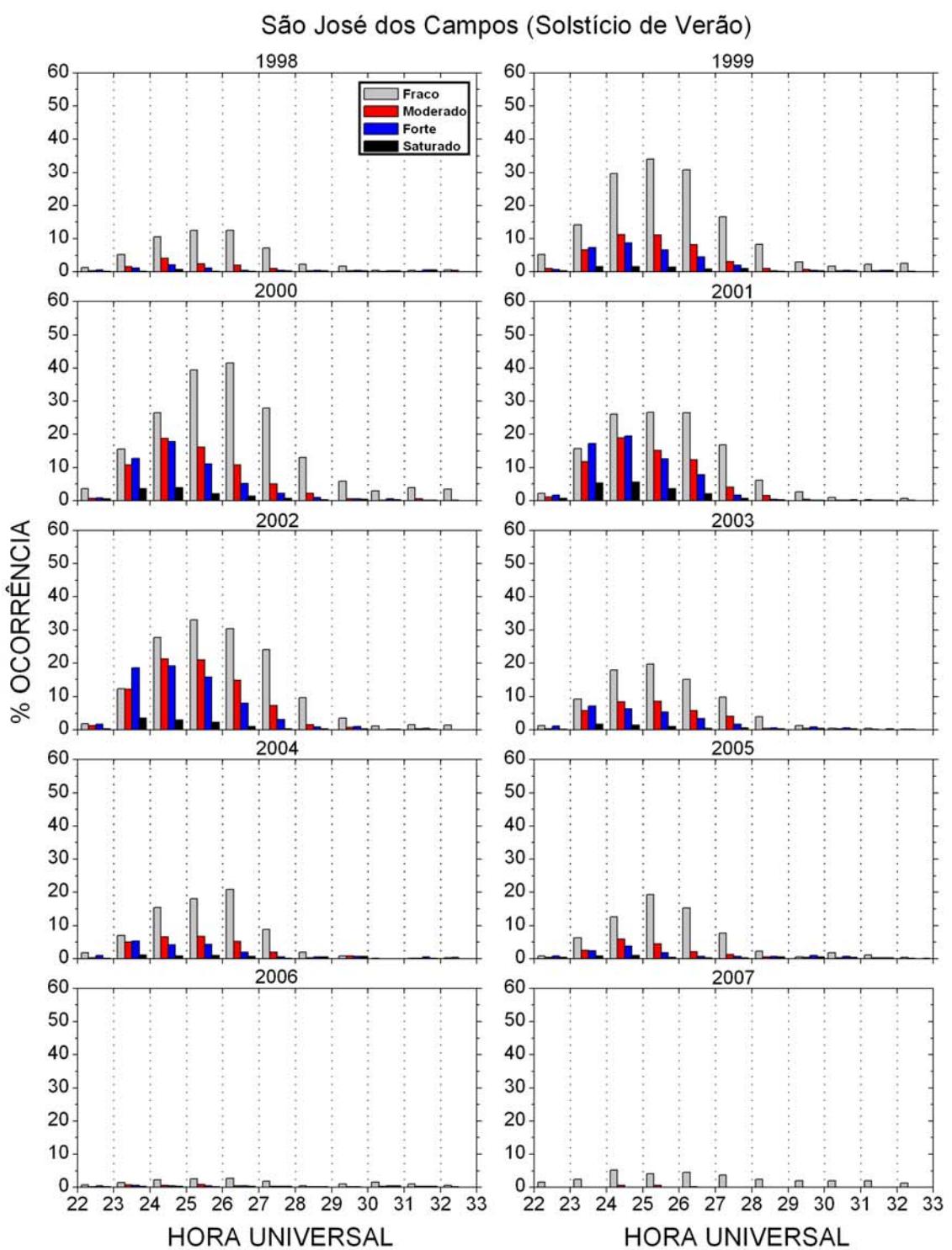


Figura 4.22 – Conclusão.

4.6.4 Ocorrência das cintilações antes e após a meia-noite local

Nos painéis apresentados na Fig. (4.23) são mostrados os resultados mensais/anuais da ocorrência das cintilações durante as horas que antecedem a meia-noite local, bem como daquelas horas que precedem a meia-noite. Para as estações de MN e CB fez-se $LT = UT - 4h$, para todas as outras $LT = UT - 3h$.

Abaixo segue um resumo das observações mais relevantes dos resultados apresentados nos painéis da Fig. (4.23):

- (a) Como esperado, os resultados mostram que as cintilações na amplitude dos sinais do GPS durante as noites geomagneticamente calmas, em todos os meses, para todos os anos e sobre todas as estações analisadas ocorreram predominantemente antes da meia-noite local;
- (b) Quando observados, as menores diferenças entre os valores de ocorrência das cintilações antes e após a meia-noite aconteceram nos meses de maio à junho (solstício de inverno);
- (c) As maiores ocorrências das cintilações antes da meia-noite foram observadas em MN durante os meses de janeiro e dezembro de 2002 (~37,5%), em SL durante os meses de novembro de 1999 e outubro de 2000 (~20%), em CB durante o mês de dezembro de 1999 (~50%), em SJC durante os meses de janeiro de 2000 e 2002 (~69-70%), em PL durante o mês de novembro de 2002 (~55,5%) e em SMS durante os meses de dezembro de 2000 e janeiro de 2002 (~30,5%). Todos aconteceram acerca do máximo solar entre os anos de 1999-2002;
- (d) As maiores ocorrências das cintilações após a meia-noite foram observadas em MN durante os meses de junho e julho de 2004 (~6%), em SL durante o mês de setembro de 2003 (~10,5%), em CB durante os meses de outubro de 2000 e fevereiro de 2003 (~7,5%), em SJC durante o mês de janeiro de 2000 (~16%), em PL durante o mês de dezembro de 2002 (~13%) e em SMS durante o mês de fevereiro de 2002 (~11%). Estes ocorreram acerca dos anos de máximo (2000-2002) ou já na fase descendente do ciclo solar (2003-2004);

(e) Observando conjuntamente com os resultados da Fig. (4.21) mostrados anteriormente, pode-se notar que a ocorrência das cintilações tende a decair rapidamente após a meia-noite local. Sobre as estações de MN e SL as irregularidades que causam as cintilações tendem a cessar antes da meia-noite, sobre CB é mais freqüente até por volta de 01:00 LT, sobre SJC e PL pode ser observada até 02:00 LT e sobre SMS até 03:00 LT, porém nos anos de menor atividade solar em SJC, PL e SMS tendem a cessar cerca de uma hora mais cedo.

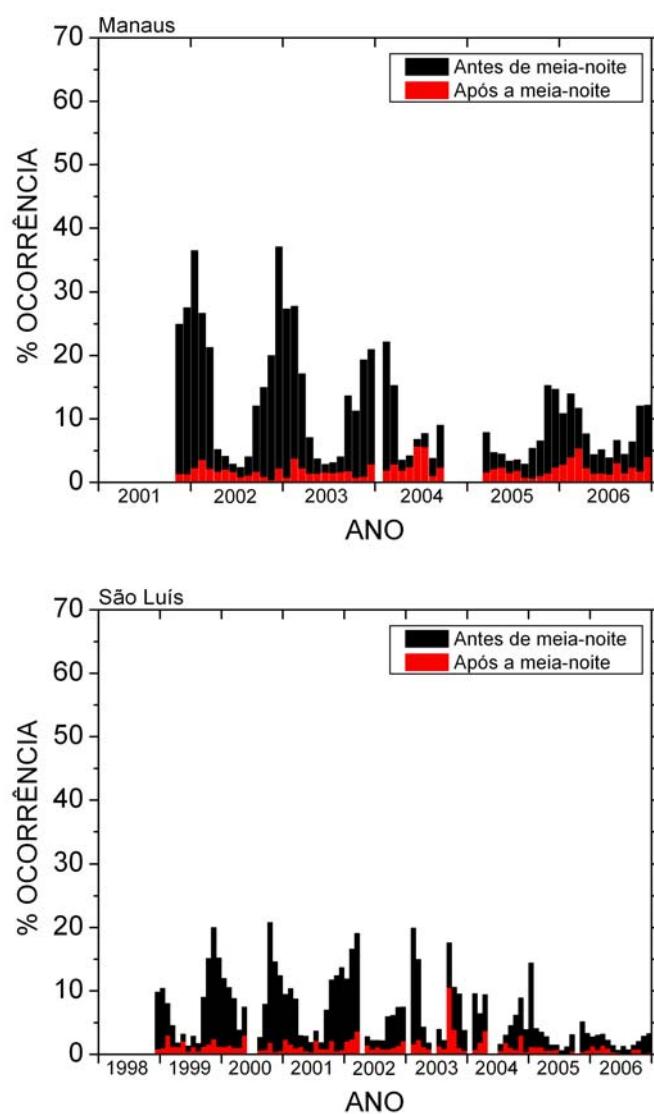


Figura 4.23 – Ocorrência média das cintilações observadas antes da meia-noite (“pre-midnight”) e após a meia-noite local (“post-midnight”) sobre as estações de MN e SL (nesta página) e sobre as estações de CB, SJC, PL e SMS (a seguir na continuação da figura). (Continua)

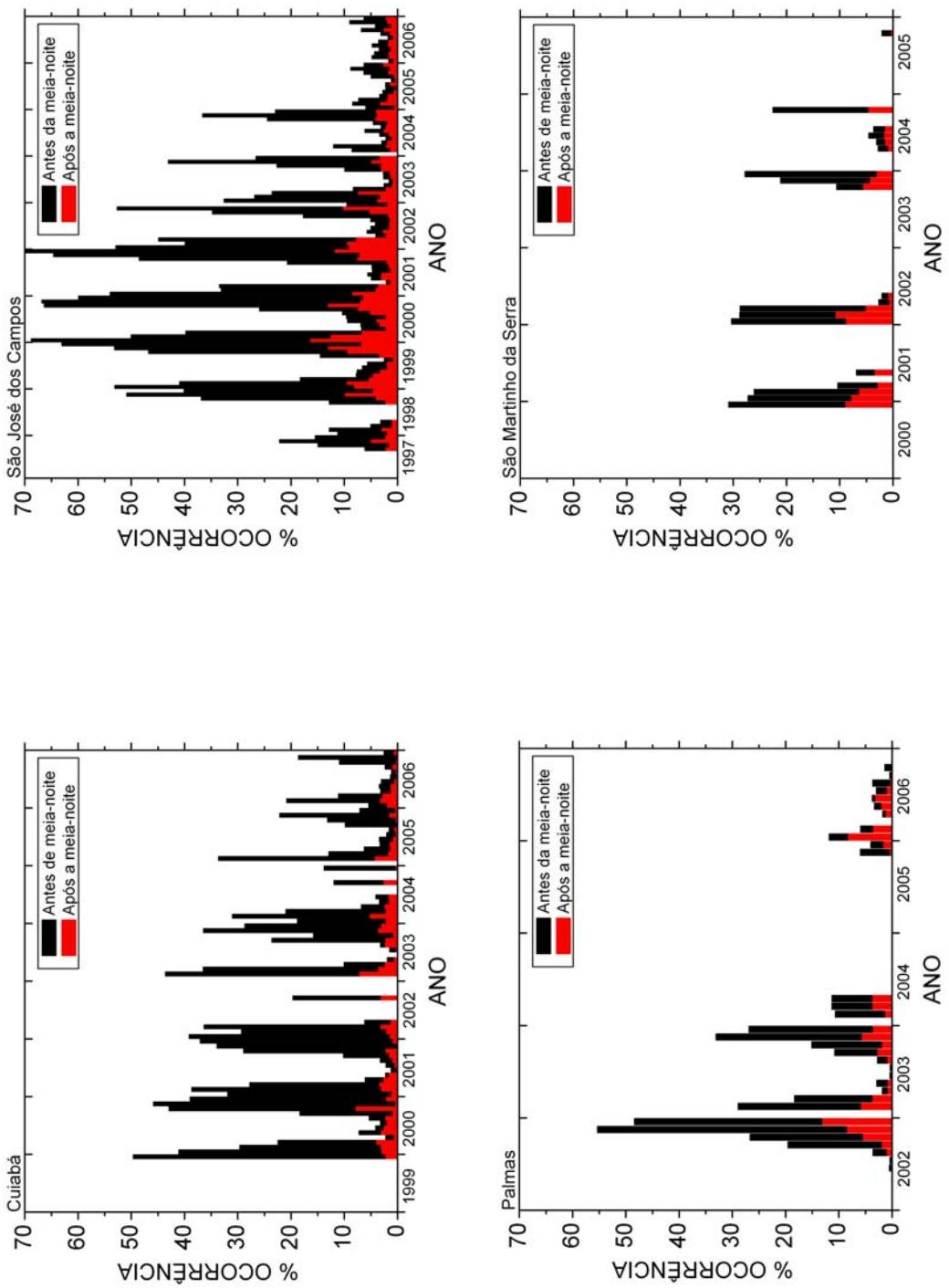


Figura 4.23 – Conclusão.

4.7 Morfologia das cintilações ionosféricas sobre a região tropical brasileira

4.7.1 Aspectos gerais

Nesta seção discutiremos alguns dos principais aspectos do comportamento das irregularidades verificados nos resultados da ocorrência das cintilações sobre todas as estações analisadas neste estudo. Uma das primeiras análises estatísticas de ocorrência das cintilações na amplitude dos sinais na banda L do GPS, utilizando os dados da rede de receptores do INPE, é por obra de Kil et al. (2002). Na ocasião, analisaram a ocorrência das cintilações entre 21:00 e 23:00 LT durante um mês de dados (entre novembro-dezembro de 1999) coletados nas estações de SL, CB e Cachoeira Paulista (CP). Em seguida, de Paula et al. (2003) analisaram três meses de dados coletados próximo ao máximo solar (janeiro-março de 2000) nas estações de SL, CB e SJC. Rodrigues (2003) foi o primeiro a analisar, sobre a estação de SJC, as variações temporal, sazonal e com o fluxo solar da ocorrência média das cintilações durante a fase ascendente do ciclo solar (entre 1997-2002). Mais recentemente, de Paula et al. (2007) fizeram uma revisão dos efeitos latitudinal, sazonal e com o ciclo solar da ocorrência das cintilações no setor longitudinal brasileiro.

Neste estudo, o período de 5 à 9 anos de dados coletados permitirão fazer pela primeira vez uma análise mais abrangente da morfologia das cintilações, tanto à norte quanto à sul do equador magnético e sob a região da anomalia equatorial, bem como nos setores leste e oeste do território brasileiro.

Os estudos de morfologia global das cintilações publicados por Aarons (1982) e Basu et al. (1988) mostraram que a região de maior intensidade das cintilações compreende aquela localizada entre $\pm 20^\circ$ de latitude magnética. O máximo secundário na ionização da região *F* após o pôr-do-Sol e a geração das irregularidades do plasma equatorial no início da noite, juntas se combinam para produzir um máximo na atividade das cintilações sobre as regiões equatorial e de baixa-latITUDE (BASU et al., 1988). Uma representação clássica da variação global das cintilações na banda L durante os períodos de atividade solar máxima e mínima é apresentada no diagrama esquemático da Fig. (4.24). No diagrama são identificadas as regiões de maior atividade das cintilações (desvanecimento dos sinais na banda L), na qual à esquerda é mostrada a atividade das cintilações durante o máximo solar, em que fica nítido que os maiores níveis das cintilações (15-20 dB) ocorrem após o pôr-do-Sol nas regiões próximas às cristas norte

e sul da anomalia equatorial. As fronteiras em direção aos pólos dessas regiões podem atingir até $\pm 30^\circ$ de latitude magnética, onde níveis mais fracos das cintilações (< 5 dB) podem ser observados. No equador níveis moderados das cintilações são retratados no diagrama.

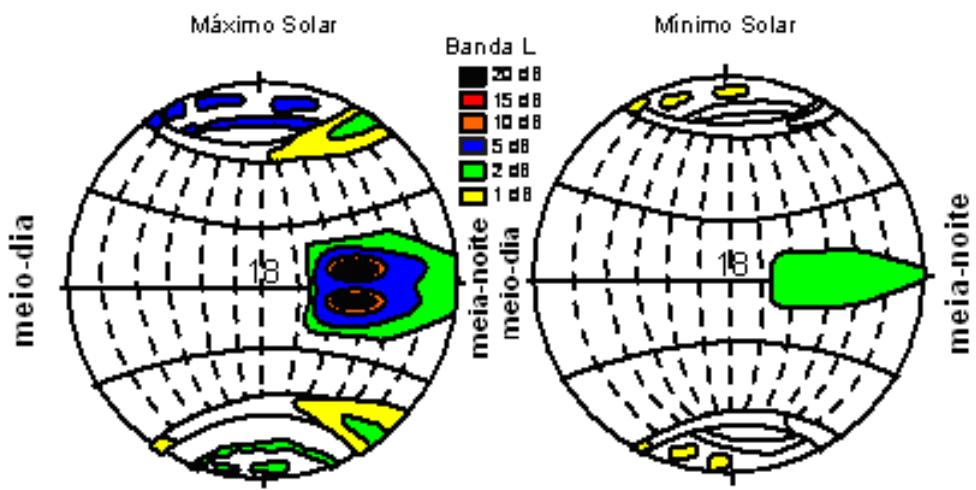


Figura 4.24 – Morfologia global das cintilações durante os períodos de atividade solar máxima (diagrama à esquerda) e mínima (diagrama à direita).

FONTE: Adaptada de Basu et al. (1988)

Durante o período de baixa atividade solar (diagrama à direita) nota-se uma redução significativa da atividade das cintilações na região equatorial, bem como de sua extensão latitudinal. Neste ponto, algumas discussões podem ser feitas para se explicar tais diferenças. A diminuição da densidade eletrônica do plasma ambiente na região da ionosfera (BASU et al., 1998) e as mudanças drásticas que ocorrem nas condições responsáveis pela geração das irregularidades, atuam juntas na diminuição da atividade das cintilações no período de mínimo do número de manchas solares.

No que concerne à geração das irregularidades, conforme discutido no Capítulo 2, as principais condições são os gradientes verticais de densidade que aparecem na base da camada *F* (antiparalelos ao vetor de aceleração da gravidade), a subida da camada *F* durante os horários de ocorrência do pico pré-reversão associada à uma intensificação da deriva vertical do plasma, o decaimento simultâneo da condutividade na região *E* em ambos os “pés” da linha de campo (TSUNODA, 1985) e a componente transequatorial dos ventos neutros termosféricos e seus efeitos simétricos/assimétricos na distribuição

do plasma na região de ionização da anomalia equatorial (MARUYAMA e MATUURA, 1984). Destas, aquela que é considerada por muitos autores com sendo a condição básica para o início das irregularidades é o aumento da deriva vertical $\vec{E} \times \vec{B}$ e a consequente subida da camada *F* equatorial (FARLEY et al., 1970; OSSAKOW et al., 1979; SULTAN, 1996; FEJER et al., 1999). Adicionalmente, com a intensificação dos gradientes de densidade nas “paredes” das bolhas durante a sua fase de crescimento, estas se tornam instáveis em decorrência dos processos de instabilidade secundários e, deste modo, inicia-se o estágio de desenvolvimento de uma distribuição de irregularidades de diferentes tamanhos de escala, que abrangeá aquela que causará as cintilações na banda L (ABDU, 2005). Uma vez que durante o período de máximo solar a densidade do plasma ambiente aumenta por um fator de ~10 (DE PAULA et al., 2003) e a velocidade de deriva vertical eletrodinâmica $\vec{E} \times \vec{B}$ é maior (BATISTA et al., 1996), a altitude da camada *F* irá aumentar e, consequentemente, tem-se uma diminuição da freqüência de colisão entre os íons e as partículas neutras. Todos estes fatores associados a uma redução da condutividade Pedersen da região *E* fornecem as condições favoráveis para aumentar a taxa de crescimento das instabilidades e desenvolver fortes camadas de espalhamento (grandes e extensas estruturas de bolhas de plasma). Abdu et al. (1983) sugeriram que a camada *F* equatorial deveria atingir uma altura mínima para que as irregularidades no plasma pudessem ocorrer, o que é mais provável de acontecer durante os anos de máximo na atividade solar. Recentemente, Anderson et al. (2004) verificou que existe um valor crítico na velocidade de deriva $\vec{E} \times \vec{B}$ (~20 m/s) para a ocorrência das cintilações em 250 MHz com níveis de $S_4 > 0,5$. Mais ainda, durante o máximo solar um aumento na densidade de elétrons, da altura (z) e da largura da camada de irregularidades (L) atua para intensificar o nível das cintilações.

Os gráficos de contorno nos painéis da Fig. (4.25) mostram a variação ao longo dos anos e também ao longo da noite da ocorrência das cintilações ($S_4 > 0,2$) sobre três das seis estações utilizadas neste estudo: MN, CB e SJC. Os dados utilizados para gerar os gráficos das Fig. (4.25) são os mesmos utilizados para gerar os respectivos gráficos para as estações de MN, CB e SJC nas Figs. (4.17), (4.15) e (4.16). Os trechos em branco nos gráficos indicam ausência de medidas. Nestes gráficos fica nítido o aumento da ocorrência das cintilações com o aumento da atividade solar. Para a estação de MN, conforme também observado anteriormente na Fig. (4.17), nota-se que a ocorrência das

cintilações é semelhante nos anos de 2002 e 2003, mesmo com a queda na média do F10.7 de 179,5 para 128,5. Em CB algo semelhante pode ser observado nos anos de 2000-2001 e 2003. Este efeito observado sobre as estações de MN e CB muito provavelmente está relacionado com a expansão/posição das cristas da anomalia equatorial. A Fig. (4.25) mostra também que durante o ano de 2000 as cintilações sobre SJC são mais intensas e tendem a cessar mais tarde do que nos anos de 2001 e 2002, mesmo que a média do fluxo solar não tenha variado significativamente entre estes anos. Uma explicação plausível pode ser atribuída à posição da crista ao sul da anomalia equatorial, que em 2000 pode ter estado próximo à latitude de SJC, aumentando assim a atividade das cintilações. Por outro lado, nos anos de 2001 e 2002 com a manutenção do fluxo solar elevado, o aumento da densidade eletrônica ambiente e a intensificação da deriva vertical durante o horário de ocorrência do pico pré-reversão pode ter feito com que o plasma equatorial passasse a ser depositado em latitudes mais afastadas, diminuindo assim a ocorrência das cintilações sobre SJC.

A dependência sazonal da deriva eletrodinâmica $\vec{E} \times \vec{B}$, mostrados por Fejer et al. (1995; 1999), ajudam a explicar a assimetria na ocorrência das cintilações sobre as estações durante os meses do solstício de verão e do solstício de inverno. Conforme discutido no Capítulo 2, esta dependência sazonal é fortemente alterada pelo ângulo de declinação magnética. Com isso, durante os meses do solstício de verão no setor brasileiro, quando o terminadouro do anoitecer está proximamente alinhado ao meridiano magnético (o que corresponde a um pôr-do-Sol quase simultâneo nas regiões *E* conjugadas), valores maiores de gradiente de condutividade serão produzidos favorecendo a aparição de campos elétricos de polarização mais fortes na região *F*, resultando numa intensificação do pico pré-reversão na deriva vertical do plasma. Estes fatores explicariam a maior ocorrência das cintilações durante o solstício de dezembro (principalmente nos anos de máximo solar) sobre todas as estações analisadas neste estudo, o que é consistente com os resultados de observações “Spread-*F*” publicado por Abdu et al. (1981), os resultados de 22 anos de observação de bolhas ionosféricas a partir de imagens de aeroluminescência reportados por Sobral et al. (2002) e os resultados do modelo empírico de Abdu et al. (2003).

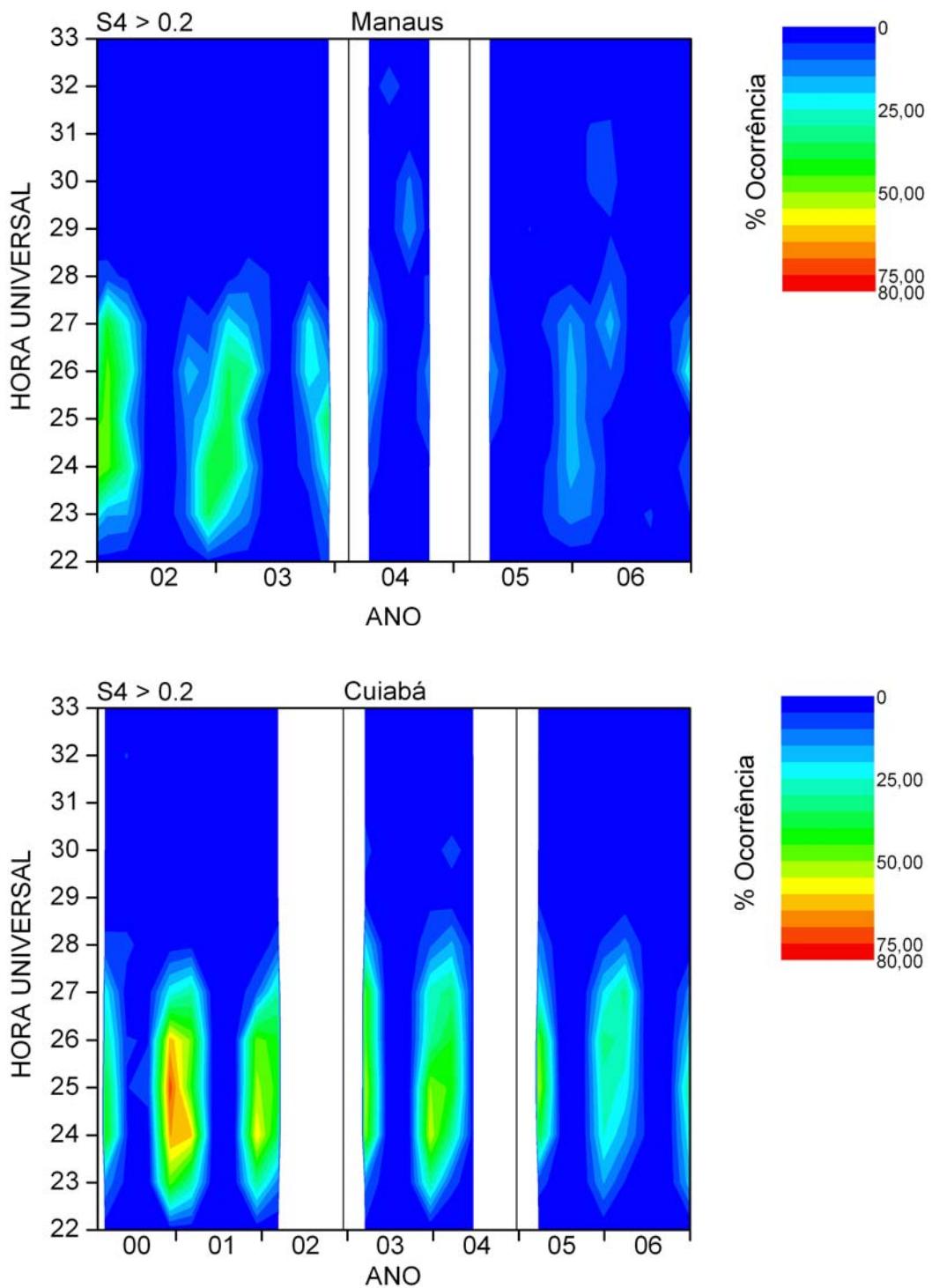


Figura 4.25 – Variação temporal e anual da porcentagem de ocorrência da atividade das cintilações ($S_4 > 0,2$) sobre as estações de MN, CB (nesta página) e SJC (a seguir). (Continua)

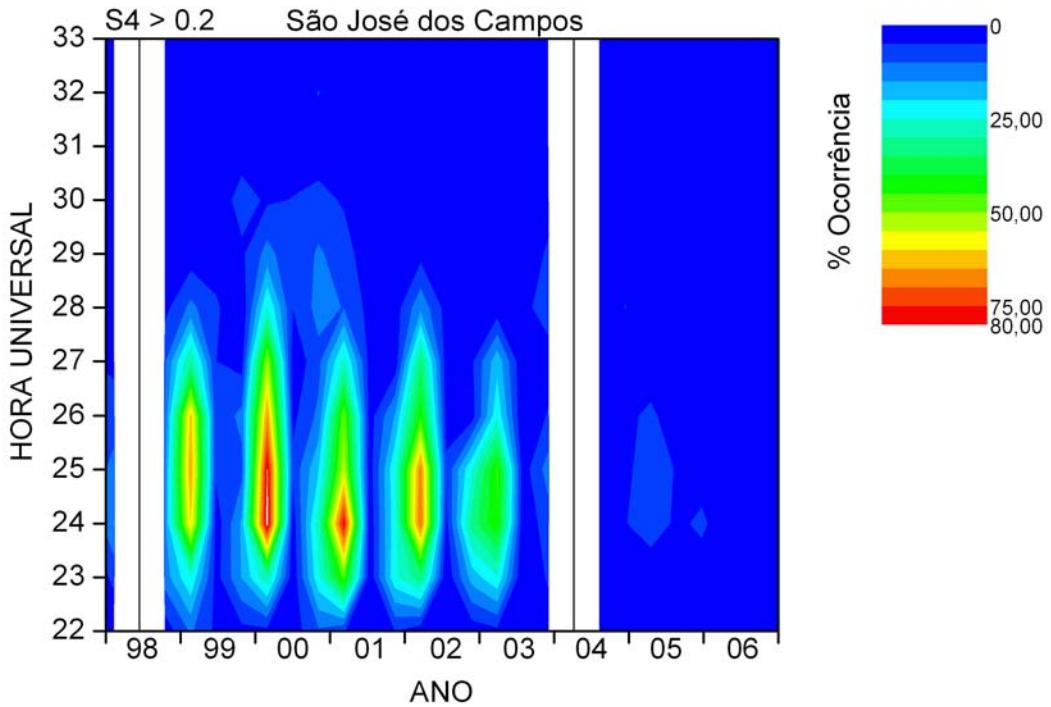


Figura 4.25 – Conclusão.

Na Fig. (4.26) é mostrada uma comparação dos resultados de velocidade de deriva vertical sobre a região *F* equatorial brasileira obtida a partir do modelo de Batista et al. (1996), com os resultados do modelo empírico baseado nas medidas do satélite Atmosphere Explorer E (AE-E) reportados por Fejer et al. (1995). Os resultados do modelo de Batista et al. (1996) são aqueles que melhor traduzem o comportamento observado das cintilações. A Fig. (4.26) mostra que o pico pré-reversão na deriva vertical, de acordo com o modelo de Batista et al. (1986), ocorre durante os meses do equinócio e do solstício de verão para o período de máximo solar, e durante o solstício de dezembro para o período de mínimo solar, porém com uma amplitude bem menor. Uma vez havendo valores críticos de deriva vertical que quando atingidos aumentam a ocorrência dos níveis mais fortes das cintilações, estes são mais esperados ocorrer durante o máximo solar. Esta velocidade crítica para a banda L do GPS deve ser maior do que a de ~20 m/s reportado por Anderson et al. (2004) para a freqüência do UHF. Isso porque se processos de instabilidade secundários nas “paredes” das bolhas são necessários para começar um efeito cascata e provocar o surgimento de irregularidades de diferentes tamanhos de escala, aquelas de menor escala, para que possam surgir, necessitam de gradientes de densidade mais intensos, o que será favorecido se houver

uma velocidade de deriva vertical do plasma maior e campos elétricos de polarização mais intensos dentro das bolhas.

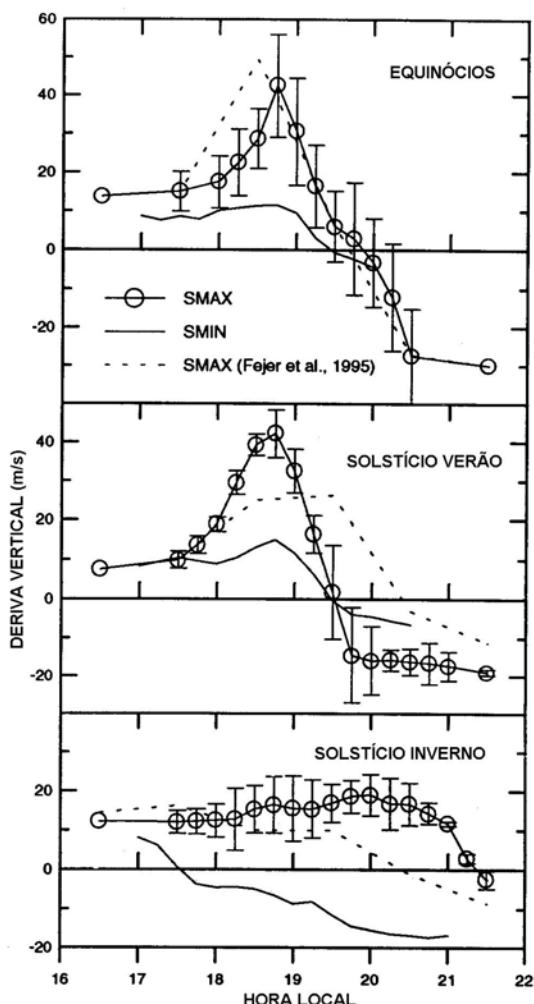


Figura 4.26 – Modelo de deriva vertical da região *F* equatorial brasileira durante os períodos de atividade solar máxima e mínima.

FONTE: Batista et al. (1996)

O início das irregularidades geralmente ocorre próximo ao instante de máximo na deriva vertical, que é justamente quando a camada *F* atinge as altitudes mais elevadas e a taxa de crescimento da instabilidade GR-T é máxima. Observando os resultados do modelo de Batista et al. (1986) na Fig. (4.26), nota-se que o pico pré-reversão na amplitude da deriva ocorre praticamente no mesmo horário (~18:45 LT) durante os equinócios e o solstício de verão, porém o movimento ascendente da deriva vertical é mais abrupto durante o solstício de verão, fazendo com que a reversão na deriva vertical ocorra mais cedo na noite. Fejer et al. (1999) explica que derivas verticais mais intensas e uma

reversão mais demorada criam condições para o surgimento de camadas de espalhamento mais fortes que tendem a cessar mais tarde na noite. Este fator explica o fato da variação temporal média das cintilações, acerca dos anos de máximo solar, ocorrer até uma hora mais tarde nas noites do solstício de verão em estações como SL, SJC, PL e SMS. Ainda, pode explicar porque a freqüência de ocorrência em todos os níveis das cintilações, tal como observado em SJC, aumenta durante o solstício de verão (Fig. 4.22).

4.7.2 Dependência latitudinal

Os resultados de ocorrência das cintilações retratados nos gráficos apresentados neste capítulo, para todas as estações analisadas, revelam claramente uma dependência latitudinal. Por exemplo, a intensidade das cintilações é maior sobre a estação de SJC e menor sobre a estação equatorial de SL. Sobre CB a atividade das cintilações aparece ser maior do que todas as outras estações exceto em SJC. Depois, viriam MN, PL e SMS, porém a maior ocorrência das cintilações varia entre uma estação e outra dependendo da fase do ciclo solar. A explicação mais aceita para a variação latitudinal das cintilações está relacionada a posição da região das cristas da anomalia equatorial. Por exemplo, próximo aos anos de máximo, o transporte de plasma e o movimento da crista da anomalia equatorial para latitudes maiores aumenta a ocorrência das cintilações sobre PL e SMS. Enquanto que próximo ao mínimo solar, a contração das cristas da anomalia para latitudes mais próximas do equador faz com que a ocorrência das cintilações sobre MN seja maior do que aquelas observadas nas latitudes de SMS ou PL. Nas Figs. (4.27) e (4.28) têm-se uma noção da distribuição da densidade eletrônica na região da anomalia sobre o setor longitudinal leste brasileiro, gerado a partir de saídas do modelo ionosférico LION (“Low-latitude IONospheric”) (BITTENCOURT et al., 2007).

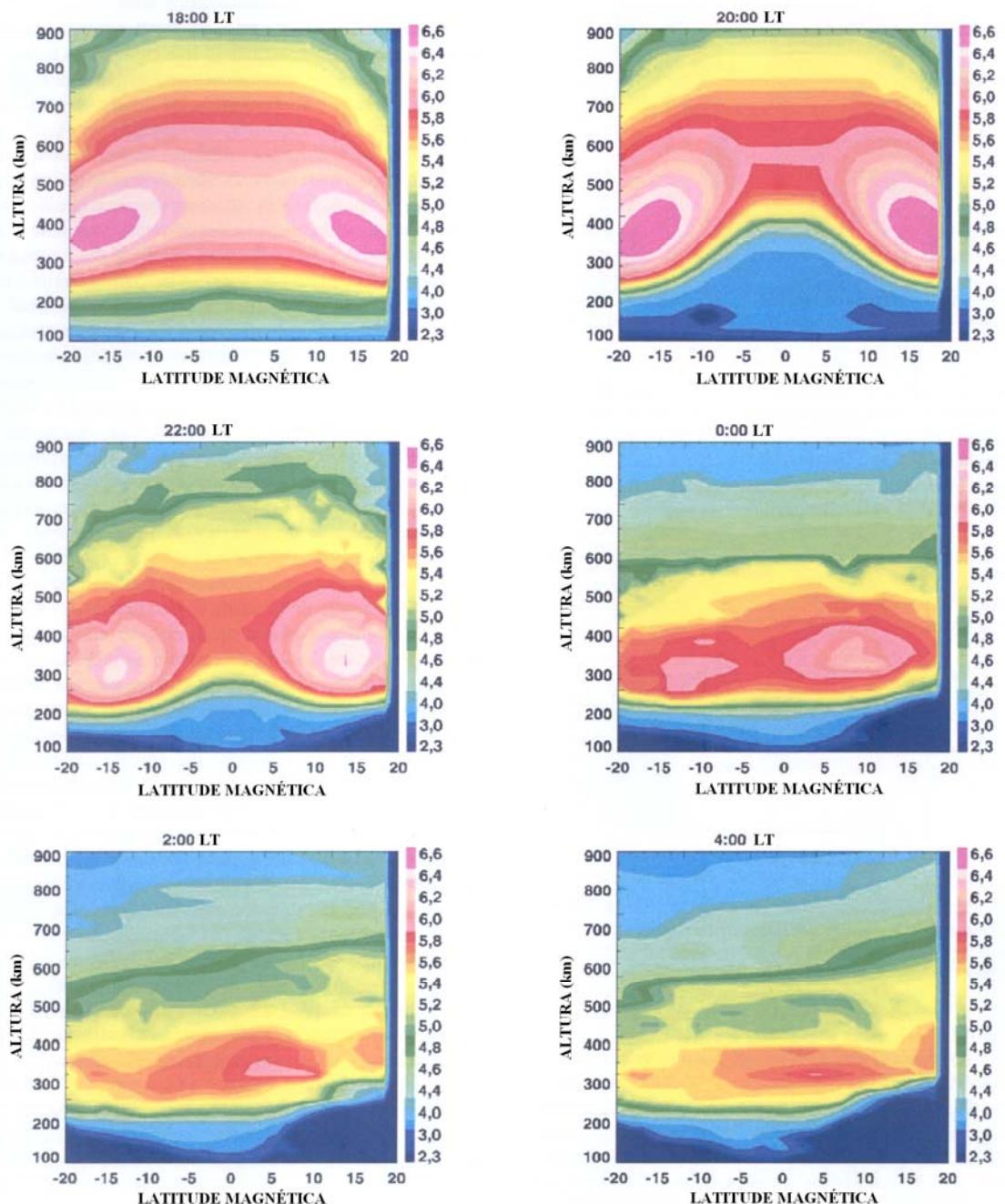


Figura 4.27 – Distribuição noturna da densidade eletrônica em função da altura e da latitude magnética obtida do modelo LION e gerada a partir de uma média das condições solares durante o período do equinócio.

FONTE: Bittencourt et al. (2007)

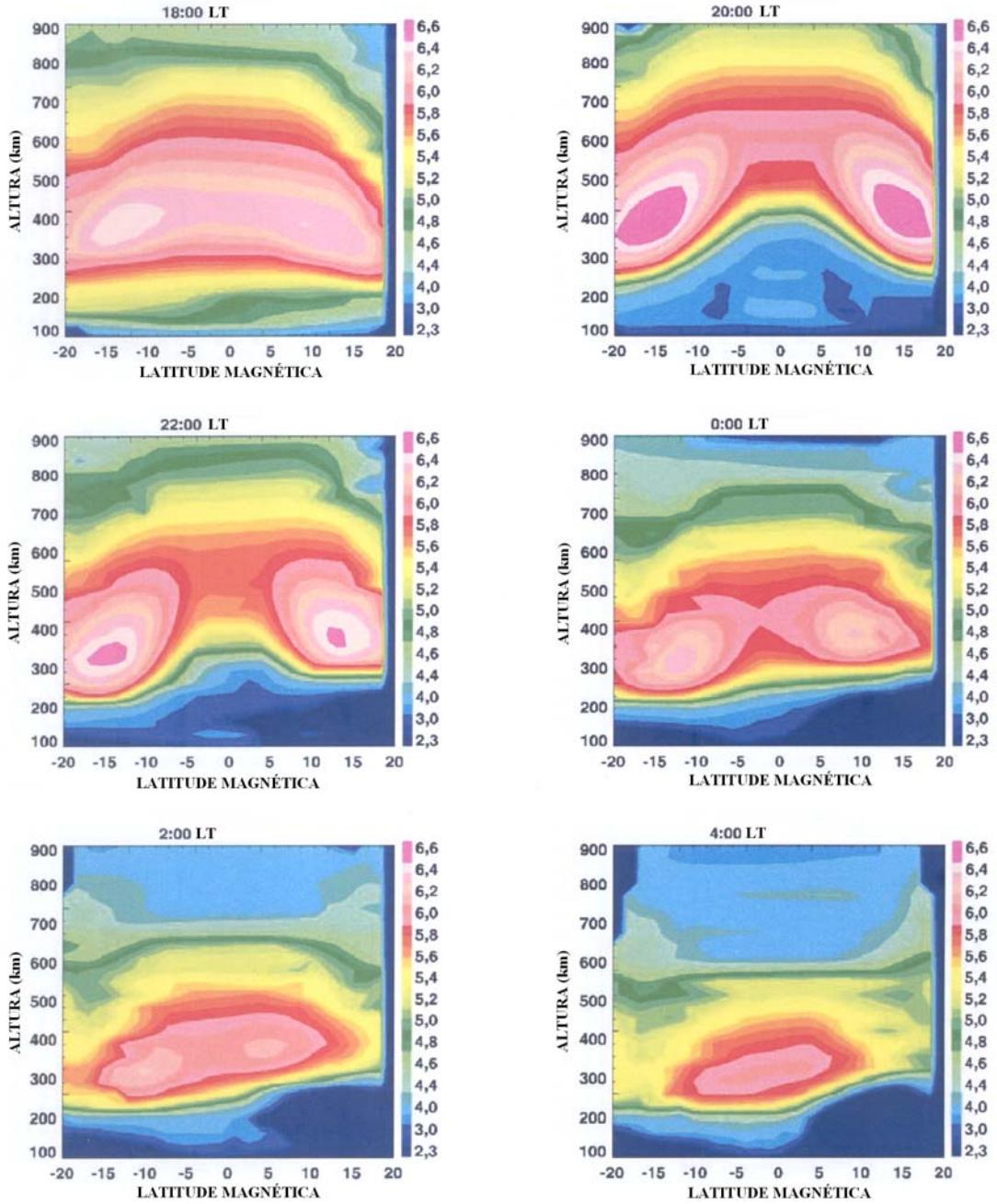


Figura 4.28 – Idem à Fig. (4.27), porém durante o solstício de verão.

FONTE: Bittencourt et al. (2007)

De acordo com a latitude magnética das estações utilizadas neste estudo - MN ($6,1^{\circ}\text{N}$), SL ($1,3^{\circ}\text{S}$), CB ($6,1^{\circ}\text{S}$), SJC ($17,1^{\circ}\text{S}$), PL ($17,7^{\circ}\text{S}$) e SMS ($19,7^{\circ}\text{S}$) – pode-se verificar a sua posição em relação às cristas da anomalia equatorial e fazer alguns comentários em cima dos resultados de ocorrência das cintilações mostrados neste capítulo. Estes são resumidos da seguinte forma:

- (a) As Figs. (4.27) e (4.28) mostram que às 20:00 LT a região da anomalia equatorial já está bem desenvolvida e as cristas aparecem entre $\sim 15\text{--}20^\circ$ de latitude magnética ao norte e ao sul do equador. Nestas latitudes encontram-se as estações de SJC, PL e SMS. Verifica-se nos gráficos da Fig. (4.21) correspondentes a estas estações que neste horário (o que equivale às 23:00–24:00 UT) as cintilações já iniciaram ou estão começando a ser observadas com maior freqüência;
- (b) O aumento da atividade das cintilações na região da crista da anomalia está associado ao aumento da densidade eletrônica (N_e). Logo, de acordo com Basu et al. (1988) e de Paula et al. (2003), se a amplitude das irregularidades ($\Delta N_e/N_e$) tende a se manter constante ao longo das linhas de campo, então as flutuações ΔN_e devem acompanhar o aumento de N_e e se intensificar em latitudes próximas à crista da anomalia. A atividade das cintilações em latitudes próximas da crista tende a ser maior, pois o índice S_4 é proporcional às flutuações na densidade eletrônica ($\langle \Delta N_e \rangle$) ao longo do caminho de propagação do sinal. A presença de fortes gradientes na região da crista também deve favorecer a geração das irregularidades de pequena escala;
- (c) Na latitude de SL os maiores valores de densidade aparecem entre 18:00 e 20:00 LT, justamente quando são observadas as maiores freqüências das cintilações sobre esta estação (até 23:00 UT). O máximo secundário na ocorrência das cintilações (Fig. 4.21) verificado por volta das 22:00 LT (25:00 UT) ocorre quando o plasma na região da anomalia começa a se redistribuir em decorrência à inversão do campo elétrico de dínamo e à reversão da deriva vertical (para baixo), aumentando, com isso, a densidade eletrônica sobre o equador. Este efeito é mais nítido durante o solstício de verão a partir de 00:00 LT (Fig. 4.28);
- (d) No equador (sobre SL) a camada de irregularidades será mais fraca e os níveis de S_4 serão menores do que em outras latitudes por causa da baixa densidade eletrônica do plasma ambiente. Mesmo após a reversão do efeito dínamo o aumento na densidade eletrônica não será o suficiente para intensificar as cintilações sobre o equador;
- (e) Nota-se sobre CB (2003 e 2004) e MN (2003) (Figs. 4.21 e 4.25) que a atividade das cintilações é maior do que sobre SJC, PL e SMS (Fig. 4.21), o

que demonstra que a crista da anomalia deve estar mais próxima das latitudes de CB e MN. Adicionalmente, tem-se que durante o período descendente do ciclo as irregularidades geradas no equador não atingem altitudes elevadas o suficiente para serem mapeadas até as latitudes de SJC, PL e SMS. Por outro lado, o comportamento observado em PL e SMS sugere que fortes cintilações podem ocorrer nas regiões da fronteira da anomalia em consequência dos fortes gradientes espaciais da densidade ($\Delta N / \Delta \text{latitude}$, razão da mudança da densidade com a mudança na latitude);

- (f) Compara-se a ocorrência das cintilações sobre as estações de MN e CB a partir do ano de 2002 (fase descendente do ciclo), e nota-se que sobre CB a atividade das cintilações é maior do que sobre MN (Figs. 4.21 e 4.25), tanto nos equinócios quanto no solstício de verão. Mesmo que a latitude magnética de MN e CB, respectivamente ao norte e ao sul do equador, sejam a mesma, a assimetria na ocorrência das cintilações sobre estas estações pode estar associada a uma assimetria na distribuição do plasma na região da anomalia equatorial.

4.8 Resultados e discussões sobre a extensão latitudinal das irregularidades, atividade das cintilações e observações em pontos conjugados

4.8.1 Extensão latitudinal das irregularidades

Na Fig. (4.29) são mostrados exemplos do conjunto de dados das cintilações coletado simultaneamente pelas estações de MN, SL, CB, SJC, CP e SMS, durante a noite de 14 de março de 2002. Nestas figuras cada painel exibe em linha vermelha o valor do índice de cintilação S_4 calculado a partir das flutuações na amplitude do sinal recebido de cada satélite (PRN) e, em linha azul, o ângulo de elevação dos satélites. Com isso é possível analisar a extensão latitudinal das irregularidades que causam as cintilações nos sinais do GPS, bem como estimar sua dimensão zonal e meridional.

Em termos de latitude dip, a Fig. (4.30) mostra outra visão da extensão latitudinal das irregularidades. Esta figura é uma combinação de dados sobre as estações de MN, SL, CB, SJC e SMS, na qual é mostrada a intensidade das cintilações nos pontos de perfuração ionosférica (IPP). Para cada IPP é gerado um círculo de cor e tamanho correspondentes à intensidade do nível da cintilação (dado pelo índice S_4).

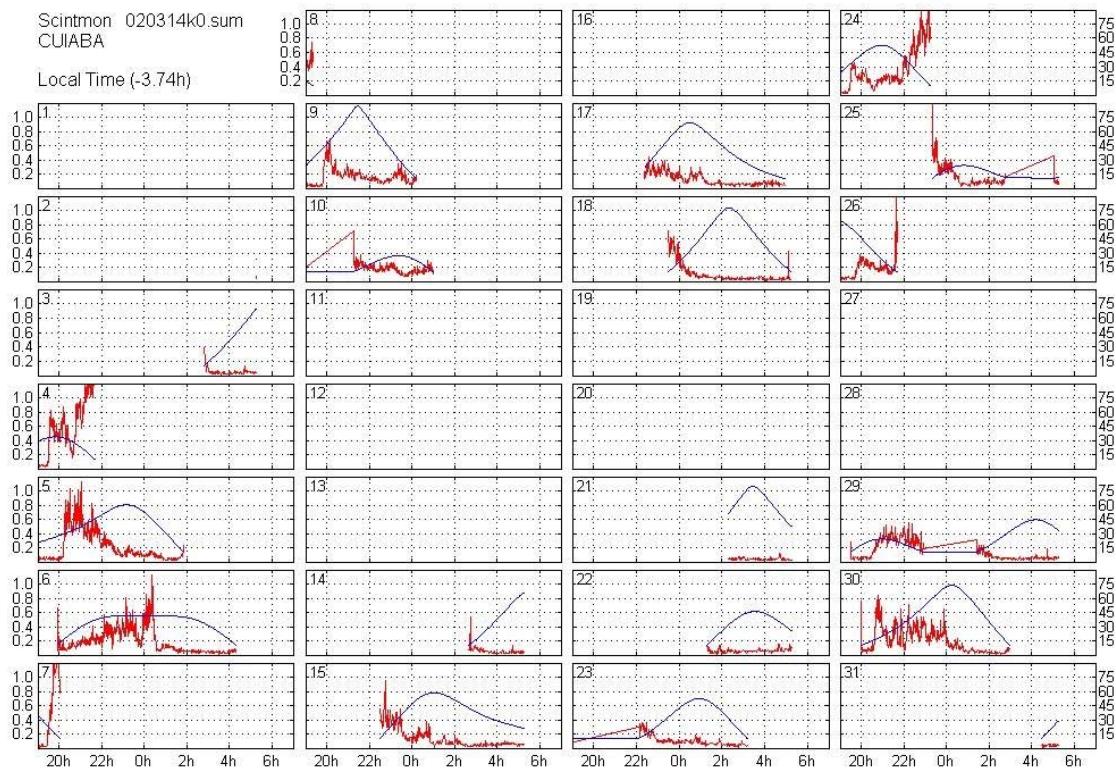
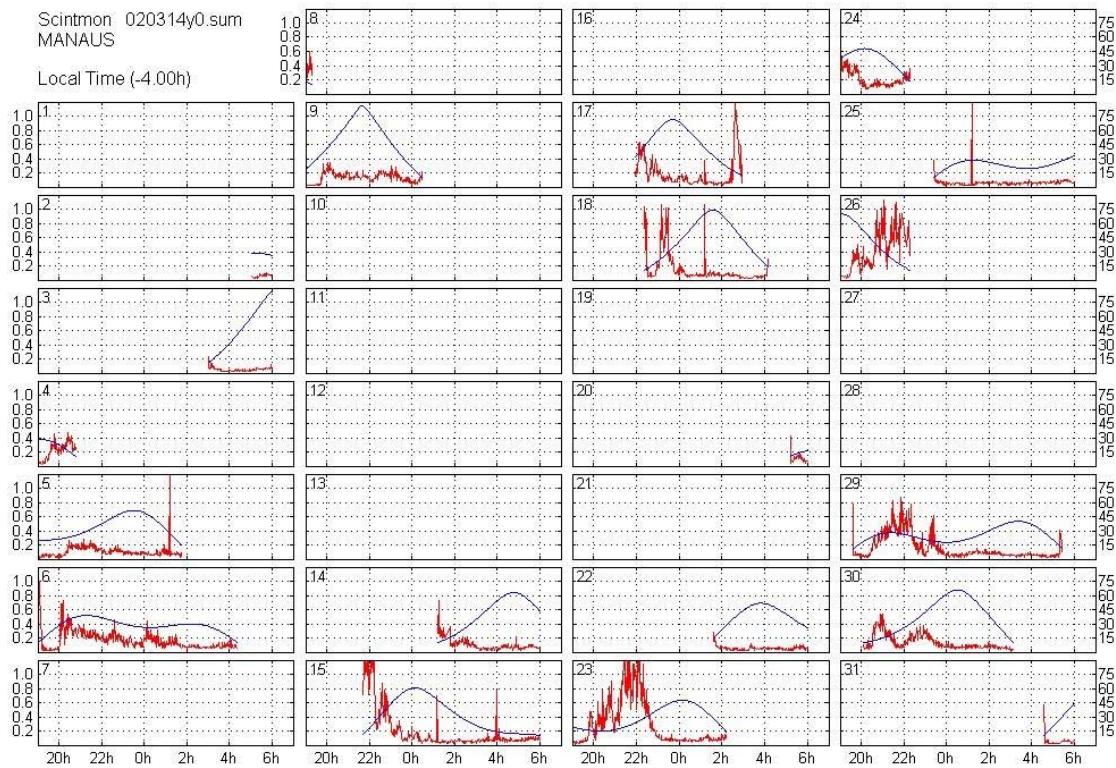


Figura 4.29 – Índice de cintilação S₄ (linha vermelha) e ângulo de elevação (linha azul) medidos para cada satélite visível sobre as estações de MN, CB (nesta página), SL, SJC, CP, SMS (a seguir) na noite de 14/03/2002. (Continua)

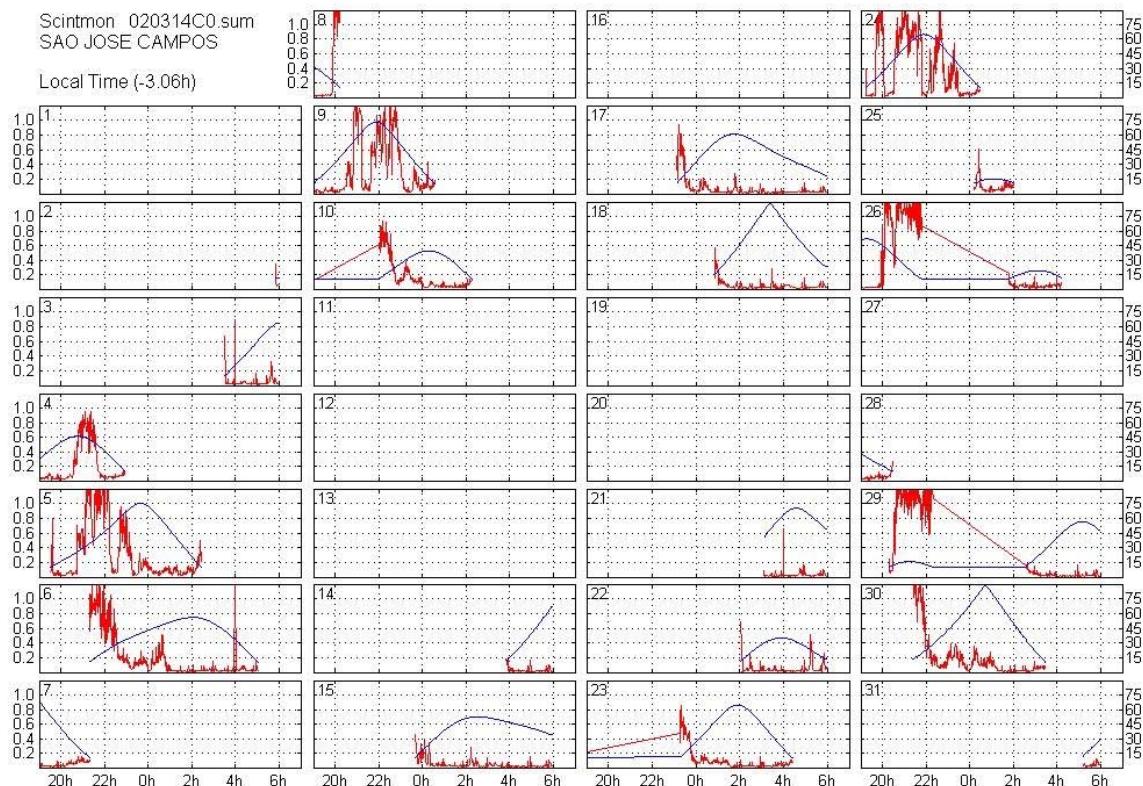
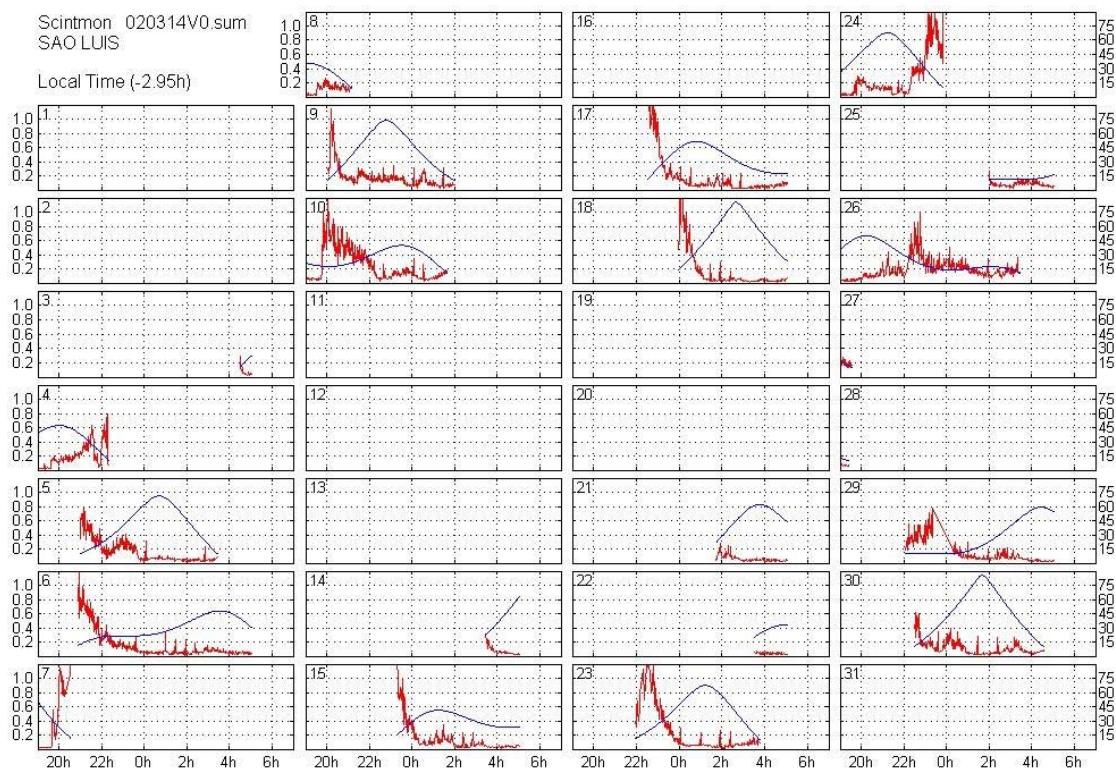


Figura 4.29 – Continuação. (Continua)

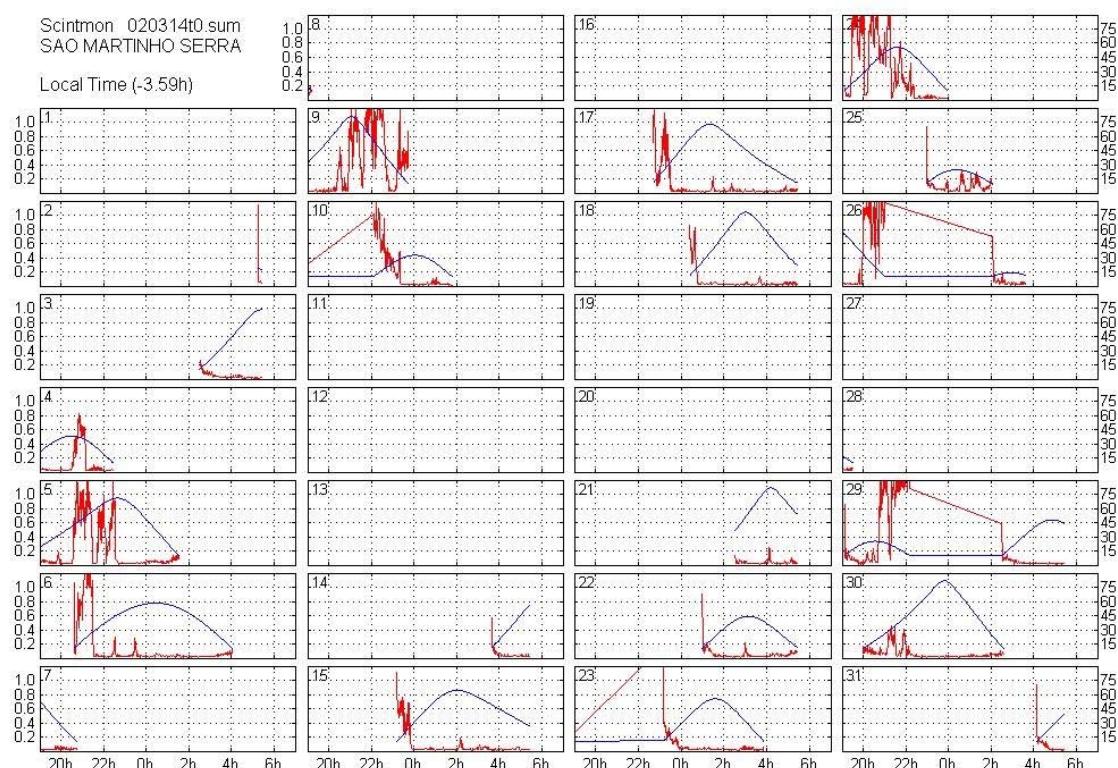
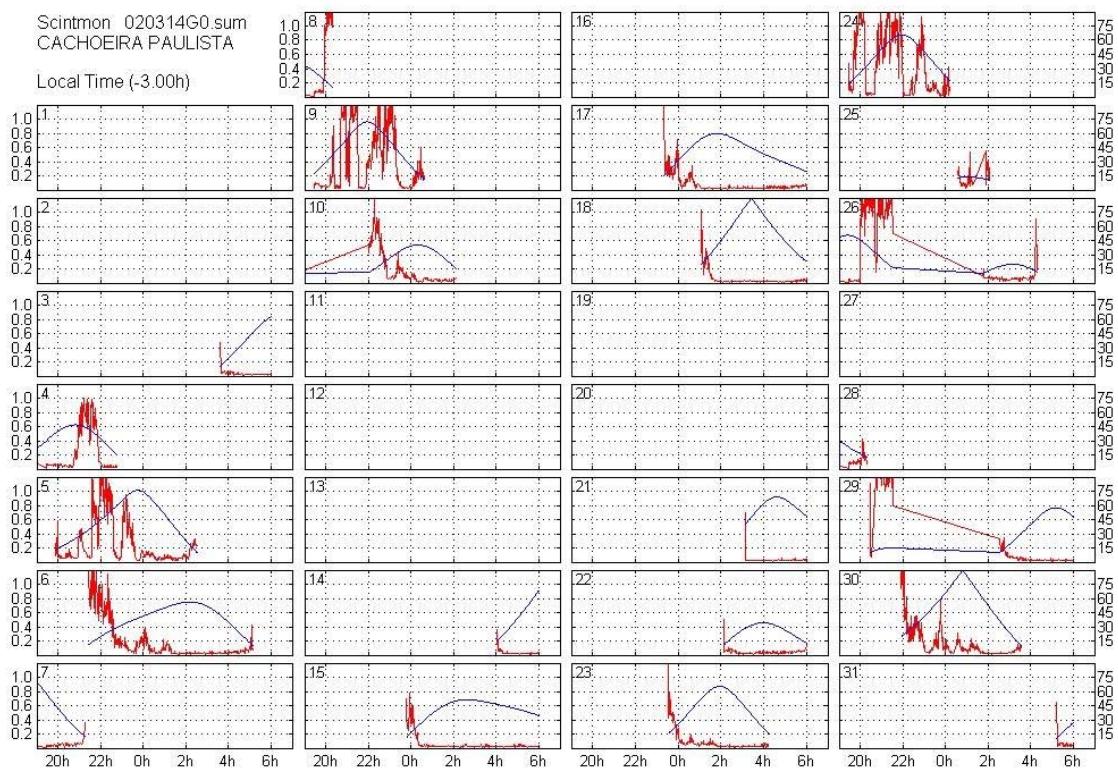


Figura 4.29 – Conclusão.

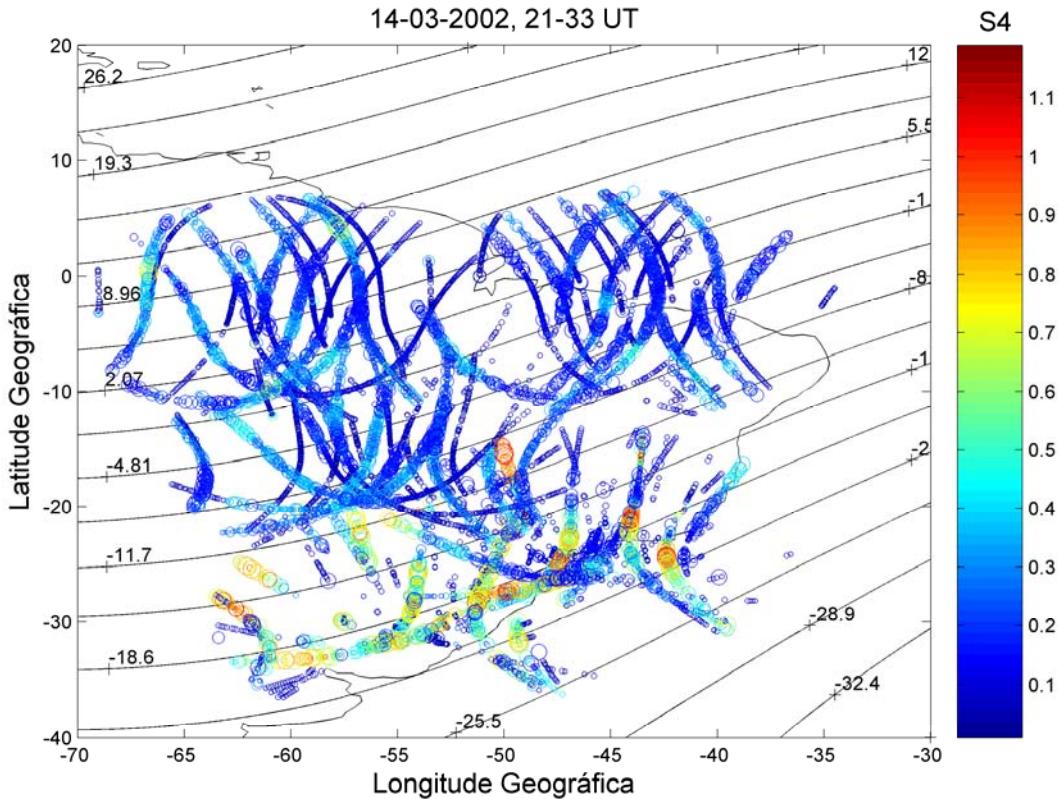


Figura 4.30 – Distribuição espacial das cintilações sobre a região tropical brasileira durante a noite de 14/03/2002, entre 21:00-33:00 UT.

As irregularidades no plasma após evoluírem na forma de bolhas ionosféricas podem atingir altitudes de cerca de 1500 km e se estenderem ao longo das linhas de campo magnético com dimensões norte-sul da ordem de 3000 km ou mais (MENDILLO e BAUMGARDNER, 1982). A camada de irregularidades é mais intensa entre 225-450 km, ou seja, em torno da altitude do pico da camada *F*2. A extensão leste-oeste das irregularidades tipicamente é da ordem de centenas de quilômetros, com um mínimo de cerca de ~100 km (AARONS, 1982). Foi escolhido um caso em que as cintilações são observadas simultaneamente sobre seis estações durante a noite de 14/03/2002. Este caso é interessante, pois ele registra elevados valores de S_4 nas latitudes de SMS (estação analisada mais afastada do equador magnético). O dia 14/03/2002 foi um dia tipicamente calmo em que a ΣK_p foi de 4,6 e o índice Dst não ultrapassou -4 nT. Uma bolha ionosférica na latitude de SMS para que seja observada na região *F* acerca de 350 km de altitude significa que alcançou um ápice de aproximadamente 1200 km no equador, em que:

$$h_{apex} = \frac{(R_T + 350)}{\cos^2 \lambda} - R_T \quad (\text{km}) \quad (4.70)$$

no qual R_T é o raio da Terra e λ denota a latitude magnética. Isso significa que sua extensão latitudinal desde o equador é de pouco mais de 2100 km. Os resultados das cintilações registradas simultaneamente em CP e SMS mostram que as bolhas estão passando sobre estas estações. Para que uma mesma estrutura seja observada simultaneamente sobre CP e SMS esta deve ter uma extensão leste-oeste de cerca de ~850 km. Uma estrutura com estas dimensões zonais é atípica, visto que as observações de aeroluminescência reportados na literatura têm registrado depleções menores da ordem de 200-250 km. Com isso, a explicação mais plausível para o caso escolhido é de que haja várias estruturas de dimensões menores que juntas cobrem uma enorme faixa de longitude entre as estações de SMS e CP.

A Fig. (4.30) mostra que as cintilações podem atingir até cerca de - 26-27° de latitude magnética, certamente se estendendo ao longo das linhas de campo para além das latitudes de SMS e adquirindo uma extensão latitudinal ainda maior do que a estimada. Nota-se também na Fig. (4.30) que as cintilações são mais intensas próximas à -19,5° de latitude magnética, evidenciando o efeito da anomalia equatorial sobre a magnitude das cintilações.

4.8.2 Observação da atividade das cintilações sobre a região brasileira – Resultados da campanha COPEX

Os painéis da Fig. (4.31) mostram exemplos de atividade das cintilações (medida pelo índice S_4) durante os meses da campanha COPEX (outubro e novembro de 2002). Os painéis estão organizados de acordo com a latitude das estações utilizadas, em que a estação mais ao norte é indicada pela letra (a) e a estação mais ao sul pela letra (g). As estações utilizadas na representação da atividade de cintilação foram Boa Vista (a), Manaus (b), Cachimbo (c), Campo Grande (d), C. Paulista (e), S. J. dos Campos (f) e Palmas (g). Os gráficos de contorno dados pela Fig. (4.31) exibem o valor máximo do índice S_4 , medido por cada estação ao longo das noites quando os dados foram coletados utilizando uma máscara de elevação de 40°. A barra de cores indica os níveis do índice S_4 utilizados nas representações da atividade das cintilações. Os contornos nos gráficos com linhas pontilhadas indicam inexistência de dados para uma respectiva

hora, ou dia do mês. As partes em cor branca nos contornos representam aqueles instantes em que não existem dados, ou quando o índice de cintilação $S_4 \leq 0,195$.

Nota-se claramente das figuras, que a atividade das cintilações é menor no equador e tende a aumentar em direção às baixas-latitudes. Por exemplo, as cintilações são maiores em CG, CP, SJC e PL do que em MN e CA. Outro aspecto notado nos gráficos é a de que, numa determinada noite, o índice S_4 pode ser maior ou menor numa dada estação de baixa-latitude em comparação à outra, ilustrando que além da variabilidade diária existe uma forte variabilidade espacial na evolução das irregularidades. Valladares et al. (2004) mostraram recentemente a partir das observações simultâneas de TEC e cintilações feitas pela rede do GPS localizada na costa oeste da América do Sul, que as cintilações tendem a estar confinadas dentro das fronteiras da anomalia equatorial e tendem a ocorrer dentro da região onde a anomalia está totalmente desenvolvida. Uma vez que a região da anomalia apresenta sua variabilidade diária, é de se esperar que a atividade das cintilações tenda a acompanhar e apresente sua própria variabilidade. Neste trabalho não é feita uma demonstração estatística da relação entre o nível e a atividade das cintilações em amplitude e a extensão das cristas da anomalia equatorial. No entanto, em duas apresentações recentes, Groves et al. (2004, 2005) mostraram que nas estações conjugadas de BV e CG a atividade das cintilações foi relativamente independente das variações no TEC. Eles apresentaram que sobre as estações conjugadas a densidade eletrônica diminuiu cerca de ~20% de outubro à novembro, enquanto que a atividade e a intensidade das cintilações continuaram a aumentar durante o mesmo período, o que pode indicar que outros fatores devem estar atuando fortemente na ocorrência das cintilações. Se compararmos o gráfico de contorno para ambas as estações de BV e CG, percebe-se que a atividade das cintilações em CG é mais intensa do que sobre BV nos dois meses. As setas nos painéis (a) e (d) da Fig. (4.31) entre os dias 4, 8 e 14-16 de novembro estão enfatizando exemplos de características simétricas na extensão latitudinal das cintilações sobre as estações conjugadas. Nota-se que esta simetria é aparente durante o começo das observações, mas após a primeira hora os padrões das cintilações começam a mudar entre as estações, ilustrando a existência das fortes variabilidades espaciais na evolução das irregularidades.

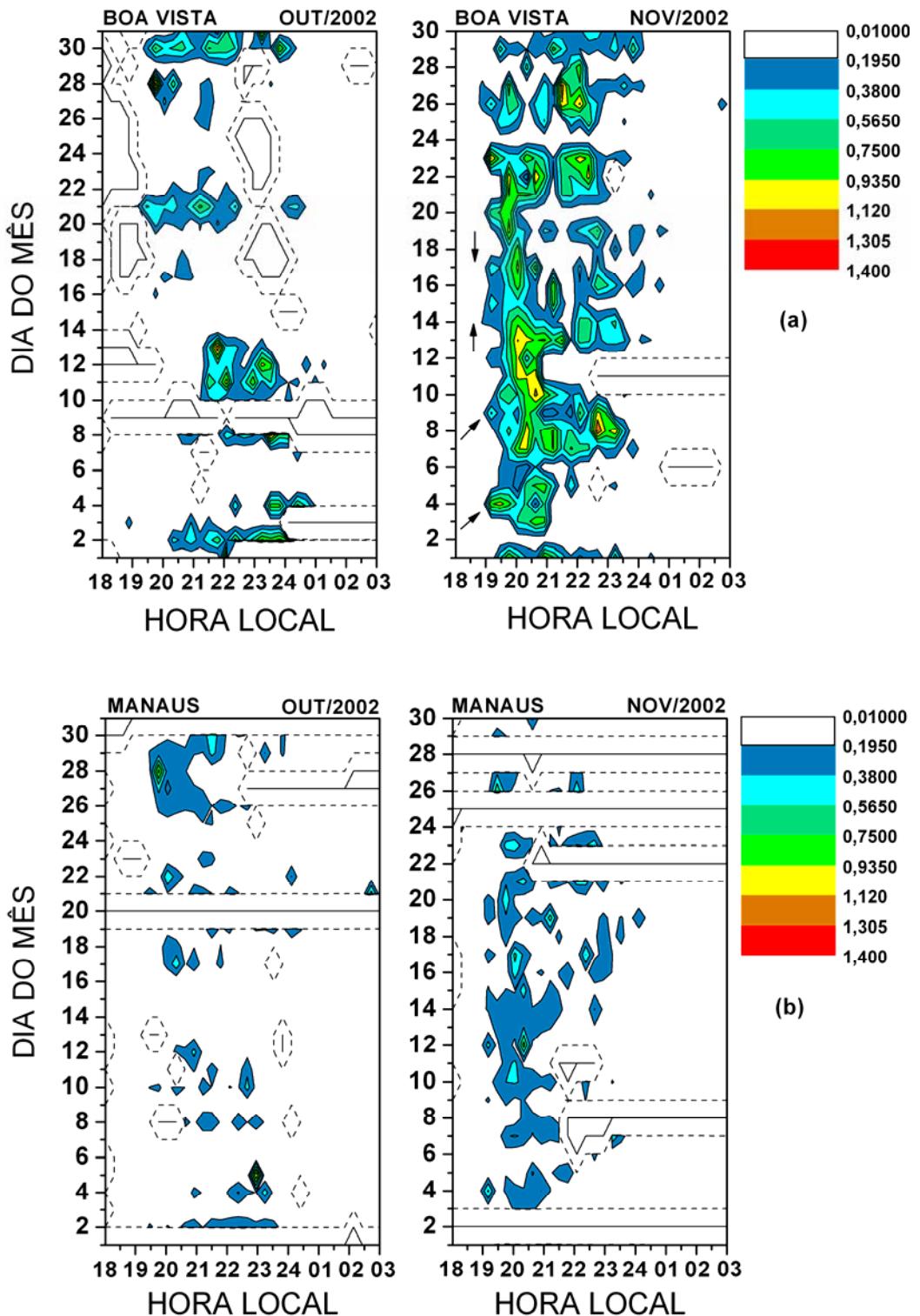


Figura 4.31 – Gráfico de contorno representando a atividade das cintilações (sob a forma do índice S4) durante os meses de outubro e novembro de 2002 sobre (a) BV, (b) MN (nesta página), (c) CA, (d) CG, (e) CP, (f) SJC e (g) PL (na continuação da figura). (Continua)

FONTE: Originalmente de Muella et al. (2008b)

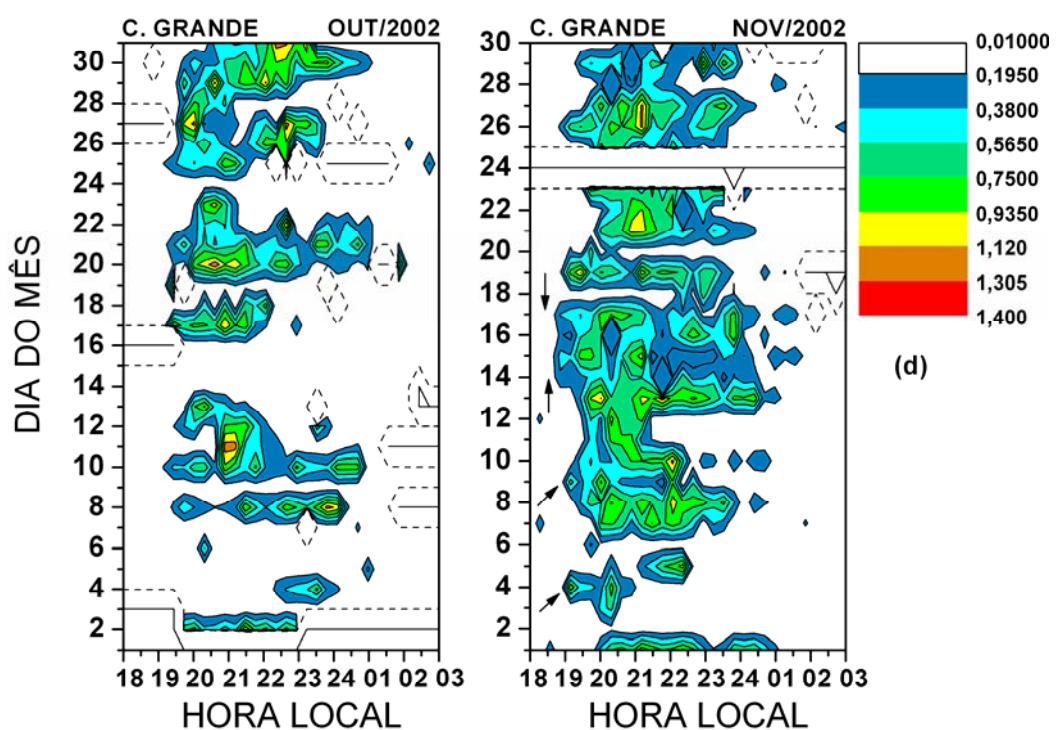
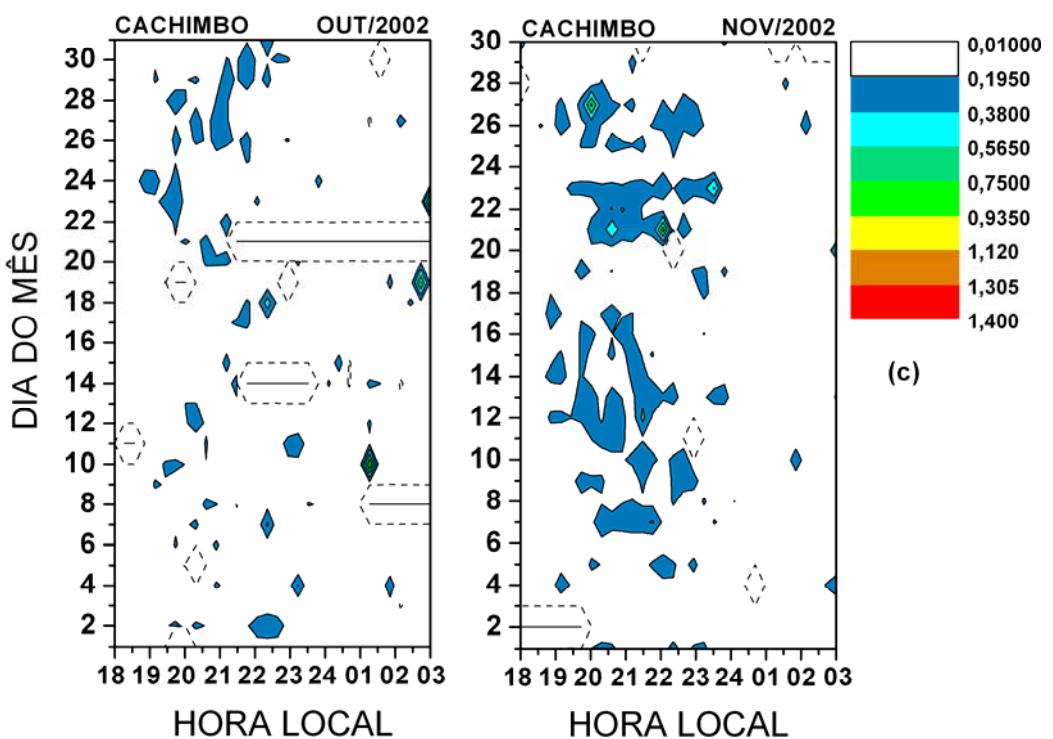


Figura 4.31 – Resultados obtidos sobre as estações de (c) CA e (d) CG. (Continua)

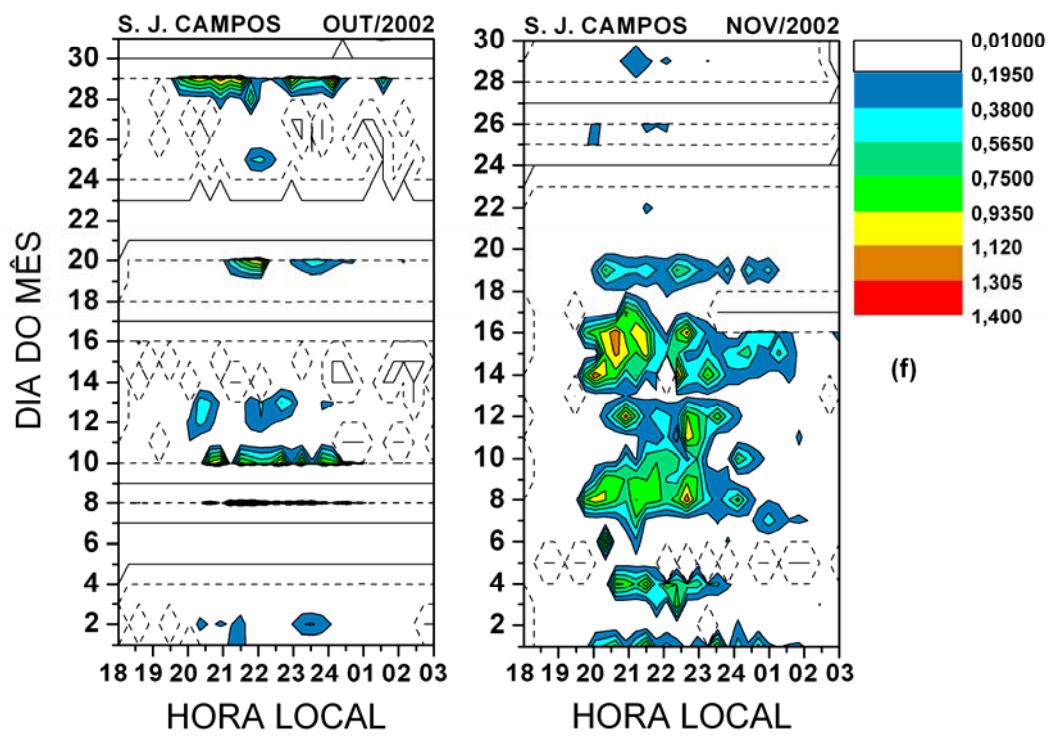
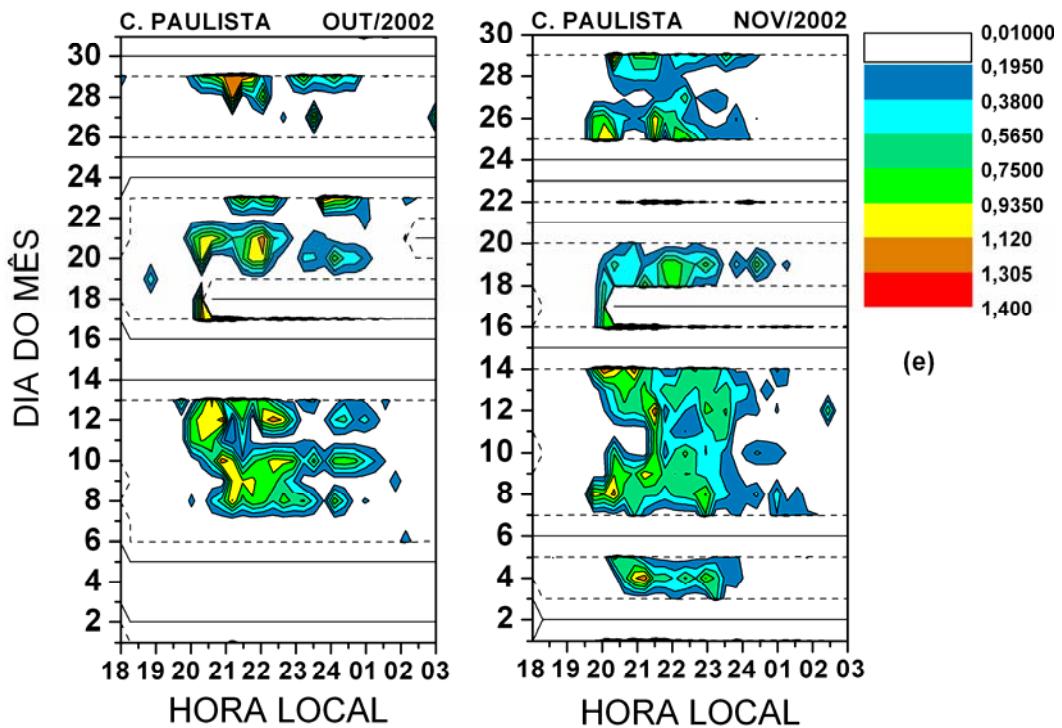


Figura 4.31 – Resultados obtidos sobre as estações de (e) CP e (f) SJC. (Continua)

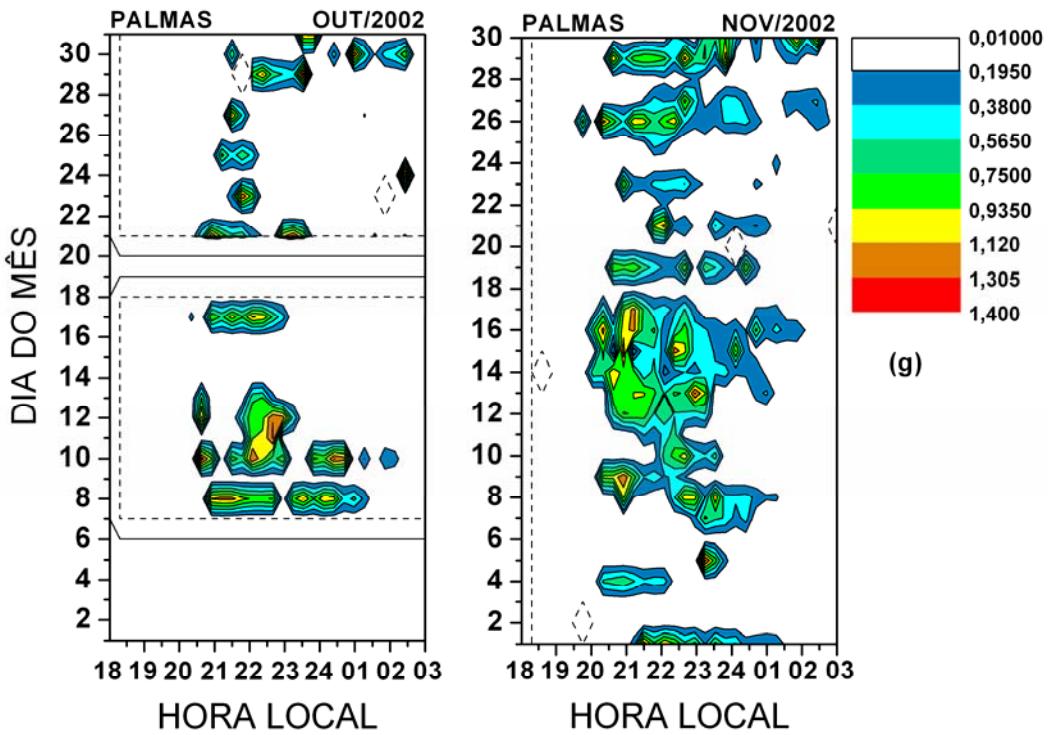


Figura 4.31 – Conclusão da figura, porém agora exibindo os resultados observados sobre a estação de (g) PL.

Os resultados também mostram que as cintilações podem começar a ser observadas sobre todas as estações cerca de 30 minutos mais cedo em novembro do que em outubro. Sobre BV, MN, CA e CG as cintilações começam a ser observadas cerca de 30-45 minutos mais cedo do que em CP e SJC, e pelo menos 1 hora mais cedo do que em PL. O aumento no tempo de observação das cintilações sobre as estações mais afastadas do equador magnético pode ser explicado em termos do tempo requerido para que as irregularidades, geradas na ionosfera equatorial, alcancem a altitude do ápice que mapeie ao longo do tubo de fluxo magnético até as altitudes da camada *F* nas regiões de baixa-latitude. Os gráficos de contorno da Fig. (4.31) também revelam que a atividade das cintilações é maior durante os horários que antecedem a meia-noite local. Nas estações de CA e MN as cintilações raramente ocorrem após às 00:00 horas. Por outro lado, nas estações de baixa-latitude algumas estruturas causando cintilações nos sinais do GPS podem ser observadas até 03:00 LT. Uma vez que as bolhas de plasma são estruturas alinhadas ao campo magnético e que tendem a derivar para leste em direção a ionosfera noturna, estruturas detectadas após a meia-noite em estações tais como CP,

SJC e PL foram provavelmente geradas no equador em longitudes à oeste destas estações.

4.8.3 Observação das cintilações na faixa do VHF e na banda L do GPS em pontos conjugados – resultados da campanha COPEX

As Figs. (4.32) e (4.33) apresentam resultados simultâneos de medidas de cintilação obtidos a partir dos sinais recebidos dos satélites geoestacionários FleetSat 7 e FleetSat 8 (VHF) e dos satélites do GPS (Banda L). Nas figuras são mostrados dois casos de dados coletados durante duas noites (30 de outubro e 1º de novembro de 2002) sobre as três estações da campanha COPEX, Boa Vista (a), Cachimbo/Alta Floresta (b) e Campo Grande (c). Nos painéis superiores são mostrados os resultados das cintilações obtidos dos satélites do GPS localizados nos setores azimutais leste (0° - 180°) e oeste (180° - 360°) do céu sobre cada uma das estações. Apenas dados de satélites com elevação maior que 45° foram utilizados. Para representar as cintilações em cada setor do céu foram utilizados dados do satélite que apresenta o maior ângulo de elevação. Nos painéis inferiores são mostrados os resultados da cintilação medidos dos “links” leste e oeste dos satélites geoestacionários. Os resultados permitem uma comparação entre as cintilações medidas por diferentes técnicas e diferentes setores do céu, bem como estudar aspectos relevantes das assinaturas das irregularidades nas medidas das cintilações na ionosfera em pontos conjugados.

Observando as Figs. (4.32) e (4.33) os dois aspectos mais relevantes referem-se à diferença na duração das cintilações do VHF entre as estações equatorial e conjugadas, e a assimetria nas cintilações entre os “links” leste e oeste das estações de BV e CG. Nos painéis (a) da Fig. (4.32) para a estação conjugada de BV, foram realçados com setas e círculos azuis três detalhes importantes notados das observações. Partindo do painel inferior em que são mostradas as cintilações registradas pelo receptor de VHF, pouco antes das 23:00 UT, para o “link” leste, o aumento súbito do índice S_4 é uma assinatura típica da passagem de uma região de depleção (bolha de plasma - EPB) no ponto em que o sinal do satélite geoestacionário está perfurando a ionosfera. Cerca de 15 minutos depois o início das cintilações nos sinais do GPS em níveis forte e saturado indicam a existência de uma intensa camada de irregularidades e a coexistência de estruturas com diferentes tamanhos de escala. Para a altura do pico da região F , os sinais do VHF detectam irregularidades com tamanhos de escala da ordem de ~ 930 -

1000 m, enquanto que para os sinais do GPS são de cerca de 365-400 m. Uma bolha gerada à oeste é detectada pelo “link” do VHF nesta direção às ~24:25 UT e dura até ~02:40 UT. Esta estrutura gerada à oeste possivelmente deve estar atravessando o percurso do sinal do feixe à leste por volta de 01:40 UT. O que fortalece esta interpretação é a observação das cintilações no “link” leste do VHF da estação conjugada de CG (Fig. 4.32c), no qual um aumento abrupto do índice S_4 é também verificado por volta de 01:40 UT. O padrão e a simultaneidade das cintilações do GPS e VHF observadas em BV e CG revela que as estruturas amostradas pelos sinais estão alinhadas ao campo magnético da Terra. A distância entre os pontos ionosféricos leste-oeste do “link” do VHF, à 350 km de altitude sobre BV, é de cerca de 700 km, como as irregularidades derivam neste horário de oeste para leste à uma velocidade de ~120-180 m/s, esta deve levar cerca de 60-90 minutos para cruzar o feixe do sinal do VHF à leste. Portanto, desde que ela foi observada pelo “link” oeste a estrutura demorou ~85 minutos para ser observada pelo “link” leste, o que significa que a bolha deve ter viajado a uma velocidade de ~137 m/s. Simultaneamente às observações do “link” oeste do VHF, níveis fraco e moderado das cintilações são detectadas pelos sinais recebidos dos satélites de GPS localizados à oeste no céu sobre BV.

De forma análoga, o segundo aspecto, indicado por um círculo azul nos resultados das cintilações do “link” leste do VHF para a estação de BV, ocorre por volta das 03:00-04:00 UT, quando as cintilações no GPS e VHF por volta deste horário pode ser atribuída àquelas irregularidades geradas à oeste e que se deslocaram em direção à ionosfera no setor leste. O terceiro ponto refere-se às cintilações que cessaram no “link” oeste, mas no “link” leste são observadas até aproximadamente 07:00 UT, revelando uma assimetria nas cintilações do VHF sobre BV entre os setores leste e oeste. Ainda mais, nota-se que as cintilações do “link” leste decaem mais lentamente ao longo da noite. O mesmo comportamento é notado nas cintilações do VHF sobre a estação de CG.

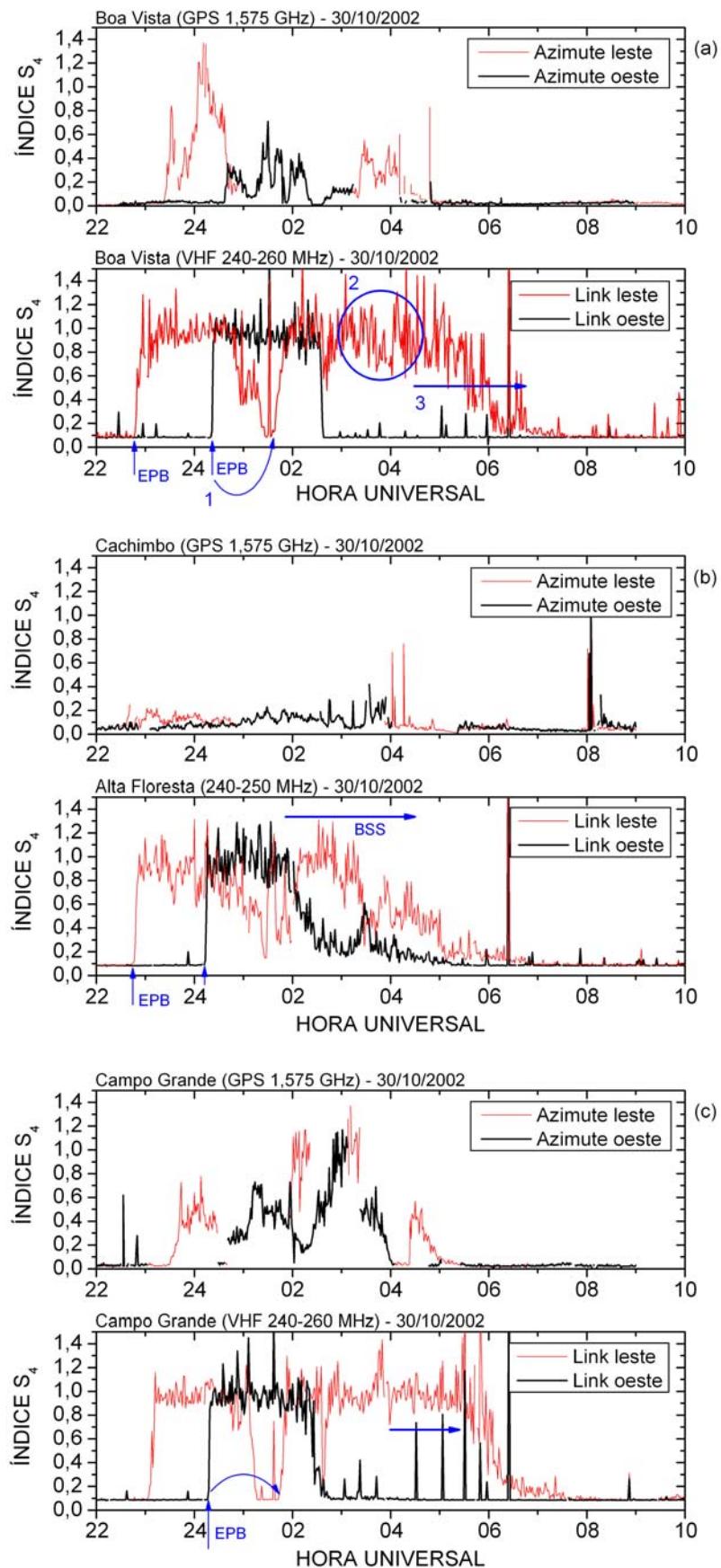


Figura 4.32 – Exemplo de medidas simultâneas das cintilações em VHF e na banda L do GPS sobre BV, CA/AF e CG durante a noite de 30/10/2002.

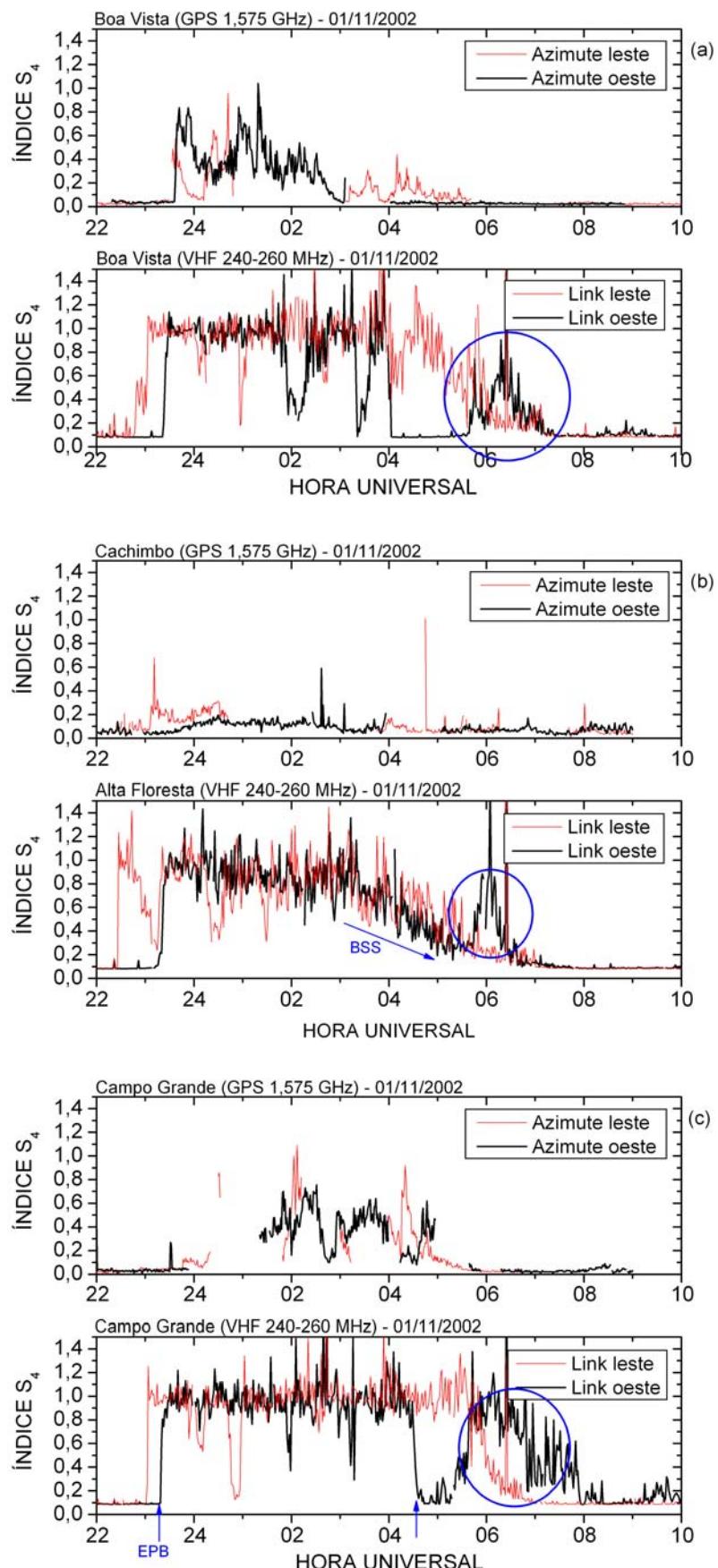


Figura 4.33 – O mesmo que na Fig. (4.32), porém durante a noite de 01/11/2002.

Para a estação equatorial de AF a intensidade das cintilações é similar àquelas observadas sobre BV e CG, revelando que as cintilações em 250 MHz não reduzem com a diminuição da densidade eletrônica na região equatorial como acontece com os sinais da banda L. Este comportamento pode representar uma maior “sensibilidade” dos sinais em VHF de cintilarem devido às irregularidades que estão mais altas e no topo das “paredes” das bolhas (Theodore Beach, comunicação pessoal). Porém, diferentemente do comportamento observado sobre BV e CG, para a estação equatorial de AF as cintilações observadas por ambos os “links” leste e oeste decaem lentamente até cerca de 05:00-06:00 UT.

Para o caso da noite de 01/11/2002 (Fig. 4.33) vários comportamentos observados são similares àqueles verificados para o caso anterior. Os aumentos bruscos do índice S_4 nos “links” leste-oeste do VHF das estações conjugadas de BV e CG, antes das 04:00 UT (meia-noite local) e a simultaneidade com as cintilações do GPS fortalecem as evidências das passagens das bolhas ionosféricas e a coexistência de estruturas com diferentes tamanhos de escala. Neste caso também, as cintilações do “link” leste sobre as estações conjugadas parecem durar mais do que a do feixe à oeste, e decai lentamente assim como as cintilações observadas por ambos os “links” em AF. Um aspecto interessante ocorreu entre 06:00-07:00 UT, quando as cintilações do “link” oeste aumentaram simultaneamente sobre as três estações, indicando a existência de uma estrutura alinhada ao campo magnético, mas que não foi detectada pelos receptores do GPS. Estas cintilações não foram observadas no “link” leste algum tempo depois, mostrando que as irregularidades cessaram muito rapidamente provavelmente decorrente da redução da densidade eletrônica e a diminuição da altitude da camada *F* após este horário.

A partir das observações para os dois casos mostrados nesta seção, as duas características mais relevantes são: (a) a lenta redução das cintilações nos dois “links” do VHF sobre AF; (b) a assimetria nas cintilações dos “links” leste e oeste do VHF observadas sobre as estações conjugadas de BV e CG. A primeira talvez seja uma das evidências mais interessantes, e revela um tipo de assinatura diferente daquela observada quando da passagem de uma bolha de plasma coexistindo com estruturas de diferentes tamanhos de escala. Isso por que o índice S_4 não decai bruscamente e porque simultaneamente os resultados não exibem cintilações nos sinais do GPS. Esta característica é típica da assinatura de um tipo de irregularidade pouco estudada sobre

nossa região. Na literatura este tipo de irregularidade é chamado de “Bottomside Sinuisodal” (BSS). De acordo com Valladares et al. (1983) e Basu et al. (1986) estas irregularidades são caracterizadas por variações quasi-senoidais na densidade dos íons (N_i) e está confinada a uma estreita faixa de altura na base da região F . Estas irregularidades ocorrem frequentemente em regiões próximas ao equador magnético e raramente se estendem para além de $\pm 12^\circ$ de “dip” latitude, sendo capaz de reter sua natureza quasi-senoidal por até cerca de 5 horas. As irregularidades do tipo BSS podem estender-se por até 7500 km na direção leste-oeste e apresentam tamanhos de escala de ~ 1 km na direção perpendicular ao campo magnético. As irregularidades do tipo BSS podem ocorrer simultaneamente com as bolhas de plasma, porém suas primeiras observações têm sido reveladas acontecer independentemente de qualquer outro tipo de irregularidade e não estão relacionadas com as depleções no TEC. Uma vez que o comprimento de onda das irregularidades do tipo BSS (~ 1 km) é da ordem de tamanho da zona de Fresnel para a freqüência do VHF, as variações senoidais na densidade do plasma na base da região F poderão provocar cintilações fortes nos sinais do VHF. As primeiras observações das irregularidades do tipo BSS mostram que elas podem se estender numa faixa de 50 à 100 km de altitude na base da região F . Valladares et al. (1983) reportaram para o setor peruano que aproximadamente 70% deste tipo de irregularidades é observado entre 22:00 e 02:00 LT e tem uma maior freqüência de ocorrência durante o solstício de dezembro. Desta forma, as características das assinaturas das cintilações em ambos os “links” sobre a estação equatorial de AF (diminuição lenta ao longo da noite até por volta de 07:00 UT) são evidências fortes da presença das irregularidades do tipo BSS nas noites analisadas nas Figs. (4.32) e (4.33).

A questão seguinte refere-se a assimetria nas cintilações entre os “links” leste e oeste do VHF sobre as estações de BV e CG. A redução lenta nas cintilações do “link” leste (Figs. 4.32 e 4.33) ocorre simultaneamente com aquela observada sobre o equador, o que a primeira vista sugere que as irregularidades do tipo BSS podem estar também atuando nas latitudes das estações conjugadas. Medidas simultâneas feitas por outros instrumentos poderiam elucidar esta questão. Partindo do princípio de que as irregularidades do tipo BSS é que está ocasionando as cintilações após meia-noite nos sinais recebidos do “link” leste, por que no “link” oeste assinaturas semelhantes não são observadas? Por que a assimetria não é observada também no equador?

Baseando-se em considerações teóricas preliminares, sugere-se que a assimetria nas cintilações é devida a efeito dos ventos neutros zonais. Sahai et al. (1992) mediram a velocidade dos ventos zonais em Cachoeira Paulista e mostraram que os ventos sopram para leste ao longo de toda a noite durante qualquer período sazonal. Reportaram que a magnitude dos ventos tende a aumentar até por volta das 22:00 LT, quando então começa a diminuir. Com isso, sugere-se que perturbações (u_0) na velocidade dos ventos zonais, do tipo $u_0 \exp(i(\omega t - kx))$, com uma freqüência igual aquela do plasma na base da região F poderia causar uma espécie de efeito ressonante que transferiria energia de uma para outra. Como a velocidade zonal para leste dos ventos aumenta no início da noite, este refletiria num aumento da flutuação na densidade de n_i , cuja amplitude ($\nabla n_i / n_i$) seria máxima quando os ventos zonais fossem maiores, o que ocorre entre 22:00 e 24:00 LT de acordo com as observações de Sahai et al. (1992) e que coincide com os horários de maior ocorrência dos BSS de acordo com Valladares et al. (1983). No equador, por causa da configuração do campo magnético e em razão da maior altitude da base da camada F , este efeito seria maximizado, o que pode explicar porque as cintilações no VHF são observadas em ambos os “links” em CA. À oeste do céu sobre as estações conjugadas é esperado uma densidade maior do plasma do que no lado leste onde o arraste iônico é menor e os processos de decaimento estão mais adiantados. Com isso, as perturbações na velocidade estariam de alguma forma mais presentes no setor leste do céu para, através de ressonância direta, provocar as flutuações na densidade do plasma e gerar as irregularidades do tipo BSS.

4.9 Comentários e conclusões

O índice de cintilação S_4 utilizado para representar a atividade das irregularidades que causam as flutuações na amplitude dos sinais de rádio, depende essencialmente das flutuações (desvio médio quadrático, $\langle \Delta N^2 \rangle$) da densidade eletrônica ao longo do percurso do sinal, da espessura (L) e da altura (z) da camada de irregularidades, da intensidade (“força”) das irregularidades, do alinhamento das irregularidades ao longo do campo magnético da Terra e de sua extensão zonal, de fatores geométricos (AARONS, 1982), tais como, o ângulo formado entre o feixe de rádio e a camada de irregularidade e com o campo magnético da Terra, da inclinação espectral da potência do sinal e da zona de Fresnel. Alguns desses fatores são interdependentes e podem variar drasticamente de acordo com o fluxo solar, com o período sazonal e com a hora

local, e irão definir, portanto, as variações do índice S_4 . Desta forma, a atividade das cintilações poderá apresentar efeitos latitudinais e longitudinais significativos. Por causa do aumento da densidade eletrônica ambiente, durante o período de máximo no número de manchas solares são observadas as maiores ocorrências das cintilações. Para uma altura próxima do pico da camada $F2$, as cintilações nos sinais do GPS estão associadas às irregularidades com tamanhos de escala da ordem de ~365-400 m, e coexistem com as irregularidades de larga escala (bolhas de plasma/depleção) que estão alinhadas ao longo do tubo de fluxo magnético. Estas irregularidades que causam as cintilações surgem após o entardecer e são mais freqüentes nos horários que antecedem a meia-noite local, podendo ser observadas até 03:00 LT dependendo da latitude magnética dos observatórios. Na região equatorial, a deriva vertical do plasma é fortemente alterada pelo ângulo de declinação magnética, agindo para que durante os meses do solstício de verão (através dos processos de instabilidade) a atividade das cintilações tenda a ser maior do que em qualquer outro período sazonal. Consequentemente, níveis mais fortes do índice S_4 podem ser observados. A distribuição latitudinal das irregularidades está fortemente relacionada com a distribuição/intensidade da região da anomalia equatorial e do posicionamento das cristas da anomalia. Como consequência do efeito fonte, na região do equador magnético a densidade eletrônica ambiente é reduzida e com isso níveis mais fracos das cintilações são observados. Nas latitudes das estações de São José dos Campos, Palmas e São Martinho da Serra, próximas às cristas da anomalia, fortes cintilações tendem a ocorrer. Nestas estações, acerca dos anos de máximo solar e durante os equinócios as cintilações em níveis moderado e forte tornam-se predominantes, o que pode ser atribuído a um aumento do TEC sobre estas estações. À medida que o fluxo solar diminui ou em períodos sazonais em que a deriva vertical após o entardecer não seja tão forte, o efeito fonte torna-se mais fraco e a região da anomalia equatorial fica menos desenvolvida. Uma diminuição da deriva vertical na região equatorial também age para que as irregularidades geradas não atinjam altitudes suficientes para mapearem na ionosfera ao longo do tubo de fluxo magnético em direção à latitudes maiores. Ambos os fatores favorecem a intensificação da atividade das cintilações em latitudes menores, tais como aquelas em que se encontram as estações de Cuiabá e Manaus, sugerindo também que as cintilações podem estar fortemente associadas com os fortes gradientes latitudinais da densidade na região da fronteira da anomalia equatorial. Este fator pode explicar em parte as fortes variabilidades espaciais das cintilações. Porém, as cintilações na banda L do GPS

podem apresentar características diferentes daquelas observadas em outras faixas de freqüência. Irregularidades na densidade do plasma na base da região *F* (BSS) não causam flutuações na amplitude dos sinais do GPS. Porém, sinais recebidos dos satélites geoestacionários FleetSat-7 e FleetSat-8 revelam fortes cintilações na região equatorial causadas por estas irregularidades. Em duas estações conjugadas (Boa Vista e Campo Grande) cintilações devidas ao BSS foram observadas nos sinais recebidos do “link” leste, o que revela uma assimetria neste tipo de irregularidades em regiões de maior latitude “dip”. Esta assimetria pode ser devida às perturbações na velocidade dos ventos neutros zonais, que por ressonância amplificaria as flutuações na densidade até os tamanhos de escala característicos de ~1 km que causam as cintilações nos sinais do VHF. Estes fatores estabeleceriam alguns dos aspectos mais relevantes a serem considerados no desenvolvimento de um modelo de cintilação para o setor longitudinal brasileiro.

CAPÍTULO 5

MEDIDA DA VELOCIDADE DE DERIVA ZONAL DAS IRREGULARIDADES

Neste capítulo é apresentada a técnica utilizada para se estimar a velocidade de deriva zonal das irregularidades ionosféricas, a partir das medidas de cintilação obtidas dos sinais dos satélites geoestacionários (VHF) e do GPS. Esta técnica também pode ser empregada para se investigar algumas propriedades características das irregularidades do plasma. Inicialmente, apresenta-se uma breve introdução sobre as características das irregularidades que podem ser analisadas a partir da técnica que utiliza duas antenas receptoras de GPS e VHF geomagneticamente espaçadas, e dos modelos de derivas zonais das irregularidades. Em seguida é descrito o método utilizado neste estudo. A seguir, a variação da velocidade zonal média em função do ciclo solar, das estações do ano (sazonal) e da hora local é investigada sobre quatro estações localizadas no território brasileiro. São apresentados os resultados comparativos das velocidades de deriva em estações magneticamente conjugadas obtidos a partir de medidas com receptores de GPS e de VHF. O capítulo termina com uma apresentação de outras propriedades relevantes que podem ser inferidas.

5.1 Introdução

As irregularidades ionosféricas, ao evoluírem na forma de bolhas e se estenderem além do equador em direção a regiões de baixas latitudes, tendem a se mover para leste magnético (em relação a um referencial fixo na Terra), acompanhando o plasma noturno. Observações utilizando radares de VHF (RODRIGUES et al., 2004) puderam revelar que as irregularidades podem atingir extensões leste-oeste de até 500 km e que se deslocam para leste com uma velocidade de deriva que pode variar de 100 a 250 m/s.

A deriva zonal da ionosfera equatorial durante o período noturno é controlada principalmente pelo campo elétrico de dínamo da região F induzido pelos ventos neutros zonais. Estes ventos neutros zonais, para leste, geram um campo elétrico de polarização para baixo que causam a deriva zonal do plasma na direção $\vec{E} \times \vec{B}$. Raghavarao et al. (1991) demonstraram, a partir de medidas do satélite DE-2, que a velocidade dos ventos zonais, para leste, era máxima no equador magnético e diminuía em direção a latitudes mais baixas, tendo um mínimo próximo às cristas da anomalia equatorial. A variação latitudinal do vento zonal está associada com as variações

latitudinais da força de arraste iônico, por causa do desenvolvimento do pico de densidade eletrônica da anomalia equatorial. A partir de modelagem numérica, Anderson e Mendillo (1983) demonstraram que a velocidade zonal do plasma era resultado da velocidade zonal dos ventos ponderada pela condutividade Pedersen integrada ao longo das linhas de campo magnético. Como consequência, um gradiente latitudinal negativo na velocidade de deriva zonal das irregularidades na região *F*, em direção a baixas latitudes, implica num decréscimo da velocidade zonal quando esta é projetada em altitudes mais altas no plano equatorial.

A fim de medir a velocidade zonal destas irregularidades sobre a ionosfera local, várias técnicas têm sido empregadas ao longo dos anos. Medidas zonais de bolhas ionosféricas têm sido feitas tanto por instrumentos instalados em solo quanto a bordo de satélites. Por exemplo, medidas de derivas zonais das irregularidades ionosféricas em regiões equatoriais e aurorais podem ser obtidas, diretamente, a partir de técnicas de aeroluminescência atmosférica (MENDILLO e BAUMGARDNER, 1982; SOBRAL e ABDU, 1991; TINSLEY et al., 1997; SANTANA et al., 2001; PIMENTA et al., 2001, 2003; TERRA et al., 2004; OTSUKA et al., 2004; IMMEL et al., 2004), inferidas a partir de medidas de depleção no conteúdo eletrônico total (ABDU et al., 1985a, 1985b), ou ainda estimadas a partir do perfil de cintilação de sinais transmitidos de satélites geoestacionários e detectados por dois ou mais receptores instalados em solo (BASU et al., 1980, 1996; VACCHIONE et al., 1987; VALLADARES et al., 1996; SPATZ et al., 1988; BHATTACHARYYA et al., 1989, 2001). Resultados obtidos a partir de receptores espaçados geralmente são validados com resultados derivados de medidas de aeroluminescência ou medidas de radar (BASU et al., 1991). No entanto, diferenças em relação ao tamanho e a altitude das estruturas observadas devem ser levadas em conta.

Com o surgimento dos satélites do GPS, a medida de deriva zonal das irregularidades a partir a técnica de receptores geomagneticamente espaçados passou a ser amplamente empregada em observações da ionosfera nas regiões equatoriais e nas regiões próximas às cristas da anomalia equatorial de Appleton (KIL et al., 2000, 2002; DE PAULA et al., 2002; KINTNER et al., 2004; LEDVINA et al., 2004; OTSUKA et al., 2006; MUELLA et al., 2005, 2007). Em linhas gerais, a técnica é comumente empregada para se estimar não apenas a velocidade zonal das irregularidades, mas também para investigar propriedades características das irregularidades do plasma ionosférico. A

partir do padrão de cintilação na amplitude do sinal medido sobre cada um dos receptores, realizam-se as estimativas, nos quais os cálculos de deriva são geralmente baseados em análises de correlação dos sinais recebidos. Este método foi originalmente sugerido por Briggs et al. (1950), como referenciado por Briggs (1968), passando a ser amplamente empregado em vários trabalhos (por exemplo, RINO e LIVINGSTON, 1982; VACCHIONE et al., 1987; COSTA et al., 1988; COSTA e FOUGERE, 1988; BHATTACHARYYA et al., 1989; KIL et al., 2000, 2002; OTSUKA et al., 2006; DE PAULA et al., 2002; MUELLA et al., 2008b).

5.2 Princípios básicos do modelo

Conforme mostrado nas discussões sobre as teorias de cintilação apresentadas no Capítulo 4, o cenário mais realístico nos revela que as variações na intensidade do sinal detectadas por um receptor ou por uma rede de receptores (para uma dada configuração da camada de irregularidades) ocorrem em função do tempo e da posição em relação ao plano de observação. As variações temporais dos padrões de cintilação podem ser afetadas pelas (BEACH, 1998):

- (a) irregularidades que derivam com velocidade uniforme, mas sem que sua estrutura espacial se modifique;
- (b) evolução e decaimento das irregularidades à medida que o movimento de deriva procede;
- (c) o próprio movimento do satélite.

Inicialmente, supomos um caso mais simples, em que temos um padrão unidimensional da camada de irregularidade. Esta geometria é a mesma exemplificada na Fig. (4.1). Adicionalmente, consideramos o caso de um satélite geoestacionário, de forma que a terceira propriedade (c) não influenciará nas variações temporais do padrão de cintilação. Portanto, podemos deduzir que, para um observador fixo no solo, um padrão de irregularidade ionosférica que não se move vai gerar um padrão fixo de variação da intensidade do sinal. Em contrapartida, se as irregularidades passam a derivar, o padrão de cintilação se deslocará, e com isso serão observadas variações temporais na potência do sinal medido pelo receptor fixo no solo.

O espectro temporal de potência pode ser relacionado ao espectro espacial das irregularidades a partir da seguinte expressão:

$$\Phi_I(\omega) = \Phi_\phi(k = \omega/V_0), \quad (5.1)$$

em que ω denota a freqüência angular da onda, k é o número de onda horizontal e V_0 é a velocidade de deriva zonal da irregularidade. Sob condição de espalhamento fraco, o primeiro máximo da função filtro espacial de Fresnel para a intensidade do sinal ocorre em $k = \pi\sqrt{2}/r_F$, o que corresponde a $\omega = kV_0 = \pi\sqrt{2}V_0/r_F$ ou $f = V_0/(\sqrt{2}r_F)$, em que $\omega = 2\pi f$.

Para uma configuração mais realista (bidimensional) e considerando o efeito de (a), nas quais as irregularidades derivam com uma velocidade V_0 uniforme sem que a sua estrutura espacial se modifique, obtemos que (BHATTACHARYYA et al., 1992):

$$\Delta N(\vec{r}, t + t') = \Delta N(\vec{r} - \vec{V}_0 t, t'). \quad (5.2)$$

Por definição, a função correlação espaço-temporal da perturbação na fase (Eq. 4.5) é determinada pela função correlação espaço-temporal $B_{\Delta N}$ de ΔN , a partir de:

$$B_{\Delta N}(\vec{r}, t) = B_{\Delta N}(\vec{r} - \vec{V}_0 t). \quad (5.3)$$

Aplicando a transformada de Fourier na função correlação acima (Eq. 5.3), é possível representar em termos de espectro de potência espaço-temporal, $S_{\Delta N}(\vec{k}, \omega)$, os efeitos das irregularidades sobre o sinal do satélite. De acordo com Shkarofsky (1968):

$$S_{\Delta N}(\vec{k}, \omega) = \Phi_{\Delta N}(\vec{k}) \Psi(\vec{k}, \omega), \quad (5.4)$$

em que $\Phi_{\Delta N}(\vec{k})$ denota o espectro de potência das irregularidades no caso (a) (assim como na Eq. 4.25) e a função $\Psi(\vec{k}, \omega)$ torna-se:

$$\Psi(\vec{k}, \omega) = \delta(\vec{k} \cdot \vec{V}_0 + \omega). \quad (5.5)$$

Reescrevendo a Eq. (4.19) na forma:

$$u(\vec{r}, t) = \exp[\chi(\vec{r}, t) - iS(\vec{r}, t)], \quad (5.6)$$

uma expressão para $\chi(\vec{r}, t)$ e $S(\vec{r}, t)$ que utiliza como base a Eq. (4.21), possibilitará obter uma função correlação espaço-temporal para χ e S derivada em termos do

espectro de potência. Para um sinal recebido por um único receptor no solo, definimos $\Psi(\vec{k}, t)$ para o caso (a):

$$\Psi(\vec{k}, t) = \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{V}_0 t). \quad (5.7)$$

Considerando que as irregularidades se movem uniformemente na direção x , os espectros de potência de χ e S no domínio da freqüência, obtidos a partir das variações temporais do sinal transmitido por um satélite geoestacionário e detectado por um receptor fixo no solo, tornam-se (BHATTACHARYYA et al., 1992):

$$\Phi_\chi(\Omega) = \frac{2\pi r_e^2 \lambda^2 L}{|V_0|} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_{\Delta N} \left(\frac{-\Omega}{V_0}, k_y, 0 \right) \operatorname{sen}^2 \frac{\left(\frac{\Omega^2}{V_0^2} + k_y^2 \right) z_R}{2k} dk_y, \quad (5.8)$$

$$\Phi_S(\Omega) = \frac{2\pi r_e^2 \lambda^2 L}{|V_0|} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_{\Delta N} \left(\frac{-\Omega}{V_0}, k_y, 0 \right) \cos^2 \frac{\left(\frac{\Omega^2}{V_0^2} + k_y^2 \right) z_R}{2k} dk_y. \quad (5.9)$$

Um aspecto importante em relação ao espectro de potência de χ e S revela que, para um espectro de irregularidades que atenda a lei de potência na forma $\Phi_{\Delta N}(\vec{k}) \propto k^{-p}$, tanto $\Phi_\chi(\Omega)$ quanto $\Phi_S(\Omega)$ apresentarão um comportamento assintótico do tipo Ω^{1-p} em altas freqüências ($\Omega \gg \Omega_F = 2\pi V_0 / (2\lambda z_R)^{1/2}$). Por outro lado, para freqüências muito menores que a freqüência de Fresnel (Ω_F), $\Phi_S(\Omega)$ ainda exibe um comportamento do tipo Ω^{1-p} , porém $\Phi_\chi(\Omega)$ tende a tornar-se independente de Ω (YEH e LIU, 1982).

Avaliando o caso (b) em que as irregularidades começam a decair em consequência de mecanismos tais como difusão e flutuações na velocidade de deriva, uma expressão para a função $\psi(\vec{k}, t)$ sugerida por Tatarskii (1971), conforme referenciado por Bhattacharyya et al., 1992, supõe, inicialmente, que as flutuações na velocidade apresentam uma distribuição normal com um desvio padrão σ_v , na forma:

$$\Psi(\vec{k}, t) = \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{V}_0 t - k^2 \sigma_v^2 t^2 / 2). \quad (5.10)$$

Considerando o processo de difusão, que também leva a uma variação temporal no valor r.m.s. da flutuação na densidade de elétrons dentro da camada de irregularidades, Shkarofsky (1968) determinou que:

$$\Psi(\vec{k}, t) = \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{V}_0 t - k^2 [2Dt]/2). \quad (5.11)$$

em que D é o coeficiente de difusão.

Considerando as medidas feitas a partir de dois receptores separados por uma distância Δx na direção em que as irregularidades se deslocam, o efeito temporal em decorrência às irregularidades no caso (a) fará com que o padrão de cintilação em amplitude medido pelos receptores seja similar, porém, ligeiramente deslocado no tempo de $\Delta x/V_0$. Empregando os métodos de correlação cruzada (BRIGGS, 1968; VACCHIONE et al., 1987, COSTA et al., 1988) sobre o padrão de cintilação medido entre os receptores, o resultado será idêntico à função autocorrelação em um receptor. No entanto, o pico de correlação será deslocado de $\pm \Delta x/V_0$, dependendo do sentido em que as irregularidades se movimentam. Na prática, uma correlação perfeita não existe e isso se deve às mudanças temporais nos padrões de variação da amplitude do sinal, resultantes do fato de que as irregularidades estão sempre evoluindo ou decaindo. Adicionalmente, as irregularidades em diferentes altitudes podem derivar com diferentes velocidades e, estando as irregularidades em diferentes altitudes em horários diferentes, o raio de Fresnel (r_F) acabará se alterando. De acordo com Briggs (1968), a função correlação espaço-temporal do padrão de cintilação em amplitude, obtida a partir dos registros de cintilação detectados por dois receptores geomagneticamente espaçados é dada por:

$$B(\Delta x, t) = f[(\Delta x - V_{ox}t)^2 + V_c^2 t^2], \quad (5.12)$$

em que V_c denota a velocidade característica, que representa uma medida das propriedades aleatórias do padrão de cintilação, inerentes às flutuações na densidade eletrônica e V_{ox} é a velocidade de deriva zonal média ao longo da direção x , positiva para leste.

A Fig. (5.1) exibe uma configuração em que dois receptores em solo detectam o sinal de um satélite geoestacionário. As irregularidades que derivam para leste e são atravessadas pelo feixe do sinal, são detectadas pelo receptor W no instante t_1 e pelo receptor E no instante t_2 . Com isso, a partir do tempo de atraso ($\tau = t_2 - t_1$) da máxima

função correlação cruzada do padrão de cintilação medido pelos dois receptores, é determinada uma velocidade de deriva aparente (V_A) no tempo de correlação, em que $V_A = \Delta x / \tau$. Esta velocidade de deriva aparente corresponde a uma velocidade de deriva média, na qual de acordo com o caso (a), é suposto que as estruturas das irregularidades não se modificam dentro do tempo de correlação τ . Sendo assim, teremos que:

$$\Delta x / \tau = V_{ox} + V_c^2 / V_{ox}. \quad (5.13)$$

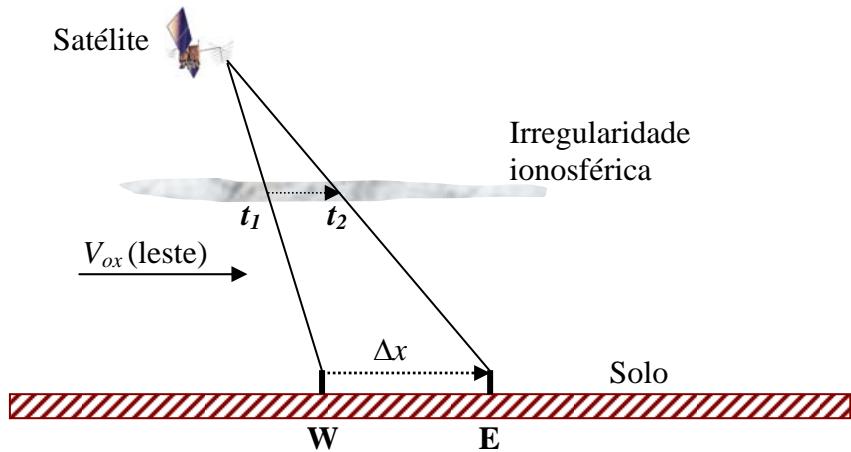


Figura 5.1 – Diagrama esquemático mostrando o efeito do tempo de atraso sobre a correlação entre os sinais recebidos.

Supondo que a razão entre o desvio padrão das flutuações na velocidade de deriva e o valor médio da própria deriva zonal V_{ox} seja $\tau_V/V_{ox} \ll 1$, a seguinte relação pode ser obtida para o caso de uma camada de irregularidades de espessura bidimensional:

$$\Delta x / \tau = V_{ox} + \tau_V^2 / V_{ox}. \quad (5.14)$$

Considerando o caso (b), na situação em que as irregularidades apresentam flutuações aleatórias em sua velocidade de deriva (Eq. 5.10), e incorporando a teoria das cintilações fracas “phase screen” (para uma onda plana que incide normalmente sobre a camada de irregularidades), o efeito de descorrelação como consequência das mudanças na estrutura da irregularidade faz com que a velocidade real seja obtida substituindo τ por:

$$\tau = (\tau_m^2 + \tau_p^2) / \tau_m \quad (5.15)$$

em que τ_m é o tempo de atraso para a máxima correlação cruzada e a função auto-correlação obtida entre a intensidade dos sinais medidos pelos dois receptores espaçados de Δx , e τ_p é o tempo de atraso para a qual a função auto-correlação da amplitude se iguala ao valor de pico da função correlação cruzada. A Figura (5.2) exemplifica esta idéia.

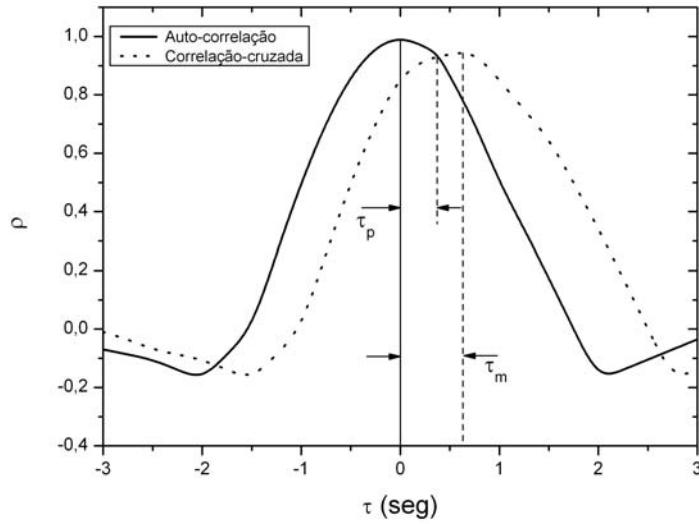


Figura 5.2 – Medidas de intensidade do sinal a partir de dois receptores geomagneticamente espaçados e suas funções auto-correlação e correlação cruzada.

Com base nestes parâmetros, de acordo com Vacchione et al. (1987), a velocidade de deriva zonal real (V_o) das irregularidades, e a velocidade característica V_c podem ser reescritas como:

$$V_o = \Delta x \tau_m / (\tau_m^2 + \tau_p^2), \quad (5.16)$$

$$V_c^2 = \Delta x V_o / \tau_m - V_o^2. \quad (5.17)$$

Enquanto que a velocidade de deriva real (V_o) do padrão de cintilação, observado no plano dos receptores, pode ser relacionada com a velocidade média de deriva zonal das irregularidades (mesmo quando fortes cintilações são observadas), a relação entre V_c e a características das irregularidades torna-se matematicamente complicada sob esta condição, pois seria necessário obter a função correlação espaço-temporal da intensidade do sinal recebido a partir da solução do seu quarto momento (BHATTACHARYYA et al., 1992).

Dependendo da orientação do sinal e da localização da estação de recepção, a velocidade de deriva medida, V_o , sofrerá os efeitos da presença de uma velocidade de deriva vertical, na forma (SPATZ et al., 1988; BHATTACHARYYA et al., 1992):

$$V_o = V_E - V_Z \tan \theta \sin \phi \quad (5.18)$$

em que V_E denota a componente zonal da velocidade de deriva (positiva para leste), V_Z é a velocidade de deriva vertical (positiva para cima), e θ e ϕ denotam, respectivamente, o ângulo zenital e o ângulo de azimute formado pelo percurso do sinal do satélite até o receptor no solo. A Fig. (5.3) exibe uma ilustração esquemática considerando o efeito de uma velocidade de deriva vertical no atraso de tempo do sinal.

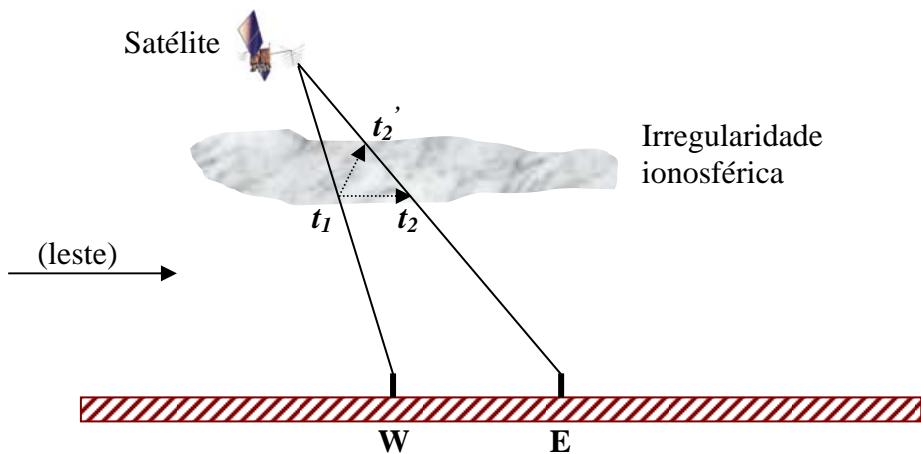


Figura 5.3 – Diagrama esquemático mostrando o efeito de deriva vertical sobre o tempo de correlação. Na ocorrência de deriva vertical, as irregularidades que passam sobre o receptor **W** num tempo t_1 poderão passar sobre o receptor **E** num tempo t_2' , ao invés de t_2 (quando não há deriva vertical). Neste caso o tempo de correlação será $\tau = t_2' - t_1$.

A interpretação do modelo de deriva das irregularidades torna-se mais complicada quando as variações temporais das cintilações são afetadas pela velocidade do satélite. Isto é exatamente o que acontece na técnica que infere a velocidade zonal das irregularidades a partir de sinais recebidos dos satélites de GPS. Levando em consideração que o percurso do sinal desde o satélite até o receptor “perfura” a ionosfera em um segmento de reta, denominado simplesmente por “Ponto de Perfuração Ionosférica”, ou do inglês *IPP* (“Ionospheric Piercing Point”), a sua velocidade (V_{IPP})

representará a velocidade horizontal da linha de visada do sinal que perfura a ionosfera na altitude do pico $F2$. O valor de V_{IPP} pode variar de 60 m/s (próximo ao zênite) a até 400 m/s, para situações de baixos ângulos de elevação (KINTNER et al., 2004). De acordo com Kelley (1989), logo após o pôr-do-Sol a deriva do plasma ionosférico assume valores da ordem de 100-200 m/s (para leste) na região do equador magnético. Como as irregularidades do plasma na região equatorial tipicamente se formam entre o entardecer e a meia-noite local, as velocidades do ponto de penetração podem coincidir com a deriva horizontal destas irregularidades, dependendo, é claro, da direção em que os satélites de GPS se movimentam. Felizmente, as posições e as direções em que os satélites se deslocam são conhecidas. Com isso, teoricamente, os efeitos associados aos movimentos dos satélites podem ser obtidos. No entanto, entre outros fatores capazes de causar erros na determinação de V_{IPP} , deve-se lembrar que: (1) a altura suposta para o pico da ionosfera pode não ser a mais correta, visto que a maior parte da difração ocorre na altura em que se encontra a maior contribuição ao conteúdo eletrônico; (2) para linhas de visada afastadas do zênite, tanto as derivas verticais quanto as zonais contribuem na estimativa da deriva das irregularidades. Felizmente, a geometria da linha de visada dos sinais dos satélites de GPS que perfuram a ionosfera não muda consideravelmente dentro de curtos períodos de tempo. Com isso, o ângulo zenital não varia drasticamente.

5.3 Modelo de deriva zonal das irregularidades

O primeiro passo numa análise de receptores geomagneticamente espaçados refere-se à definição do sistema de coordenadas. Inicialmente, supõe-se que os receptores são estacionários. Em seguida, define-se que o sistema de coordenadas mais conveniente para os receptores tem o seu eixo x alinhado ao longo da direção leste-oeste magnética (zonal) e o eixo z coincidindo com a direção vertical de cada receptor. A Fig. (5.4) mostra este sistema de coordenadas, no qual o plano do receptor é definido pelo plano xy , ϕ é o ângulo de zênite do satélite e θ é o ângulo de azimute, definido no sentido horário a partir do eixo y no plano do receptor (norte magnético). Para um satélite geoestacionário ou um satélite que se move no espaço, é importante que a sua distância ao receptor seja muito maior do que o tamanho de escala das irregularidades que causam as flutuações na amplitude do sinal.

Em seguida, supõe-se que a velocidade de propagação do sinal é muito maior do que as velocidades do satélite e do padrão de cintilação. Emprega-se a mesma suposição adotada nas teorias de cintilação, na qual é suposto que as irregularidades responsáveis pelas flutuações na amplitude do sinal ocupam uma camada de espessura infinitesimal (“thin layer”) e são alinhadas ao longo do campo magnético da Terra. Este alinhamento faz com que o padrão de cintilação, produzido quando as irregularidades assumem uma característica de tela de difração e com dimensões do raio de Fresnel, seja projetado no plano xy do receptor instalado no solo (Fig. 5.5) (KINTNER et al., 2004). No entanto, esta projeção sobre a superfície da Terra pode fazer com que a velocidade de deriva zonal inferida do padrão de cintilação se diferencie do seu valor real (KINTNER et al., 2001), pois como demonstrado pela Equação (5.18), ambas as componentes da velocidade (vertical e zonal) afetam a determinação da velocidade zonal do padrão de cintilação.

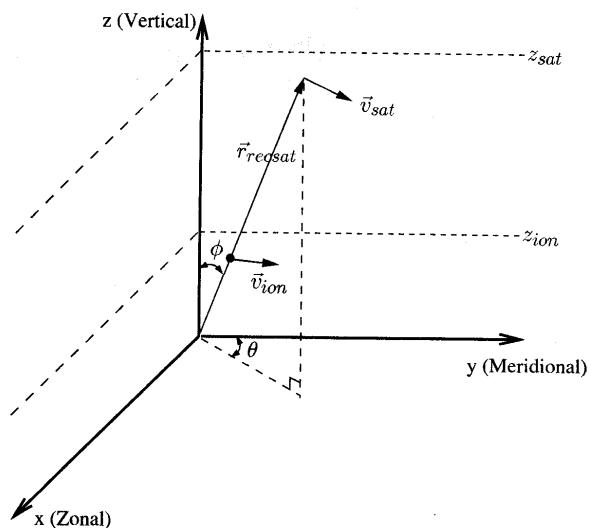


Figura 5.4 – Ilustração do sistema de coordenadas do receptor, em que são mostrados o vetor velocidade do satélite, o vetor velocidade média da irregularidade, o vetor posição do satélite, a altura média da camada de irregularidades e os ângulos entre os vetores.

FONTE: Adaptada de Ledvina et al. (2004)

Desta forma, as irregularidades alinhadas ao campo magnético e o percurso do feixe do sinal definirão um novo plano que contém a projeção do padrão de cintilação. Este plano de projeção é composto pelo vetor diferença ($\vec{r}_{ippsat} = \vec{r}_{sat} - \vec{r}_{ipp}$) entre os vetores posição do satélite e do ponto de perfuração ionosférica, e pelo vetor unitário do campo

magnético da Terra \hat{B} na posição do ponto de perfuração ionosférica. Uma equação para o plano de projeção é descrita como (LEDVINA et al., 2004):

$$\vec{q}^T (\vec{r} - \vec{r}_{ipp}) = 0, \quad (5.19)$$

no qual \vec{q} é um vetor normal ao plano no ponto de perfuração ionosférica, o sobrescrito T denota vetor transposto, $\vec{r}_{ipp} = (x_{ipp}, y_{ipp}, z_{ipp})$ representa a posição do ponto de perfuração ionosférica e \vec{r} é um ponto arbitrário no plano de projeção. Todos os vetores formam um vetor coluna 3 x 1 e o vetor \vec{q} pode ser escrito como:

$$\vec{q} = \hat{B}(\vec{r}_{ipp}) \times \vec{r}_{ippsat}. \quad (5.20)$$

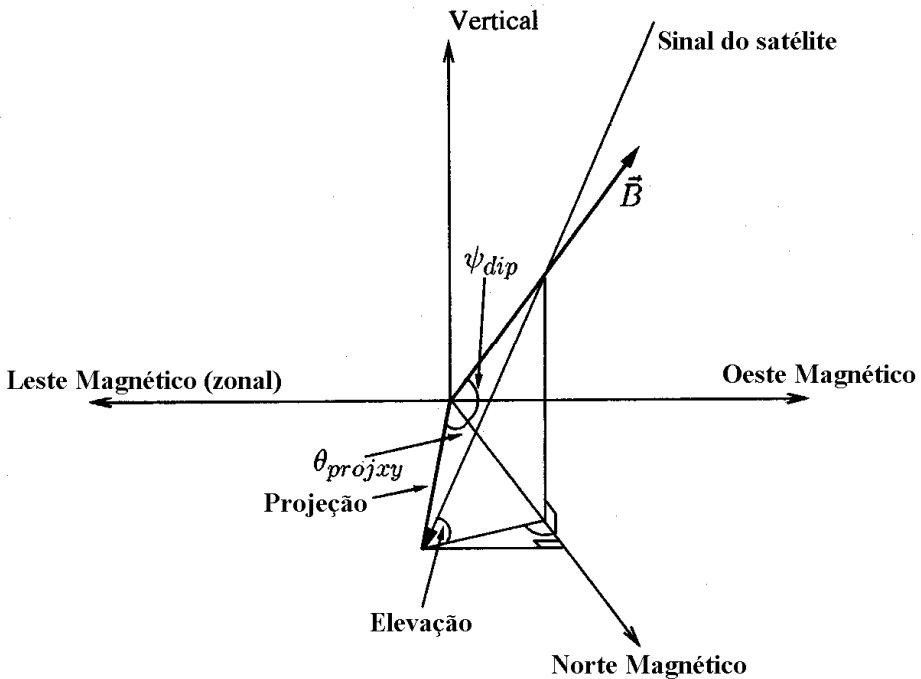


Figura 5.5 – Diagrama esquemático do plano do receptor no qual é observado o padrão de cintilação, que representa a projeção da irregularidade na ionosfera (alinhada ao vetor campo magnético). O padrão de cintilação no plano do receptor está alinhado ao longo da projeção.

FONTE: Adaptada de Ledvina et al. (2004)

Partindo do princípio de que os receptores estão horizontalmente alinhados ao longo da direção zonal magnética, erros atribuídos ao posicionamento meridional e vertical dos receptores podem ser desprezados. Para se determinar a velocidade do padrão de

cintilação no sistema de coordenadas do receptor (v_{zonalx}), sua componente zonal (na intersecção entre o plano de projeção e o plano do receptor) pode ser determinada a partir da derivada temporal do termo à esquerda da Eq. (5.19):

$$\frac{\partial}{\partial t} [\vec{q}^T (\vec{r} - \vec{r}_{ipp})] = 0, \quad (5.21)$$

Logo obtém-se que:

$$\begin{aligned} \frac{\partial r_x}{\partial t} + \frac{q_y}{q_x} \frac{\partial r_y}{\partial t} + \frac{q_z}{q_x} \frac{\partial r_z}{\partial t} &= \frac{\partial r_{ionx}}{\partial t} + \frac{q_y}{q_x} \frac{\partial r_{iony}}{\partial t} + \frac{q_z}{q_x} \frac{\partial r_{ionz}}{\partial t} - \frac{\partial q_x}{\partial t} \frac{(r_x - r_{ionx})}{q_x} \\ &- \frac{\partial q_y}{\partial t} \frac{(r_y - r_{iony})}{q_x} - \frac{\partial q_z}{\partial t} \frac{(r_z - r_{ionz})}{q_x}. \end{aligned} \quad (5.22)$$

A Eq. (5.22) pode ser simplificada e algumas substituições também podem ser feitas ao longo das componentes de \vec{q} (LEDVINA et al., 2004):

$$\vec{r}_{rec} = (x_{rec}, y_{rec}, 0)^T, \quad (5.23)$$

$$\vec{r}_{ion} = (x_{ion}, y_{ion}, z_{ion})^T, \quad (5.24)$$

$$\vec{r} = \vec{r}_{rec}, \quad (5.25)$$

em que a derivada parcial da Eq. (5.25) fornece a velocidade no ponto de intersecção do plano de projeção, na posição do receptor.

Logo, deduz-se para a velocidade zonal do padrão de cintilação que (CERRUTI et al., 2006):

$$v_{zonalx} = \frac{z_{sat}}{z_{sat} - z_{ion}} \left\{ \begin{array}{l} v_{ionx} + (q_y/q_x)v_{iony} + (q_z/q_x)v_{ionz} \\ - \frac{z_{ion}}{z_{sat}} [v_{satx} + (q_y/q_x)v_{saty} + (q_z/q_x)v_{satz}] \end{array} \right\} \quad (5.26)$$

em que z_{sat} é a altitude do satélite acima do plano do receptor, z_{ion} é a altura da camada de irregularidades (tela de difração) causando flutuação na amplitude do sinal, v_{ionx} , v_{iony} e v_{ionz} denotam a velocidade média das irregularidades nas direções zonal, meridional e vertical, respectivamente, e v_{satx} , v_{saty} e v_{satz} denotam, respectivamente, as velocidades

zonal, meridional e vertical do satélite. No caso dos satélites do GPS, suas velocidades podem ser determinadas a partir de suas efemérides transmitidas, ou na internet através da página <<http://igscb.jpl.nasa.gov/components>>. Os termos multiplicativos q_y/q_x e q_z/q_x são os fatores de mapeamento das componentes das velocidades das irregularidades e dos satélites para o sistema de coordenadas magnéticas do receptor. De acordo com Ledvina et al. (2004) estes fatores de mapeamento são descritos como:

$$\frac{q_y}{q_x} = \frac{(B_z/B_y)\tan\phi\sin\theta - (B_x/B_y)}{1 - (B_z/B_y)\tan\phi\cos\theta}, \quad (5.27)$$

$$\frac{q_z}{q_x} = \frac{-\tan\phi\sin\theta + (B_x/B_y)\tan\phi\cos\theta}{1 - (B_z/B_y)\tan\phi\cos\theta}, \quad (5.28)$$

em que B_x , B_y e B_z são as componentes do vetor campo magnético no ponto de perfuração ionosférica que podem ser obtidas utilizando o modelo “International Geomagnetic Reference Field” (IGRF). As coordenadas do ponto de perfuração ionosférica pode ser obtida a partir de (KLOBUCHAR, 1987):

$$\varphi_{ipp} = \frac{1}{\sin[\sin\varphi_{rec}\cos\psi + \cos\varphi_{rec}\sin\psi\cos\theta]} \quad (5.29)$$

$$\lambda_{ipp} = \lambda_{rec} + \frac{1}{\sin\left(\frac{\sin\psi\sin\theta}{\cos\varphi_{ipp}}\right)} \quad (5.30)$$

em que φ_{ipp} e φ_{rec} denotam, respectivamente, as latitudes geográficas do ponto de perfuração ionosférica e do receptor, analogamente λ_{ipp} e λ_{rec} denotam a longitude geográfica e o ângulo central Ψ é dado por:

$$\psi = \frac{\pi}{2} - \left(el + \frac{1}{\sin\left(\frac{r_T}{r_T + h_{ion}}\cos(el)\right)} \right), \quad (5.31)$$

em que el é o ângulo de elevação do satélite, r_T é o raio médio da Terra e h_{ion} denota a altura média da camada ionosférica, geralmente considerada como sendo equivalente a 350 km.

A alta condutividade paralela da ionosfera em altitudes que abrangem a região F contribui para que as irregularidades sejam alongadas a grandes distâncias na direção meridional, de forma que as irregularidades paralelas ao campo magnético tornem-se muito maiores do que as escalas de Fresnel. Assim, não provocam cintilações na amplitude dos sinais. Sendo assim, não existirão contribuições devidas à componente da velocidade paralela às linhas de campo. Por outro lado, v_{ionz} pode assumir valores altos durante a fase de crescimento das irregularidades, o que pode causar grandes contribuições à velocidade zonal durante as duas primeiras horas após o pôr-do-Sol. Desprezando-se qualquer contribuição devida às componentes paralela e vertical, uma equação para a velocidade zonal do padrão de cintilação (v_{zonax}) pode ser simplificada para a seguinte forma (LEDVINA et al., 2004):

$$v_{zonax} = \frac{z_{sat}}{z_{sat} - z_{ion}} \left\{ v_{ionx} - \frac{z_{ion}}{z_{sat}} [v_{satx} + (q_y/q_x)v_{saty} + (q_z/q_x)v_{satz}] \right\}. \quad (5.32)$$

Na Eq. (5.32) os fatores q_y/q_x e q_z/q_x geralmente assumem valores inferiores a 0,05. No entanto, as componentes zonal e meridional das velocidades dos satélites podem contribuir significativamente no valor inferido da velocidade do padrão de cintilação. No caso dos satélites geoestacionários cujos ângulos de elevação sejam elevados, têm-se $|\vec{v}_{sat}| = 0$ e $z_{sat} \gg z_{ion}$, de modo que a Eq. (5.32) simplifica-se para:

$$v_{zonax} = v_{ionx}. \quad (5.33)$$

No caso dos satélites do GPS, a Eq. (5.32) é empregada e três variáveis desconhecidas aparecem; v_{ionx} , z_{ion} e v_{zonax} . O que se deseja determinar é v_{ionx} , a velocidade de deriva zonal média das irregularidades. O valor médio da altura do ponto de perfuração z_{ion} é considerado igual a 350 km para a camada de irregularidades, o que é válido para o pico da ionosfera em latitudes médias e equatoriais durante eventos de bolhas/irregularidades de plasma. O valor da velocidade zonal do padrão de cintilação v_{zonax} é determinado a partir do tempo de atraso (τ) da máxima correlação cruzada do padrão de cintilação medido pelos dois receptores, dado por (KIL et al., 2000):

$$C(\tau) = \frac{\sum_k S_1(t_k)S_2(\tau - t_k)}{\sqrt{\sum_k S_1^2(t_k)S_2^2(\tau - t_k)}}. \quad (5.34)$$

Esta velocidade de deriva zonal aparente das irregularidades, projetada no plano do receptor, pode ser inferida a partir de (KIL et al., 2002; DE PAULA et al., 2002; OTSUKA et al., 2006):

$$v_{zonalx} (= V_{ox}) = \frac{d}{(j/f_a)} \quad (5.35)$$

em que d é a distância entre os pontos de perfuração ionosférica, na altura z_{ion} , do feixe do sinal recebido por cada um dos receptores. Note que não é utilizada aqui a distância Δx entre os receptores, mas a distância (d) entre os pontos em que as irregularidades cortadas pelo feixe do sinal são projetadas no plano do receptor instalado no solo. Na Eq. (5.35), j é o número de deslocamentos, que é uma função do parâmetro de deslocamento de tempo (τ) para o qual a função correlação cruzada (Eq. 5.34) entre os sinais recebidos pelos dois receptores espaçados atinge seu valor máximo. O parâmetro j pode assumir valores positivos ou negativos, para as irregularidades que se deslocam para leste ou para oeste, respectivamente. O número f_a é o número de amostras do sinal medido dentro do intervalo de 1 segundo, que divide j para fornecer o tempo de atraso τ .

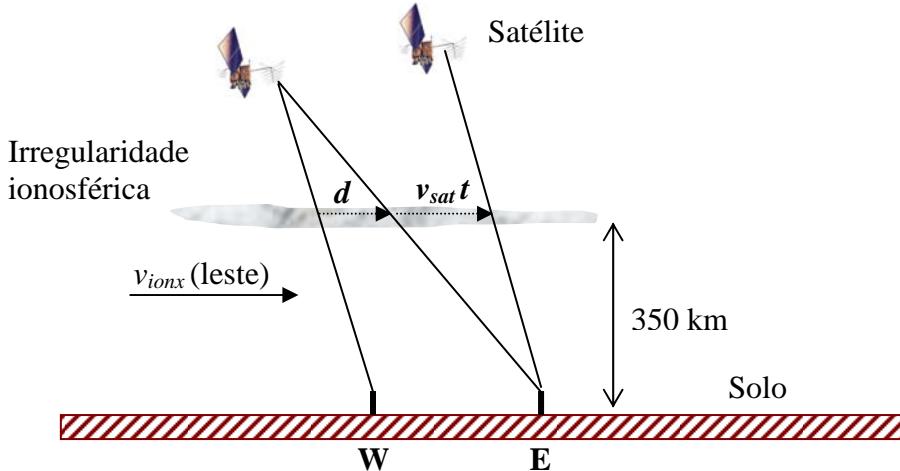


Figura 5.6 – Diagrama esquemático mostrando o efeito do movimento do satélite sobre a velocidade de deriva inferida.

A Fig. (5.6) acima exibe uma ilustração do efeito das irregularidades e dos satélites na estimativa da deriva zonal das irregularidades. Se o satélite é estacionário, então a máxima correlação ocorre quando a irregularidade percorre uma distância d . Em contrapartida, se o satélite se desloca com uma velocidade v_{sat} , a distância total que a irregularidade percorrerá com sua velocidade v_{ionx} , durante o máximo tempo de

correlação, será $d + v_{sat}t$. Logo, $v_{ionx} = d/t + v_{sat}$. Com isso, a expressão para a determinação da velocidade de deriva zonal das irregularidades por ser escrita como:

$$v_{ionx} = \frac{z_{ion}}{z_{sat}} \left\{ v_{satx} + \left(q_y/q_x \right) v_{saty} + \left(q_z/q_x \right) v_{satz} \right\} - \frac{z_{sat} - z_{ion}}{z_{sat}} \left[\frac{d}{(j/f_a)} \right]. \quad (5.36)$$

5.4 Metodologia empregada nas observações de deriva zonal das irregularidades

5.4.1 Processamento dos dados e cálculo da velocidade

Para se inferir a velocidade de deriva zonal das irregularidades numa determinada estação foi utilizada a configuração de dois receptores de GPS na direção leste-oeste magnética. No cálculo da velocidade de deriva são utilizados os três arquivos gravados pelos receptores SCINTMON mencionados no capítulo anterior (*.FSL, *.N e *.SUM). Um algoritmo implementado de acordo com o modelo de velocidade de deriva descrito na Seção 5.3 foi utilizado nos cálculos. As principais etapas do processamento para o cálculo da deriva podem ser resumidas da seguinte forma (MUELLA, 2006):

(a) Inicialmente são estabelecidos os critérios para seleção dos dados. No algoritmo informa-se a máscara de elevação, a distância entre os receptores, o menor nível do índice S_4 aceitável e do índice de correlação cruzada desejado. Geralmente, uma máscara de elevação de 40° é aceitável, porém, em nosso estudo é utilizada uma máscara de 45° , que equivale a um cone de 700 km de diâmetro para uma altitude de 350 km (altura média adotada para a camada das irregularidades). Os efeitos de multipercorso do sinal é um dos principais fatores que causam um aumento do índice de cintilação. Neste caso, dependendo da localização dos receptores (existência de obstáculos próximos à antena, tais como árvores, prédios, torres, etc.) pode ser recomendável utilizar apenas medidas de cintilação em que o índice S_4 tenha assumido valores maiores que 0,2. Adicionalmente, abaixo de 0,2 compreende um nível de ruído que abrange um conjunto de efeitos que estão associados à antena do receptor, a fase de pré-amplificação do sinal, o comprimento do cabo conectando a antena ao receptor, às perdas dos sinais nas conexões, os processos de controle automático de ganho do receptor (AGC), etc. (P. M. KINTNER, comunicação pessoal). Para o índice de correlação cruzada um valor superior a 75% é aceitável, porém, no presente estudo utiliza-se um índice de correlação de 0,9.

- (b) Em seguida, são obtidos a partir do modelo IGRF valores médios mensais das componentes leste (x), norte (y) e vertical (z) do campo magnético da Terra para uma altura de 350 km e dentro de uma faixa de latitude e longitude (passos de 5 graus) em que o cone de elevação abrangerá em uma determinada estação. Os valores de declinação magnética e latitude magnética utilizados equivalem aquela à 350 km de altitude sobre a estação de observação.
- (c) Leitura dos arquivos SUM e visualização da cintilação (índice S_4) medida por cada receptor espacado e para cada satélite visível.
- (d) Seleção dos intervalos dos padrões de cintilação observados.

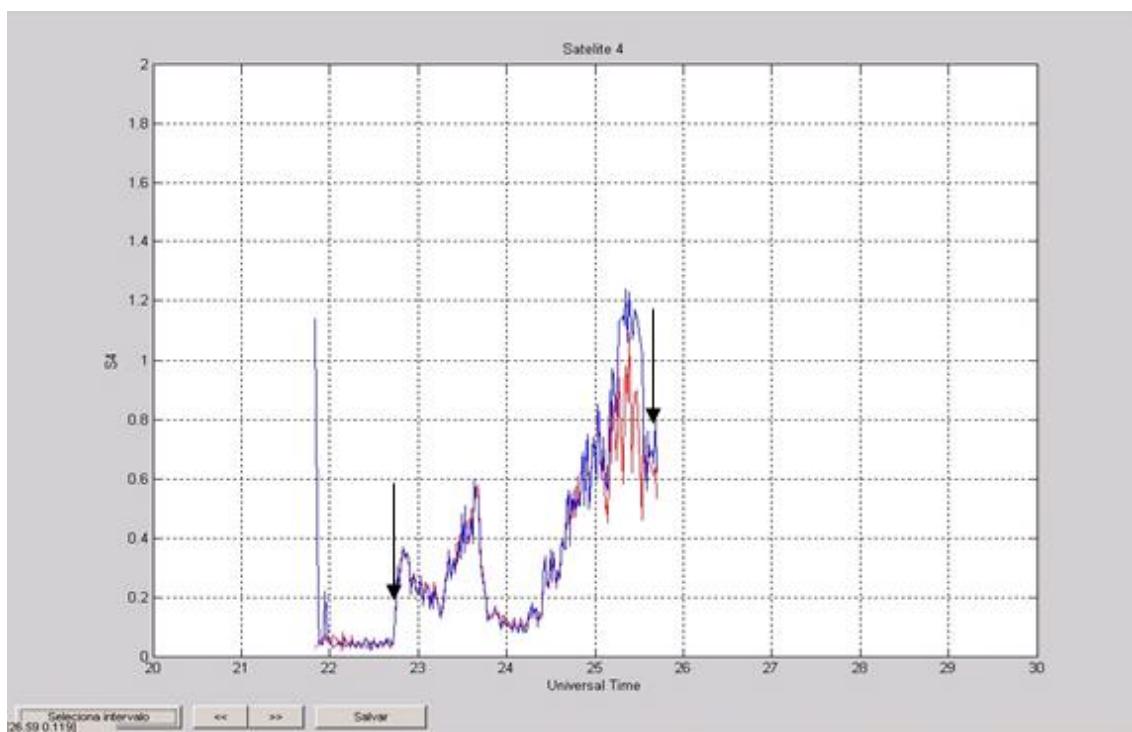


Figura 5.7 – Exemplo da janela para seleção dos intervalos em que ocorreram cintilações.

Nesta fase inicial do processamento uma janela é aberta mostrando as cintilações observadas por cada receptor e para cada satélite visível sobre as estações. A Fig. (5.7) mostra um exemplo de cintilação medida pelo receptor à leste (linha vermelha) e pelo receptor à oeste (linha azul) para os sinais recebidos do satélite PRN 4. Primeiramente, com o cursor do “mouse” selecionam-se os instantes iniciais e finais que ocorreram as cintilações e que deverão ser consideradas no cálculo de deriva. As setas pretas na Fig. (5.7) exemplificam os pontos selecionados no intervalo. Este procedimento é feito para

cada satélite visível. Nota-se na Fig. (5.7) a correlação que existe entre os sinais recebidos pelos satélites leste e oeste. Esta etapa do processamento vai apenas informar quais os intervalos cujos dados de potência do sinal medido para cada satélite será utilizado no cálculo.

- (e) A seguir, os arquivos FSL de cada receptor são lidos e são extraídas as informações das amostras (3000 amostras) da intensidade da potência do sinal medida em cada minuto. Estas informações são lidas e gravadas somente para os intervalos selecionados no passo anterior para cada um dos satélites.
- (f) As informações gravadas no passo (c) são lidas e é feita a correlação cruzada entre os sinais dos dois receptores. Durante este processamento são armazenados para cada um dos satélites vários parâmetros da correlação, tais como o índice de correlação e os números de deslocamento de autocorrelação, de correlação cruzada (j) e do tempo (τ) em que a correlação atinge seu valor máximo. Estas informações são então gravadas.
- (g) A seguir, são lidos os arquivos FSL e os arquivos de navegação e com isso são calculados para os intervalos selecionados as componentes x , y e z da velocidade dos satélites, seus ângulos de elevação e azimute, a localização atualizada dos pontos de perfuração ionosférica e a distância entre os pontos ionosféricos.
- (h) Calcula-se a velocidade zonal aparente das irregularidades (Eq. 5.35).
- (i) Determina-se a velocidade de deriva das irregularidades corrigida pela velocidade dos satélites para uma altura de 350 km (Eq. 5.36). São gerados arquivos de texto de saída com os valores de velocidade calculados para cada minuto e para cada satélite, quando os critérios atingiram aqueles especificados no item (a).

Tabela 5.1 – Número de dias utilizados durante cada período sazonal e ao longo dos anos de observação sobre as estações de Cuiabá (CB), Cachoeira Paulista (CP), São Luís (SL) e São Martinho da Serra (SMS).

ESTAÇÕES DE OBSERVAÇÃO									
	SÃO LUÍS		CUIABÁ		CACHOEIRA PAULISTA		S. MARTINHO DA SERRA		
Período Sazonal	Verão	Equinócios	Verão	Equinócios	Verão	Equinócios	Verão	Equinócios	
ANO	NÚMERO DE NOITES OBSERVADAS								
202	1999	-	-	-	-	15	16	-	-
	2000	12	-	15	-	44	-	-	-
	2001	30	27	72	31	39	10	42	-
	2002	75	-	76	18	-	-	27	11
	2003	-	20	-	21	15	18	-	-
	2004	10	16	17	-	27	21	-	-
	2005	-	-	12	17	32	12	-	-
	2006	-	-	37	-	23	-	-	-
	2007	-	-	-	-	14	-	-	-

“-“ (sem dados de observação)

5.4.2 Dependência temporal, sazonal, latitudinal e com o ciclo solar

No presente estudo foram inferidas as velocidades de deriva zonal das irregularidades que causam as cintilações nos sinais de GPS e cujos dados foram coletados em quatro estações: São Luis (SL), Cuiabá (CB), Cachoeira Paulista (CP) e São Martinho da Serra (SMS). As velocidades foram inferidas para cada período sazonal (verão e equinócios) e ao longo dos anos em que os dados dos receptores estiveram disponíveis. Com isso, a partir do comportamento médio da variação temporal da velocidade de deriva determinada sobre cada estação, é feita uma análise da dependência com o fluxo solar e da latitude magnética das estações (quando ocorreram observações simultâneas durante determinados períodos sazonais). A Tabela 5.1 registra o número de dias utilizados no cálculo da velocidade de deriva para cada período sazonal e em cada uma das estações de observação. Foram utilizados apenas dias geomagneticamente calmos ($K_p < 3^+$). Os meses que compreendem cada período sazonal são os mesmos adotados no Capítulo 4.

5.4.3 Comparação da velocidade de deriva na ionosfera em pontos conjugados

Conforme mostrado no Capítulo 4, durante a campanha COPEX foram realizadas observações de cintilação nos sinais da banda L do GPS e nos sinais de VHF recebidos de satélites geoestacionários. Com isso, foi possível inferir a velocidade de deriva das irregularidades que causam as cintilações em ambas as freqüências. Para a freqüência L1 do GPS os cálculos foram realizados conforme apresentados nas Seções 5.3 e 5.4.1. Para o VHF a diferença principal é que o cálculo não inclui qualquer tipo de correção associada à efeitos geométricos, sendo calculado diretamente a partir do método de correlação cruzada, ou seja, a partir do tempo de atraso da máxima correlação entre os sinais recebidos pelas antenas receptoras do VHF, geomagneticamente espaçadas de 100 metros uma da outra na direção zonal. Com isso, é feita uma comparação entre a velocidade de deriva inferida sobre as estações conjugadas e para cada um dos métodos. Na análise de correlação do VHF foi calculada a velocidade de deriva somente quando o índice de cintilação assumiu valores maiores que 0,3 e o índice de correlação cruzada atingiu no mínimo 90%.

5.5 Resultados e discussões sobre o estudo do comportamento médio da velocidade de deriva zonal das irregularidades

5.5.1 Variação sazonal

O conjunto de painéis das Figs. (5.8) e (5.9) exibe o comportamento médio da velocidade de deriva zonal das irregularidades em função da hora local sobre SL para os dois períodos sazonais (equinócios e verão), respectivamente, e para cada ano de observação cujos dados foram coletados. Como as cintilações são muito fracas durante o inverno não tivemos estatística para calcular a velocidade de deriva em nenhum período, bem como para nenhuma estação de observação.

Nas Figs (5.10) e (5.11) é apresentado o comportamento médio ao longo dos anos da velocidade de deriva zonal das irregularidades em função da hora local sobre CB para os dois períodos sazonais (equinócios e verão), respectivamente. Analogamente, nos painéis das Figs. (5.12) e (5.13) é mostrado o comportamento sazonal ao longo dos anos de observação da velocidade de deriva sobre CP. E na Fig. (5.14) são exibidos os resultados para a estação de SMS.

A velocidade de deriva média apresentada nos gráficos foi calculada para os valores de velocidade obtidos em cada intervalo de 30 minutos, de forma que um valor de velocidade mostrado às 20 LT, corresponde a velocidade média inferida no intervalo entre 19:45 e 20:15 horas. Os valores próximos a cada ponto (“bin”) correspondem ao número total de valores de velocidade inferida dentro daquele intervalo, para cada satélite visível e para todas as noites consideradas no cálculo. As barras de erro mostradas em cada ponto correspondem a $\pm 1\sigma$ (desvio padrão). A fim de se investigar a tendência no comportamento da velocidade de deriva sobre cada estação, para cada curva foram feitos ajustes polinomiais (2º ordem), representados por linhas azuis.

Na estação equatorial de SL as antenas receptoras utilizadas nas medidas foram distanciadas de 70 metros uma da outra na direção leste-oeste magnética. Os aspectos mais relevantes da variação média da deriva zonal das irregularidades sobre SL mostrados nas Figs (5.8 e 5.9) são resumidos da seguinte forma:

- (a) As curvas mostram que a velocidade de deriva das irregularidades (positiva para leste) tende a diminuir com a hora local ao longo da noite em ambas os períodos sazonais, porém, a diminuição na velocidade não é sempre monotônica, podendo

apresentar máximos secundários em determinados instantes. Estes máximos secundários na velocidade são observados na maioria das vezes ocorrerem antes da meia-noite local. Este comportamento é consistente com as observações sobre SL reportadas por Muella et al. (2008c). Estes máximos secundários aparecem nítidos nos resultados de deriva obtidos durante os equinócios de 2001 e 2003. A curva de ajuste polinomial para estes casos apresentam uma concavidade com um mínimo intermediário.

- (b) Os resultados sugerem que um máximo secundário na velocidade de deriva é mais proeminente durante os equinócios e acerca do máximo solar, e tendem a ocorrer entre 23:00 e 24:00 horas. Os poucos dados de observação durante os equinócios de 2004 dificultam a interpretação dos resultados e a identificação deste máximo.
- (c) Durante o verão de 2000 e 2002 os resultados revelam uma diminuição proximamente linear da deriva zonal sobre SL. Durante o verão de 2001, os resultados revelam um aumento da velocidade após a meia-noite e um máximo secundário na deriva.
- (d) Ressalta-se dos resultados estimados em SL que as maiores incertezas e variabilidades na velocidade zonal ocorrem nas primeiras horas da noite, ou seja, entre 19:30 e 20:30 horas. Nestes horários, principalmente durante os meses dos equinócios ou próximo ao máximo solar, as magnitudes estimadas da velocidade de deriva são muito elevadas. Este efeito pode ser considerado como sendo devida à contribuição da resultante da deriva vertical, durante a fase de crescimento das irregularidades, sobre o cálculo da velocidade zonal, conforme mostrado na Eq. (5.18).

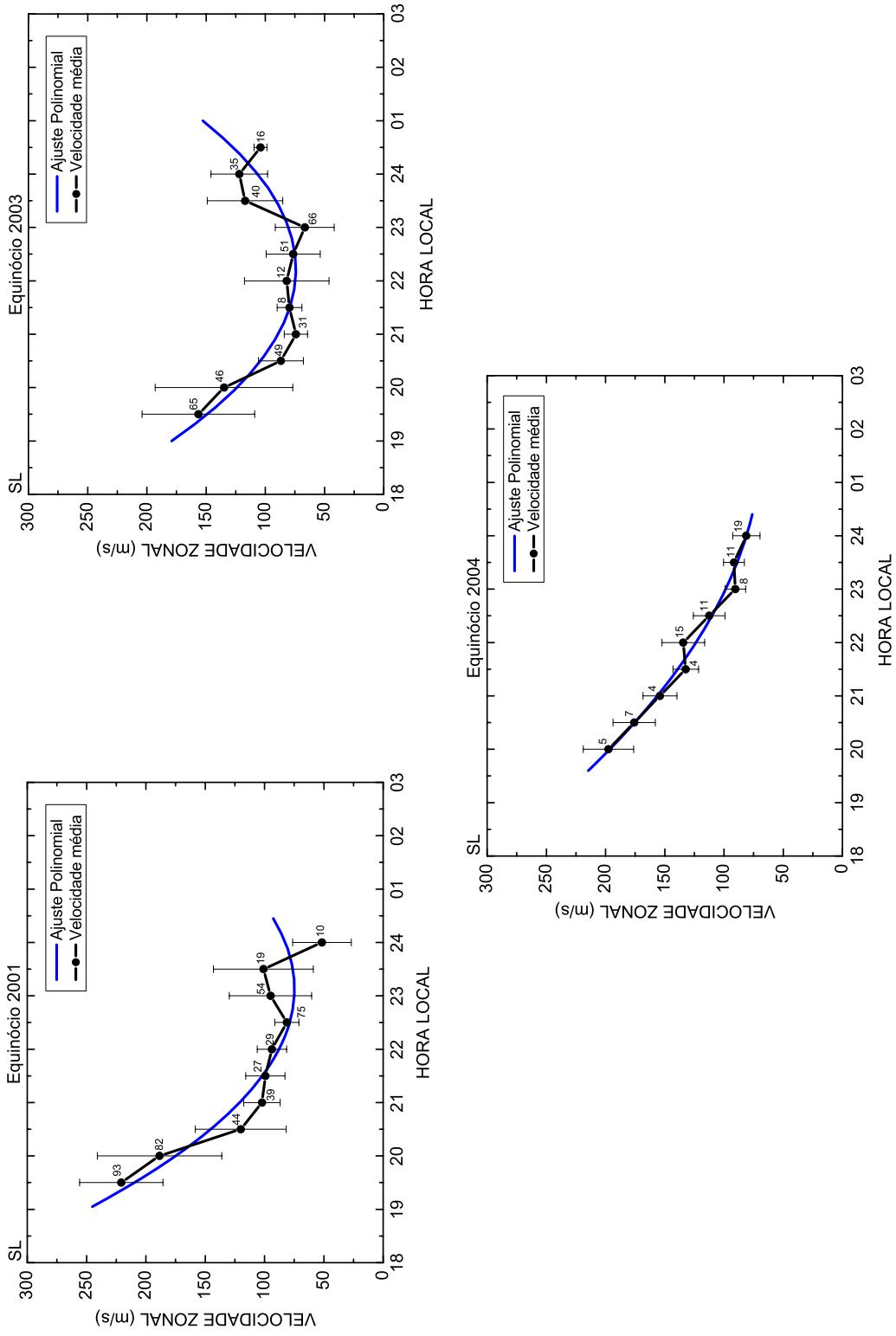


Figura 5.8 – Variação temporal média da velocidade zonal (positiva para leste) em SL para os meses dos equinócios (anos de 2001, 2003 e 2004).

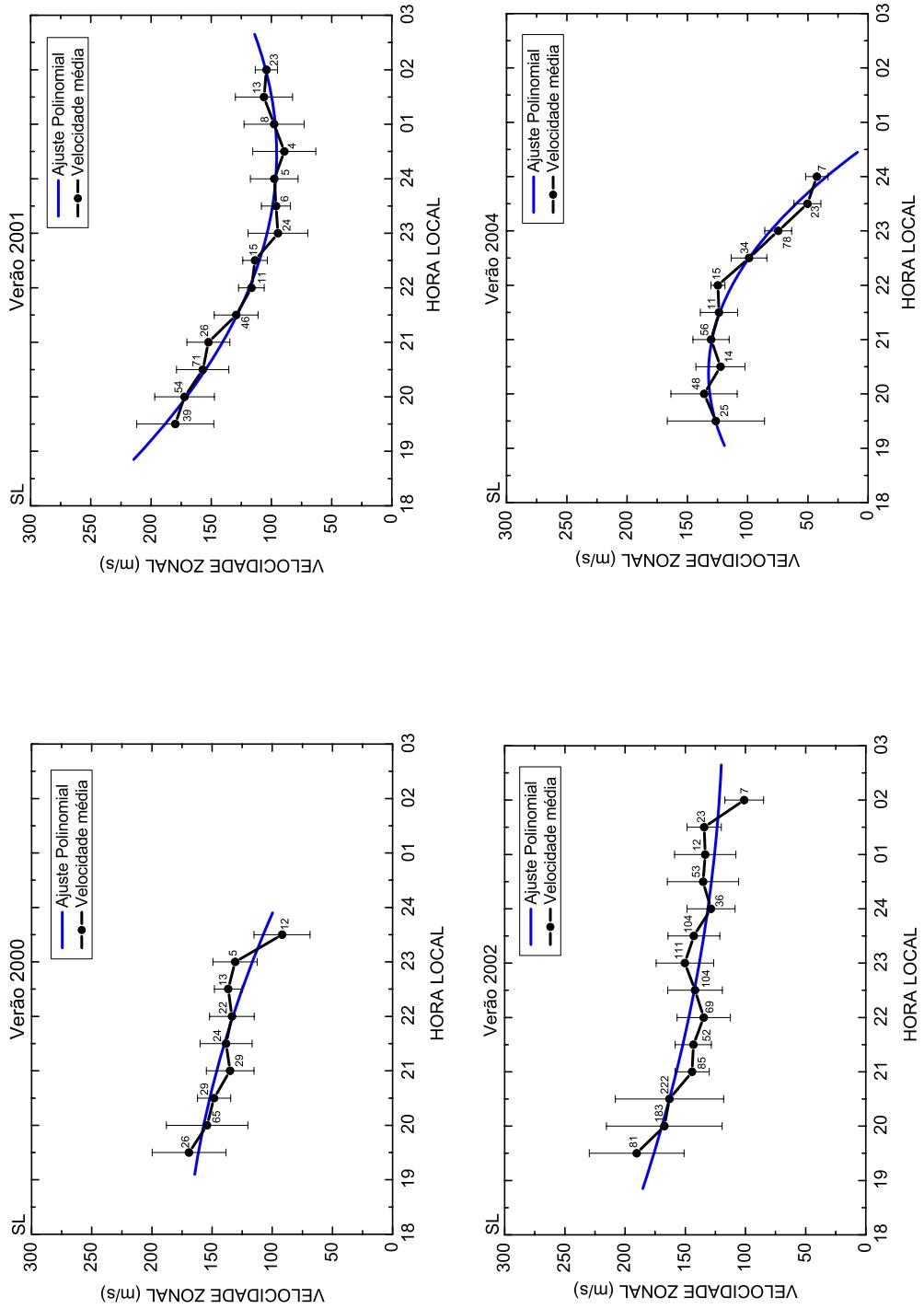


Figura 5.9 – Idem à Fig. (5.8), porém durante os meses do verão entre os anos de 2000 à 2002 e o ano de 2004.

A seguir, são analisados os resultados para a estação de CB, cujos receptores espaçados utilizados nas medidas tiveram um espaçamento de 38 metros na direção leste-oeste magnética. Os resultados de velocidade de deriva zonal das irregularidades que causam as cintilações sobre CB são mostrados nas Figs. (5.10) e (5.11) e os aspectos mais relevantes das observações são resumidos a seguir:

- (a) Durante os equinócios, exceto no ano de 2005, os resultados mostram uma diminuição proximamente linear da velocidade de deriva com a hora local. O mesmo comportamento também é observado em vários anos durante o verão.
- (b) Diferentemente do que foi observado em SL, não é nítido nos resultados sobre CB o aparecimento de um máximo secundário na velocidade de deriva. Porém, uma característica marcante na deriva durante os equinócios, que ocorre nos anos de 2003 e 2005, é o aparente aumento da velocidade entre 22:00 e 23:00 LT. Ainda assim, a máxima deriva tende a ocorrer antes da meia-noite local.
- (c) As velocidades de deriva são maiores no verão do que nos equinócios e acerca dos anos de máximo no número de manchas solares. No verão, durante os anos de máximo, as maiores magnitudes são observadas mais cedo (cerca de 30 minutos e 1 hora) do que nos anos subsequentes durante a fase descendente do ciclo solar. De maneira oposta, durante os equinócios as maiores velocidades aparecem mais tarde, por volta das 22:00 horas.
- (d) De um modo geral, as maiores velocidades durante o verão observadas tanto em CB quanto em SL (Fig. 5.9), podem ser atribuídas aos maiores gradientes de pressão produzidos pelo aquecimento solar que intensificam a magnitude dos ventos neutros, e consequentemente a velocidade de deriva zonal do plasma. A relação ventos neutros e deriva zonal do plasma será discutida em mais detalhes na Seção (5.5.2).

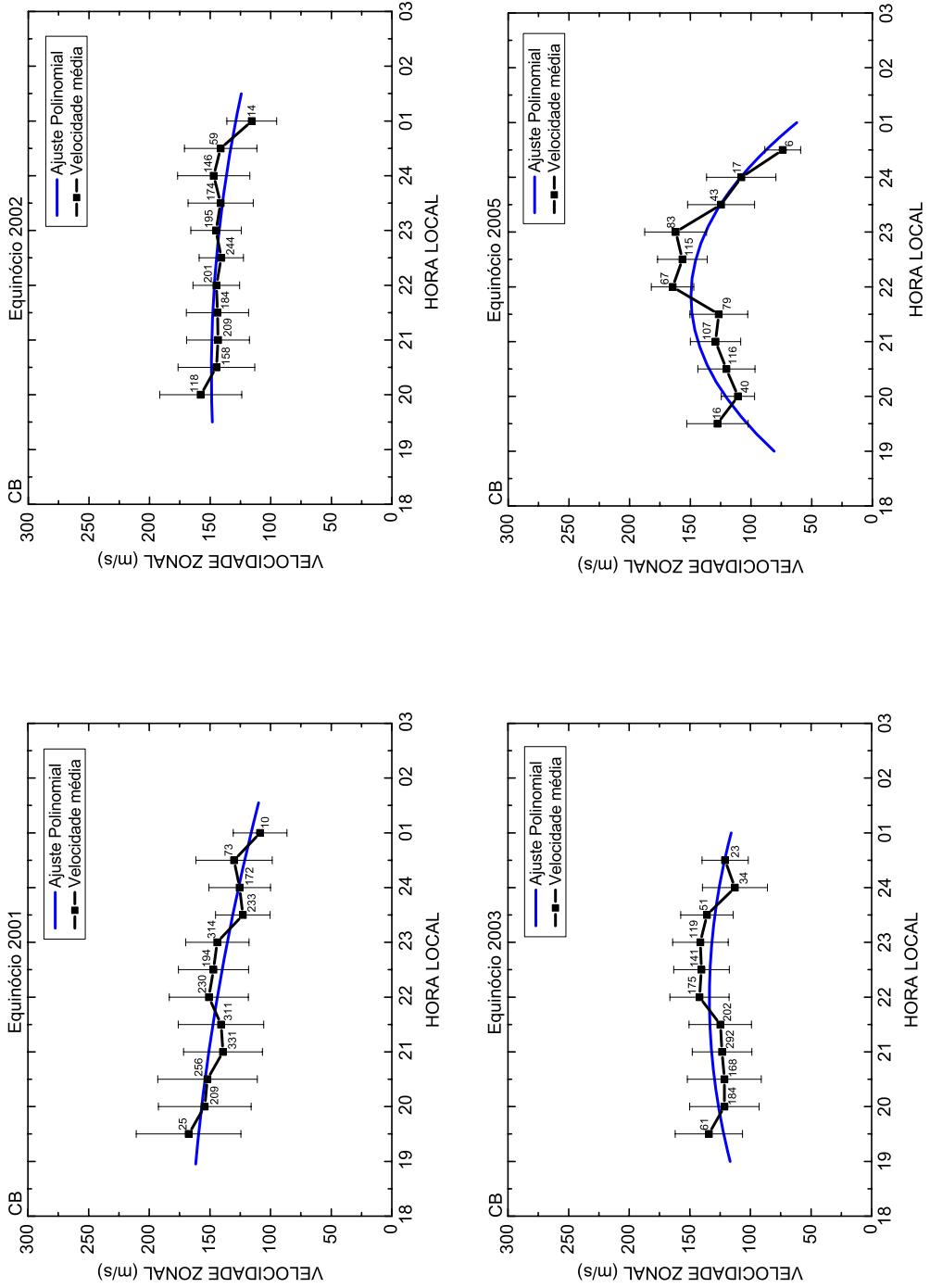


Figura 5.10 – Variação temporal média da velocidade zonal em CB durante o equinócio (anos de 2001 à 2003 e 2005).

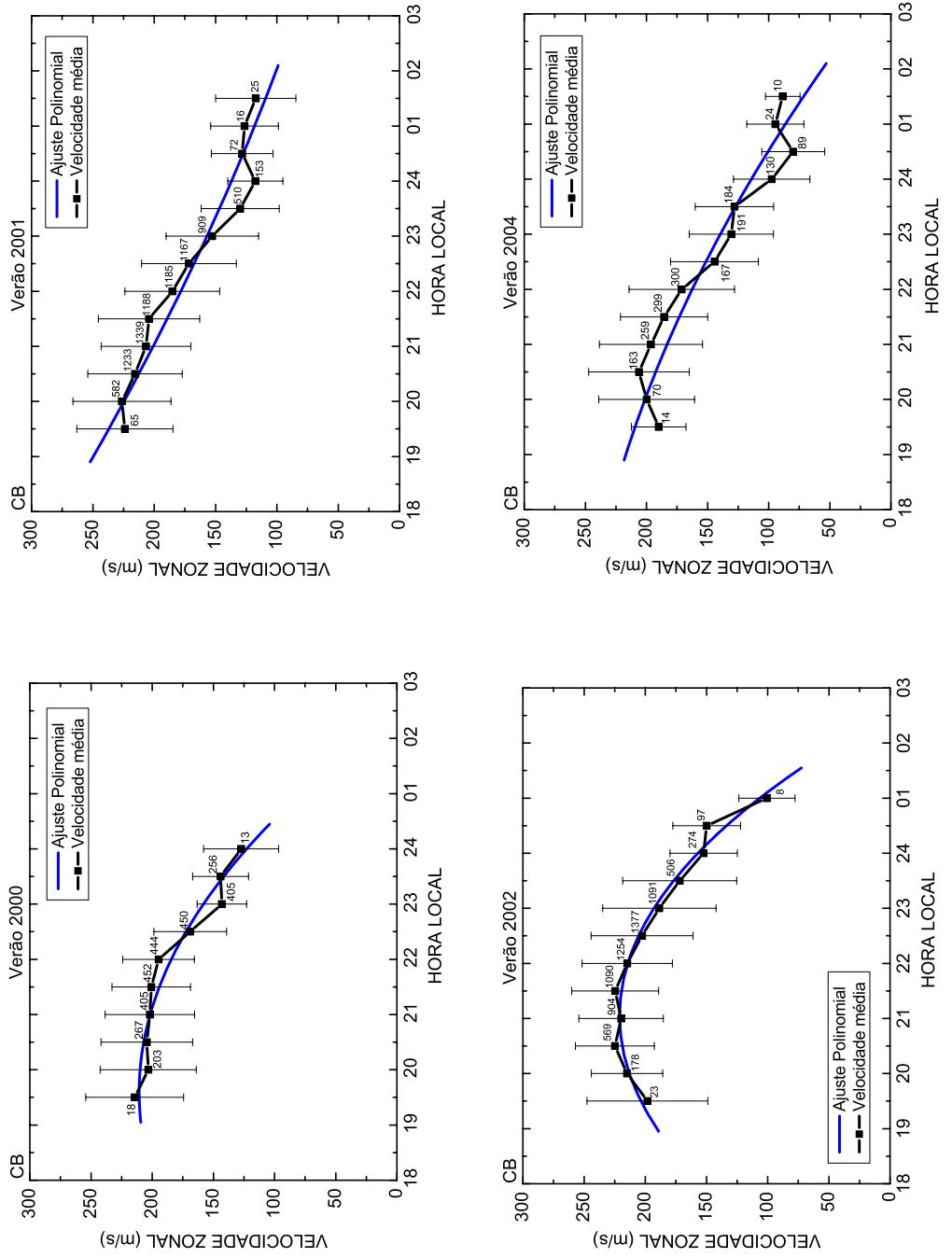


Figura 5.11 – Idem à Fig. (5.10), porém durante os meses do verão nos anos de 2000 à 2002 e de 2004 à 2006. (Continua)

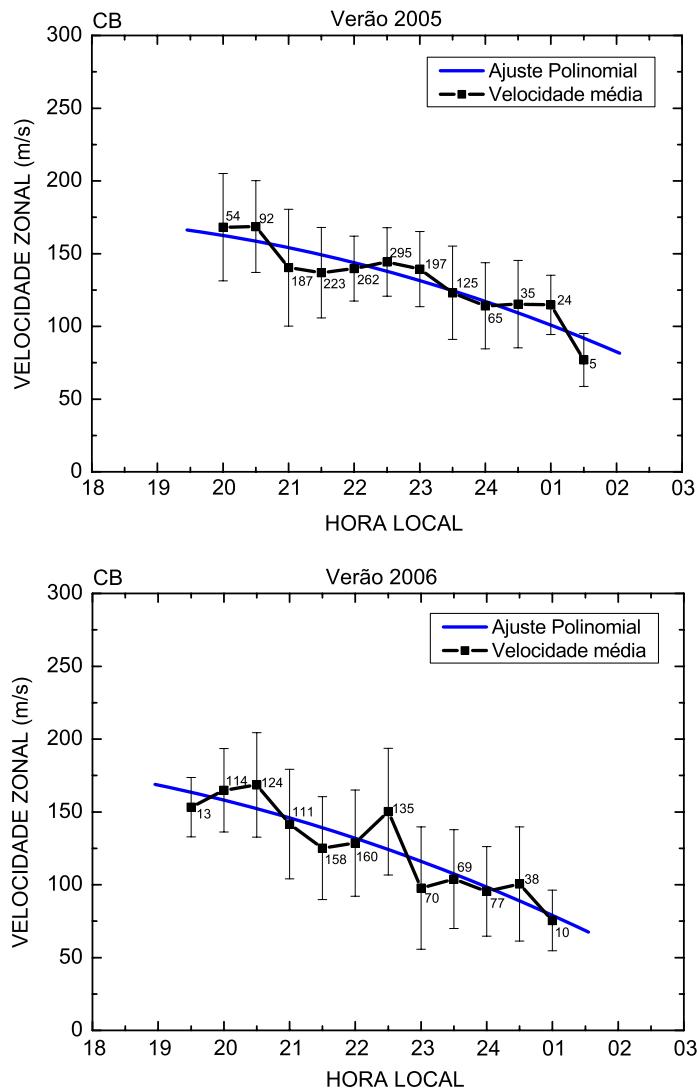


Figura 5.11 – Conclusão.

A seguir, são apontados os aspectos mais relevantes do comportamento da velocidade de deriva das irregularidades sobre Cachoeira Paulista conforme mostrados nas Figs. (5.12) e (5.13). Para a estação de CP, as antenas receptoras utilizadas nas medidas tinham um distanciamento de 79 metros na direção leste-oeste magnética durante 5 noites de observação em Novembro de 1998 (verão de 1999). Durante 42 noites de observação entre janeiro e março de 2001 (verão e equinócio de 2001) a distância utilizada foi de 218 metros. No restante das observações apresentadas neste estudo as antenas tinham uma distância de 55 metros uma da outra.

(a) Embora um ligeiro aumento seja verificado na velocidade de deriva sobre CP entre 23:00 e 24:00 durante os equinócios de 2003 e 2004, um máximo secundário na deriva zonal não fica bem caracterizado de forma semelhante ao verificado sobre o equador.

Uma sutil convexidade na curva de ajuste polinomial ajuda a diferenciar este comportamento.

- (b) Durante o equinócio de 2005 foi quando se observou o comportamento mais distinto da deriva sobre CP, na qual a velocidade aumenta com a hora local até um máximo por volta das 23:00 LT, ou seja, mais tarde do que nos anos anteriores.
- (c) Durante o verão a magnitude das velocidades é maior do que durante os equinócios e tende a ser maior acerca dos anos de máximo solar.
- (d) Durante o verão (principalmente na fase descendente do ciclo solar) a velocidade tende a aumentar no começo da noite até atingir um máximo entre 20:30 e 22:00 horas, quando então começa a decair, o que concorda com as observações para esta estação feitas a partir de medidas de fotômetro reportadas por Terra et al. (2004).

Logo em seguida, são resumidos os aspectos mais relevantes do comportamento da velocidade de deriva das irregularidades sobre SMS, conforme mostrados nos painéis da Fig. (5.14). Na estação de SMS a distância entre as antenas receptoras foi de 50 metros.

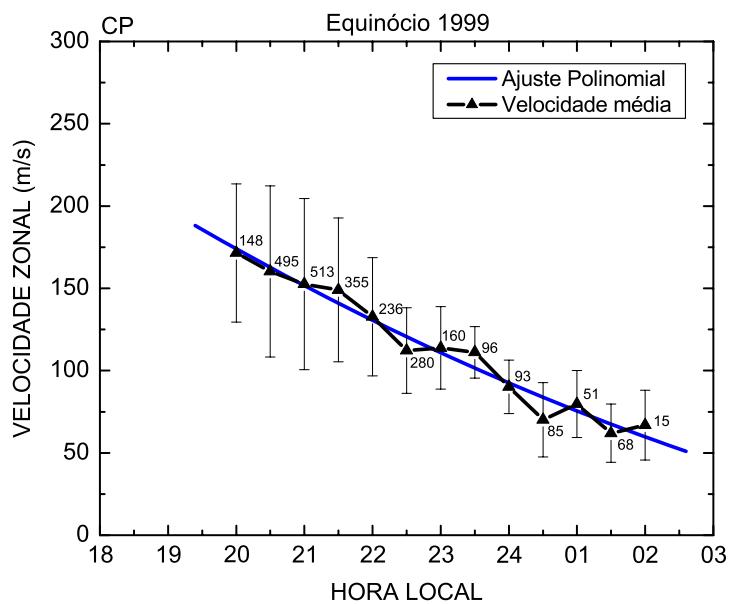


Figura 5.12 – Variação temporal média da velocidade zonal durante os equinócios (anos de 1999, 2001 e 2003 à 2005) para a estação de CP. (Continua)

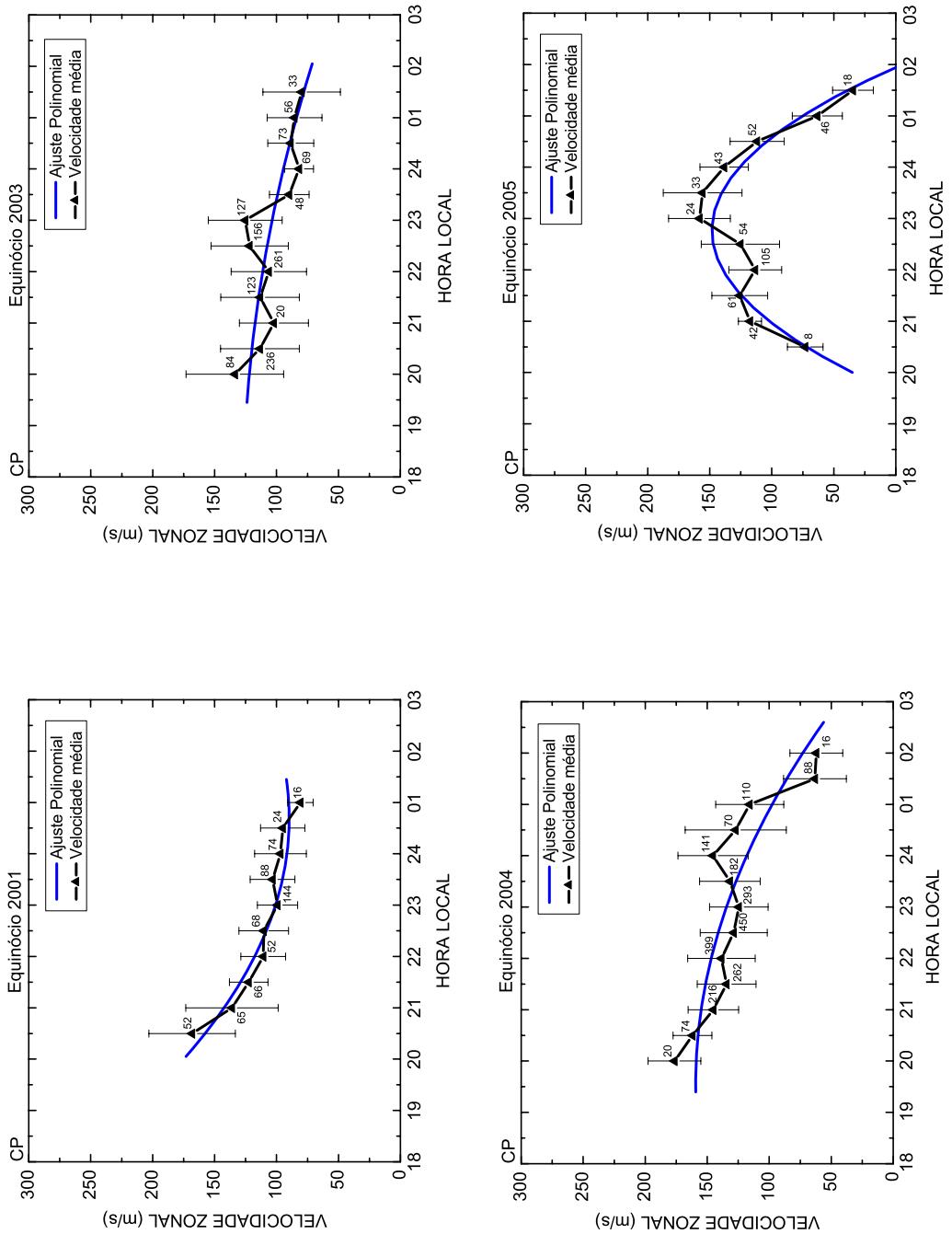


Figura 5.12 - Conclusão.

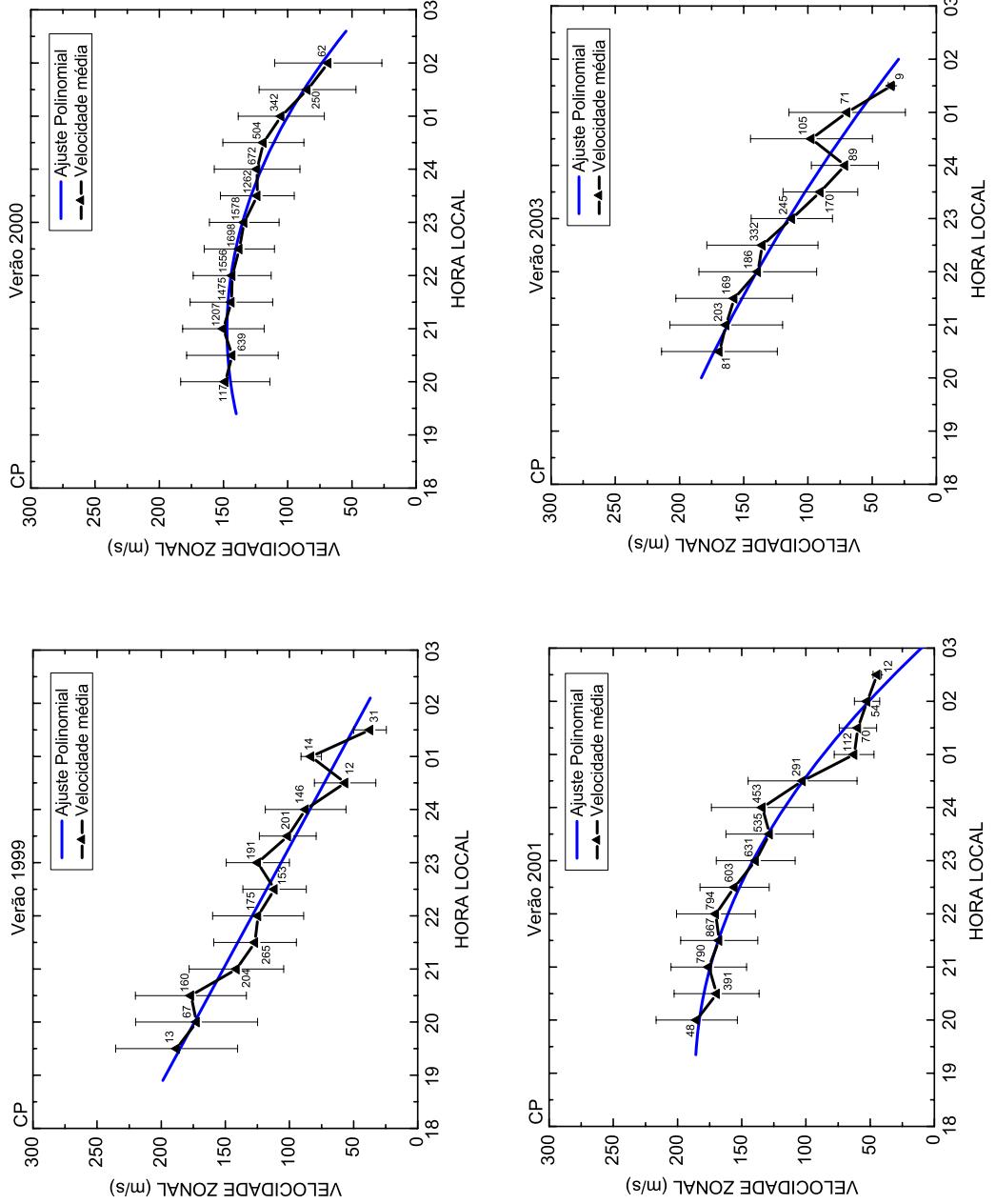


Figura 5.13 – Variação temporal média da velocidade zonal em CP durante o verão (anos de 1999 à 2001 e 2003 à 2007). (Continua)

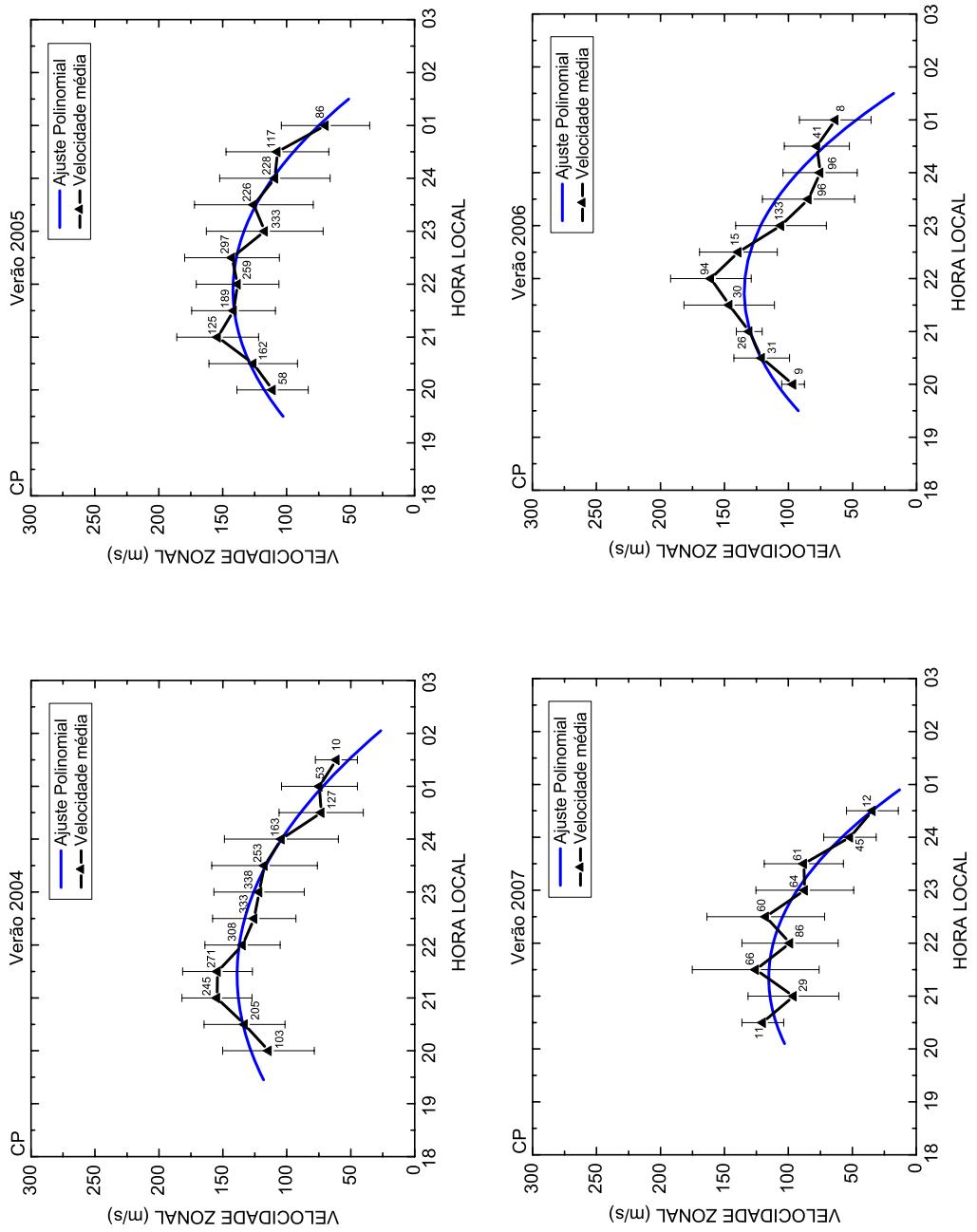


Figura 5.13 – Conclusão.

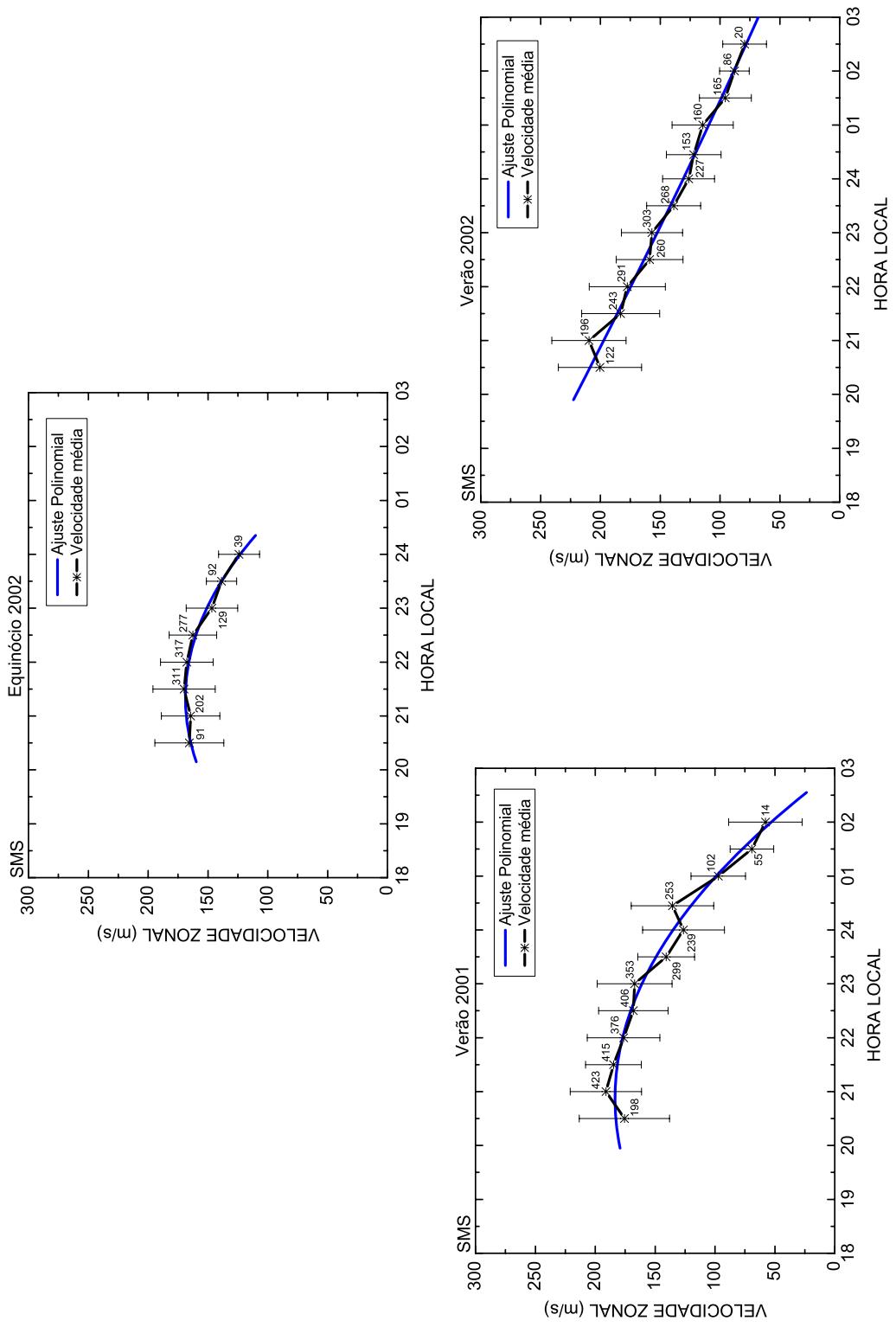


Figura 5.14 – Variação temporal média da velocidade zonal em SMS durante os equinócios de 2002 e o verão de 2001 e 2002.

As observações em SMS ocorreram mais freqüentemente acerca dos anos de máximo solar, entre 2001 e 2002. Em SMS, como as irregularidades surgem mais tarde na noite, as velocidades começam a ser inferidas entre 20:00 e 20:30 horas. O comportamento da deriva durante o verão de 2001 assemelha-se aquele observado sobre CP. No verão de 2002 a curva de ajuste polinomial revela um decaimento proximamente linear das irregularidades durante este período na latitude de SMS. Os gráficos sugerem um decaimento mais intenso das irregularidades durante o verão do que nos equinócios, pelo menos acerca dos anos de máximo na atividade solar.

5.5.2 Diferenças latitudinais da deriva zonal das irregularidades

Na Fig. (5.15) é feita uma comparação entre as velocidades de deriva inferidas sobre as estações quando existiram medidas simultâneas durante os equinócios. Dois dos três casos mostrados na Fig. (5.15) fazem uma comparação das velocidades obtidas para SL, CB e CP, compreendendo o ano de máximo (2001) e o ano de 2003 (fase descendente do ciclo solar). O mais próximo do mínimo solar, no ano de 2005, é feita uma comparação da velocidade zonal entre CB e CP.

Nota-se para os equinócios de 2001 e 2003 que até às 20:00 LT a velocidade média da deriva sobre o equador (SL) tende a ser maior, ou ligeiramente maior do que sobre as estações de CB e CP. Após às 20:00 LT, as irregularidades em SL começam a decair mais rapidamente do que em baixas-latitudes e a velocidade de deriva começa a assumir valores médios menores do que o das estações de CB e CP. Esta diferença é mais significante se comparado à velocidade média inferida sobre CB, principalmente entre 22:00 e 23:00 horas. No entanto, durante a maior parte da noite as barras de desvio da velocidade de deriva para as três estações se cruzam. As principais diferenças que ocorrem são as defasagens, quando da diminuição da desaceleração zonal em uma determinada estação e/ou da ocorrência dos máximos secundários na velocidade, tal como observado em SL. Durante o equinócio de 2005 os resultados revelam uma boa concordância das derivas entre CB e CP, o que sugere que a deriva das irregularidades nas latitudes dessas estações não diferem significativamente, exceto no começo da noite.

Na Fig. (5.16) é mostrada uma comparação da velocidade de deriva média sobre as estações durante os meses do verão nos anos acerca do máximo solar (2000, 2001 e 2002) e nos anos em direção ao mínimo, 2004 e 2006. Durante o ano de 2000, ainda que

as barras de desvio se cruzem, o gráfico mostra que a velocidade média da deriva em CB tende a ser maior do que em SL e CP antes das 22:30 LT. O mesmo aparece ocorrer no ano de 2001 durante as primeiras horas da noite, mas a partir das 21:00 LT as velocidades média entre CB, CP e SMS estão bem próximas. Por outro lado, a partir deste horário as velocidades em SL tendem a ser comparativamente menores, aproximando-se em magnitude em relação as outras estações após às 23:00 LT, quando estas aparecem decair mais rapidamente. Comportamento análogo é observado entre as estações durante o verão de 2002, quando comportamentos opostos da deriva zonal entre SL e as estações de CB e SMS são notados das 20:00 às 23:00 horas. Nos verões de 2004 e 2006 os resultados sugerem mais uma vez que a magnitude das velocidades sobre CB antes das 21:00 LT tende a ser maior do que no equador (SL) e em latitudes próximas a crista da anomalia (CP). Por outro lado, a partir deste horário a desaceleração zonal passa a ser maior na região equatorial, enquanto que as velocidades de deriva em CB e CP se equivalem. O que também é suposto ocorrer em SMS, conforme sugerido pelos resultados nos gráficos dos verões de 2001 e 2002.

A Tabela 5.2 é um resumo da velocidade de deriva média das irregularidades sobre as estações para cada um dos períodos sazonais, entre o intervalo de 20:00 – 24:00 LT. Para todos os anos e para ambos os períodos sazonais, a velocidade média da deriva zonal é maior sobre CB do que sobre CP e SL. Nos equinócios, a velocidade média da deriva zonal para leste em CB é de ~30-35 m/s maior do que em SL e cerca de ~10-15 m/s maior do que em CP para o período de 20:00-24:00 LT. Durante o verão, enquanto que a velocidade da deriva entre CP e SL apresentam na média geral poucas diferenças, na latitude de CB é maior em cerca de ~40 m/s.

Para buscar uma explicação para as diferenças apontadas acima, retornamos inicialmente ao trabalho de Anderson e Mendillo (1983) que, através de modelagem, mostraram que a deriva zonal do plasma ionosférico perpendicular ao tubo de fluxo magnético pode ser expresso a partir do produto entre a velocidade dos ventos neutros zonais e a condutividade Pedersen integrada ao longo das linhas de campo magnético da Terra. A deriva zonal do plasma ionosférico na região equatorial durante a noite é controlada, principalmente, pelos campos elétricos de dínamo na região *F* induzido pelos ventos neutros zonais. Portanto, a deriva zonal do plasma numa determinada localização é consequência de um efeito integrado do sistema de ventos neutros ao longo do todo de fluxo magnético. O modelo de Anderson e Mendillo (1983) mostrou

que dependendo da velocidade dos ventos neutros, a deriva zonal do plasma apresentava uma alteração no perfil de altitude. Por exemplo, quando consideraram que a velocidade dos ventos neutros zonais não variava com a latitude, a deriva zonal do plasma tendia a aumentar com a altitude no topo da região *F*. Enquanto que uma diminuição da velocidade dos ventos com o aumento da latitude provocava uma diminuição da deriva zonal do plasma com o aumento da altitude. Portanto, uma variação latitudinal da deriva zonal do plasma indica a existência de um cisalhamento vertical do fluxo zonal do plasma quando as velocidades em diferentes latitudes são projetadas em diferentes altitudes no plano equatorial.

Tabela 5.2 – Valores médios da velocidade de deriva entre 20:00 LT e 24:00 LT sobre as estações de SL, CB, CP e SMS durante os diferentes períodos sazonais e ao longo dos anos de observação.

Velocidade média (Equinócios)				
ANO	SL	CB	CP	SMS
1999	-	-	141,8	-
2001	106,5	142,0	115,3	-
2002	-	143,5	-	162,1
2003	86,2	129,5	113,1	-
2004	120,0	-	134,7	-
2005	-	138,3	125,9	-

Velocidade média (Verão)				
ANO	SL	CB	CP	SMS
1999	-	-	127,4	-
2000	136,7	181,7	138,6	-
2001	137,8	188,3	158,3	170,5
2002	150,2	206,7	-	168,1
2003	-	-	134,0	-
2004	100,5	167,3	132,4	-
2005	-	140,5	131,1	-
2006	-	135,3	118,7	-
2007	-	-	101,1	-

Para se compreender melhor o efeito integrado da deriva zonal, reescreve-se a equação do modelo simplificado de Eccles (1998):

$$V_\varphi = U_\varphi^P - \frac{\sum_H}{\sum_P} V_L - \frac{J_L}{\sum_P}, \quad (5.37)$$

em que V_φ denota a velocidade de deriva zonal, U_φ^P é o vento neutro zonal ponderado pela condutividade Pedersen, V_L é a velocidade de deriva vertical, J_L é a densidade de corrente vertical integrada e Σ_H e Σ_P são, respectivamente, a condutividade Hall e Pedersen integrada ao longo de toda a linha de campo. Após a passagem do terminadouro do anoitecer, a velocidade de deriva zonal do plasma irá depender, essencialmente, do primeiro termo da Eq. (5.37). Martinis et al. (2003) utilizaram o modelo de Eccles para investigar a dependência com a latitude da deriva zonal do plasma. Arruda et al. (2006) empregaram o mesmo modelo e compararam com os resultados da deriva zonal das bolhas medidas a partir de imagens de aeroluminescência. Recentemente, Sobral et al. (2008) compararam a velocidade de deriva zonal obtida do modelo teórico de Eccles (1998) com a deriva zonal das irregularidades inferidas do GPS para uma das estações da configuração COPEX, e encontraram uma concordância satisfatória entre ambas. Ambos os modelos de Anderson e Mendillo (1983) e Eccles (1998) descrevem que os gradientes latitudinais dos ventos neutros determinarão a dependência latitudinal da deriva do plasma.

Medidas do satélite DE-2 reportadas por Raghavarao et al. (1991) mostram que a velocidade dos ventos zonais tendem a ser maior no equador e menor na região da anomalia equatorial por causa do aumento da densidade do plasma e a intensificação dos efeitos de arraste iônico. Este comportamento também é revelado por Kil et al. (2002) e a observação da existência dos gradientes latitudinais na deriva zonal das irregularidades. Os experimentos de Kil et al. (2002) realizados durante aproximadamente um mês entre novembro e dezembro de 1999 mostraram que as velocidades de deriva eram pouco maiores no equador (SL) do que nas estações mais afastadas localizadas em CB e CP. Em contrapartida, observações realizadas por Aggson et al. (1987) a partir também de medidas do satélite DE-2 mostraram que a deriva zonal do plasma pode ser maior na região próxima à anomalia do que no equador. Os resultados de Aggson et al. (1987) indicaram um pico na deriva zonal por volta dos $\pm 8^\circ$ de latitude magnética. Resultados de Kil et al. (2000) também sugeriram

comportamento análogo a partir de observações de deriva zonal das irregularidades inferidas em CP. Ao compará-los com as medidas de deriva zonal do plasma obtidas de observações do radar incoerente de Jicamarca (FEJER et al., 1981), verificaram que as velocidades zonais (para leste) na região da anomalia (CP) eram em média 10-30 m/s maiores do que os resultados climatológicos na região equatorial. Como as irregularidades de pequena escala que causam as cintilações nos sinais do GPS derivam na direção zonal com velocidades comparáveis a do plasma ambiente, as medidas com GPS feitas podem ser utilizadas como registros da deriva zonal do plasma ambiente.

Sobral et al. (2008) e de Paula et al. (2002) compararam a velocidade de deriva zonal das bolhas (irregularidades) obtidas de medidas de aeroluminescência que utilizam imageadores do tipo “all-sky” e receptores de GPS, e verificaram que a velocidade de deriva do GPS (válida para uma altitude de 350 km, ou seja, próxima ao pico da região *F*) era maior do que aquelas obtidas dos imageadores. Como a camada de emissão cujas observações de aeroluminescência são realizadas estão ~40 km mais baixa do que o pico da região *F*, uma maior velocidade de deriva do GPS indica uma presença de um fluxo de cisalhamento positivo da velocidade zonal do plasma com o aumento da altitude (SOBRAL et al., 2008). Durante os equinócios (2001 e 2003) a velocidade média da deriva no equador (SL) é maior do que nas regiões mais próximas da anomalia (CB e CP) no começo da noite (até ~20:00 LT) e tende a assumir magnitudes maiores (ou próximas) somente por volta da meia-noite local. As maiores velocidades médias na deriva durante os equinócios foram observadas em CB, localizada a cerca de aproximadamente -6° de latitude magnética, próxima a latitude de máxima velocidade zonal do plasma reportada por Aggson et al. (1987). Durante o verão a velocidade de deriva média em SL assumiu valores próximos (ou maiores) que a das estações mais afastadas do equador somente após a meia-noite local, o que sugere que no período antes da meia-noite as derivas tendem a ser maiores do que no equador com um pico próximo a latitude de Cuiabá. Em contrapartida, próximo ao mínimo solar as velocidades nas estações de CB e CP (equinócio de 2005 e verão de 2006) se assemelham, o que pode indicar uma tendência de variação constante da velocidade zonal do plasma com o aumento da latitude neste período de atividade solar.

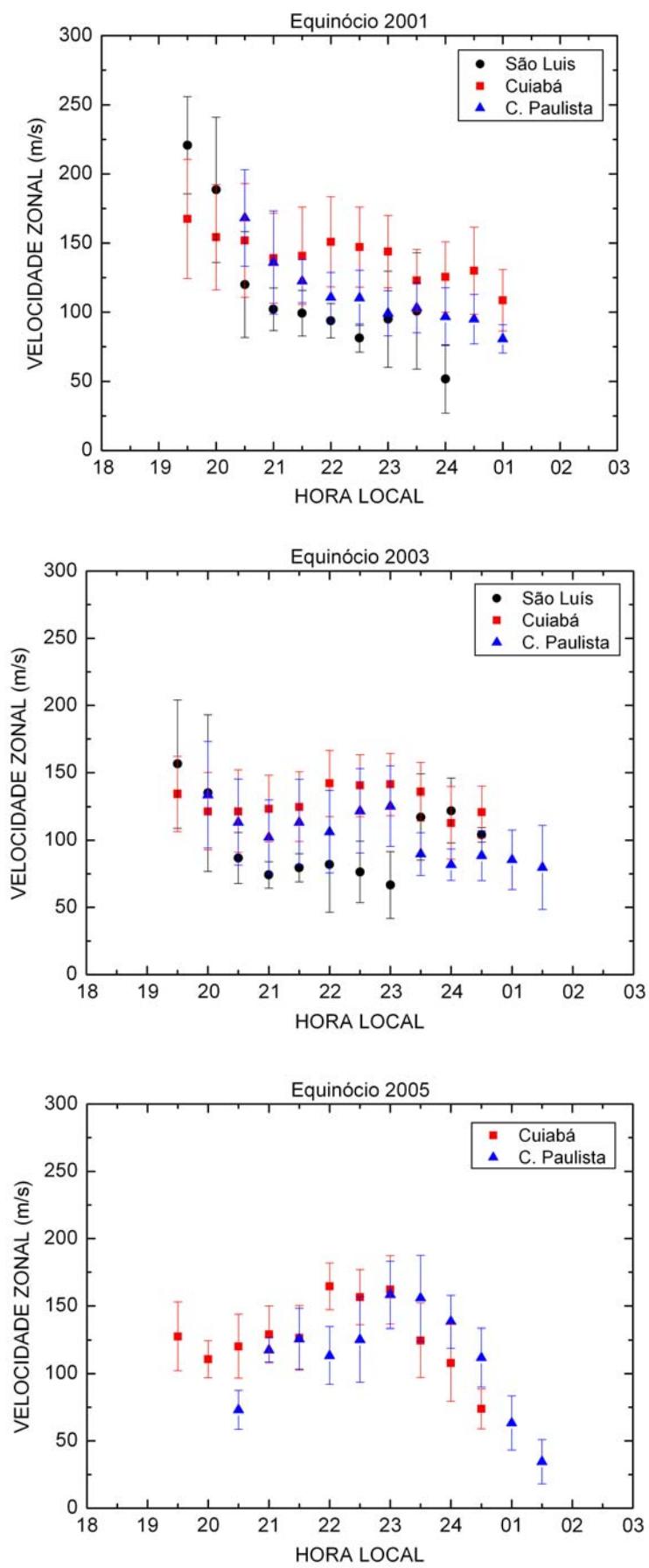


Figura 5.15 – Deriva zonal inferida sobre os observatórios durante os equinócios.

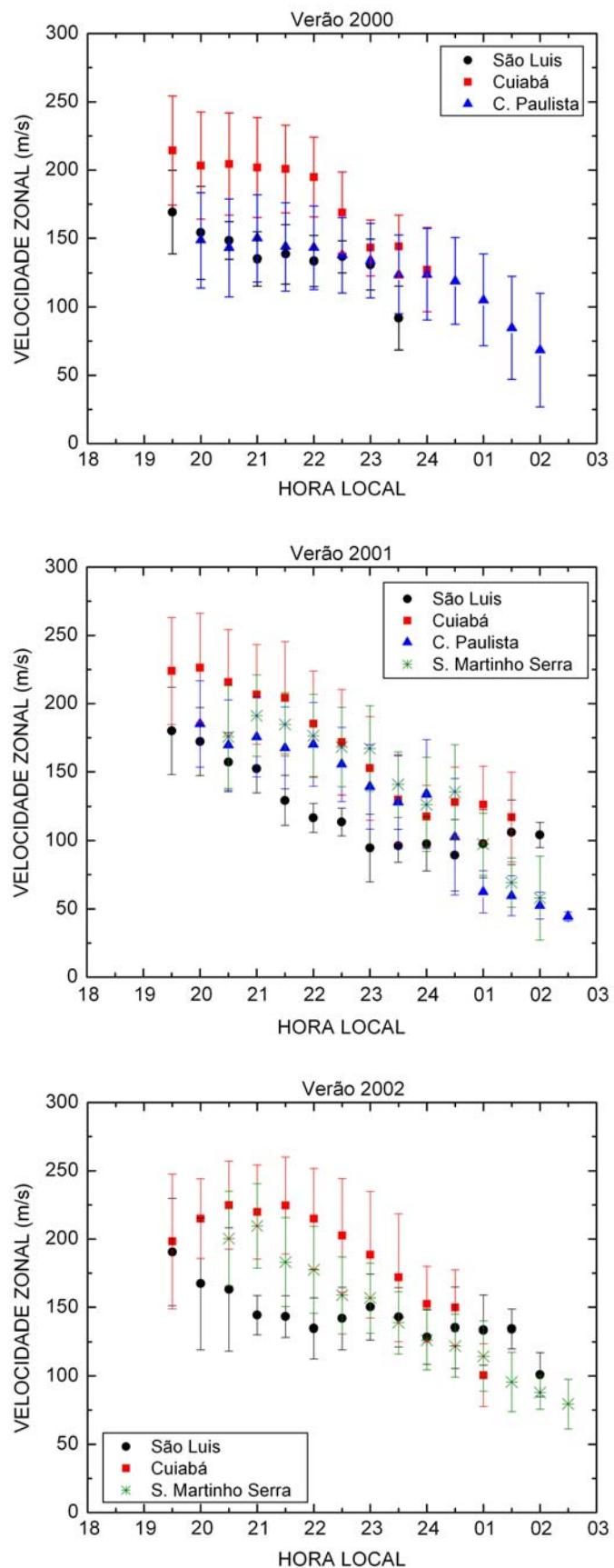


Figura 5.16 – Deriva zonal inferida sobre os observatórios durante os meses do verão.
(Continua)

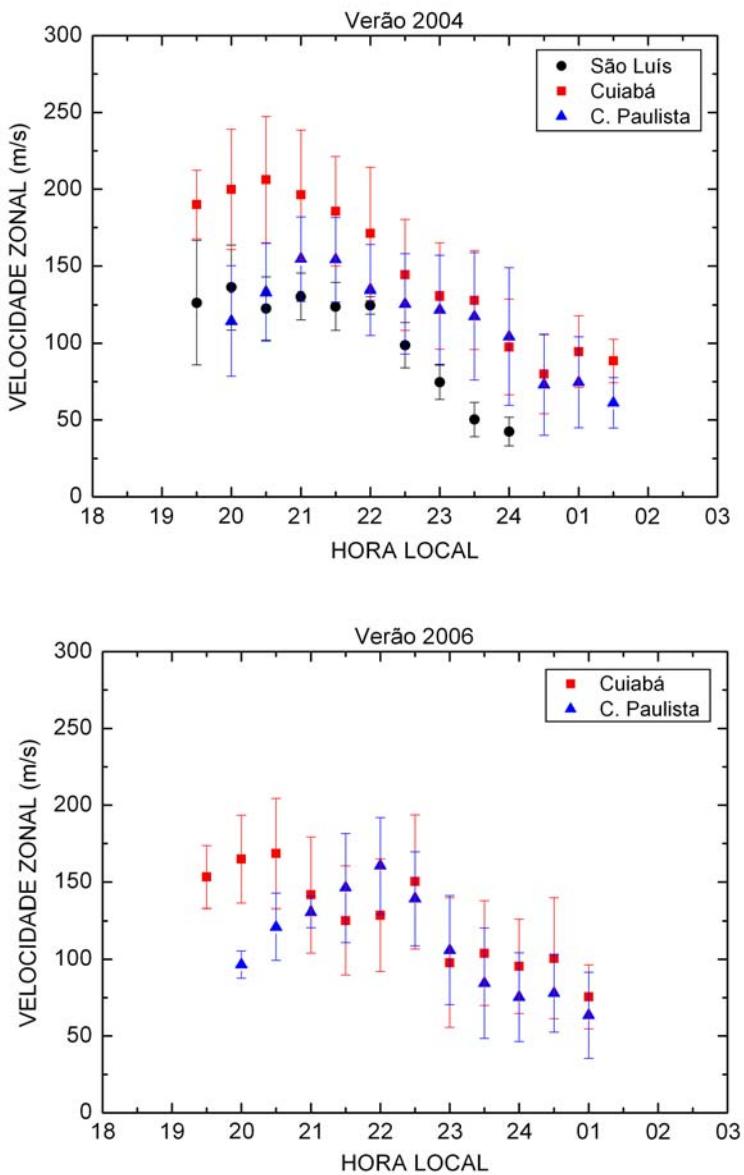


Figura 5.16 – Conclusão.

Diferenças longitudinais entre as estações não são esperadas, visto que todas estão localizadas numa região de declinação magnética elevada (Tabela 4.1). Todavia, considerando a deriva zonal (para leste) das irregularidades durante o período da noite, existe a possibilidade de que irregularidades que passam sobre CP tenham sido originados na ionosfera na longitude de CB. Como a linha do terminadouro solar passa primeiro em SL e CP, as irregularidades na ionosfera local sobre estas estações foram geradas antes do que aquelas que derivaram desde CB. Com isso, a presença de irregularidades fósseis na ionosfera e sua contribuição na atividade de cintilação e na deriva das irregularidades são temas que merecem ainda ser mais bem estudados.

5.5.3 Efeitos da variação do ciclo solar

Com o intuito de se investigar o efeito da atividade solar sobre a deriva zonal das irregularidades que causam as cintilações no GPS, a velocidade média da deriva computada entre 20:00-24:00 LT para cada período sazonal e o correspondente valor médio do fluxo solar em 10.7 cm para os dias observados são associados nas Figs. (5.17) e (5.18) para as estações de SL, CB e CP.

A análise estatística de ajuste linear da combinação dos valores médios de velocidade de deriva e fluxo solar, apresentados da Fig. (5.17), mostra que para os equinócios o melhor resultado de desvio padrão (~ 6 m/s) e de correlação ($\sim 0,62$) ocorreu para a estação de CB. Para as estações de SL e CP os resultados revelam que não existe uma relação entre a magnitude da deriva zonal das irregularidades e o nível de atividade do fluxo solar durante os equinócios.

Por outro lado, os resultados mostrados na Fig. (5.18) revelam uma forte correlação entre a velocidade de deriva e o fluxo solar durante os meses do verão, principalmente para as estações de CB (0,98) e SL ($\sim 0,96$), e não menos significativa para a estação de CP ($\sim 0,80$). Isso significa que a magnitude da velocidade de deriva sobre estas estações tende a aumentar a medida que a atividade solar também aumenta e, portanto, o aumento na deriva tende a ocorrer em todas as latitudes durante o verão. A menor correlação em CP pode ser em decorrência da intensificação da anomalia na latitude de CP, que correspondentemente causa uma diminuição na magnitude dos ventos neutros zonais e consequentemente na deriva zonal do plasma.

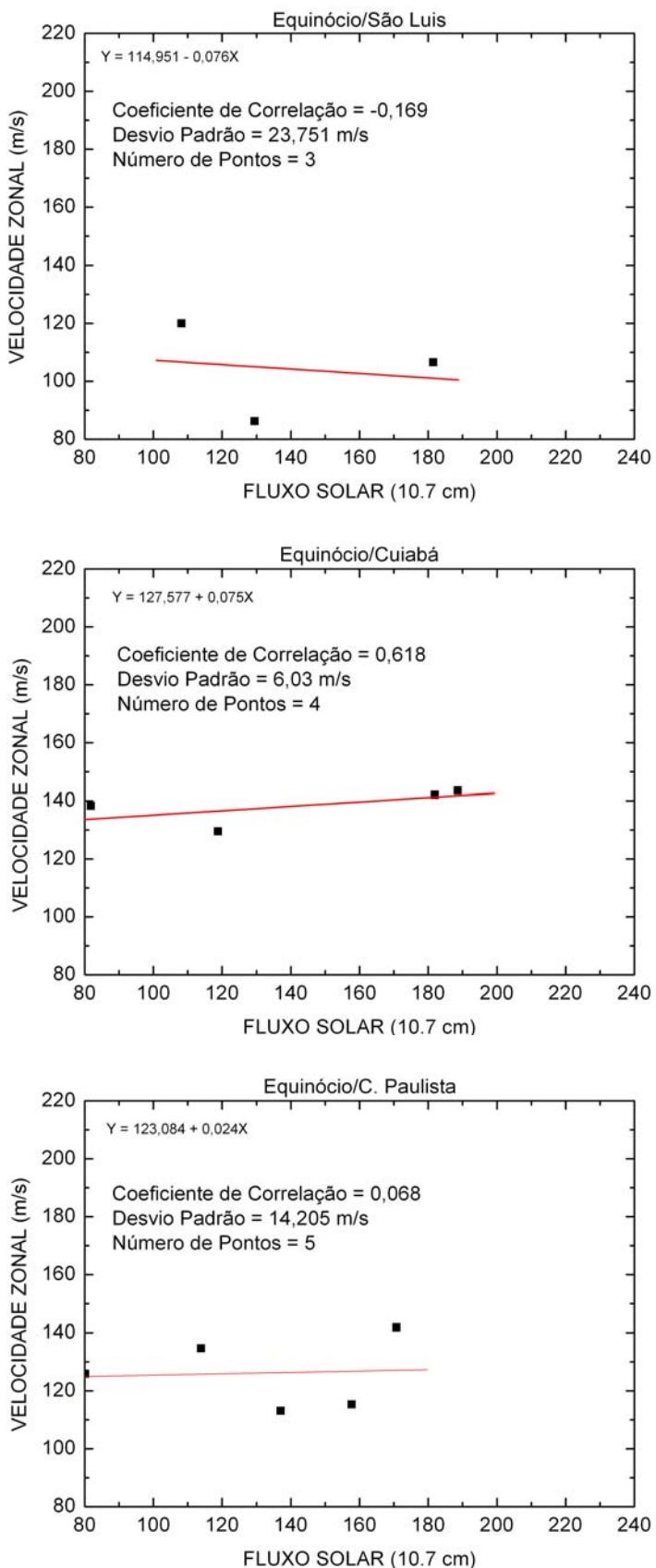


Figura 5.17 – Velocidade de deriva média em SL, CB e CP durante os equinócios versus a média correspondente do fluxo solar em 10.7 cm.

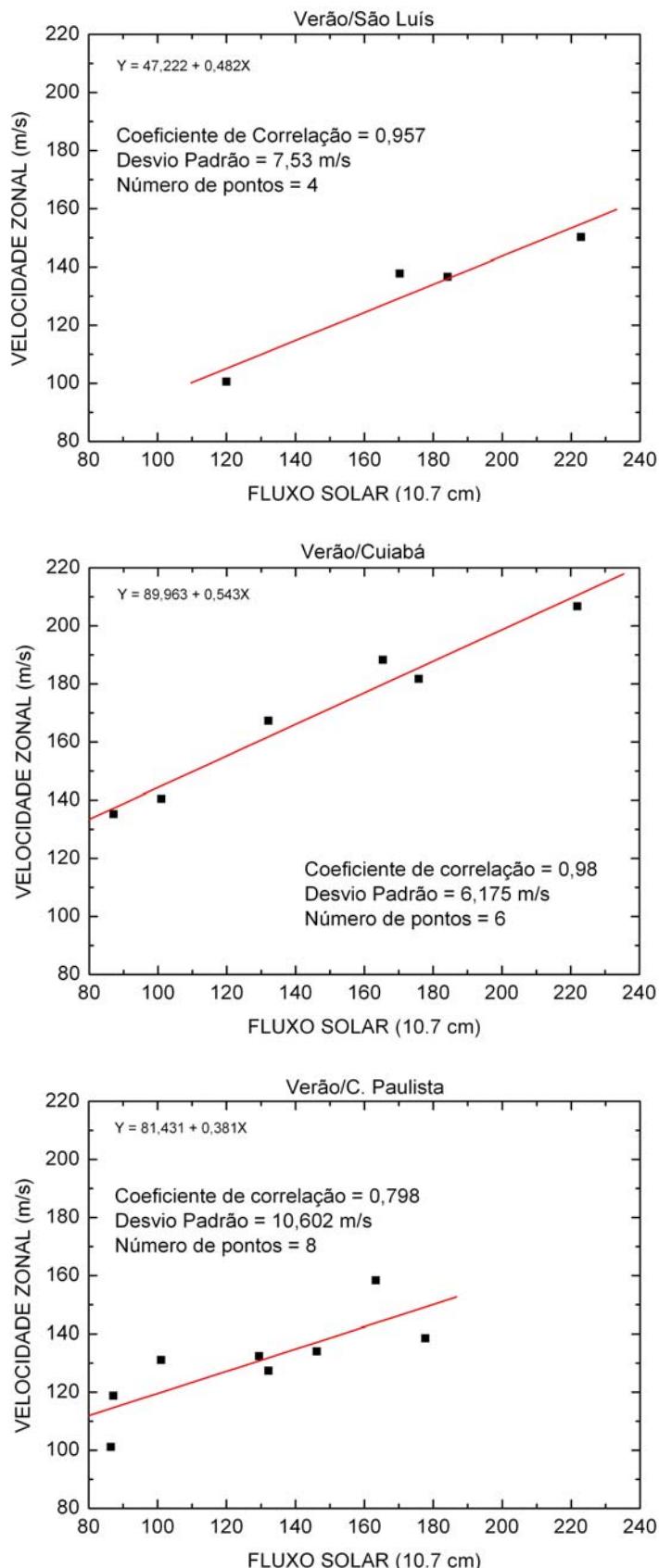


Figura 5.18 – Velocidade de deriva média em SL, CB e CP durante o verão versus a média correspondente do fluxo solar em 10.7 cm.

5.5.4 Deriva zonal das irregularidades na ionosfera em pontos conjugados

Nesta seção são comparados os resultados de velocidade de deriva zonal das irregularidades com diferentes tamanhos de escala estimados de observações na banda L do GPS e dos sinais em VHF (230 – 240 MHz). Na Fig. (5.19) são mostrados os valores médios de deriva das irregularidades estimados a partir dos sinais recebidos dos satélites do GPS e dos satélites geoestacionários FLTSAT 7 e 8. As velocidades foram estimadas para 15 noites geomagneticamente calmas em que medidas simultâneas foram obtidas nas estações de BV, AF/CA e CG. Deve-se mencionar que a velocidade de deriva zonal das irregularidades para ambos, banda L e VHF, refere-se a velocidade do padrão de cintilação determinada conforme descrito por Kil et al. (2000) e de Paula et al. (2002). Portanto, não é empregado aqui o modelo descrito na Seção 5.3. Os resultados da deriva zonal para o GPS mostrados nos painéis da Fig. (5.19) são os mesmos reportados por Muella et al. (2008b).

Comparando-se as velocidades médias de deriva estimadas do VHF (irregularidades de ~1 km de tamanho de escala) e da banda L do GPS (irregularidades de ~ 360-400 m), nota-se uma boa concordância na magnitude das velocidades inferidas em cada uma das três estações de observação. Os melhores resultados aparecem ocorrer entre as estações equatoriais de AF (VHF) e CA (GPS). No geral, os valores de velocidade estão dentro da barra de desvio de observação e, mesmo entre os “links” leste e oeste do VHF a concordância é satisfatória. Como as irregularidades com tamanhos de escala suficientes para causar as cintilações na amplitude dos sinais do GPS tendem a cessar mais cedo que aquelas que causam as cintilações no VHF, os valores de velocidade de deriva estimados do GPS terminam por volta das 04:00-05:00 UT. Por outro lado, até cerca de 07:00 e 09:00 UT é possível observar cintilações no VHF. Porém, conforme mostrado no Capítulo 4, os sinais do VHF podem apresentar cintilações na amplitude do seu sinal causadas pelas irregularidades presentes na base da região *F*, e que, portanto, podem ter contribuições nos valores estimados de velocidade deriva. Comparando-se as velocidades entre os “links” leste e oeste do VHF, nota-se que para todas as estações as magnitudes do “link” oeste tendem a ser pouco menores, na qual a diferença mais significativa ocorreu para a estação de BV entre ~ 24:30-03:30 UT, cuja velocidade média do “link” oeste foi ~35 m/s menor do que a do “link” leste. Diferenças entre as velocidades inferidas pelas antenas do VHF nos “links” leste e a oeste podem ser em

parte atribuídas aos diferentes setores do céu cujas amostras dos sinais atravessaram as irregularidades que causam as cintilações.

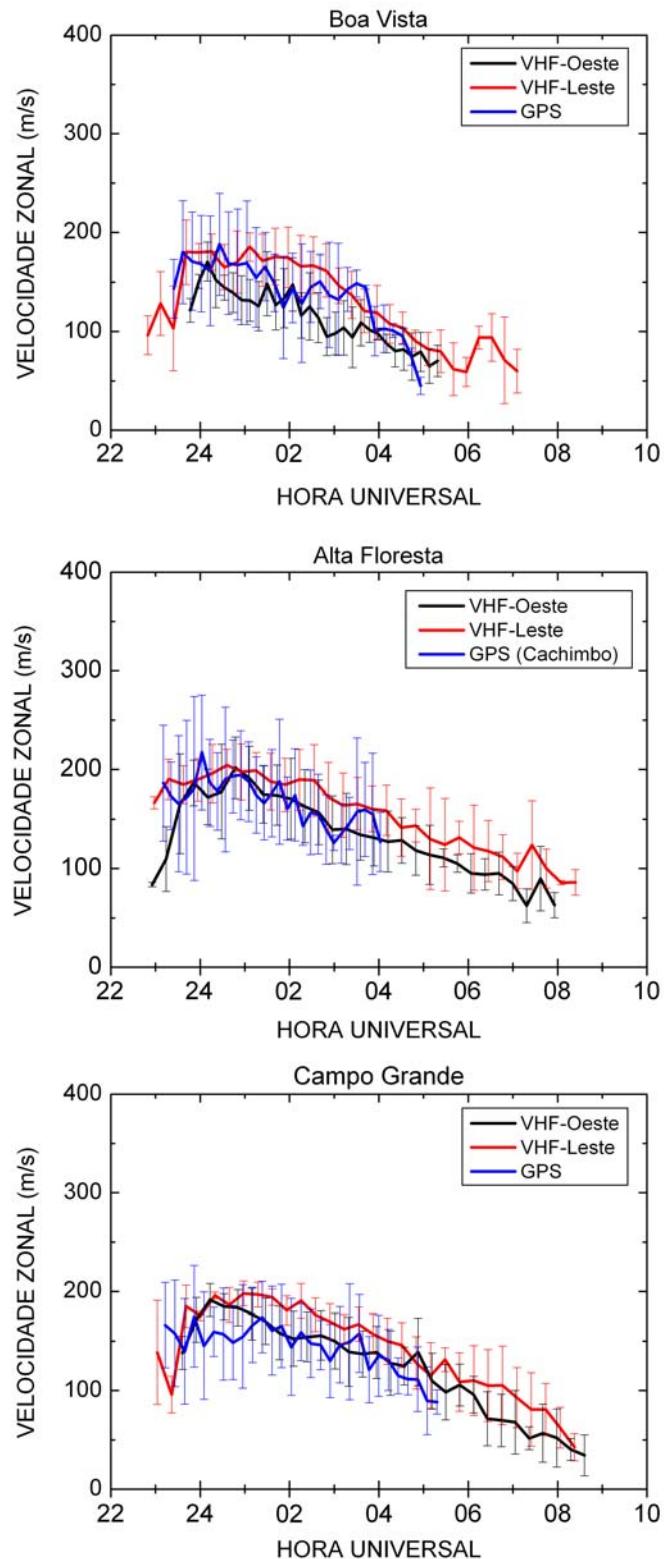


Figura 5.19 – Comparaçāo entre as velocidades de deriva inferidas das medidas de cintilações na banda L do GPS e na freqüência do VHF.

A seguir, na Fig. (5.20) são comparadas as velocidades de deriva estimadas para as três estações para cada um dos “links” leste (painel superior) e oeste (painel inferior). Observa-se dos gráficos que mesmo entre as estações a velocidade média de deriva em BV, para ambos os “links”, tende a ser menor do que a velocidade média de deriva observada em AF e CG. Uma menor velocidade de deriva em BV se comparado aquela observada na estação conjugada de CG e até mesmo AF pode ser atribuída a um efeito de curvatura do equador magnético, que faz com que as irregularidades e o plasma tenham que percorrer um raio menor da curvatura para permanecer no mesmo tubo de fluxo magnético (EURICO DE PAULA, comunicação pessoal, 2007; TODD PEDERSEN, comunicação por e-mail, 2008).

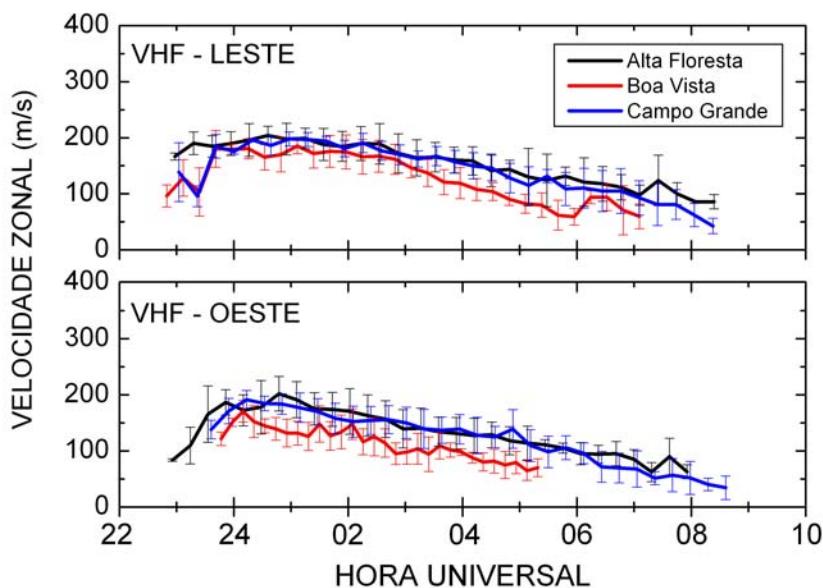


Figura 5.20 – Comparaçāo entre as estações de BV, AF e CG das velocidades de deriva estimadas dos sinais recebidos dos diferentes “links” do VHF.

5.5.5 Fatores de correção e fontes de erro na estimativa da deriva zonal das irregularidades

Em muitos trabalhos recentes os resultados de velocidade de deriva das irregularidades utilizando os receptores de única freqüência da rede de GPS do INPE (DE PAULA et al., 2002, 2007; KIL et al., 2000, 2002; MUELLA et al., 2008b; SOBRAL et al., 2008) foram determinados utilizando somente o método de correlação cruzada (Eq. 5.35) e corrigido pela velocidade do satélite. Este método mais simples não leva em consideração os efeitos geométricos, e a velocidade deriva das irregularidades

equivalem à velocidade do padrão de cintilação no plano dos receptores. Nos primeiros trabalhos na literatura (BRIGGS et al., 1950, como referenciado por BRIGGS et al., 1968), esta forma simples de determinar a dinâmica das irregularidades é feita dividindo-se a distância entre os receptores espaçados pelo tempo de atraso do padrão de cintilação (τ) correlacionado entre os receptores. Uma suposição básica para este procedimento é assumir que a velocidade do padrão de cintilação é constante ao longo de τ (irregularidades do tipo “frozen-in”). Com isso, essa velocidade não representa uma velocidade real, mas sim uma velocidade aparente, pois os movimentos aleatórios (velocidade característica) das irregularidades não são levados em conta. De acordo com Spatz et al. (1988) a velocidade característica é normalmente menor do que 10 m/s e rapidamente diminui a medida que a noite avança. A fim de minimizar possíveis erros, Kil et al. (2000) empregava nos cálculos a distância entre os pontos ionosféricos ao invés da distância entre os receptores, aliás, procedimento utilizado no presente estudo para solucionar a expressão em colchetes no terceiro termo da Eq. (5.36). Atualmente, pode-se dizer, na prática, que as descorrelações dos padrões de cintilação estão muito mais associadas aos ruídos do que aos efeitos de velocidade característica aleatória, de forma que a velocidade média aparente dentro do espaço de tempo de 60s pode ser aproximada para a velocidade real. Ledvina et al. (2004) sugerem empregar um método iterativo de correlação cruzada na determinação do tempo de atraso (τ) da máxima correlação dos padrões de cintilação medidos pelos dois receptores.

Uma possível fonte de erros pode acontecer durante a instalação das antenas receptoras, caso estes não são propriamente alinhados na direção leste-oeste magnética. Com isso, a orientação dos padrões de cintilação podem não coincidir e valores infinitos de velocidade de deriva podem surgir nos cálculos. Desta forma, trata-se de uma fonte de erro facilmente evitável.

Nos cálculos da velocidade de deriva, geralmente assume-se que a altura média da camada de irregularidades que causa as cintilações está localizada a 350 km. Para isso supõe-se uma camada de irregularidades próxima a altura do pico da camada $F2$. A questão é se esta suposição é correta e se as variabilidades noturnas e dia-a-dia podem afetar a estimativa da velocidade de deriva. De fato, o valor da velocidade estimada para uma determinada noite pode apresentar erros consideráveis, porém, em termos de velocidade média, Ledvina et al. (2004) demonstrou que o erro residual para uma

camada de irregularidade localizada, por exemplo, em 300 km e 450 km, respectivamente, era de cerca de $\sim 2,5$ m/s e ~ 5 m/s por volta das 21:00 LT, e um máximo de $\sim 4,5$ m/s e -7 m/s entre 23:00 e 24:00 horas se comparado com a velocidade inferida para uma altitude de 350 km. Para se verificar as diferenças nos valores inferidos de deriva supondo-se uma camada de irregularidade em 300, 350, 400, 450 e 500 km, calculou-se a velocidade média durante 15 dias (geomagneticamente calmos) de observações realizadas na estação equatorial de Cachimbo (campanha COPEX). Os resultados são mostrados na Fig. (5.21). As barras de erro para os pontos em vermelho são válidos para uma altura de 350 km e denotam 1 desvio padrão. Verifica-se que mesmo com a mudança da altura média da camada, as velocidades tendem a se manter dentro da barra de desvio para 350 km. O gráfico da Fig. (5.21) revela que o valor da velocidade média tende a aumentar com o aumento da altitude da camada de irregularidades, em que os maiores valores são observados ocorrer entre 21:00 e 21:30 horas, concordando com as observações de Ledvina et al. (2004). Uma solução para minimizar os erros seria utilizar nos cálculos os valores médios noturnos da altura do pico da camada *F*2 (parâmetro *hmF2*) obtidos dos ionogramas gravados das observações simultâneas de ionossondas. No presente estudo, este seria o caso, por exemplo, das estações de SL e CP.

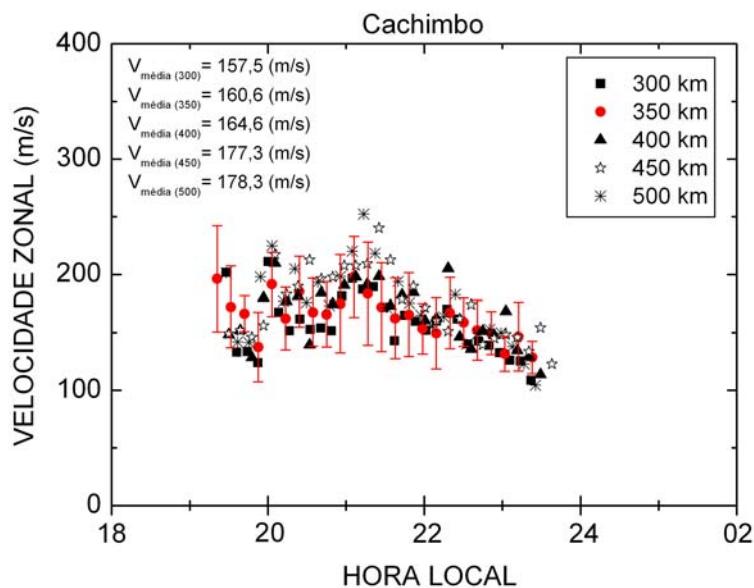


Figura 5.21 – Velocidade média de deriva das irregularidades inferida sobre Cachimbo, supondo uma camada de irregularidades de altura média de 300, 350, 400, 450 e 500 km.

O presente estudo foi baseado no modelo proposto por Ledvina et al. (2004), que leva em consideração fatores geométricos e, com isso, seus efeitos são praticamente anulados nas estimativas da velocidade de deriva. Ainda assim, é importante considerar nos cálculos dados de satélite cujo ângulo de elevação seja alto o suficiente para reduzir os efeitos da variação do ponto ionosférico. De acordo com Kil et al. (2002), para ângulos de elevação maiores do que 40° as mudanças na distância do ponto ionosférico (em 350 km) são inferiores a $\sim 4\%$. Nas estimativas apresentadas no presente estudo, somente satélites com ângulo de elevação maior do que 45° foram utilizados.

Finalmente, outro fator já mencionado anteriormente que pode causar incertezas na estimativa da velocidade de deriva das irregularidades, principalmente entre 19:00 LT e 21:00 LT, refere-se à contribuição da deriva vertical durante a fase de crescimento das irregularidades. Como consequência tem-se barras de desvios elevados durante estes horários e/ou magnitudes muito altas nos valores estimados de velocidade média de deriva zonal, principalmente em latitudes equatoriais (KIL et al., 2002, MUELLA et al., 2008b, 2008c). Este fator pode explicar os elevados valores de deriva zonal observados sobre SL tanto nos equinócios quanto no verão (Figs. 5.8 e 5.9), principalmente nos anos de acerca do máximo solar. Uma solução plausível para corrigir tais efeitos seria, a partir da variação temporal da altura da camada da F , estimar a velocidade de deriva vertical. A variação temporal de parâmetros de altura do pico ($hmF2$) e da base ($h'F$) da região F da ionosfera obtidos de ionogramas podem ser utilizados numa aproximação para obtenção da deriva vertical. A fim de se testar a viabilidade deste procedimento, calculou-se a variação ($dhmF2/dt$) do pico da camada $F2$ para cada intervalo de 5 minutos, de ionogramas obtidos de medidas de ionossondas instaladas nas estações da configuração COPEX (Boa Vista, Cachimbo e Campo Grande) durante a noite de 26 de novembro de 2002. Os resultados da velocidade zonal do padrão de cintilação (V_{zonals}), da deriva vertical (V_z) e da velocidade de deriva zonal corrigida (V_o) eliminando-se as contribuições da deriva vertical são mostrados nos painéis da Fig. (5.22).

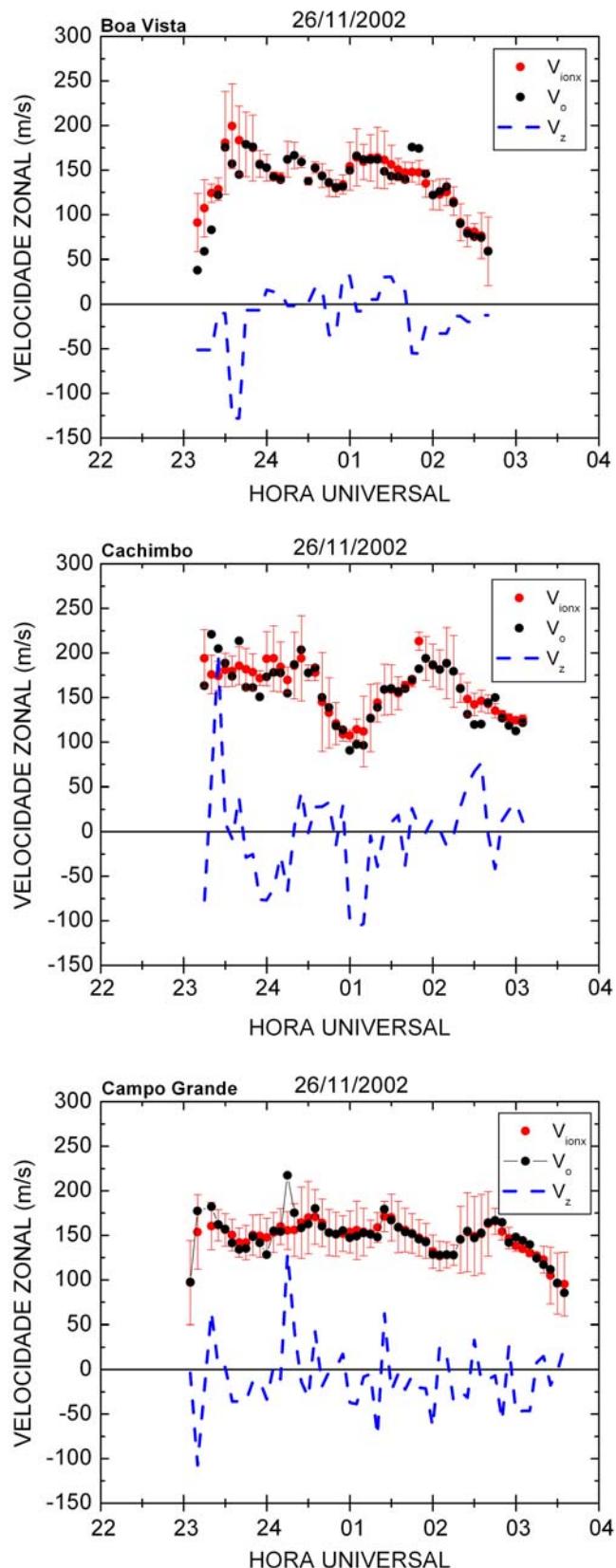


Figura 5.22 – Velocidade média da deriva zonal corrigida (V_o) pela contribuição da deriva vertical estimada a partir da variação temporal da altura do pico da camada $F2$ ($dhmF2/dt$).

Os resultados da Fig. (5.22) mostram que as maiores diferenças entre as velocidades de deriva inicialmente estimada (V_{ionx} – círculos vermelhos) e a corrigida pela deriva vertical (V_o – círculos pretos) ocorrem antes das 24:00 UT, ou seja, nos horários quando os efeitos da deriva vertical são mais significativos (linhas tracejadas azuis). Estas diferenças podem ser até maiores do que o desvio padrão da velocidade V_{ionx} . Por outro lado, é claramente visível no gráfico, principalmente em BV por volta de 01:45 UT, em CA aproximadamente às 23:40 UT e em CG por volta das 24:15 UT, que mudanças bruscas em V_z fazem com que, correspondentemente, aumentos ou diminuições bruscas no valor de V_o tendam a acontecer. Como a camada de irregularidades está supostamente localizada na região do pico $F2$, parece ser mais plausível determinar a deriva vertical a partir da variação do parâmetro $hmF2$. No entanto, os valores reduzidos deste parâmetro quando aparecem espalhamentos nos ionogramas, associados a ocorrência de bolhas, podem aumentar significantemente as incertezas em $hmF2$, no valor calculado de V_z e, consequentemente, refletindo nos valores estimados de V_o . O ideal, portanto, é utilizar valores médios de V_z para corrigir valores médios de deriva zonal inferidos para uma dada estação, com isso, erros associados às incertezas nos parâmetros ionosféricos serão minimizados nas estimativas de deriva vertical.

5.5.6 Determinação da altura da camada de irregularidades

Um importante parâmetro em estudo de cintilação ionosférica é a altura da camada de irregularidades ou camada de espalhamento. Como discutido na seção anterior, nos nossos cálculos de deriva zonal esta altura (z_{ion}) é assumida como sendo constante em 350 km. Entende-se como sendo a altura média ao longo da noite do ponto de perfuração ionosférica. No entanto, para diminuir as incertezas nas estimativas da velocidade de deriva zonal que utilizam medidas de cintilações, bem como aumentar a confiabilidade de modelos de cintilação ionosférica, o desenvolvimento de técnicas para estimar a altura da camada de irregularidades que causam as cintilações torna-se importante.

McClure (1964) aparece como um dos primeiros a tentar estimar a altura da camada de irregularidades a partir de medidas de cintilação obtidas de sinais recebidos do satélite Transit 4A, e empregando antenas receptoras geomagneticamente espaçadas. Nas observações de McClure (1964) as cintilações na região F se distribuíam numa altura de 300 – 400 km. Mais recentemente, Cerruti et al. (2006) estimaram a altura da camada de

irregularidades durante duas noites para a estação de Cachoeira Paulista, utilizando dados de medidas de cintilações em amplitude de sinais recebidos do satélite geoestacionário WAAS/SBAS. Nas observações de Cerruti et al. (2006) a altura da camada de espalhamento variou de $\sim 250 - 880$ km.

Conforme demonstrado na Seção 5.2, a freqüência de Fresnel depende da velocidade de deriva das irregularidades que causam as cintilações e da distância entre a antena do receptor e a camada de irregularidades. Ou seja,

$$f_F = \frac{V_{ionx}}{\sqrt{2}r_F} = \frac{V_{ionx}}{\sqrt{2\lambda z_s}}. \quad (5.38)$$

Na qual z_s é a distância oblíqua desde o receptor até a camada de irregularidades e λ é o comprimento da onda do sinal do satélite. Da equação (5.38) obtém-se:

$$z_s = \left(\frac{1}{2\lambda} \right) \left(\frac{V_{ionx}}{f_F} \right)^2. \quad (5.39)$$

Logo, a altura da camada de irregularidades (h_I) sobre uma estação pode se obtida a partir de:

$$h_I = r_T \left\{ \sqrt{1 - \frac{2z_s}{r_T} \cos(90 + el)} + \left(\frac{z_s}{r_T} \right)^2 - 1 \right\} \quad (5.40)$$

em que el denota o ângulo de elevação do satélite e r_T é o raio da Terra.

A solução mais apropriada para a determinação de f_F é a partir da curva de espectro de potência da amplitude de cintilação do sinal recebido. Quando o espectro começa a assumir uma característica inclinada, o valor de f_F será aquele que corresponde ao primeiro “vale” do Filtro de Fresnel na flutuação da amplitude do sinal (YEH et al., 1981; AFRAIMOVICH et al., 1994). A Fig. (5.23) mostra um exemplo de como se obter o valor de f_F a partir do espectro de potência da amplitude de cintilação.

No presente estudo, emprega-se um método direto baseado nas medidas de velocidade de deriva obtida por cada satélite de GPS visível. Por exemplo, na Eq. (5.38) V_{ionx} é considerado como sendo o valor médio da deriva zonal obtida para um dada noite sobre uma determinada estação e z_s é feito igual a z_{ion} , ou seja, equivalente a 350 km. Com

isso obtém um valor de f_F baseado nos valores médios de velocidade e altura. Este valor fixo de f_F é utilizado na equação (5.39) para se obter os valores de z_s . Portanto, para cada minuto de observação e para cada satélite cujo valor de velocidade zonal V_{ionx} foi inferido é calculado um valor de z_s correspondente. Uma vez obtendo-se os valores de z_s e sabendo-se o ângulo de elevação do satélite, a altura da camada de irregularidades pode ser obtida facilmente utilizando a relação dada na Eq. (5.40). Levando-se em conta a contribuição da deriva vertical (Seção 5.5.5), é possível adotar o mesmo procedimento descrito acima para se calcular uma altura de espalhamento corrigida (h_{L_CORR}) pelo movimento vertical da camada. Nos painéis da Fig. (5.24) são mostrados os valores da altura da camada de irregularidades (círculos pretos) obtidos para a noite de 26 de novembro de 2002 sobre as estações de BV, CA e CG, bem como a altura da camada de irregularidades corrigida pela deriva vertical (asteriscos azuis). Em vermelho nos gráficos aparecem os valores da altura do pico da região F registrados nos ionogramas instalados nas mesmas estações. Em cada um dos painéis os retângulos indicam o conjunto de dados e os instantes utilizados nos cálculos dos valores médios das alturas h_I , h_{L_CORR} e $hmF2$.

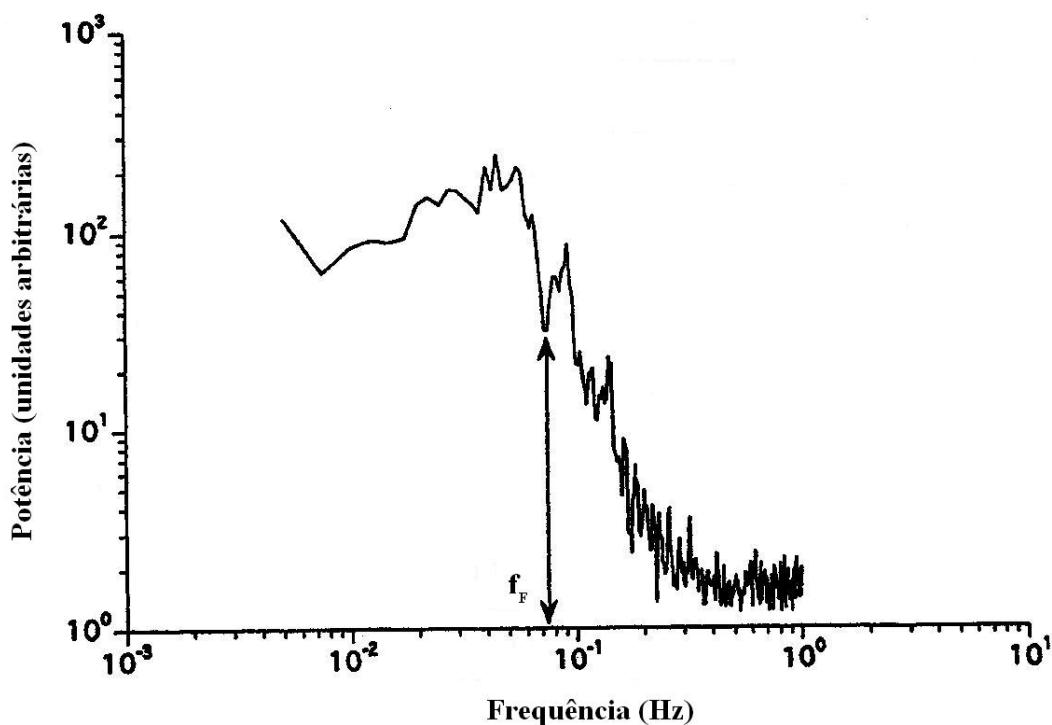


Figura 5.23 – Exemplo arbitrário de espectro de potência de amplitude de cintilação cujo valor de freqüência de Fresnel é obtido.

FONTE: Afraimovich et al. (1994)

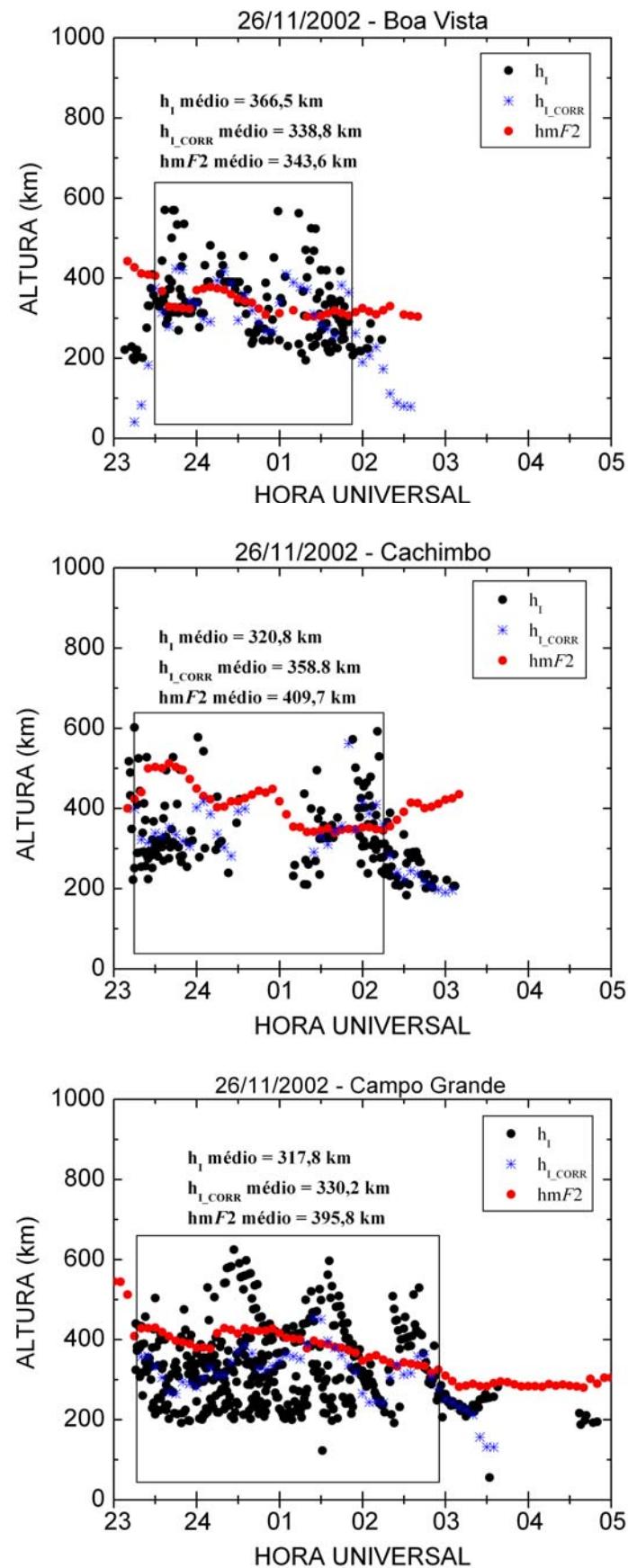


Figura 5.24 – Distribuição da altura da camada de irregularidades estimada e comparação com os valores medidos de $hmF2$.

Os resultados para o caso de 26 de Novembro de 2002 revelam que a camada de espalhamento ou camada de irregularidades aparece entre 200–600 km de altura, o que está coerente com observações publicadas na literatura. Os menores valores de altura geralmente aparecem na fase de crescimento das irregularidades ou tarde na noite quando começam a decair e assumem valores menores de velocidade. Para BV os valores médios de h_I e h_{I_CORR} foram aqueles que mais se aproximaram do valor médio de $hmF2$, enquanto que em CA e CG a altura média estimada foi ~50-80 km menor do que a altura média de $hmF2$. Esta diferença sugere que para o dia analisado, a altura z_{ion} de 350 km pode não refletir verdadeiramente o valor médio da altura da camada de espalhamento utilizado no cálculo de f_F . Uma alternativa a ser analisada seria adotar um valor de z_{ion} igual ao valor médio noturno de $hmF2$ registrado nos ionogramas. De um modo geral, o método adotado aqui pode ser melhor empregado na determinação deste importante parâmetro utilizado no estudo de cintilações ionosféricas.

5.6 Comentários e conclusões

Durante os meses do solstício de verão as irregularidades tendem a derivar com velocidades zonais maiores do que aquelas observadas durante os equinócios. Sua magnitude também tende a ser maior durante o período de máximo solar. Ainda que nos equinócios as velocidades sejam menores do que no verão, os resultados mostram que suas magnitudes parecem não depender fortemente do nível de atividade solar. Durante o verão existe uma forte correlação entre as magnitudes das velocidades de deriva e o nível de atividade solar. Com a diminuição do fluxo solar os gradientes de pressão na vizinhança do ponto subsolar também diminuem, fazendo com que ventos neutros e, consequentemente, o plasma como um todo comece a derivar mais lentamente. O efeito integrado ao longo do tubo de fluxo magnético da componente zonal dos ventos neutros termosféricos, ponderado pela condutividade Pedersen, é quem vai determinar a força da deriva zonal do plasma.

No equador (São Luis) as derivas zonais das irregularidades que causam as cintilações nos sinais do GPS apresentaram, durante os equinócios, características distintas daquelas observadas em latitudes mais afastadas (Cuiabá, C. Paulista e S. M. Serra), tais como máximos secundários na sua velocidade e, principalmente, amplitudes elevadas durante as primeiras horas da noite. Os valores elevados de deriva zonal para leste durante as primeiras horas da noite, principalmente na estação equatorial de SL e

durante os equinócios acerca do máximo solar, mostram a existência de forte contribuição nos cálculos da deriva, da componente vertical da deriva das irregularidades. Em regiões de baixa-latitude, os máximos secundários na deriva das irregularidades não são notados, mas as observações revelam que o decaimento da velocidade também não é monotônica. Próximo ao mínimo solar, as diferenças entre as velocidades médias de deriva das irregularidades nas estações afastadas do equador não diferem muito umas das outras, mas com o aumento da atividade solar as maiores velocidades aparecem ocorrer nas regiões de latitude localizada entre o equador e a crista da anomalia equatorial da Appleton. Isso explicaria as maiores velocidades observadas em CB, do que em SL e CP ou SMS. Menores velocidades na região da crista da anomalia (CP) podem ser atribuídas aos efeitos de arraste iônico. Velocidades de deriva na ionosfera num ponto conjugado ao norte do equador, tal como observado pelo VHF em Boa Vista, pode ser menor do que aquela observada ao sul do equador devido à curvatura do equador magnético e a menor distância que a irregularidade tem que percorrer para permanecer num mesmo tubo de fluxo magnético.

O método empregado no presente estudo na estimativa de deriva zonal, na qual a geometria do satélite, do receptor e do ponto de perfuração ionosférica é levada em conta, minimiza as contribuições da deriva vertical quando estes são mapeados no plano do receptor. Como a velocidade de deriva é calculada para vários satélites, erros associados a altura da camada de irregularidades (z_{ion}) inicialmente assumida são minimizados. No entanto, cálculos mais precisos de velocidade de deriva para um dia específico podem ser alcançados caso valores médios observados de altura do pico da região F sejam considerados. Os resultados mostrados neste estudo revelam que as medidas de cintilação que utilizam duas antenas de GPS geomagneticamente espaçadas podem ser úteis na determinação da altura de espalhamento da camada de irregularidades.

CAPÍTULO 6

UTILIZAÇÃO DO GPS NO MONITORAMENTO DO CONTEÚDO ELETRÔNICO TOTAL DA IONOSFERA

Neste capítulo é apresentada a teoria para determinação do conteúdo eletrônico total (TEC) a partir das observáveis do GPS. Aspectos relevantes empregados em modelos de mapeamento de TEC são discutidos. Exemplo do uso de dados de TEC vertical (vTEC) na caracterização do comportamento da ionosfera e das irregularidades de plasma é apresentado, em que, casos de experimentos realizados sobre a região equatorial e em pontos conjugados são discutidos.

6.1 Refração ionosférica e a medida do conteúdo eletrônico total

Um dos principais efeitos sobre a propagação dos sinais transmitidos pelos satélites do GPS é devido à refração ionosférica. Os efeitos da refração sobre as portadoras L1 e L2 do GPS tornam possível obter o conteúdo eletrônico total ao longo do caminho percorrido pelo sinal, desde o satélite até o receptor. Como efeito da refração, a velocidade de propagação do sinal muda em relação à velocidade da luz em decorrência do fato do índice de refração ser diferente de 1. Este efeito do índice de refração muda, dependendo da modulação de grupo (onde a informação é carregada) ou da fase do sinal. De acordo com Davies (1990), partindo da definição entre velocidades de fase (velocidade com que as portadoras L1 e L2 dos GPS se propagam) e de grupo (velocidade de propagação dos códigos modulados sobre as portadoras), respectivamente:

$$v_f = \lambda f, \quad (6.1)$$

$$v_g = -\frac{df}{d\lambda} \lambda^2. \quad (6.2)$$

Diferenciando a Eq. (6.1) em relação a λ , obtém-se (HOFMANN-WELLENHOF et al., 1994):

$$\frac{df}{d\lambda} = \frac{1}{\lambda} \frac{dv_f}{d\lambda} - \frac{f}{\lambda}. \quad (6.3)$$

Substituindo Eq. (6.3) na Eq. (6.2):

$$v_g = v_f - \lambda \frac{dv_f}{d\lambda}. \quad (6.4)$$

Sabendo que a propagação de ondas em um meio depende do valor do índice de refração n , aplicando-a nas equações de velocidade de fase e grupo obtém-se:

$$v_f = \frac{c}{n_f}, \quad (6.5)$$

$$v_g = \frac{c}{n_g}. \quad (6.6)$$

Em que n_f e n_g denotam, respectivamente, o índice de refração de fase e o índice de refração de grupo, e c representa a velocidade da luz no vácuo.

A diferenciação da Eq. (6.5) com respeito à λ resulta em:

$$\frac{dv_f}{d\lambda} = -\frac{c}{n_f^2} \frac{dn_f}{d\lambda}. \quad (6.7)$$

Substituindo as Eqs. (6.5-6.7) na Eq. (6.4) e manipulando o resultado obtém-se:

$$n_g = n_f \left(1 + \frac{\lambda}{n_f} \frac{dn_f}{d\lambda} \right)^{-1}. \quad (6.8)$$

Utilizando a aproximação $(1+\varepsilon)^{-1} = 1-\varepsilon$, a Eq. (6.8) torna-se (HOFMANN-WELLENHOF et al., 1994):

$$n_g = n_f - \lambda \frac{dn_f}{d\lambda}. \quad (6.9)$$

O índice de refração do grupo, dado pela equação (6.9), pode ser obtido de outra forma, diferenciando a relação $c = \lambda f$ em relação à λ e f , ou seja:

$$\frac{d\lambda}{\lambda} = -\frac{df}{f}, \quad (6.10)$$

e substituindo na Eq. (6.9), obtém uma expressão que relaciona ambos os índices:

$$n_g = n_f + f \frac{dn_f}{df}. \quad (6.11)$$

De acordo com Seeber (1993), o índice de refração de fase pode ser aproximado por uma expansão em série do tipo:

$$n_f = 1 + \frac{c_2}{f^2} + \frac{c_3}{f^3} + \frac{c_4}{f^4} + \dots, \quad (6.12)$$

nos quais os termos maiores que o termo quadrático podem ser negligenciados, de forma que:

$$n_f = 1 + \frac{c_2}{f^2} \quad (6.13)$$

em que c_2 é um coeficiente que não depende da freqüência, mas somente da densidade de elétrons (N_e) ao longo do percurso de propagação do sinal, sendo calculado por:

$$c_2 = -40,3N_e. \quad (6.14)$$

Logo, tem-se que:

$$n_f = 1 - \frac{40,3N_e}{f^2}. \quad (6.15)$$

Derivando a Eq. (6.15) obtém-se:

$$\frac{dn_f}{df} = -2 \left(\frac{-40,3N_e}{f^3} \right) \quad (6.16)$$

e substituindo Eqs. (6.15 - 6.16) na Eq. (6.11) resulta em:

$$n_g = 1 + \frac{40,3N_e}{f^2}. \quad (6.17)$$

Sabendo que o percurso ótico desde o satélite transmissor (Tx) até o receptor (Rx) pode ser expresso como:

$$s = c \int_{Tx}^{Rx} \frac{dl}{v} = \int_{Tx}^{Rx} n ds, \quad (6.18)$$

em que n representa o índice de refração. A distância geométrica s_o ao longo da linha de visada entre o satélite e o receptor, ajustando $n = 1$, é dada por:

$$s_o = \int_{Tx}^{Rx} ds_o. \quad (6.19)$$

Com isso, o efeito da refração ionosférica é obtido a partir da diferença entre a distância medida (s) e a distância geométrica (s_o) (HOFMANN-WELLENHOF et al., 1994):

$$\Delta^{IONO} = s - s_o = \int_{Tx}^{Rx} nds - \int_{Tx}^{Rx} ds_o. \quad (6.20)$$

De acordo com a definição de n , dois diferentes valores de refração da ionosfera podem ser encontrados a partir da Eq. (6.20), uma para a fase e outra para o grupo. Simplificando a expressão a partir de uma integração ao longo do caminho geométrico, em que ds torna-se ds_o , as contribuições da ionosfera reduzem-se a:

$$\Delta_{fase}^{IONO} = -\frac{40,3}{f^2} \int_{Tx}^{Rx} N_e ds_o, \quad (6.21)$$

e

$$\Delta_{grupo}^{IONO} = \frac{40,3}{f^2} \int_{Tx}^{Rx} N_e ds_o. \quad (6.22)$$

Portanto, o efeito ionosférico é igual em magnitude tanto para a fase quanto para o grupo, mas, no entanto, com sinais opostos. O atraso de grupo e o avanço de fase ocorrem como consequência da diferença entre as velocidades de fase e grupo, visto que $v_g < v_f$, pois $n_g > n_f$. Consequentemente, o código GPS é atrasado e as fases das portadoras são avançadas. Então, as distâncias obtidas a partir de medidas do código são mais longas e as distâncias obtidas a partir de medidas de fase são mais curtas que a distância geométrica entre o satélite e o receptor (SEEBER, 1993; HOFMANN-WELLENHOF et al., 1994; RODRIGUES, 2003).

Definindo o conteúdo eletrônico total (TEC) como a integral da densidade eletrônica ao longo do percurso do sinal, tem-se que:

$$TEC = \int_{Tx}^{Rx} N_e ds_0 \quad (6.23)$$

e substituindo esta definição nas Eqs. (6.21) e (6.22) obtém-se:

$$\Delta_{fase}^{IONO} = -\frac{40,3}{f^2} TEC \quad (6.24)$$

e

$$\Delta_{grupo}^{IONO} = \frac{40,3}{f^2} TEC. \quad (6.25)$$

6.1.1 Determinação do TEC a partir das observáveis do GPS

Neste ponto, retorna-se à algumas equações apresentadas no Capítulo 3 para demonstrar como se determina o TEC a partir das observáveis do GPS. De acordo com Kantor et al. (2000), a medida do conteúdo eletrônico total pode ser obtida a partir da diferença entre as pseudodistâncias de código nas portadoras L1 e L2 (como apresentada anteriormente nas Eqs. 3.1 e 3.2):

$$\rho_2 - \rho_1 = \Delta_{g,L2}^{IONO} - \Delta_{g,L1}^{IONO} + d_\rho^R + d_\rho^S + m_\rho + \varepsilon_\rho \quad (6.26)$$

em que $\Delta_{g,L1}^{IONO} = \frac{40,3}{f_{L1}^2} TEC$ e $\Delta_{g,L2}^{IONO} = \frac{40,3}{f_{L2}^2} TEC$, $m_\rho = m_{\rho 2} - m_{\rho 1}$, $\varepsilon_\rho = \varepsilon_{\rho 2} - \varepsilon_{\rho 1}$, $d_\rho^R = d_{\rho 2}^R - d_{\rho 1}^R$ e $d_\rho^S = d_{\rho 2}^S - d_{\rho 1}^S$.

Nota-se que os efeitos da distância geométrica satélite-receptor, devida a troposfera, e aos erros nos relógios dos satélites e receptores afetam, de forma semelhante, as observáveis em ambas as portadoras. Desta forma, elas se anulam quando feito $\rho_2 - \rho_1$.

A Eq. (6.26) também pode ser escrita da seguinte forma (KANTOR et al., 2000; FEDRIZZI, 2003):

$$\rho_2 - \rho_1 = \frac{1}{S} TEC + d_\rho^R + d_\rho^S + m_\rho + \varepsilon_\rho, \quad (6.27)$$

em que S é um fator de conversão dado por:

$$S = \frac{1}{40,3} \frac{f_{L1}^2 f_{L2}^2}{f_{L1}^2 - f_{L2}^2} = 9,52 \times 10^{16} \quad [elétrons/m^3]. \quad (6.28)$$

Fazendo-se $d_\rho = d_\rho^R + d_\rho^S$, resulta em:

$$TEC_{\rho} = S [(\rho_2 - \rho_1) - d_{\rho} - m_{\rho} - \varepsilon_{\rho}] \quad [\text{elétrons / m}^2], \quad (6.29)$$

nas quais f_{L1} e f_{L2} representam as freqüências das portadoras L1 (1,57542 GHz) e L2 (1,2276 GHz), respectivamente, no caso de um receptor de GPS de dupla freqüência, e d_{ρ} representa os atrasos instrumentais do receptor e do satélite entre as freqüências L1 e L2, sendo às vezes referenciados na literatura como “bias”. Ainda que estes erros tenham uma função que dependam do tempo, na prática eles podem ser considerados estáveis durante um determinado período de dias e até meses e, com isso, podendo ser considerados constantes em modelos TEC (GAO e LIU, 2002). Recentemente, muitos esforços têm sido feitos para se estimar o nível de erros instrumentais e suas conseqüências nas estimativas de TEC. Kantor et al. (2000) propôs uma técnica para estimar os erros instrumentais a partir de uma variação experimental de seus valores dentro de uma faixa possível, até obter assim uma semelhança entre as curvas de TEC obtidas das medidas dos diferentes satélites de GPS. Sardón et al. (1994), por exemplo, estimou que a variação temporal do erro instrumental (“bias”) era inferior a 1 nanosegundo se comparado com o seu valor médio anual, o que corresponde a cerca de $2,85 \times 10^{16}$ elétrons/m², ou 2.85 unidades de TEC (TECU).

Analogamente, o TEC pode ser obtido a partir das observáveis de fase. Subtraindo a Eq. (3.3) da Eq. (3.4) obtém-se:

$$\Phi_1 - \Phi_2 = \frac{1}{S} TEC_{\phi} + \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 + d_{\phi}^R + d_{\phi}^S + m_{\phi} + \varepsilon_{\phi} \quad (6.30)$$

em que similarmente à Eq. (6.26) obtém-se que $m_{\phi} = m_{\phi 1} - m_{\phi 2}$, $\varepsilon_{\phi} = \varepsilon_{\phi 1} - \varepsilon_{\phi 2}$, $d_{\phi}^R = d_{\phi 1}^R - d_{\phi 2}^R$, e $d_{\phi}^S = d_{\phi 1}^S - d_{\phi 2}^S$.

Desta forma, o TEC para as observáveis de fase é obtido a partir de:

$$TEC_{\phi} = S [(\Phi_1 - \Phi_2) - (\lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2) - d_{\phi} - m_{\phi} - \varepsilon_{\phi}] \quad [\text{elétrons / m}^2] \quad (6.31)$$

em que $d_{\phi} = d_{\phi}^R + d_{\phi}^S$.

Em razão da ambigüidade (segundo termo dentro dos colchetes na Eq. 6.31), TEC_{ϕ} é uma medida relativa e não representa o valor real de TEC. Ainda assim, são mais precisas que as medidas de TEC_{ρ} , pois estas são consideravelmente afetadas pelo ruído e

pelos efeitos do múltiplo caminho (quando os ângulos de elevação são muito baixos). Contudo, uma combinação de TEC_ϕ com os valores de TEC_ρ permite obter medidas absolutas de TEC com menor ruído e com a precisão da medida de fase. Isso é feito a partir de uma suavização ou nivelamento das medidas de fase sobre as pseudodistâncias (JAKOWSKI, 1996; MANUCCI et al., 1998; GAO e LIU, 2002; FEDRIZZI, 2003; MATSUOKA e CAMARGO, 2004). Considerando que a média do ruído entre as medidas de TEC_ρ e TEC_ϕ é nula, e que o atraso instrumental e os efeitos de múltiplo caminho são aproximadamente constantes ao longo de um período de dados em que não há perdas de ciclo, uma expressão para o cálculo de TEC pode ser representado por:

$$TEC = S[(\Phi_1 - \Phi_2) - \langle(\Phi_1 - \Phi_2) - (\rho_1 - \rho_2)\rangle - d_\rho - m_\rho - \varepsilon_\phi]. \quad (6.32)$$

em que o símbolo $\langle \rangle$ representa a média para um arco de fase conectado, ou seja, um período de dados que não contém perdas de ciclo.

6.1.2 Determinação do TEC vertical (vTEC)

Na Eq. (6.32), o valor do TEC é obtido a partir de medidas das trajetórias oblíquas do sinal entre o satélite e o receptor. Este é designado por TEC inclinado ou “slant” TEC (sTEC).

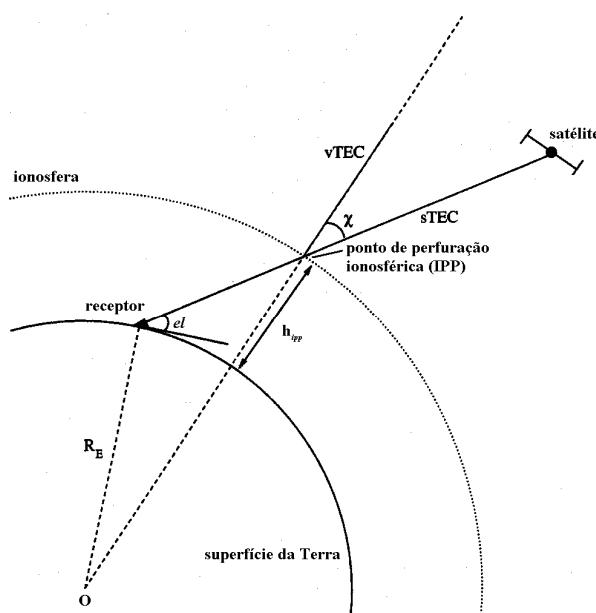


Figura 6.1 – Geometria utilizada para obtenção do TEC vertical (vTEC).

FONTE: Modificada de Hofmann-Wellenhof et al. (1994)

Porém, quando se deseja observar o TEC sobre um determinado local, ou gerar mapas de TEC em escalas regionais ou globais, é preciso converter o TEC inclinado num valor de TEC vertical equivalente (vTEC). Para realizar esta conversão supõe-se um modelo de ionosfera em que a densidade eletrônica encontra-se confinada numa camada de espessura infinitesimal (“thin layer”), localizada a uma determinada altura de referência (Fig. 6.1), e também que não existam variações horizontais na distribuição de elétrons ao longo do percurso do sinal, desde o satélite até o receptor.

Conforme mostrado na Fig. (6.1), para a transformação dos valores medidos de TEC inclinado em um valor de vTEC, faz-se uma projeção na vertical no ponto de intersecção do feixe do sinal do satélite com a ionosfera (IPP), ou seja (JAKOWSKI, 1996):

$$vTEC = TEC \cos(\chi) \quad (6.33)$$

na qual $\cos(\chi)$ é a função de mapeamento, em que χ é o ângulo zenital no ponto ionosférico (ou ponto que o feixe de sinal perfura a camada). A relação geométrica que descreve a função de mapeamento é dada por:

$$\cos(\chi) = \sqrt{1 - \left(\frac{R_E \cos(el)}{R_E + h_{ipp}} \right)^2} \quad (6.34)$$

em que R_E é o raio da Terra, el é o ângulo de elevação do satélite e h_{ipp} denota altitude do ponto de perfuração ionosférica. Estudos de simulação numérica têm mostrado que a função de mapeamento, definida na Eq. (6.34), depende também da altitude h_{mF2} , da espessura da camada e do conteúdo eletrônico da plasmasfera. Funções de mapeamento que levam em consideração algumas dessas dependências podem ser encontradas em Sardón et al. (1994). De acordo com Lunt et al. (1999) e Balan et al. (2002), a magnitude da contribuição plasmasférica nas medidas do TEC obtidas através do GPS pode atingir valores maiores do que 50% à noite, no hemisfério que está no inverno e durante o período de atividade solar mínima. No presente estudo não foi estimado a contribuição da plasmasfera nas medidas de TEC.

6.1.3 Monitoramento do TEC a partir dos dados dos receptores de GPS

Recentemente, vários progressos têm sido feito no que concerne ao desenvolvimento e aplicação de algoritmos de estimativa de mapas globais e regionais de TEC a partir de dados recebidos dos satélites do GPS (ver por exemplo, COCO et al., 1991; MANNUCCI et al., 1998; KANTOR et al., 2000; FEDRIZZI, 2003; OLIVEIRA, 2003; MATSUOKA e CAMARGO, 2004).

Atualmente existe uma grande quantidade de receptores de GPS distribuídos em vários continentes, e que pertencem a redes de receptores nacionais e internacionais, públicos ou privados. No Brasil existe a Rede Brasileira de Monitoramento Contínuo (RBMC), que é operada pelo Instituto Brasileiro de Geografia e Estatística (IBGE) desde dezembro de 1996, e foi estabelecida com o intuito de abranger todo o território brasileiro, a fim de construir uma infra-estrutura geodésica de referência para posicionamentos por GPS (FORTES et al., 2005; PEREIRA et al., 2003). Figura (6.2) mostra a distribuição mais recente da rede de receptores de GPS de dupla freqüência operada pelo IBGE (<http://www.ibge.gov.br/home/#sub_geociencias>).

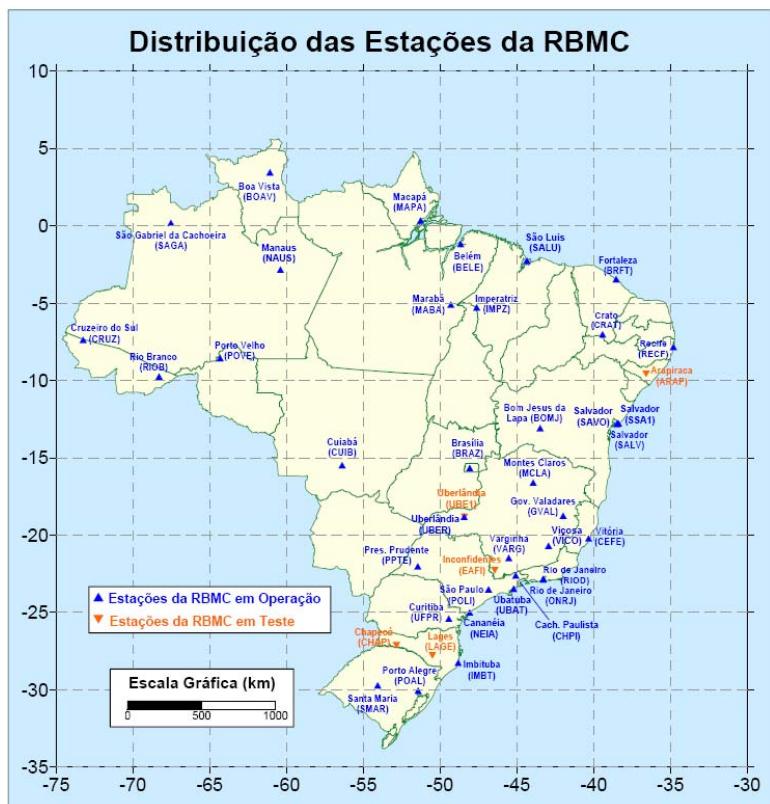


Figura 6.2 – Distribuição da rede de receptores de GPS pertencentes à RBMC.

FONTE: Instituto Brasileiro de Geografia e Estatística (2008)

Um outro exemplo é a rede de receptores operada desde 1994 pela “International GPS Service for Geodynamics” (IGS), nos quais dados de GPS são fornecidos num formato padrão denominado “Receiver INdependent EXchange” (RINEX). O formato RINEX é um conjunto de definições padrão para dados de GPS, elaborado de maneira que seja independente dos diferentes fabricantes de receptores. O arquivo de dados RINEX da rede operada pelo IGS, bem como de outras redes mundiais podem ser facilmente acessadas no sítio da “Scripps Orbit and Permanent Array Center” (SOPAC), via <<http://garner.ucsd.edu/>>. Este conjunto de dados das várias estações localizadas em várias partes do mundo (Fig. 6.3) é que permite a construção de mapas regionais e/ou globais de TEC. Analisando estes mapas, diversos processos ionosféricos podem ser estudados, tais como os aumentos e decréscimos na densidade do plasma sobre um determinado local. Como os dados de GPS geralmente são fornecidos num intervalo de 30 segundos, praticamente se tem disponível uma informação contínua sobre a distribuição horizontal do plasma ionosférico. Em dias geomagneticamente calmos o comportamento do TEC tende a seguir, aproximadamente, o ângulo zenital solar, enquanto que, durante períodos geomagneticamente perturbados, os mapas de TEC podem exibir gradientes de TEC que indicam regiões de fontes e sumidouros de plasma. Desta forma, a combinação com dados de outras técnicas, tais como ionossondas, radares, etc., permite um estudo mais abrangente dos processos de larga escala envolvidos.

A precisão dos mapas de TEC vai depender, basicamente, das estratégias para estimação de erros instrumentais (“bias”), do método matemático aplicado nos algoritmos (funções de mapeamento), dos efeitos de reflexão por múltiplos caminhos e dos ruídos, da distribuição e uniformidade dos pontos de dados (rede de receptores), e da contribuição da plamasfera. Os métodos matemáticos mais comuns envolvem harmônicos esféricos, polinômios, filtros de Kalman, interpolações, séries de Taylor e de Fourier. Filtros de Kalman têm sido adotados para se estimar os erros instrumentais. Para reduzir os erros atribuídos aos efeitos de multi-percursos e ruído nas medidas de pseudodistâncias, a técnica de nívelamento mencionada anteriormente (Eq. 6.34) é aplicada para satélites com ângulos de elevação maior do que 20° (JAKOWSKI, 1996).

Tabelas 6.1-6.3 apresentam um resumo das mais relevantes bases de dados, softwares, modelos ionosféricos e documentos que estão disponíveis mundialmente na internet (referente ao sistema de GPS), tais como aqueles fornecidos pelo Instituto Brasileiro de

Geografia e Estatística (IBGE), IGS, SOPAC, Jet Propulsion Laboratory (JPL), Center for Orbit Determination in Europe (CODE), US National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA) Space Environment Center, US Air Force Research Laboratory (AFRL), dentre outros.

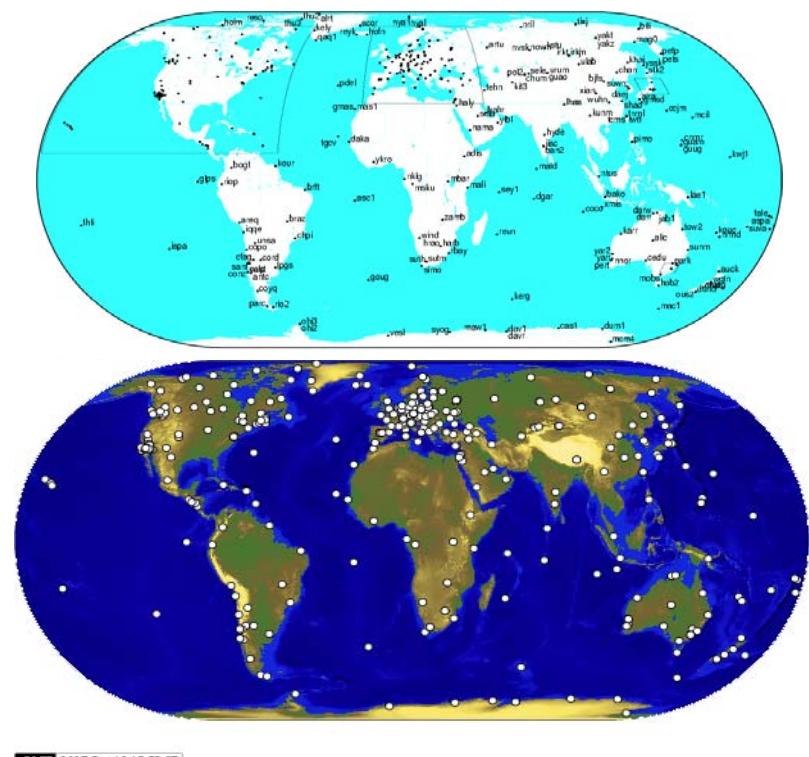


Figura 6.3 – Distribuição da rede mundial de receptores de GPS operada pela IGS.

FONTE: International GNSS Service (2007)

Tabela 6.1 – Dados disponibilizados na internet que permitem construir mapas globais e regionais de TEC.

Dados e Produtos	Operado por	Disponível em
Últimos 12 meses de arquivos no formato RINEX ¹	IBGE	http://www.ibge.gov.br/home/#sub_geociencias
Arquivos RINEX da rede de GPS nos EUA (desde 1994)	CORS ²	ftp://www.ngs.noaa.gov/cors/rinex/
Arquivos de mapa global no formato IONEX ³ (desde 1992)	CODE	http://www.aiub.unibe.ch/download/CODE/YYYY⁴
Arquivos do IGS Global maps no formato IONEX (desde 1990)	IGS	ftp://igscb.jpl.nasa.gov/igscb/product
Histórico de arquivos no formato ASCII de vTEC da rede dos EUA	NOAA	http://www.sec.noaa.gov/ustec
Arquivos no formato RINEX de receptores de redes globais e regionais (histórico desde 1991)	SOPAC	http://garner.ucsd.edu/

¹Formato composto por três arquivos em ASCII: navegação, meteorológico e de observação.

²Continuously Operating Reference Stations

³IONosphere map EXchange format é um formato que pode ser empregado diretamente para representar as distribuições espacial e temporal dos valores de TEC, a partir de uma grade (latitude/longitude) e empregando-se o método de interpolação.

⁴Denota ano em quatro dígitos.

Tabela 6.2 – Resumo de alguns dos principais centros que disponibilizam modelos de TEC que empregam dados de GPS e de outros instrumentos.

Modelos	Produtos	Operado por	Disponível em
Global Assimilative Ionospheric Model (GAIM) IonoNumerics Model ⁵	Mapas globais e regionais, e animações	JPL	ftp://side-show.jpl.nasa.gov/pub/axk/allsites
	Distribuição global 3D de densidade eletrônica	AFRL	http://63.231.68.133/ionosphere/DesktopDefault.aspx

⁵ Modelo que usa dados de GPS para ajustar valores de distribuição 3D de densidade eletrônica.

Tabela 6.3 – Resumo de alguns dos principais centros que disponibilizam mapas globais ou regionais de TEC.

Mapas	Operado por	Disponível em
Mapa global de vTEC em tempo real (atualizado a cada 5 min.) Mapa global de vTEC (atualizado a cada 2 h) Mapa regional de vTEC sobre os EUA (atualizado a cada 15 min.) Mapa regional de vTEC sobre a Europa (atualizado a cada 1 h) Mapa regional de vTEC sobre o Japão (atualizado a cada 5 min.)	JPL	http://iono.jpl.nasa.gov/
	CODE	http://aiuws.unibe.ch/ionosphere/
	NOAA	http://www.swpc.noaa.gov/ustec
	DLR ⁶	http://www.kn.nz.dlr.de/daily/tec-eu/
	WDC ⁷	http://wdc.nict.go.jp/IONO/contents/E011_TEMap.html

FONTE: Parcialmente de Liu et al. (2005)

⁶Instituto de Comunicação e Navegação (em alemão)

⁷World Data Center

6.2 Metodologia utilizada nas observações do conteúdo eletrônico total

Neste capítulo serão analisados casos que envolvem dados de TEC vertical coletados durante a realização da campanha COPEX. Na ocasião, estes dados foram gravados a partir das medidas feitas por receptores de GPS (Ashtech) de dupla freqüência. Estes receptores foram instalados um em cada uma das três estações da campanha COPEX (Boa Vista, Cachimbo e Campo Grande). O tipo dos receptores Ashtech (μ Z-CGRS) utilizados neste estudo (modelo Z-reference) são considerados bastante robustos por causa da capacidade de realizar tanto monitoramento de cintilação (freqüência L1 do GPS), bem como fornecer informações do conteúdo eletrônico total da ionosfera.

Nos receptores Ashtech a amplitude e a fase dos sinais dos satélites são amostradas numa taxa de 20 Hz. A partir das observáveis de GPS (diferença entre as pseudo-distâncias medidas pelos sinais L1 e L2 e pseudo-fase) o valor do conteúdo eletrônico total é estimado para cada intervalo de 1 minuto e para todos os satélites visíveis. Por conveniência estes são aqui apresentados em unidades de TEC (TECU), a quantidade de 10^{16} elétrons/metro².

Na realização deste estudo foram implementadas rotinas para leitura dos dados de TEC e para geração dos gráficos. Na análise dos dados deste capítulo não foram construídos mapas de TEC. O objetivo é analisar as características das assinaturas das irregularidades do plasma nas medidas de TEC vertical, com observações simultâneas de cintilações na amplitude do sinal. Adicionalmente, quando disponíveis e para complementar os resultados, foram utilizados dados de freqüência crítica da camada F2 da ionosfera (f_0F2) obtidas de ionogramas gravados pelas ionossondas digitais instaladas na estações COPEX. Foram investigados três casos: durante as noites de 13 de outubro de 2002, 18 de outubro de 2002 e 12 de novembro de 2002.

Na análise os dados coletados foram processados para gerar seis tipos de resultados: TEC vertical, potência do sinal medido, cintilação, azimute e elevação dos satélites e espessura equivalente da ionosfera (“slab thickness”). Apenas os dados de TEC foram obtidos pelos receptores Ashtech. As outras informações foram obtidas de medidas com os receptores Scintmon instalados nas estações.

6.3 Resultados e discussões sobre as observações simultâneas de TEC e cintilação

6.3.1 Primeiro caso: Noite de 13 de outubro de 2002

A Fig. (6.4) mostra um exemplo de caso cujas assinaturas das irregularidades no plasma ionosférico são observadas nos sinais de GPS durante a noite de 13 para 14 de outubro de 2002. Estas observações foram obtidas sobre as três estações da campanha COPEX: Boa Vista (BV), Cachimbo (CA) e Campo Grande (CG). O intuito é apontar os aspectos mais relevantes das quantidades ionosféricas medidas pelos receptores de GPS e apresentar as características das assinaturas das irregularidades sobre os sinais de GPS que cruzam a ionosfera em pontos conjugados.

A Fig. (6.4a) apresenta nos seus painéis superiores as medidas de amplitude da potência do sinal (dBw) (em alta resolução) coletado durante a passagem do satélite de GPS PRN 20. Associadas a estas medidas de potência do sinal, nos painéis do meio são mostrados os valores do índice de cintilação S_4 calculado sobre cada estação. O ângulo de elevação do satélite PRN 20, como visto por cada estação receptora, também é mostrado nos painéis do meio (em linha sólida). As medidas de TEC vertical sobre as estações são apresentadas nos painéis inferiores. Na Fig. (6.4b) é mostrado o diagrama azimute-elevação que permite visualizar (traços na cor azul) o percurso do satélite no céu sobre cada estação. As espessuras dos traços em azul são proporcionais à magnitude do índice S_4 . Na Fig. (6.4c) é mostrada a freqüência crítica f_{0F2} medida pelas ionossondas digitais.

Nos painéis superiores da Fig. (6.4a) é possível notar, a partir de 19:45-20:00 horas sobre as estações conjugadas de BV e CG, um exemplo de assinatura de estruturas alinhadas ao longo do tido de fluxo magnético. As fortes flutuações na amplitude do sinal, como visualizado nos gráficos, mostram os efeitos sobre os sinais dos satélites quando estes atravessam uma região de irregularidades na ionosfera. Pequenas diferenças no tempo de início de observação das irregularidades sobre BV e CG podem ser atribuídas à diferença de $\sim 6^\circ$ no alinhamento entre as duas estações conjugadas. A ausência de dados de potência do sinal para CA entre 21:00 e 23:00 horas é em função de um problema na leitura dos dados brutos, no entanto os receptores foram capazes de calcular o índice S_4 .

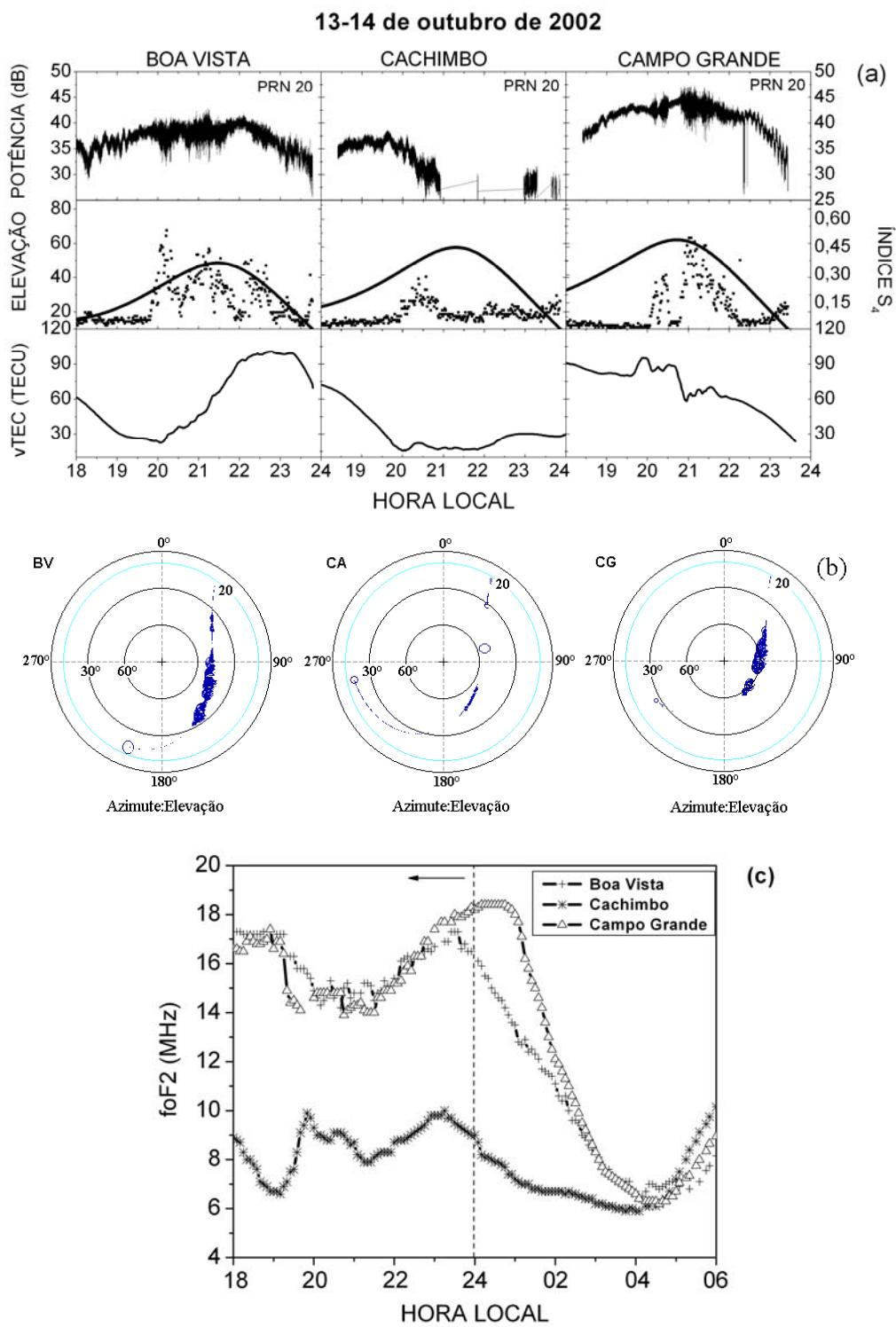


Figura 6.4 – (a) Painéis superiores: dados de alta resolução (50 amostras/segundo) da amplitude do sinal recebido do satélite de GPS PRN 20; Painéis do meio: Índice S_4 medido num intervalo de 1 min e o ângulo de elevação do satélite (PRN 20); Painéis inferiores: TEC vertical (vTEC) dado em TECU (10^{16} elétrons/m 2). (b) Diagrama azimute-elevação. (c) Freqüência crítica f_{0F2} medida pelas ionossondas digitais.

Nos painéis que mostram o ângulo de elevação do satélite, nota-se sobre a estação de BV que o satélite PRN 20 alcança $\sim 30^\circ$ de elevação por volta das 19:45 horas, enquanto que sobre CG o ângulo de elevação do satélite nesta hora aproxima-se de 55° . Observa-se que a máxima potência do sinal registrado em CG é de ~ 43 dB às 19:45 horas, enquanto que em BV é medido em ~ 37 dB. Neste caso a amplitude da potência do sinal medido em CG é maior do que em BV porque o ganho da antena do receptor é maior onde o ângulo de elevação do satélite também é maior. Para BV, após às 21:30 horas, nota-se que o valor medido do TEC aumentou à medida que o ângulo de elevação do satélite diminuiu. Em CG, apesar do decréscimo similar no ângulo de elevação do satélite após às 21:00 horas, os valores de TEC caíram ao longo da noite. Os máximos valores de TEC em BV ocorreram entre 22:45-23:15 horas, quando então começaram a diminuir, o que concorda com o comportamento de $foF2$ medido simultaneamente sobre esta estação (Figura 6.4c). A freqüência crítica $foF2$ é utilizada nesta análise, pois este parâmetro reduzido dos ionogramas gravados pelas ionossondas está relacionado com a máxima densidade eletrônica (N_m) da ionosfera.

Sobre a estação equatorial de CA, entre 18:00 e 20:00 horas local, como consequência principalmente da ação do efeito fonte do plasma equatorial causado pelos fortes campos elétricos zonais que surgem após o pôr-do-Sol, e adicionalmente em virtude da contribuição dada pelo aumento no ângulo de elevação do satélite, o valor medido de TEC diminuiu de ~ 75 para 15 TECU. Durante 20:00 e 22:00 horas quando o efeito fonte está se tornando quase que totalmente desenvolvido, nota-se a partir dos dados de TEC que a densidade eletrônica integrada da ionosfera assume baixos valores sobre o equador. Aproximadamente nestes instantes é quando as cintilações começam a ser observadas simultaneamente sobre as três estações. Os níveis de cintilação são menores sobre CA entre 20:00 e 22:00 horas em virtude da menor densidade eletrônica do plasma no equador, enquanto que as estações conjugadas por estarem próximas à região da crista da anomalia equatorial de Appleton apresentam níveis de cintilação comparativamente maiores. Por volta das 22:00 horas o ligeiro aumento no TEC sobre o equador (CA) pode indicar que o movimento de deriva vertical da ionosfera reverteu o seu sentido (para baixo). Poucos minutos após às 22:00 horas é possível notar que associada à reversão na deriva vertical, existe um aumento sutil nos níveis de cintilação sobre CA, enquanto que sobre CG a cintilação começa a cessar. Aproximadamente nos mesmos instantes sobre BV, como a densidade eletrônica ainda está aumentando na

ionosfera sobre a estação, as cintilações são observadas ocorrerem até às 23:00 horas, quando o satélite então começa a alcançar baixos ângulos de elevação. A maior ocorrência de cintilações observada sobre BV acontece durante o aumento do valor de TEC sobre esta estação, até este atingir máximos valores por volta das 23:00 horas, enquanto que sobre CG as cintilações cessam uma hora antes quando o comportamento do TEC mostra que seus valores estão decaendo. A observação de assimetrias no padrão de cintilação entre as duas estações conjugadas pode também estar associada às diferenças nos setores do céu onde os feixes dos sinais dos satélites perfuraram a ionosfera e, por causa das diferenças no ângulo de elevação do satélite como observado sobre cada estação. Os diagramas azimute-elevação na Fig. (6.4b) mostram que o satélite PRN 20 durante a ocorrência das cintilações desloca-se do setor sudeste para setor nordeste do céu sobre BV e CG, enquanto que sobre CA as cintilações foram amostradas quando o satélite estava à sul desta estação.

Nos painéis inferiores da Fig. (6.4a) dois aspectos importantes devem ser considerados. Primeiramente, em CG, simultaneamente com as observações de níveis moderados de cintilação (máximo S_4 de 0,5) nota-se depleções nos valores medidos de vTEC com variações de curto período entre máximos e mínimos. Diz-se que há depleções no TEC quando ocorre uma súbita redução no seu valor medido, mas que logo em seguida observa-se uma recuperação à níveis próximos ao valor de TEC que antecedeu as depleções. Estas depleções nas medidas de TEC são as assinaturas das irregularidades na fase dos sinais que indicam a presença de bolhas de plasma na ionosfera local. Uma depleção máxima de ~30 TECU foi observada em CG por voltas das 21:00 horas. O segundo aspecto notado é a de que esta depleção no TEC não é claramente visível nos mesmos instantes sobre BV, intuitivamente porque os valores medidos de TEC foram comparativamente menores sobre esta estação. Em condições simétricas, as estações conjugadas de BV e CG durante a época do ano em que foram analisados neste estudo, não são esperadas estarem localizadas exatamente sob a crista da anomalia equatorial, mas sob as fronteiras internas (para o lado do equador) da região das cristas da anomalia. Durante a noite mostrada na Fig. (6.4a) observa-se que o valor medido de TEC sobre CG é de aproximadamente 65 TECU maior do que em BV em torno das 20:00 horas. Este comportamento sugere uma forte assimetria das cristas da anomalia em baixas latitudes, porém as medidas simultâneas de f_0F2 feitas pelas ionossondas (Fig. 6.4c) não mostram tais assimetrias. O gráfico da Fig. (6.4c) mostra que das 20:00

horas até aproximadamente 23:30 horas os valores de freqüência crítica medidos sobre as estações conjugadas não diferem significativamente, o que pode indicar que não existe uma assimetria proeminente no máximo da densidade eletrônica sobre esta estação. Porém não se deve esquecer que o valor de TEC não é equivalente à densidade do plasma, pois este representa a integral dos elétrons que estão ao longo do percurso do sinal do satélite. Desta forma, a variação local na densidade do plasma não necessariamente pode resultar em mudanças nos valores de TEC medido numa mesma estação. Os resultados com GPS sugerem que os baixos valores de TEC observados sobre BV por volta das 20:00 horas podem ser, em parte, atribuídos à redistribuição natural da densidade eletrônica causada pelo efeito fonte do plasma na ionosfera equatorial, que levou a um “mascaramento” das depleções causadas pelas irregularidades (MUELLA et al., 2008b).

Um importante parâmetro utilizado no monitoramento do comportamento espacial e temporal da ionosfera pode ser determinado a partir das informações do TEC e da freqüência crítica da camada *F2*. Este parâmetro, denominado espessura equivalente da ionosfera (“slab thickness”) é importante tanto em aplicações geofísicas quanto em engenharia. Seus resultados permitem investigar os processos físicos responsáveis pelo comportamento da ionosfera, e por isso suas descrições estão presentes nos modelos ionosféricos, tais como o International Reference Ionosphere (IRI) (BILITZA, 1990). A espessura equivalente (τ) da ionosfera pode ser obtida a partir da razão entre o conteúdo eletrônico total e a máxima densidade eletrônica da região *F* ($N_m F2$, proporcional ao quadrado da freqüência crítica da camada *F2*), na forma:

$$\tau = TEC / N_m F2, \quad (6.35)$$

em que $N_m F2$ é obtida de:

$$N_m F2 = 1,24 \times 10^{10} (foF2)^2 \quad (\text{elétrons/m}^3), \quad (6.36)$$

com $foF2$ dado em MHz. A espessura equivalente da ionosfera (τ) é suposta como sendo a de uma ionosfera que tem uma densidade uniforme constante igual à densidade eletrônica no pico da camada *F2* ($N_m F2$), e que produziria um conteúdo eletrônico igual ao valor observado de TEC (PANDEY et al., 2001). A Fig. (6.5) mostra os resultados da espessura equivalente calculado para a noite de 13 de outubro sobre BV, CA e CG a partir das informações de TEC e $foF2$ apresentados na Fig. (6.4).

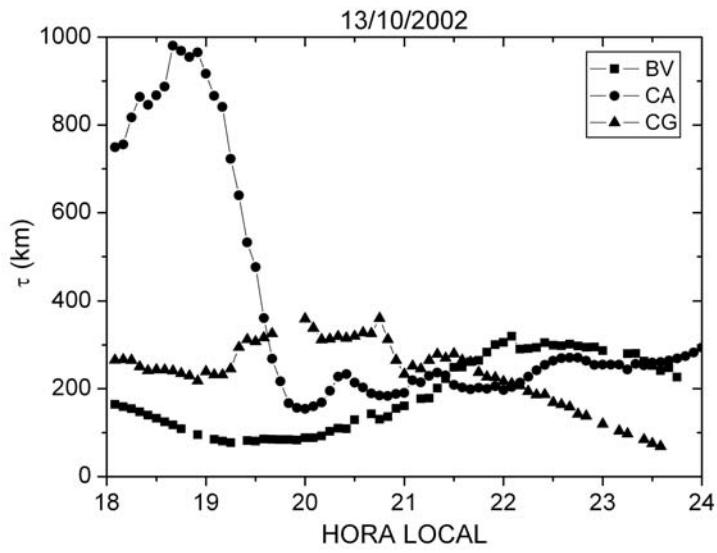


Figura 6.5 – Variação da espessura equivalente da ionosfera (τ) durante a noite de 13/10/2002 sobre as estações de BV, CA e CG.

Na Fig. (6.5) nota-se nitidamente entre 18:00 e 19:00 horas um aumento significativo nos valores de τ sobre a estação de CA. Após às 19:00 horas os valores de τ caem bruscamente e em 45 minutos atinge valores próximos dos 160 km. A partir de então começa a aumentar lentamente até a meia-noite local. O aumento da espessura equivalente (τ) após o pôr-do-Sol, durante o horário de ocorrência do pico pré-reversão, em regiões equatoriais e de baixa latitude, pode ser facilmente identificado como sendo consequência do efeito fonte equatorial. A deriva vertical da camada ao transportar mais plasma para altitudes mais elevadas tem como efeito combinado um aumento da espessura equivalente da ionosfera. Este efeito é mais marcante na região equatorial e fica nítido em CA quando, por volta das 19:00 horas, chega a atingir cerca de 1000 km.

Sobre as estações conjugadas o comportamento de τ apresenta um movimento descendente em relação ao observado sobre CA entre 18:00 e 19:00 horas. Após as 19:00 horas τ começa a aumentar sobre CG, porém sobre BV este aumento é sensivelmente mais lento, o que coincide com as diferenças na queda dos valores de $foF2$ sobre estas estações. Sobre CG a espessura equivalente τ mantém-se maior do que sobre BV até por volta das 21:30 horas, quando começa a decair a valores menores do que 100 km. Enquanto que sobre BV, após as 21:30 horas, os valores de τ tende a se aproximar aos valores de espessura equivalente observados sobre CA. Justamente por volta das 21:30 horas é que se começa a observar valores bem próximos de $foF2$ sobre as duas estações conjugadas (Fig. 6.4c), porém, enquanto que sobre BV o TEC está

aumentando sobre CG o TEC está diminuindo, o que justifica o efeitos opostos sobre os valores de τ nas duas estações conjugadas.

Uma outra interpretação baseada nas sugestões de Park (1971) pode ser considerada. Não se deve esquecer que uma vez que τ denota a razão entre TEC e N_mF2 , sua variabilidade está sujeita à uma combinação de efeitos das variabilidades simultâneas de ambos os parâmetros. Logo, na Fig. (6.4) nota-se que entre 18:00 e 19:00 horas os valores de TEC e f_0F2 estão decaendo sobre CA. Neste horário, fortes campos elétricos zonais para leste causam a deriva vertical ($\vec{E} \times \vec{B}$) do plasma para cima. Um decréscimo na densidade de elétrons na altitude do pico da ionosfera durante esta fase de subida da camada, pode ser atribuído à um aumento abrupto de fluxo de plasma rico em O^+ que penetra para cima da altura crítica de transição entre o topo da ionosfera e a plasmasfera, superando o fluxo difusivo normal que ocorre de H^+ em direção ao topo da ionosfera. Com isso a concentração de H^+ logo acima da altitude de transição tende a diminuir, visto que a deriva vertical para cima irá trazer mais O^+ para dentro da plasmasfera. Por outro lado, este fluxo de O^+ leva a uma troca de carga com H resultando num fluxo de H^+ para dentro da plasmasfera. Este fluxo deverá persistir até a reversão da deriva vertical. Em contrapartida, difusão de H^+ deverá estar ocorrendo simultaneamente em direção ao topo da ionosfera. De acordo com Wright (1960) o valor de τ é diretamente proporcional a altura de escala do plasma na ionosfera e tende a aumentar acima do nível crítico de transição O^+/H^+ . Com isso, uma vez que a espessura equivalente da camada está aumentando durante os horários de ocorrência do pico pré-reversão na deriva vertical, intuitivamente a altura de transição deve estar mantendo-se, pelo menos, num mesmo nível. Com isso a altura de escala do plasma ionosférico aumenta, o que justifica o aumento nos valores de τ sobre CA.

Um estudo detalhado que investigue o comportamento diário das cintilações e da espessura equivalente da ionosfera não foi encontrado na literatura. Sendo assim, utilizaram-se os resultados simultâneos de S_4 e τ obtidos para se investigar algum aspecto relevante entre estas duas propriedades. Ao se comparar os valores de τ sobre as estações conjugadas, ainda que a espessura equivalente da ionosfera sobre CG tenha sido maior do que sobre BV até poucos minutos após 21:30 horas, não se vê evidências claras que suportem as diferenças nos níveis de cintilação verificadas entre ambas as estações. Diferenças nos níveis de cintilação sobre cada estação podem estar muito mais

associadas aos valores de densidade eletrônica e aos fortes gradientes horizontais do TEC do que necessariamente às diferenças em τ entre elas. Observando-se a Fig. (6.5) nota-se que τ sobre CG é maior do que sobre a estação equatorial de CA entre ~19:40 horas e ~22:00 horas, o que coincide com os instantes em que a cintilação é observada sobre CG. Por outro lado sobre BV nos horários em que foram observadas as cintilações os valores de τ são menores do que sobre CA, e continuam a ocorrer cintilações mesmo quando este excede o τ no equador. Porém, observando-se o gráfico da Fig. (6.5) verifica-se que as diferenças dos valores da espessura equivalente entre BV e CA são menores do que sobre CA e CG. Por exemplo, entre 20:00 e 21:00 horas o valor médio de τ sobre CG é cerca de 65% maior do que sobre CA, enquanto que sobre BV este é aproximadamente 35% menor do que sobre CA. Mesmo quando τ em BV excede o valor de espessura equivalente da ionosfera sobre CA as diferenças permanecem menores do que 35%. No entanto, entre 22:30 e 23:00 horas quando as cintilações ainda são observadas sobre BV mas em CG foram cessadas, os valores de τ sobre CG são 94-136 km (~50%) menores do que sobre o equador.

6.3.2 Segundo caso: Noite de 18 de outubro de 2002

Na Fig. (6.6) é mostrado outro exemplo dos efeitos das irregularidades ionosféricas nos sinais de GPS, particularmente sobre as medidas de TEC. Os resultados nesta figura foram coletados durante a passagem do satélite PRN 8 na noite de 18 para 19 de outubro de 2002.

Igualmente ao mostrado no caso anterior, nos painéis superiores da Fig. (6.6a) têm-se registrado as flutuações na amplitude do sinal quando os feixes dos sinais do satélite cruzam as regiões de irregularidades no plasma. Sobre BV, um receptor Scintmon localizado 100 metros daquele que registrou as medidas de potência, mostrada no gráfico, apresentou perda de sinal (“lock”) de cerca de 30 minutos em torno das 21:00 horas e, por isso, não foi capaz de calcular o índice S4. Quase simultaneamente intensas flutuações nos sinais foram detectadas em CG.

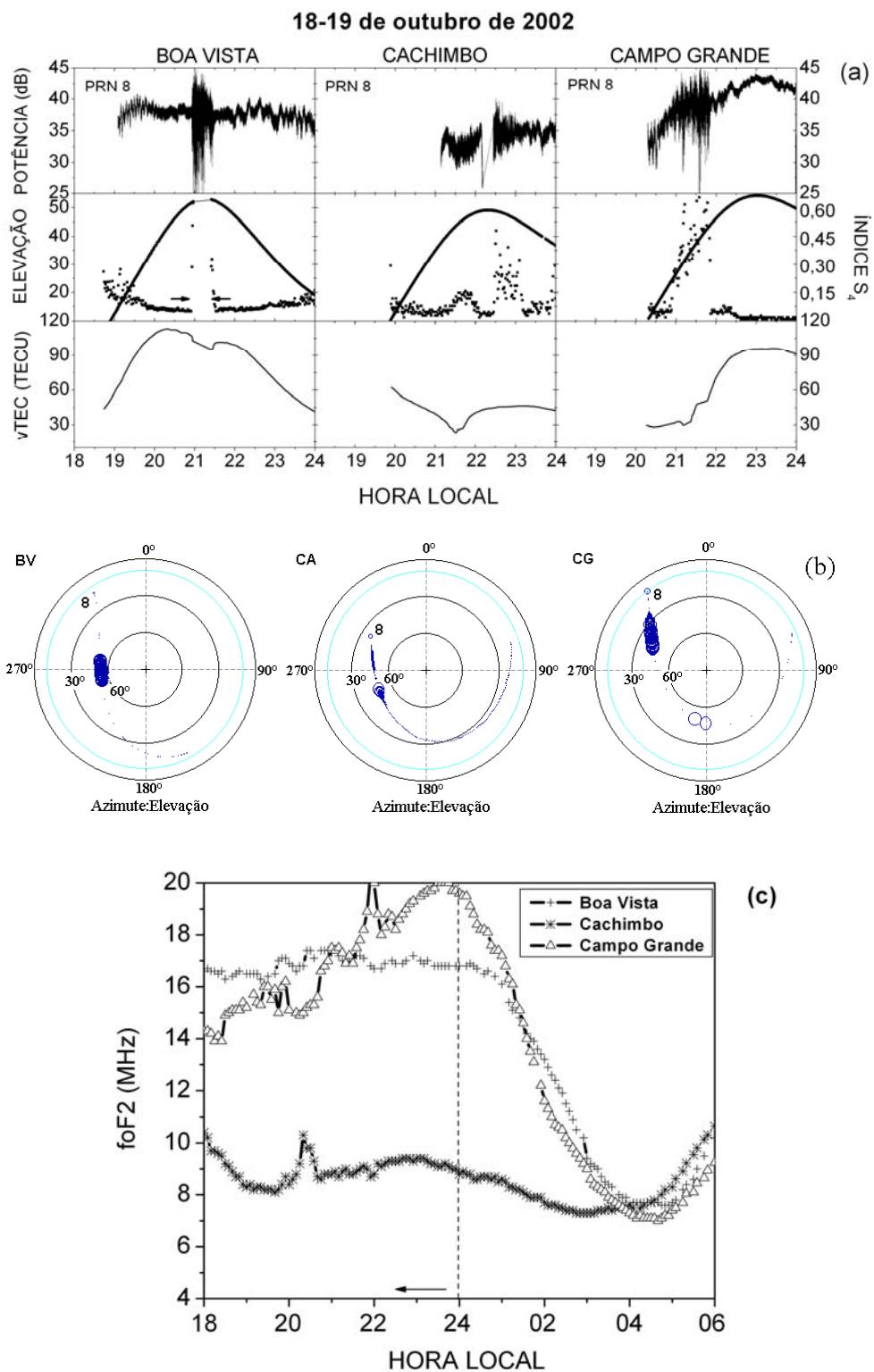


Figura 6.6 – Os painéis e diagramas são como os mostrados na Fig. (6.4), porém durante a noite de 18 de outubro de 2002 e para o satélite PRN 8.

Analizando as medidas de TEC (painéis inferiores) observa-se sobre as estações conjugadas que fracas depleções ocorreram simultaneamente com as cintilações na amplitude do sinal. As medidas de TEC sobre BV e CG, a partir dos sinais do satélite PRN 8, sugerem uma assimetria na distribuição latitudinal dos picos da anomalia. Similar ao que foi observado sobre BV na noite apresentada na Fig. (6.4a), as cintilações sobre CG na Fig. (6.6a) ocorreram durante períodos de baixos valores de TEC (~30 TECU). Enquanto que a crista da anomalia ao norte do equador magnético aparenta estar sobre BV por volta das 21:00 horas (~105 TECU), sobre CG os eventos de cintilação neste horário podem estar associados aos fortes gradientes de TEC nas regiões da fronteira (para o lado do equador) da crista ao sul da anomalia (MUELLA et al., 2008b). A Figura (6.6c) mostra uma assimetria nos valores de f_0F2 entre BV e CG antes e após às 21:00 horas que concorda com as observações de TEC. Antes das 21:00 horas o ângulo de elevação do satélite PRN 8, sobre CG, foi inferior à 30° , o que dificulta em muito a interpretação, mas após às 21:00 horas o aumento nos valores de TEC em CG concorda com o aumento nos valores de f_0F2 .

Nas estações conjugadas as depleções no TEC (~10 TECU para BV e ~3 TECU para CG) foram menores do que na noite apresentada na Fig. (6.4), por outro lado os níveis de cintilação foram comparativamente maiores ($S_4 = 0,75$ em CG). Sobre CA foram observados dois máximos nos níveis de cintilação, o primeiro com baixos níveis ($S_4 = 0,2$) ocorreu entre 21:00 e 22:00 horas quase que simultaneamente com as cintilações observadas em BV e CG. Neste instante uma depleção de ~6,5 TECU foi observado em CA. O segundo, com níveis moderados de cintilação ($S_4 = 0,43$), foi observado entre 22:30 e 23:30 horas, porém, simultaneamente, não foram observadas depleções no TEC. Entretanto, o TEC apresentou uma tendência diferente após a depleção e um aumento no seu valor sobre CA após às 21:45 horas, antes da ocorrência do segundo máximo, o que pode indicar que houve uma reversão no campo elétrico de dínamo (deriva para baixo). Com isso as irregularidades de pequena escala geradas em altitudes maiores movem-se para baixo acompanhando a redução na altitude da camada. A não observação de cintilações simultaneamente sobre as estações conjugadas pode ser considerada como sendo resultado do fato de que as irregularidades não alcançaram o ápice da linha de campo sobre o equador que é mapeado na região F sobre BV e CG.

Os diagramas azimute-elevação para o satélite PRN 8, na Fig. (6.6b), mostram que os satélites durante a ocorrência das cintilações passaram do setor noroeste (NW) para o

setor sudoeste (SW) do céu sobre ambas as localidades de BV e CA, enquanto que sobre CG as cintilações foram observadas apenas no setor noroeste do céu.

Na Fig. (6.7) é mostrada a espessura equivalente da ionosfera (τ) calculada para a noite de 18 de outubro sobre as três estações da COPEX. Ainda que os dados não tenham sido coletados sobre CA antes das 20:00 horas, é nítido que o efeito fonte do plasma equatorial atuou sobre a espessura equivalente da ionosfera. Neste horário τ está decaindo sobre CA, porém a queda não é uniforme e um mínimo de cerca de 250 km é observado por volta das 21:30 horas. No entanto, nota-se que este mínimo ocorreu durante a ocorrência das depleções causadas pelas irregularidades do plasma, o que acaba por afetar nos resultados de espessura equivalente. Na literatura não foi encontrada referência com relação ao tratamento dos resultados de espessura equivalente calculados durante a ocorrência de irregularidades. Um procedimento mais adequado seria desprezar estes valores, principalmente em cálculos estatísticos quando se deseja analisar comportamentos sazonais.

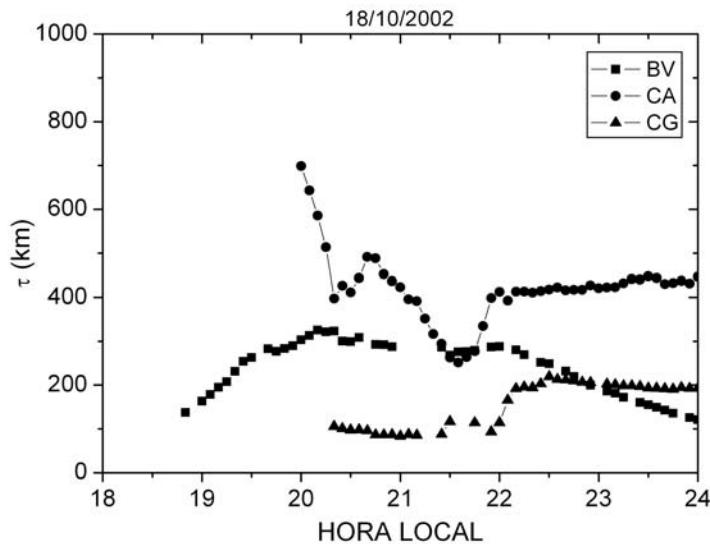


Figura 6.7 – Idem à Fig. (6.5), porém durante a noite de 18/10/2002.

Sobre BV o resultado mostra que o efeito fonte do plasma pode estar contribuindo para o aumento de τ após às 19:00 horas, quando um máximo de cerca de 325 km é observado às 20:10 horas. Tirando-se o efeito da depleção do TEC nos valores calculados de τ sobre CA, pode-se notar que a espessura equivalente da ionosfera em BV e CG é sempre inferior à da estação equatorial. A Fig. (6.7) também nos mostra que antes das 22:45 horas os valores de τ sobre CG foram inferiores àqueles observados sobre BV na maior parte do tempo. Justamente por volta das 22:45 horas que máximos

valores de TEC foram observados sobre CG, coincidindo com um aumento de f_0F2 sobre esta estação e um correspondente aumento de τ . As diferenças no comportamento da espessura equivalente da ionosfera entre as duas estações conjugadas reforçam as evidências de assimetria na distribuição do plasma na região da anomalia equatorial.

As diferenças no comportamento da espessura equivalente da ionosfera sobre as três estações conjugadas quando comparando o presente evento, com o evento analisado na seção 6.3.1, revelam uma forte variabilidade dia-a-dia neste parâmetro. Como τ é a razão entre TEC e N_mF2 a variabilidade diária de τ reflete diretamente o efeito combinado das variabilidades simultâneas de ambos os parâmetros. Bhuyan et al. (1986) observaram que em regiões de baixas-latitudes a variabilidade dia-a-dia em τ geralmente apresenta uma única anormalidade, alternando flutuações de um dia para outro, e que para um dia em particular τ pode variar de 30-50% em relação aos valores observados no dia anterior. Ainda, reportaram variações maiores do que 100% em certas ocasiões. Esta forte variabilidade sugere ainda mais que outros efeitos podem atuar para as diferenças diárias encontradas nos valores de espessura equivalente da ionosfera. Por exemplo, Titheridge (1973) reportou uma forte relação entre τ e a temperatura da atmosfera neutra. Pandey et al. (2001) observaram uma relação positiva entre τ e a temperatura dos elétrons durante os meses do verão e do equinócio. No entanto, somente observações de longo termo em diferentes estações e latitudes ajudariam a compreender melhor muitos aspectos relacionados ao comportamento e variabilidades da espessura equivalente da ionosfera na nossa região.

Repetindo para este caso a comparação entre os valores de τ observados no equador e sobre as estações conjugadas, verifica-se que entre 21:00 horas e 22:00 horas quando τ sobre CG é cerca de 205 km menor do que sobre CA, fortes cintilações são observadas em CG, o que difere das observações do caso anterior. Portanto, uma interpretação das características das cintilações em regiões afastadas do equador, olhando apenas para o comportamento de τ , pode levar a conclusões erradas.

6.3.3 Terceiro caso: Noite de 12 de novembro de 2002

Na Fig. (6.8) é mostrado um caso clássico em que as cintilações são observadas durante os horários de valores elevados de TEC. Nesta figura as observações de GPS foram feitas na noite de 12 de novembro de 2002 sobre as estações de BV e CG, a partir dos

sinais recebidos do satélite PRN 20. Nos painéis superiores da Fig. (6.8a) são mostradas as flutuações em baixa resolução (60 s) na amplitude do sinal recebido. Os painéis do meio exibem o índice de cintilação S_4 e o ângulo de elevação do satélite. Nos painéis inferiores são apresentados os valores de vTEC sobre estas estações. Na Fig. (6.8b) os diagramas azimute-elevação mostram o percurso do satélite sobre BV e CG.

Na Fig. (6.8a) observa-se que por volta das 19:00 horas a amplitude do sinal começa a flutuar sobre BV por causa das cintilações causadas pela presença de irregularidades na ionosfera. Cerca de 10 minutos mais tarde do que em BV, os sinais recebidos em CG também começam a flutuar. Neste horário o ângulo de elevação do satélite sobre as estações é superior à 40° . Um máximo no índice S_4 de $\sim 0,8$ é observado sobre BV por volta das 19:30 horas, começando a decair com a passagem do satélite a medida que ele se desloca mais para o setor norte do céu sobre esta estação (vide Fig. 6.8b). Sobre CG o aumento da cintilação ocorre de forma parecida e um máximo no S_4 também é notado cerca de 10 minutos mais tarde do que em BV. Em seguida o índice S_4 registrado em CG começa a decair rapidamente até valores de cerca de 0,2, permanecendo em níveis mais baixos até por volta de 20:30 horas, quando o satélite começar a atingir ângulos de elevação próximos dos 20° .

Diferentemente dos casos anteriores, nesta noite as observações de TEC revelam uma melhor simetria na distribuição da anomalia em torno das latitudes das estações conjugadas de BV e CG. O exemplo de estruturas alinhadas ao campo ficam nítidas por volta das 19:30 horas, quando simultaneamente às observações de cintilações sobre as estações são verificadas fortes depleções nos valores de TEC. Um mínimo no valor de TEC sobre BV ocorreu por volta das 19:30 horas, coincidindo com o instante de máximo observado no índice de cintilação. Sobre a estação de CG o mínimo no valor vertical de TEC também foi observado logo após às 19:30 horas, mas diferentemente do que foi observado em BV nota-se pequenas variações de máximos e mínimos no seu valor até às 20:30 horas. Dois aspectos marcantes no comportamento do TEC sobre CG nos horários de ocorrência de cintilação devem ser destacados: (a) flutuações no valor de TEC; e (b) ausência do segmento de recuperação. Estes comportamentos sugerem que outros processos, tais como, o decaimento natural da região *F* durante a noite e a distribuição de densidade do plasma em decorrência do efeito fonte devem estar atuando para manter os valores de TEC baixos sobre CG (MUELLA et al., 2005).

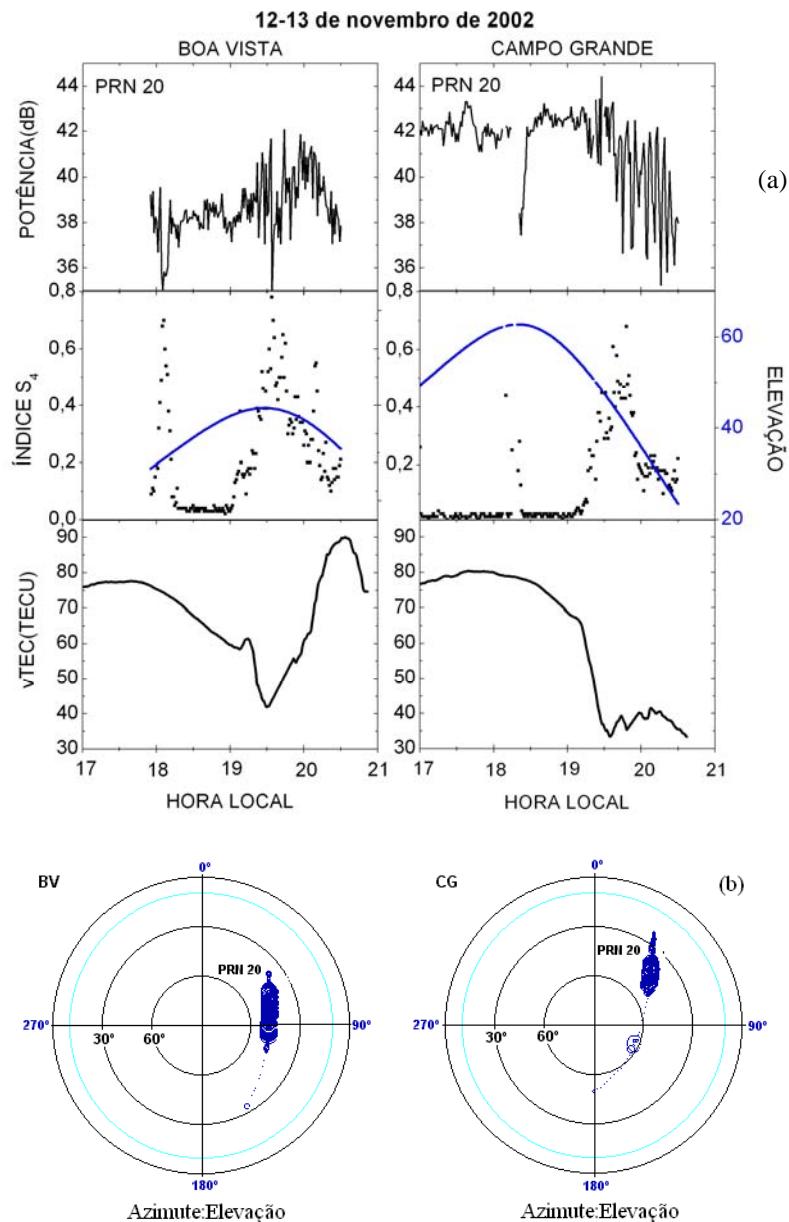


Figura 6.8 – Idem às Figs. (6.4) e (6.6), no entanto apenas as observações feitas pelas estações receptoras de GPS instaladas em BV e CG são mostradas. Os dados foram coletados a partir dos sinais recebidos do satélite PRN 20, na noite de 12 de novembro de 2002.

6.4 Comentários e conclusões

Neste estudo, casos de observações simultâneas de cintilações, densidade eletrônica e TEC foram utilizadas para se analisar aspectos importantes das assinaturas das irregularidades/bolhas de plasma sobre estas propriedades, e que são comuns a um mesmo tubo de fluxo magnético. Os resultados mostram que nem sempre existe uma

relação simples e direta entre a intensidade de cintilação (índice S_4) e o tamanho da depleção nos valores de TEC. Nos casos 1 e 2 foram mostrados que pequenas, ou imperceptíveis depleções no TEC podem ocorrer concomitantemente com níveis moderados e fortes de cintilações. Assimetrias na intensidade de cintilação e na depleção do TEC entre duas estações conjugadas podem também ser atribuídas às diferenças no setor do céu onde o sinal do satélite está perfurando a ionosfera, ou adicionalmente aos efeitos em decorrência do ângulo de elevação do satélite. As observações das assinaturas das bolhas de plasma nos valores de TEC apresentaram como característica principal uma súbita redução no seu valor e, posteriormente, uma recuperação à níveis próximos ao observado antes. Simultaneamente, curtas flutuações nos valores de TEC também podem ser notadas. No entanto, outros processos, tais como o decaimento noturno da região F e a distribuição do plasma causado pelo efeito fonte podem diminuir os valores de TEC, porém nestes casos as reduções no TEC são superficiais e/ou não apresentam o segmento de recuperação. Os casos 1 e 2 ainda nos mostram que as cintilações podem ser observadas em baixas latitudes nas situações de desenvolvimento simétrico ou assimétrico da anomalia equatorial. E ainda, que o aumento de cintilação pode ocorrer sobre o equador durante os horários próximos à reversão do efeito fonte equatorial, no entanto, o movimento descendente da camada e outros processos competindo agem para inibir o crescimento vertical das irregularidades até altitudes maiores na ionosfera. Os resultados também sugerem que as irregularidades de pequena escala responsáveis por causar as cintilações nos sinais de GPS podem estar correlacionadas com os fortes gradientes de TEC que ocorrem nas regiões das fronteiras da anomalia equatorial, e não necessariamente com a região da crista, onde o TEC é máximo. Esta observação reforça a idéia de que outros fatores controlam a variabilidade diária das cintilações. Uma análise da espessura equivalente da ionosfera (τ) sugere que, este parâmetro sozinho não aparenta revelar muito sobre a intensidade/variabilidade das cintilações, uma vez que as fortes variabilidades do mesmo refletem as variabilidades diárias do TEC e da densidade eletrônica no pico da região F .

CAPÍTULO 7

RADIOTOMOGRAFIA IONOSFÉRICA

Na introdução deste capítulo é feita uma breve revisão histórica sobre o surgimento, aplicações e extensão da técnica de tomografia em ciências ionosféricas. Uma revisão bibliográfica dos artigos mais relevantes que tratam da técnica é apresentada. Em seguida, são descritos em detalhes a teoria e o método de reconstrução tomográfica. Esta descrição será focada no método empregado no algoritmo utilizado no presente estudo. Adiante serão apresentados os resultados de densidade eletrônica reconstruídos a partir da técnica de tomografia. Uma estatística para dias calmos durante o máximo solar em diferentes períodos mensais é apresentada. Adicionalmente os resultados são comparados com os dados de digissonda e com o modelo ionosférico IRI (“International Reference Ionosphere”) 2001.

7.1 Introdução

Os primeiros conceitos de reconstrução de imagens surgiram no ano de 1917 e são por obra do cientista alemão Johann Radon. Na ocasião Radon formulou um dos desafios matemáticos da época – reconstruir uma função a partir de imagens bidimensionais de suas projeções. A esta formulação matemática deu-se o nome de transformada de Radon (MITCHELL, 2002). Porém não foi Radon quem realizou a primeira aplicação prática de sua idéia, que acorreu somente cerca de 40 anos mais tarde quando Ronald Bracewell empregou a técnica em estudos de radioastronomia. Na ocasião, Bracewell estava interessado na emissão de microondas pelo Sol e desejava um mapeamento de sua superfície que pudesse estar relacionada a tais fenômenos. A transformada de Radon tornou-se, anos mais tarde, na base matemática para a técnica de reconstrução tomográfica. O interesse em tomografia começou a tornar-se evidente por volta do ano de 1972, quando Godfrey Hounsfield inventou o escaneador tomográfico computadorizado de raios X, tecnicamente conhecido na época como “escaneador tomográfico de assistência médica computadorizada” (LEITINGER, 1996; MITCHELL, 2002). O princípio de funcionamento do aparato inventado por Hounsfield baseava-se em medidas

da atenuação de raios X, que ao serem transmitidos de diferentes ângulos eram absorvidos ao passar por um objeto, tal como o corpo humano. Convertendo estas medidas de atenuação em impulsos digitais, e inserindo-as num computador, enfim era possível obter uma imagem bidimensional do corpo. Portanto, foi na área de medicina que a técnica de tomografia se desenvolveu mais intensamente, sendo que nos dias atuais é possível encontrá-la em diversas técnicas, tais como, ressonância magnética, medicina nuclear, ultrasonografia e imageamento por microondas (MITCHELL, 2002).

A maior parte dos métodos de reconstrução tomográfica utilizados na medicina foi desenvolvida em ambientes corporativos, e não em institutos de pesquisa ou universidades, o que explica o fato de haver demorado um tempo para que o potencial da técnica de tomografia fosse reconhecido em outras áreas da ciência. Por exemplo, métodos sismotomográficos em geofísica terrestre têm revelado características das estruturas internas da Terra e variações específicas das velocidades de ondas sísmicas (CHIU et al., 1986), na indústria de petróleo no mapeamento de estruturas geológicas complexas e, ainda, técnicas de tomografia acústica dos oceanos têm sido empregadas para se estudar correntes marítimas (CHEPURIN, 2007). Em pesquisa ionosférica o uso da técnica de tomografia foi proposto, pela primeira vez, por pesquisadores da universidade de Illinois (Estados Unidos) e, cujos resultados das simulações, foram apresentados em 1986 por Austen et al., na ocasião do “International Beacon Satellite Symposium”. Nesta simulação, valores de conteúdo eletrônico total foram calculados ao longo de várias trajetórias que representavam feixes de sinais eletromagnéticos que atravessam uma ionosfera previamente modelada. Estes valores de TEC foram então utilizados como entrada no algoritmo de inversão tomográfica. Ainda que o estudo pioneiro de Austen et al. (1986) tenha sido baseado somente em simulações numéricas, suas comparações entre os valores de densidade eletrônica reconstruída com os resultados do modelo original forneceram bases convincentes que validaram a aplicabilidade da técnica de imageamento ionosférico. Estudos subsequentes de simulação realizados pelo mesmo grupo da universidade Illinois investigou outras formulações matemáticas nas técnicas de reconstrução (AUSTEN et al., 1988; RAYMUND et al., 1990). No entanto, estes primeiros trabalhos utilizaram apenas os dados de modelos ionosféricos e trataram dos diferentes algoritmos de reconstrução que poderiam ser empregados.

Na mesma época, dois grupos de pesquisa da Rússia, simultaneamente ao grupo de Illinois, começaram a investigar as possibilidades da técnica de tomografia ionosférica, cujos trabalhos mais relevantes tiveram a autoria de Andreeva et al. (1990), Saenko et al. (1991), Afraimovich et al. (1992) e Kunitsyn et al. (1994). Aliás, é por obra de Andreeva et al. (1990), da Universidade do Estado de Moscou, a primeira imagem tomográfica da ionosfera feita a partir de dados experimentais, em que na ocasião utilizaram dados de TEC coletados de três receptores de sinais dos satélites do sistema russo de navegação. Destacam-se alguns anos depois, os resultados de reconstrução tomográfica publicados por Pryse e Kersley (1992) empregando dados do sistema norte-americano Navy de Navegação por Satélite (NNSS). Os resultados de pesquisa que mais contribuíram para uma aceitação geral da técnica de tomografia em ciências ionosféricas, principalmente no que concerne a utilização de sinais transmitidos de satélites (radiotomografia), são atribuídos à Fremouw et al. (1992, 1994). Em seus trabalhos foram utilizados dados de TEC simulados de sinais de satélites detectados por um radar de espalhamento incoerente. No entanto, o sucesso dos resultados de Fremouw et al. (1992, 1994) está no fato de que foram capazes de reconstruir a partir das imagens os gradientes na altura do pico da camada *F*2, bem como, recuperar quaisquer mudança abrupta na região do pico.

A maior parte do desenvolvimento da técnica de tomografia ionosférica aconteceu em altas e médias latitudes, principalmente, por que os principais grupos de pesquisa que trabalhavam neste assunto estavam localizados nestas latitudes, tais como o grupo de Illinois, o grupo de pesquisa da Rússia, e também o grupo da Universidade de Aberystwyth, Wales, Reino Unido (ver, por exemplo, referências dadas a Leonard Kersley). Assim, muitos dos fenômenos ionosféricos que ocorrem nessas regiões foram observados a partir de imagens tomográficas. Por exemplo, Terekhov (1992), Pryse et al. (1995) e Cook e Close (1995) notaram a assinatura de distúrbios ionosféricos propagantes (TIDs) nos resultados das imagens. Mitchell et al. (1995) apresentaram imagens de estruturas de irregularidades alinhadas às linhas de campo magnético em regiões de altas latitudes. Kersley et al. (1997) demonstraram que a técnica de tomografia poderia ser utilizada para fazer imagens das depleções de larga escala (“trough”) na ionização da ionosfera. Em regiões polares imagens tomográficas também revelaram assinaturas de eventos de reconexão magnética (WALKER et al., 1998). Bernhardt et al. (1997) propôs

a inclusão de medidas ionosféricas de emissões solares no ultravioleta extremo (EUV) obtidas de satélites, para reconstruir o perfil vertical dos íons O⁺, que essencialmente, é similar ao perfil de densidade eletrônica em alturas que compreendem a região *F*. Em regiões equatoriais e de baixas latitudes poucos estudos foram realizados até então, onde o foco tem sido no grande desafio de se reconstruir o perfil vertical de densidade eletrônica em regiões próximas a crista da anomalia equatorial (PAKULA et al., 1994; MATERASSI et al., 2003; MATERASSI e MITCHELL, 2005a; ZAPFE et al., 2006), bem como a dinâmica da ionosfera nas regiões da crista (ANDREEVA et al., 2000; YEH et al., 2001; MUELLA et al., 2007).

7.2 Teoria sobre o método de inversão tomográfica da ionosfera

Tomografia é a técnica de inversão que consiste, basicamente, em reconstruir as características internas de um objeto (sua distribuição espacial), a partir das integrais de sua imagem projetadas numa dada direção. Conforme mencionado anteriormente, o princípio matemático da técnica de tomografia, na sua forma mais clássica, é baseado na transformada de Radon. Na matemática, a transformada de Radon avalia as integrais sobre linhas retas das propriedades de uma imagem (função), localizada dentro de um espaço físico (*x, y*), e as reproduz dentro do domínio de Radon. A idéia básica é a seguinte:

Seja $f(x,y)$ uma imagem (ou objeto) contida num plano (conforme mostrado na Fig. 7.1). Suponha agora uma reta *L* direcionada a $f(x,y)$ e que atravessa o objeto. Dada esta imagem $f(x,y)$, sua transformada de Radon $\mathfrak{R}(\theta, s)$ surge da integração ao longo da reta *L*:

$$\mathfrak{R}[f(x,y)] = \mathfrak{R}(\theta, s) = \int_L f(x,y) dL, \quad (7.1)$$

em que *s* é a distância da normal desde a origem do sistema de coordenadas até a linha *L* e θ denota o ângulo formado pelo eixo das abscissas (*x*) e esta normal. Com isso, todos os pontos sobre a linha *L* satisfazem a seguinte equação (LEITINGER, 1996):

$$s = x \cdot \cos(\theta) + y \cdot \sin(\theta). \quad (7.2)$$

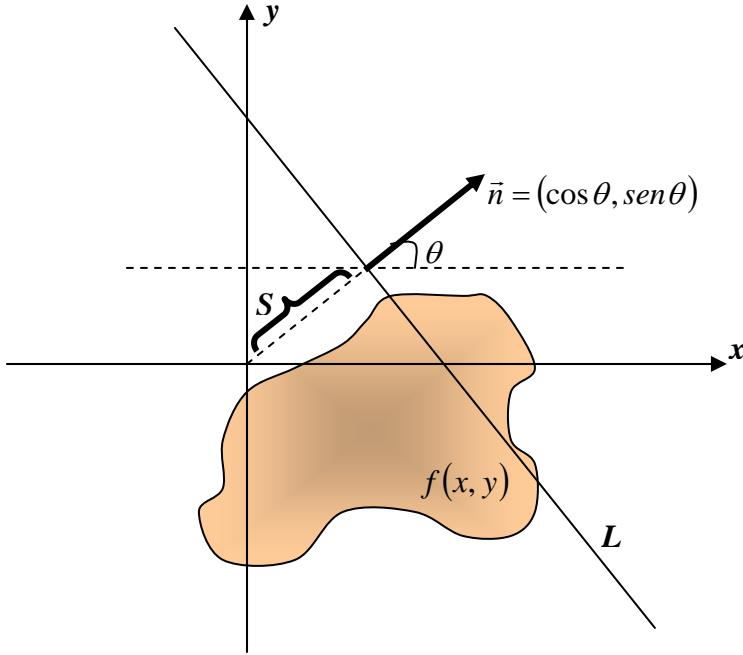


Figura 7.1 – Transformada de Radon de uma função (x, y) , cuja reta que cruza o “objeto” é definida pela distância S desde a origem, e pelo ângulo θ .

A Fig. (7.2) complementa a idéia em torno da transformada de Radon. Utilizando o mesmo sistema de coordenadas da Fig. (7.1), o valor de s corresponderá aquele cujo ponto (x, y) será projetado por um ângulo θ . Para representar a imagem de uma função $f(x,y)$ são computadas as integrais de múltiplas retas paralelas a L , em que cada integral representará a propriedade física de uma faixa estreita do objeto. Com isso, a cada ângulo θ uma projeção será obtida, e um conjunto de dados será obtido após uma seqüência de medidas. Portanto, por rotação das coordenadas (x, y) por um ângulo θ , duas coordenadas (s,t) são definidas parametricamente como (LEITINGER, 1996):

$$f(x, y) \equiv f(s, t), \quad (7.3)$$

em que s é como na Eq. (7.2), e t (coordenada ao longo da projeção) é dado por:

$$t = -x \cdot \sin \theta + y \cdot \cos \theta. \quad (7.4)$$

E matematicamente, a transformada de Radon de $f(x,y)$ tornar-se-á (TOFT, 1997):

$$\mathfrak{R}(\theta, s) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \delta(x \cos \theta + y \sin \theta - s) dx dy, \quad (7.5)$$

em que δ é a função delta de Dirac, a qual assume valor igual a 1 apenas quando o argumento for zero, e valor zero para todos os outros argumentos.

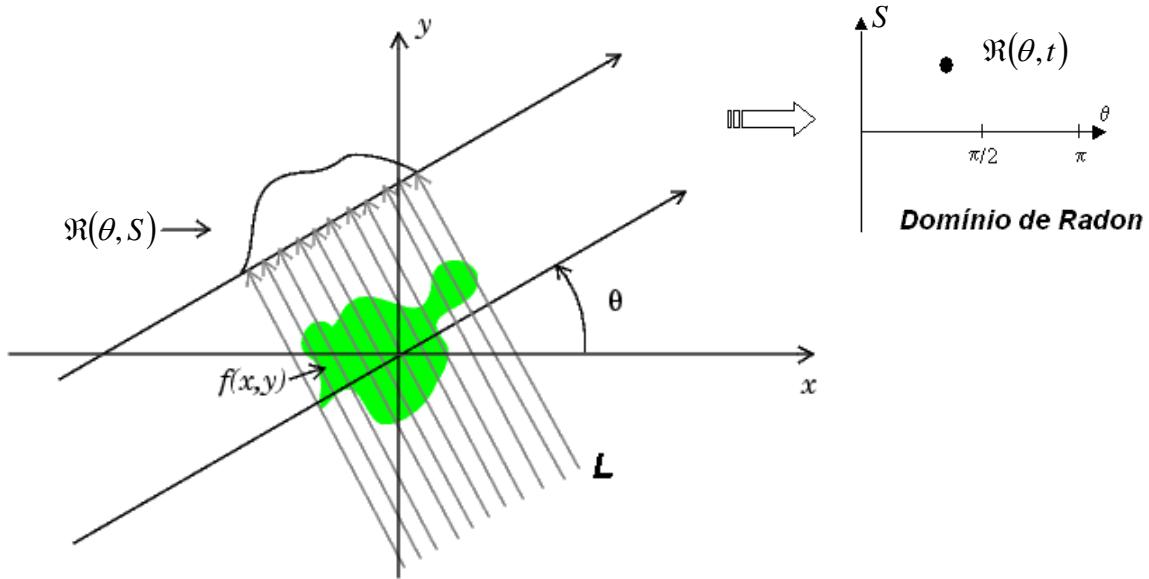


Figura 7.2 – Representação no domínio da imagem e no domínio de Radon, cuja integral de cada reta fornecerá uma projeção, e a cada ângulo um conjunto de dados é obtido. No canto superior à direita o ponto indica o resultado da transformada obtida de uma única reta.

FONTE: Modificada de Toft (1997)

Em termos práticos as linhas retas paralelas podem ser associadas a feixes de sinais eletromagnéticos. Analogamente, as extremidades desta reta podem ser associadas a uma fonte transmissora e um receptor. A Fig. (7.3) mostra esta geometria de feixes paralelos, cuja função de Radon será dada pelas projeções (influência das integrais sobre as propriedades das ondas de rádio) dos feixes paralelos da imagem a partir de diferentes ângulos (θ) obtidos pela rotação da fonte transmissora em torno do centro da imagem.

Para se reconstruir uma imagem a partir de $\mathfrak{R}(\theta, s)$ deve-se aplicar uma função inversa da transformada de Radon. Existem diversas técnicas na qual a transformada inversa pode

ser calculada, porém a mais comum é conhecida por retroprojeção filtrada (“Filtered Back Projection”):

$$f(x, y)_{rec.} = \int_0^{\pi} \mathfrak{R}(\theta, x \cdot \cos \theta + y \cdot \sin \theta) d\theta. \quad (7.6)$$

Para solução da transformada inversa de Radon, técnicas algébricas devem ser aplicadas a fim de aumentar a estabilidade da solução, principalmente quando da presença de ruídos nos dados. Na prática, isto é feito a partir de uma discretização da equação de retroprojeção filtrada, cuja exatidão das imagens reconstruídas vai depender também do método de interpolação adotado.

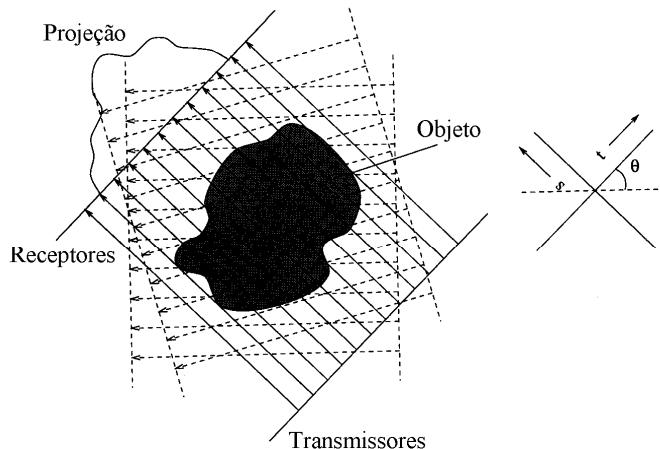


Figura 7.3 – Representação da geometria de feixes paralelos envolvida no imageamento tomográfico para vários ângulos de projeção.

FONTE: Adaptada de Leitinger (1996)

Dentro do contexto de pesquisa ionosférica, a técnica de radiotomografia é utilizada para gerar “imagens” de densidade eletrônica (N_e) a partir de medidas da integral da concentração eletrônica ao longo da trajetória satélite-receptor, ou seja, a partir de medidas de conteúdo eletrônico total. A idéia principal de se utilizar a técnica de tomografia ionosférica, que utiliza os sinais de rádio transmitidos dos satélites, é a de que, uma vez conhecidas as coordenadas do transmissor e do receptor, é possível determinar os efeitos da ionosfera sobre os sinais eletromagnéticos, em sua jornada do satélite até o receptor instalado no solo. Como estes efeitos podem ser observados sobre os dados de TEC, a radiotomografia ionosférica essencialmente consiste em recuperar ou

reconstruir as informações de densidade eletrônica a partir das medidas de atraso dos sinais dos satélites. Com isso, é possível também, a partir de radiotomografia, investigar as diversas estruturas espaciais da densidade eletrônica da ionosfera terrestre. Utilizando o conceito da transformada de Radon, a densidade de elétrons integrada pode ser escrita como:

$$\mathfrak{R}(s(t), \theta(t)) = \int_{U_R}^{U_{T(t)}} N_e[x(U), y(U)] dU, \quad (7.7)$$

em que $x(U) = -U \operatorname{sen} \theta(t) + s(t) \cos \theta(t)$ e $y(U) = s(t) \operatorname{sen} \theta(t) + U \cos \theta(t)$.

Um esquema da geometria envolvida na radiotomografia ionosférica pode ser visualizado na Fig. (7.4). Considerando-se que cada um dos satélites possui uma órbita diferente, nota-se na figura que os diferentes receptores localizados sobre a superfície da Terra detectarão diferentes sinais, cada qual afetado pela porção da ionosfera em que o sinal atravessa.

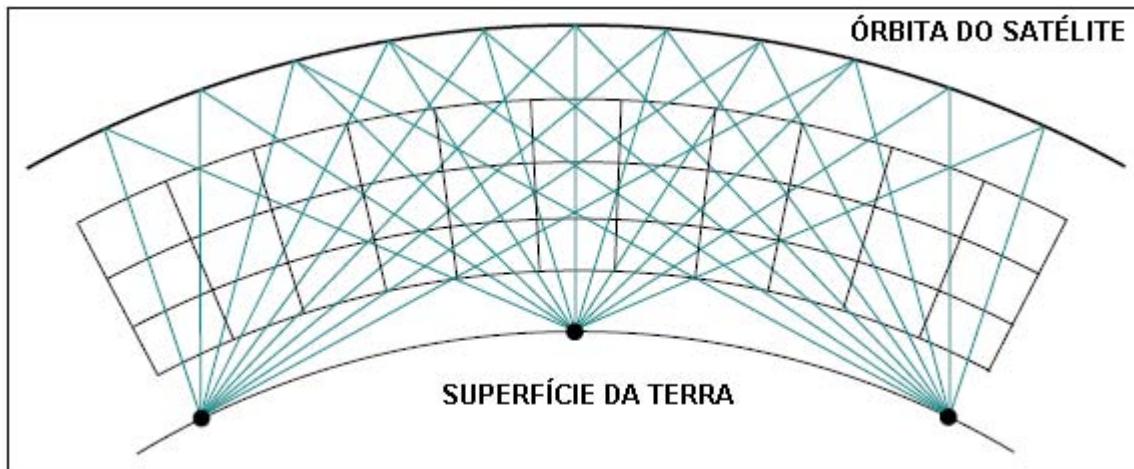


Figura 7.4 – Figura esquemática que mostra a geometria envolvida em tomografia ionosférica.

As orientações do percurso do sinal do satélite ao receptor estão inclinadas em relação a vertical, e para ângulos de elevação muito baixos (trajetória dos feixes dos sinais dos satélites que tangenciam a superfície da Terra), o sinal que percorre a ionosfera não é detectado pelos receptores ou apresenta muitas interferências. Consequentemente, os gradientes verticais da concentração eletrônica não podem ser determinados diretamente.

Para solucionar estas limitações geométricas, os modelos tomográficos precisam utilizar determinadas funções base e algoritmos matemáticos para reconstruir as imagens tomográficas do perfil vertical de ionização. Como mencionado anteriormente, utilizando a técnica de retroprojeção filtrada é possível realizar as reconstruções tomográficas. Esta aproximação funciona bem quando o imageamento é feito de forma que os feixes sejam igualmente espaçados. Em tomografia ionosférica, em virtude das limitações do ângulo de visão e do espaçamento irregular dos receptores terrestres, o uso de técnicas algébricas mais apuradas torna-se essencial para resolver tais limitações.

7.2.1 Método de reconstrução e determinação das funções base

No capítulo anterior, o conteúdo eletrônico total foi definido como sendo o resultado da integração da concentração eletrônica ao longo do percurso do feixe do sinal desde o satélite (Tx), até o receptor (Rx). Por questão de padronização na notação matemática adotada neste capítulo, a equação do TEC (b_s) será expressa da seguinte forma:

$$b_s = \int_{Tx}^{Rx} N_e(r, \lambda, \phi) ds \quad (7.8)$$

em que N_e é a concentração eletrônica, r é a distância radial desde o centro da Terra, λ é a longitude, ϕ é a latitude e s denota a distância percorrida pelo feixe do sinal desde os satélites até o receptor no solo.

No caso da radiotomografia ionosférica, a expansão em séries finitas é utilizada para se decompor a integral de TEC (Eq. 7.8) a partir de um conjunto de valores (N_b) que atuam como funções base na modelagem da densidade eletrônica (AUSTEN et al., 1988). Com isso, a primeira etapa do método de inversão tomográfica consta em definir a técnica de reconstrução e o tipo de funções base a serem utilizadas. Uma das técnicas mais empregadas utiliza como funções base um método que divide a região da ionosfera a ser estudada em grades de “pixels” ou “voxels”, que correspondem, respectivamente, a elementos retangulares e a elementos tridimensionais (volume de “pixels”). Para uma melhor interpretação, a Fig. (7.5) mostra um exemplo de diagramas simplificados com a geometria bidimensional de divisão por “pixels”, e de geometria tridimensional (“voxels”).

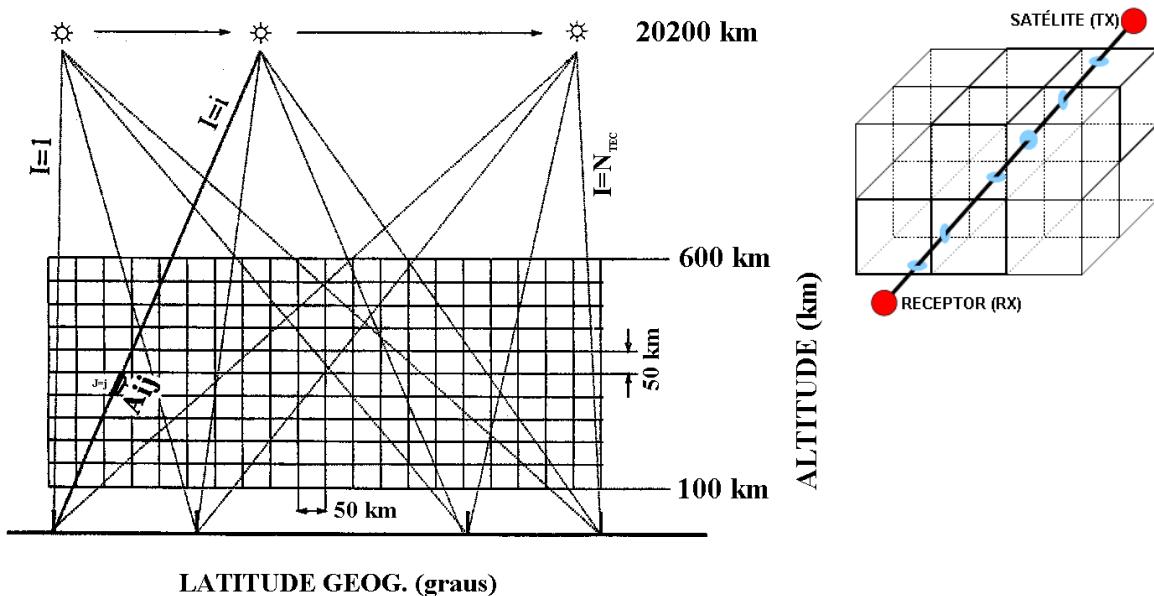


Figura 7.5 – À esquerda: Geometria de reconstrução bidimensional da ionosfera (latitude e altura) e exemplo do percurso dos feixes dos sinais dos satélites e das estações receptoras instaladas no solo. À direita: Representação esquemática da ionosfera dividida em grades tridimensionais ou “voxels” (latitude, longitude e altura).

FONTE: Modificada de Kunitake et al. (1995)

Uma vez escolhido o método de reconstrução, o segundo passo é determinar o número de receptores que serão utilizados, e escolhê-los de forma que estejam bem distribuídos (possivelmente igualmente espaçados) dentro da faixa de latitude e longitude cuja densidade eletrônica da ionosfera será reconstruída. Adicionalmente, deve ser escolhida a faixa de altura a ser estudada. Com essas informações será possível, por exemplo, estabelecer adequadamente as dimensões a serem utilizadas em cada volume de “pixel”.

A terceira etapa surge da necessidade de se escrever uma formulação matemática para a modelagem da densidade eletrônica, que seria basicamente a determinação do valor de N_e dentro de cada bloco de “pixel” ou “voxel”. Um sistema de equações lineares, cujos valores de N_e são as variáveis desconhecidas, pode ser determinado levando-se em consideração que (LEITINGER, 1996):

- (a) As contribuições de cada bloco de “pixel” ou “voxel” ao valor de TEC inclinado (sTEC) pode ser determinado a partir de $N_j A_{ij}$, em que A_{ij} é a distância percorrida pelo feixe i do sinal eletromagnético satélite-receptor dentro de cada “pixel” j .
- (b) Portanto, cada feixe do sinal produzirá uma coluna de dados em um sistema de equações lineares, e o valor medido de TEC ao longo do percurso (sTEC) é referente a soma dos valores de densidade em cada “pixel”, ponderado pela distância do feixe dentro do respectivo “pixel”. Na forma discretizada é representado por:

$$sTEC_i = \sum_j^J A_{ij} N_j. \quad (7.9)$$

- (c) Para aqueles “pixels” que não estiverem sendo atravessados por nenhum feixe de sinal, A_{ij} assumirá valor nulo.

As principais dificuldades em solucionar o sistema de equações lineares resultante podem ser listadas como sendo:

- (a) Indeterminação: existem menos dados (medidas) do que incógnitas, já que a quantidade de blocos de “pixel” é maior do que a quantidade de feixes de sinal ($j > i$).
- (b) Nem todos os blocos de “pixel” são atravessados por pelo menos um feixe de sinal, de forma que o valor da variável desconhecida associada não pode ser determinado.
- (c) Em decorrência das dificuldades (a) e (b) haverá falta de informação ao problema e, consequentemente, não existirá uma solução única ao sistema de equações lineares.
- (d) A matriz A_{ij} é uma matriz retangular, em que muitos dos autovalores são pequenos, resultando numa matriz altamente singular.
- (e) Em razão das dificuldades (a)-(d) o método de reconstrução aqui proposto pode ser classificada como sendo um problema matemático “mal-posto”, que de acordo com o matemático francês Jacques Hadamard (no início do século passado), ocorre quando pelo menos uma das três soluções abaixo deixa de ser satisfeita (VELHO, 2005; RAMOS, 2007):

- (i) existência de solução do problema;
- (ii) unicidade na solução do problema;
- (iii) a solução tem uma dependência contínua (suave) com os dados de entrada.

7.2.2 Determinação de A_{ij}

Uma vez determinado o modelo discreto do problema, o estágio seguinte da inversão tomográfica abrange o desenvolvimento do algoritmo para cálculo da distância percorrida por cada feixe do sinal de rádio que intercepta cada bloco de “pixel” (função base). Sabendo as dimensões da grade e dos “pixels”, e tendo os arquivos de observação dos satélites, estas distâncias são possíveis de ser determinadas. Para cada feixe do sinal satélite-receptor, esta distância pode ser determinada a partir da integral das funções base (AUSTEN et al., 1988):

$$A_{ij} = \int_{Tx}^{Rx} b_j(r, \lambda) ds, \quad (7.10)$$

em que j é o número de funções base (“pixels”), r e λ são as coordenadas dentro de um sistema de coordenadas bidimensionais, cuja origem está no centro da Terra, e s denota a distância percorrida pelo feixe do sinal desde o satélite (Tx) até o receptor no solo (Rx). Para facilitar o entendimento de como é feito o cálculo da distância A_{ij} dentro de cada função base, serão mostrados, inicialmente, dois casos bem simples (MITCHELL, 2002).

Caso 1: Considera-se uma grade quadrada com quatro elementos (Fig. 7.6), em que os lados de cada elemento da grade (“pixel”) possuem uma dimensão unitária, sendo que duas retas (ou linhas, ou projeções, ou feixes do sinal) atravessam esta grade. Estas projeções constituirão um conjunto de observações tomográficas.

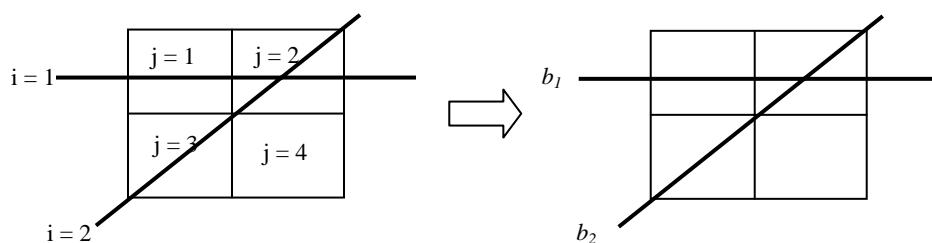


Figura 7.6 – Representação de uma grade quadrada com quatro “pixels” (j) e duas projeções (i).

O objetivo é encontrar as dimensões das retas na grade utilizando apenas as informações obtidas das projeções. Com isso, para as projeções b_1 e b_2 o conjunto de equações para o problema pode ser escrito como:

$$\begin{cases} b_1 = A_{11}x_1 + A_{12}x_2 \\ b_2 = A_{22}x_2 + A_{23}x_3 \end{cases} \quad (7.11)$$

em que b_1 e b_2 são os dados medidos e x_j é a variável desconhecida dentro de cada “pixel”. Para a reta b_1 a distância dentro de cada bloco é facilmente determinado com sendo igual a 1. Para a reta b_2 cortando os elementos da grade na diagonal, as distâncias assumem valor $\sqrt{2}$. Com isso, o conjunto de Eqs. em (7.10) assume os seguintes valores:

$$\begin{cases} b_1 = x_1 + x_2 \\ b_2 = \sqrt{2}x_2 + \sqrt{2}x_3. \end{cases} \quad (7.12)$$

Na técnica de tomografia da ionosfera, b_1 e b_2 representam as medidas de TEC, e as variáveis desconhecidas x_j indicam os valores de densidade eletrônica que se deseja determinar. Para a determinação da distância A_{ij} dentro de cada “pixel”, os conceitos discutidos na seção anterior sobre a transformada de Radon são aplicados nesta parte do processo de reconstrução.

Caso 2: Analisa-se agora outro caso, na qual uma terceira linha atravessa os elementos da grade na direção oblíqua, formando assim um ângulo θ com a horizontal (Fig. 7.7).

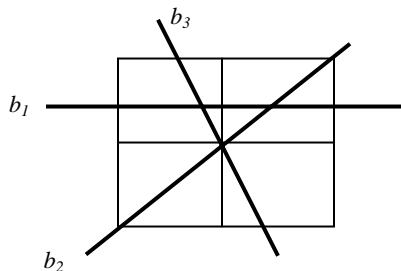


Figura 7.7 – Análogo à Figura 7.6, porém com uma terceira projeção adicional que corta a grade de “pixel”.

Primeiramente, determina-se o trecho de b_3 que corta o elemento j_1 (A_{31}). Traçando uma reta \overline{AB} , conforme mostrado na Fig. (7.8a), e outra reta que parte da origem do bloco na grade e que forma um ângulo perpendicular a A_{31} , o valor de θ corresponderá exatamente ao ângulo deste último com a horizontal. Utilizando as regras de trigonometria, obtém-se facilmente que:

$$A_{31} = \frac{\overline{AB}}{\cos \theta} = \frac{1}{\cos \theta} \quad (7.13)$$

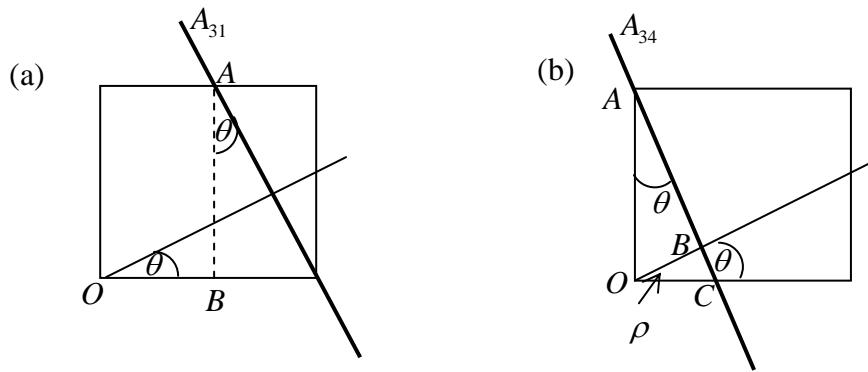


Figura 7.8 – Avaliação da projeção b_3 empregando os conceitos de transformada de Radon.

De forma bem parecida, calcula-se o trecho da reta que corta o elemento j_4 . Designa-se este por A_{34} , conforme mostrado na Fig. (7.8b). Seja ρ a distância desde a origem do bloco até o feixe de onda que aparece cortando o elemento e θ o ângulo de ρ com a horizontal. Empregando os conceitos de transformada de Radon obtém-se:

$$A_{34} = \overline{AB} + \overline{BC} = \overline{OA} \cos \theta + \overline{OC} \sin \theta = \frac{\rho}{\sin \theta} \cos \theta + \frac{\rho}{\cos \theta} \sin \theta = \frac{\rho}{\sin \theta \cos \theta}. \quad (7.14)$$

Logo,

$$b_3 = \frac{1}{\cos \theta} x_1 + \frac{\rho}{\sin \theta \cos \theta} x_4. \quad (7.15)$$

Uma vez que as posições dos receptores e dos satélites e o tamanho e posição das células na grade são conhecidas, é possível determinar a distância das retas em cada elemento.

7.2.3 O caso tridimensional

Na seção anterior as equações referem-se àquelas nas quais as funções base surgem da divisão da ionosfera em grades bidimensionais. Sendo assim, para o caso suposto no presente estudo, numa grade tridimensional (“voxel”) as funções bases são representadas por:

$$b_j(\lambda, \phi, h), \quad (7.16)$$

em que j é o número de funções base (“voxels”), em que cada elemento de volume estará confinado dentro de λ e ϕ , que são as coordenadas geográficas (para o qual ϕ pode ser representado também pela hora local) e h denota a altura.

A densidade eletrônica dentro da grade pode ser discretizada da seguinte forma (AUSTEN et al., 1988):

$$N_e(\lambda, \phi, h) \approx \sum_{j=1}^{N_b} b_j(\lambda, \phi, h).x_j, \quad (7.17)$$

em que N_b é o número de funções base a serem consideradas. Substituindo esta equação em (7.8), o TEC medido pode ser aproximado para:

$$b_s = sTEC_i \approx \int_{Tx}^{Rx} \sum_{j=1}^{N_b} b_j(\lambda, \phi, h).x_j ds = \sum_{j=1}^{N_b} x_j \int_{Tx}^{Rx} b_j(\lambda, \phi, h) ds \quad i = 1, \dots, N_{TEC}, \quad (7.18)$$

em que i é o número de projeções ou observações de TEC (N_{TEC}) e a integral das funções base (A_{ij}) pode ser expressa como:

$$A_{ij} = \int_{Tx}^{Rx} b_j(\lambda, \phi, h) ds. \quad (7.19)$$

Simplificando a Eq. (7.18), para cada observação diferente de TEC, tem-se que:

$$b_s = sTEC_i \approx \sum_{j=0}^{N_b} A_{ij}.x_j \quad (7.20)$$

A Eq. (7.20) nos diz que, para um número i de medidas de TEC e para um número j de funções base a ser considerada, a variável desconhecida (i.e a concentração eletrônica), é considerada como sendo constante dentro de cada j e contida dentro de x para cada valor de j . Com isso, a seguinte notação vetorial pode ser utilizada para representar a Eq. (7.20) (MITCHELL e SPENCER, 2003):

$$\mathbf{b} = \mathbf{A} \mathbf{x}, \quad (7.21)$$

nos quais os vetores \mathbf{A} e \mathbf{b} são conhecidos, em que \mathbf{b} é o vetor que denota as observações i do TEC, o vetor \mathbf{A} forma uma matriz $i \times j$ dentro de cada função base e o vetor coluna \mathbf{x} é aquele que contém os valores desconhecidos de concentração eletrônica. Portanto, uma característica das técnicas de radiotomografia é que elas podem ser baseadas na seleção de funções base que irão determinar os valores da matriz \mathbf{A} . As funções base são quem determinarão como o modelo deverá considerar a ionosfera e também irão determinar não apenas os valores da matriz \mathbf{A} , mas também como os valores do vetor desconhecido \mathbf{x} deverão ser interpretados.

No caso da ionosfera ser dividida “voxels”, as funções base poderão ser definidas como:

$$\delta(\lambda, \phi, h) = \begin{cases} 1 & \text{se a célula for iluminada pela onda eletromagnética} \\ 0 & \text{caso oposto} \end{cases}$$

Portanto, supondo uma grade tridimensional, a Eq. (7.18) pode ser discretizada e aproximada para:

$$b_s = sTEC = \sum_{i=0}^{N_\lambda} \sum_{j=0}^{N_\phi} \sum_{k=0}^{N_h} \Delta h_{i,j,k} \cdot x_{i,j,k} \cdot \delta(i, j, k) \quad (7.22)$$

em que $\Delta h_{i,j,k}$ denota o comprimento do feixe de percurso do sinal vindo dos satélites em cada uma das células iluminadas e, N_λ , N_ϕ e N_h são o número total de células nas dimensões longitude, latitude e altura, respectivamente. Com essa aproximação, as variáveis desconhecidas (vetor coluna \mathbf{x}) equivalem diretamente aos valores de densidade eletrônica dentro de cada célula ou elemento da grade. Como a densidade eletrônica que se estima é suposta como sendo constante dentro de uma célula, no contexto de

radiotomografia ionosférica é importante considerar o tamanho das células na grade. As dimensões das células podem ser pequenas o suficiente, a fim de minimizar os erros de modelagem atribuídos às variações de densidade que ocorrem dentro das células, com relação ao valor estimado. Por outro lado, as dimensões das células podem ser grandes o suficiente, de forma que, o número de variáveis para a solução (um para cada célula dentro da grade) seja razoavelmente mantido, e cada uma destas células seja propriamente iluminada (por diversos sinais eletromagnéticos com diferentes orientações) para permitir sua solução. O tamanho de cada elemento da grade ionosférica vai depender, principalmente, do número de satélites visíveis, do número de receptores e da latitude geomagnética. Porém, outros fatores mais específicos podem ser considerados, tais como a atividade geomagnética e o período do ciclo solar (MATERASSI e MITCHELL, 2005a).

No entanto, como a matriz A é mal-condicionada, retangular, e não incorpora nenhum tipo de informação *a priori* para a solução esperada, Eqs. (7.21) ou (7.22) não podem ser resolvidas diretamente. Um mal-condicionamento da matriz A faz com que pequenas perturbações (ruídos) em b tendam a produzir grandes perturbações em x . Como solução, estas equações mal condicionadas podem ser mapeadas dentro de um espaço de medidas ortonormais utilizando uma matriz de mapeamento T . Na prática esta matriz de mapeamento T é utilizada para transformar as variáveis desconhecidas nos coeficientes das funções base ortonormais, cuja combinação produzirá a imagem final da concentração eletrônica. A utilização de funções base ortonormais torna-se essencial na determinação da solução final do problema inverso de tomografia ionosférica (MITCHELL e SPENCER, 2003).

7.2.4 Informação *a priori*

As três principais dificuldades relacionadas à aplicação da tomografia ionosférica podem ser listadas como sendo (SUTTON e NA, 1995):

- (a) Informações sobre a distribuição horizontal e vertical da concentração eletrônica podem nem sempre ser determinadas, pois as medidas entre satélite/receptor ocorrem

geometricamente inclinadas, e feixes de propagação horizontal dos sinais através da ionosfera não existem.

(b) O número de pontos em cada projeção pode não ser maior do que o número de estações receptoras.

(c) Os pontos em cada projeção não são igualmente distribuídos, pois as estações receptoras podem não estar igualmente distribuídas no solo e, consequentemente, muitos blocos tridimensionais de “voxel” não serão propriamente atravessados pelos feixes do sinal dos satélites.

Por causa destas limitações, o maior efeito ocorrerá na distribuição vertical da densidade eletrônica, que apresentará uma resolução muito pobre. Para efeitos práticos e de análise, isso implicará que apenas as estruturas de larga escala serão decompostas e o valor da magnitude dos picos de concentração eletrônica tenderá a ser subestimado. Para minimizar as limitações decorrentes do método e melhorar a resolução vertical durante a reconstrução, uma solução amplamente empregada em inversão tomográfica é a utilização de informação *a priori*, extraída de modelos ionosféricos (tal como o modelo IRI) ou de dados de observação ionosférica (por exemplo, de dados de ionossondas). Por outro lado, o algoritmo de reconstrução não pode depender tão “fortemente” dos dados *a priori*, pois com isso informações contidas nos dados originais (TEC) podem ser “mascaradas”, levando a erros de reconstrução e de interpretação física dos resultados. Como solução, tem-se que o perfil de densidade eletrônica reconstruído deve ser expresso através de uma combinação linear de dados previamente conhecidos do perfil de ionização da ionosfera. A idéia central é atuar no domínio da imagem, de forma a limitar a distribuição vertical da imagem reconstruída dentro de um espaço que contém valores de distribuição baseado na informação *a priori*, enquanto que a distribuição horizontal possa apresentar uma maior liberdade de variação (FREMOUW et al., 1992).

De acordo com Mitchell e Spencer (2003) e Zapfe et al. (2006), a solução mais plausível é aquela em que as variáveis desconhecidas (densidade eletrônica a ser reconstruída) sejam representadas por um número n de coeficientes de funções base ortonormais. Como mencionado anteriormente, isso é feito principalmente para compensar a ausência

de dados das trajetórias horizontais dos feixes de sinal, de forma que a informação *a priori* da distribuição vertical de concentração eletrônica seja gerada a partir da utilização de funções empíricas ortogonais (das iniciais em inglês, EOFs). Em outras palavras, deve ser suposto que o valor desconhecido de densidade eletrônica, $N_e(\vec{r}, t)$, seja expresso como uma combinação linear de um determinado número de perfis verticais da ionosfera $N_\gamma(h, t_i)$ (EOFs) extraídos de modelos ionosféricos e que são horizontalmente modulados por harmônicos esféricos $Y_\alpha(\lambda, \phi)$ dependentes da longitude (λ) e da latitude (ϕ) geográfica.

As funções empíricas ortogonais, na sua essência, são semelhantes às transformadas de Fourier e Laplace (análise harmônica), no entanto estes últimos utilizam funções ortogonais pré-determinadas, tais como funções seno e cosseno. As EOFs são modos naturais dos dados e neste caso os dados originais são projetados dentro de um conjunto de funções ortogonais, com isso, substituindo os dados originais por um conjunto de coeficientes de projeção sobre os vetores base. As EOFs permitem fazer a decomposição dos dados em termos de funções base ortogonais, portanto, é o mesmo que analisar a componente principal dos dados, só que em ambos os padrões de séries temporais e espaciais. As funções base são tipicamente encontradas computando-se os autovetores da matriz covariância do conjunto de dados.

As principais vantagens na utilização das EOFs são que: (a) permitem uma maior percepção e compreensão de um determinado campo de dados complexo; (b) diminui o grau de liberdade na comparação de dados, a fim de reduzir as chances de correlações falsas; (c) reduz o tamanho de sistemas lineares a serem resolvidos (modelo inverso ou assimilação de dados); e (d) extrai uma representação compacta ou simplificada de dados com dependência temporal e espacial. Para facilitar o entendimento, considera-se o campo de dados $N(x, t)$, que varia no tempo e no espaço (dados medidos ou saída de um modelo), e que se deseja decompor N numa componente espacial e temporal separada, da seguinte forma:

$$N = F(x)A^T(t) \quad (7.23)$$

na qual $F(x)$ é uma função somente da variável espacial e $A(t)$ é uma função apenas de tempo, em que o sobrescrito T denota matriz transposta. Utilizando-se EOF faz-se uma separação das variáveis e ordenam-se as funções (colunas de F) de acordo com sua importância (contribuição à variância dos dados). Esta decomposição especial da matriz D tem as seguintes propriedades:

$$F^T F = I, \quad A^T A = \Lambda \quad (7.24)$$

em que I denota matriz identidade e Λ é a matriz cujos elementos não-diagonais tendem a zero. A notação à esquerda na Eq. (7.24) diz que as EOFs são ortogonais no espaço, enquanto que a notação à direita nos diz que os coeficientes ou amplitudes das EOFs são ortogonais no tempo. Portanto, as colunas f_i e a_i , respectivamente de F e A , são ortogonais (F e A são ortonormais):

$$\begin{bmatrix} f_1(x_1) & f_2(x_1) & \dots & f_N(x_1) \\ f_1(x_2) & & \dots & \cdot \\ \cdot & & \dots & \cdot \\ f_1(x_M) & & \dots & f_N(x_M) \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} a_1(t_1) & a_2(t_1) & \dots & a_N(t_1) \\ a_1(t_2) & & \dots & \cdot \\ \cdot & & \dots & \cdot \\ a_1(t_M) & & \dots & a_N(t_M) \end{bmatrix}. \quad (7.25)$$

Utilizando estes conceitos, a formulação matemática do algoritmo para determinação da densidade eletrônica, reconstruída a partir da técnica de radiotomografia, é dada na sua forma mais geral por (MATERASSI et al., 2003; MATERASSI e MITCHEL, 2005a):

$$N_e(\vec{r}, t) = \sum_{\gamma, \alpha} X_{\gamma, \alpha}(t) N_\gamma(h, t_i) Y_\alpha(\lambda, \phi) \quad t \in [t_i, t_i + 3600s], \quad (7.26)$$

em que $X_{\gamma, \alpha}$ denota os coeficientes da combinação linear (funções base ortonormais), supostos como tendo uma dependência linear no tempo e estando dentro de um intervalo de reconstrução de 1 hora. O sub-índice γ refere-se ao conjunto modelado de perfis verticais da ionosfera e α é aquele associado ao conjunto de harmônicos esféricos. Na Eq. (7.26) \vec{r} representa a localização no espaço tridimensional, h é a altura e a variável t denota a dependência temporal de N_e e das EOFs, em que t_i é o tempo de início da conversão. Uma forma mais geral para a Eq. (7.26) pode ser escrita da seguinte forma (MATERASSI e MITCHELL, 2005b; ZAPFE et al., 2006):

$$N_e(\vec{r}, t) = \sum_{\gamma, \alpha} [a_{\gamma, \alpha}(t_i) + b_{\gamma, \alpha}(t_i)(t - t_i)] N_\gamma(h, t_i) Y_\alpha(\lambda, \phi) \quad (7.27)$$

nos quais $a_{\gamma, \alpha}$ e $b_{\gamma, \alpha}$ são os coeficientes de ponderação da combinação linear que representam as variáveis desconhecidas do problema inverso estocástico.

O conjunto de perfis verticais ortonormais $N_\gamma(h, t_i)$ são construídos como um conjunto de perfis de camada de Chapman. Estes perfis verticais de Chapman são definidos a partir da atribuição de diferentes valores de parâmetros ionosféricos que determinam a camada de Chapman em si, como por exemplo, as quantidades que se referem à camada $F2$, tais como a altura do pico de densidade eletrônica $h_{máx}$, o valor de densidade no pico $N_{máx}$ e a altura de escala H . E ainda, o parâmetro de correção de densidade no topo da ionosfera, ou seja, acima do pico, N_{topo} , os valores de pico de densidade e altura da camada E (N_E e h_E), os valores de pico de densidade e altura da camada $F1$ (N_{F1} e h_{F1}) e os valores de altura de escala das camadas E e $F1$ (H_E e H_{F1}). Com relação a altura h , os limites máximo e mínimo representam aqueles em que a reconstrução deverá iniciar e parar. A distribuição dos perfis cobrindo o espaço de amostragem é dada pela distribuição de valores de todos os parâmetros ionosféricos da função de Chapman. Sendo assim, o γ -ésimo perfil vertical de densidade eletrônica torna-se (MATERASSI e MITCHELL, 2005b):

$$\begin{aligned} N_\gamma(h) &= N_{máx} \exp \left[1 - \frac{h - h_{máx}}{H} - \exp \left(-\frac{h - h_{máx}}{H} \right) \right] \\ &+ \theta \left(\frac{h - h_{máx}}{H} \right) N_{topo} \left[1 - \exp \left(-\frac{h - h_{máx}}{H} \right) \right]^4 + N_E \exp \left[1 - \frac{h - h_E}{H_E} - \exp \left(-\frac{h - h_E}{H_E} \right) \right] \\ &+ N_{F1} \exp \left[1 - \frac{h - h_{F1}}{H_{F1}} - \exp \left(-\frac{h - h_{F1}}{H_{F1}} \right) \right], \quad \gamma = 1, \dots, M. \end{aligned} \quad (7.28)$$

Na Eq. (7.28) θ é uma função simples que seleciona a região do topo da ionosfera, definida como:

$$\theta \left(\frac{h - h_{máx}}{H} \right) = \begin{cases} 1 & \text{para } h \geq h_{máx}, \\ 0 & \text{para } h \leq h_{máx}. \end{cases} \quad (7.29)$$

As EOFs dadas pelos perfis verticais de Chapman definem as soluções do espaço de amostragem que é utilizado como hipótese *a priori*. Com isso, os valores reconstruídos de densidade incorporarão esta restrição definida pelos perfis verticais. Para gerar as EOFs que representam a “verdade” os parâmetros $h_{máx}$ e $N_{máx}$ são obtidos rodando um modelo ionosférico apropriado para a região de interesse. Em nosso estudo será utilizado o modelo IRI2001. Os outros parâmetros do perfil que formam a base dos EOFs são ajustados da seguinte forma (MATERASSI e MITCHELL, 2005b):

$$N_{topo} = \{0, 0,2\} \times N_{máx}, \quad H = \{40, 60, 80, 100, 120\} \text{ km}, \quad (7.30)$$

$$N_E = \{0, 0,1\} \times N_{máx}, \quad h_E = 110 \text{ km}, \quad H_E = 20 \text{ km}, \quad (7.31)$$

$$N_{F1} = \frac{N_{máx}}{10}, \quad h_{F1} = \{175, 200\} \text{ km}, \quad H_{F1} = 20 \text{ km}. \quad (7.32)$$

A expansão em harmônicos esféricos $Y_\alpha(\lambda, \phi)$ é utilizada para fornecer uma base flexível da distribuição horizontal de ionização, cujos coeficientes são mantidos constantes dentro de um determinado período de tempo, tipicamente 1 hora. O termo que modula os harmônicos longitudinais e latitudinais é dado por:

$$Y_\alpha(\lambda, \phi) = \sqrt{\frac{(2\alpha+1)(\alpha-m)!}{4\pi(\alpha+m)!}} P_{\alpha m}[\cos(\phi)] e^{im\lambda} \quad (7.33)$$

em que $P_{\alpha m}$ é uma função de Legendre, e α e m denotam o grau e ordem da expansão dos harmônicos esféricos.

As funções base ortonormais discutidas acima (Eq. 7.27) são então mapeadas para dentro da matriz de mapeamento \mathbf{T} mencionada na seção anterior. Desta forma, equações normais (Eqs. 7.21 ou 7.22) mapeadas no espaço de medida ortonormal podem ser expressas matematicamente como (MITCHELL e SPENCER, 2003):

$$\mathbf{ATX} = \mathbf{b}. \quad (7.34)$$

Na direção radial a matriz \mathbf{T} consiste justamente do conjunto de funções ortogonais, ou funções base, que define o mapeamento da representação em “voxel” para uma representação ortonormal do volume de reconstrução. \mathbf{AT} define a base de um conjunto

de integrais de concentração eletrônica e \mathbf{X} , agora, denota as variáveis desconhecidas que representam a contribuição relativa das funções base. Conseqüentemente, tem-se que:

$$\mathbf{X} = (\mathbf{AT})^{-1}\mathbf{b} \quad (7.35)$$

em que $(\mathbf{AT})^{-1}$ é uma matriz inversa generalizada, tal que \mathbf{X} representa a solução de máxima probabilidade.

7.2.5 Decomposição em valores singulares

Para solucionar a matriz inversa na Eq. (7.35), utiliza-se um algoritmo matemático não-iterativo muito empregado em álgebra linear na decomposição de matrizes retangulares reais ou complexas, propriamente adequado para o tratamento de sistemas de equações lineares dentro de uma base de um sistema que utiliza o método de “pixels” ou “voxels”. Este método, conhecido por Decomposição em Valores Singulares (da sigla em inglês, SVD), é muito utilizado em processamento de sinais (redução de dimensão/compressão) e estatística (análise de componentes principais de dados). Qualquer matriz \mathbf{A} do tipo $m \times n$ (real ou complexa) pode sempre ser escrita na forma (RAMOS, 2007; GOLUB e VAN-LOAN, 1989):

$$\mathbf{A} = \mathbf{USV}^T \quad (7.36)$$

em que $\mathbf{U}_{m \times m}$ e $\mathbf{V}_{n \times n}$ são matrizes quadradas cujos vetores são ortogonais entre si e com módulo unitário e $\mathbf{S}_{m \times n}$ é uma matriz diagonal. As colunas da matriz $m \times m$ de \mathbf{U} são os autovetores da matriz \mathbf{AA}^T , enquanto que as colunas da matriz $n \times n$ de \mathbf{V} são os autovetores da matriz $\mathbf{A}^T\mathbf{A}$. Logo $\mathbf{U}^T\mathbf{U} = \mathbf{I}_{m \times m}$ e $\mathbf{V}^T\mathbf{V} = \mathbf{I}_{n \times n}$. Os elementos da diagonal de \mathbf{S} possuem os valores singulares da matriz original e representam as raízes quadradas dos autovalores não nulos de \mathbf{AA}^T e $\mathbf{A}^T\mathbf{A}$. Logo, as colunas de \mathbf{U} são os vetores singulares à esquerda, e as colunas de \mathbf{V} são os vetores singulares à direita. Os elementos de \mathbf{S} são unicamente determinados e satisfazem:

$$s_1 \geq s_2 \geq \dots \geq s_p \geq 0, \quad (7.37)$$

na qual a matriz \mathbf{A} tem posto completo quando $p = \min\{m,n\}$. O número de valores singulares diferentes de zero é igual ao posto da matriz. Conforme mostrado na Eq. (7.37)

os valores singulares são dispostos na matriz diagonal de forma decrescente, isto é, daquele de maior importância para o de menor.

O SVD representa uma expansão dos dados originais em um sistema de coordenadas em que a matriz covariância é diagonal. Obtém-se duas bases ortonormais nas quais a transformação linear pode ser escrita como uma aplicação que transforma elementos de uma base em múltiplos de elementos de outra. Utilizando a teoria de SVD pode-se reescrever a Eq. (7.35) da seguinte forma:

$$\mathbf{U}\mathbf{S}\mathbf{V}^T \mathbf{X} = \mathbf{b} \quad (7.38)$$

em que,

$$\mathbf{U}\mathbf{S}\mathbf{V}^T = \mathbf{U} [\text{diag } (s_j)] \mathbf{V}^T = \mathbf{A}\mathbf{T}. \quad (7.39)$$

Conseqüentemente a inversa de $\mathbf{A}\mathbf{T}$ pode ser obtida imediatamente e é dada por (RAMOS, 2007; MITCHELL e SPENCER, 2003):

$$(\mathbf{A}\mathbf{T})^{-1} = \mathbf{V} [\text{diag } (1/s_j)] \mathbf{U}^T = \mathbf{V} \mathbf{S}^{-1} \mathbf{U}^T. \quad (7.40)$$

Logo, a solução do problema inverso (Eq. 7.35) é dada por:

$$\mathbf{X} = (\mathbf{V} [\text{diag } (1/s_j)] \mathbf{U}^T) \mathbf{b}, \quad (7.41)$$

em que o inverso dos termos diagonais s_j , que são suficientemente pequenos, tipicamente da ordem de 10^{-7} em relação ao valor singular dominante, são zerados para justificar a degeneração na matriz $\mathbf{A}\mathbf{T}$. Esta aproximação atua como uma regularização da matriz mal-posta $\mathbf{A}\mathbf{T}$, de forma que se extraia apenas as soluções significativas eliminando os efeitos das maiores perturbações, ou seja, aqueles vetores ortogonais que descreverão os erros e ruídos no dados originais \mathbf{b} . O número de valores singulares s_j diferentes de zero fornece quantos vetores linearmente independentes (ortogonais) são necessários para formar uma base para estas matrizes (descrever a matriz original). Portanto, em termos práticos o método de filtragem SVD atua para que os autovalores associados aos maiores valores singulares concentrem a maior parte da informação correlacionável presente nos dados, enquanto que a parte não correlacionada, presumidamente constituída de ruídos,

estejam concentradas nos autovalores restantes. Finalmente, os valores de densidade eletrônica dentro de cada “voxel”, j , são recuperados utilizando:

$$\mathbf{x} = \mathbf{T}\mathbf{X}. \quad (7.42)$$

Uma série de medidas de TEC de qualquer conexão entre GPS e receptor terrestre está sujeita à ambas mudanças espaciais e temporais na ionosfera. Por isso, a utilização de um algoritmo que seja dependente no tempo permite aumentar significativamente a quantidade e a cobertura espacial das medidas que podem ser empregadas na inversão tomográfica. Conseqüentemente, os aspectos dinâmicos podem ser imageados de uma forma mais consistente sem que sejam feitas aproximações, tais como considerações sobre valores médios. Como solução, basta que seja incorporado na informação *a priori* a evolução temporal da concentração eletrônica durante o período de tempo que se deseja realizar a reconstrução tomográfica. A Eq. (7.27) apresentada anteriormente mostra esta dependência temporal incorporada em N_γ .

7.3 Metodologia empregada no estudo de radiotomografia ionosférica através do algoritmo MIDAS

O algoritmo de inversão tomográfica utilizado em nosso estudo é conhecido por “Multi Instrument Data Analysis System” (MIDAS), um algoritmo de assimilação de dados de GPS e outros instrumentos baseado no conceito de problemas inversos para utilização em tomografia ionosférica (MITCHELL e SPENCER, 2003). O algoritmo tomográfico MIDAS foi desenvolvido por pesquisadores da Universidade de Bath, Inglaterra, e caracteriza-se por sua alta capacidade de integrar dados de todos os receptores de GPS disponíveis dentro de uma determinada região, bem como de todos os satélites de GPS visíveis por cada um destes receptores dentro de uma máscara de elevação superior a 10°. O método de inversão tomográfica do MIDAS utiliza as medidas de TEC determinadas dos sinais de GPS para重构 a distribuição espacial dos elétrons livres na ionosfera. A formulação matemática da tomografia ionosférica do algoritmo MIDAS foi descrita na Seção 7.2.

Um dos primeiros passos a serem tomados antes de iniciar o processamento dos dados de GPS é determinar a faixa de latitude e longitude onde se deseja realizar a reconstrução da

densidade eletrônica. Para isso, é muito importante que na região escolhida os receptores instalados em solo estejam distribuídos da melhor forma possível. Regiões com poucos receptores ou onde os receptores estão muito espaçados um dos outros são críticos na reconstrução da densidade eletrônica (CATHRYN MITCHELL, comunicação pessoal, 2006). Zapfe et al. (2006), a partir das observações de TEC, sugerem que os melhores resultados no setor brasileiro podem ser obtidos na região compreendida entre -30° e -60° de longitude e entre -5° e -35° de latitude geográfica. No presente estudo pretende-se comparar os resultados da reconstrução tomográfica com as observações das digisondas instaladas em São Luís e Cachoeira Paulista, o trecho a ser analisado abrange a faixa de -35° à -50° e 0° à -30°, respectivamente, de longitude e latitude geográficas. O mapa da Fig. (7.9) permite visualizar a região selecionada cujos dados dos receptores do IBGE serão utilizados na reconstrução tomográfica. Nota-se que cerca de 11 receptores serão utilizados no processamento dos dados. A Tabela 7.1 mostra as coordenadas das estações cujos dados foram utilizados nas reconstruções.

No passo seguinte são definidas as dimensões da grade de “voxel”, a faixa de altura a ser imageada e o número de funções empíricas ortogonais (EOFs). Para os “voxels” utilizaram-se incrementos de 20 km de altura, por 0,5° de latitude e 2° de longitude. Com relação a altura de imageamento, a máxima altura escolhida a fim de minimizar os efeitos da plamasfera foi de 1180 km. A altura mínima da base da ionosfera é de 80 km. Com relação ao número de EOFs, as Dras. Bettina Zapfe e Cathryn Mitchell em comunicação pessoal (2006) sugerem um mínimo de 2 EOFs, porém utilizando 3 EOFs observaram que as inversões no MIDAS eram mais estáveis e, até 4 EOFs, poderia se obter, sob determinadas circunstâncias, resultados pouco melhores do que para 3 EOFs. Desta forma, decidiu-se após algumas inversões preliminares, que o melhor para o presente estudo seria utilizar 3 EOFs nas inversões. De acordo com Zapfe et al. (2006), quando mais de 2 EOFs são utilizados o erro médio nos valores de TEC que reflete nas reconstruções da densidade eletrônica é de $\pm 1,16$ TECU. Para 4 EOFs, Materassi e Mitchell (2005b) reportaram um erro máximo de $2,2\text{--}2,6 \times 10^{11}$ elétrons/m³ e 22,5-52,5 km, respectivamente, na máxima densidade eletrônica e na altura de máxima densidade eletrônica da ionosfera reconstruídas pelo algoritmo MIDAS.

Uma vez definido todos os parâmetros e a região a ser analisada, extraem-se os arquivos de observação no formato RINEX para todas as estações selecionadas. Deve-se também extrair os arquivos referentes às órbitas precisas dos satélites de GPS (*.sp3) obtidas no site da “Jet Propulsion Laboratory” (http://igscb.jpl.nasa.gov/components/prods_cb.html). Os arquivos de órbitas precisas devem compreender a semana GPS correspondente ao período pretendido (disponível em <http://www.ngs.noaa.gov/CORS/Gpscal.html>). Em seguida, deve-se definir a versão do modelo IRI a ser utilizado como informação *a priori*. As versões 95 e 2001 são válidas e não produzem valores diferentes, mas por conveniência utilizou-se a versão mais recente de 2001.



Figura 7.9 – Estações receptoras da rede de GPS do IBGE utilizados na reconstrução tomográfica. A área demarcada pelo retângulo branco indica a região cujo imageamento ionosférico foi realizado.

Tabela 7.1 – Siglas e coordenadas geográficas das estações receptoras de GPS gerenciadas pelo IBGE e que foram utilizadas nas reconstruções tomográficas.

Estação	Sigla	Latitude Geog.	Longitude Geog.
Belém	PARA	1,4°S	48,45°O
Fortaleza	FORT	3,8°S	38,4°O
Imperatriz	IMPZ	5,5°S	47,5°O
Crato	CRAT	7,2°S	39,4°O
Brasília	BRAZ	15,9°S	47,9°O
Recife	RECF	8,0°S	34,9°O
Salvador	SALV	13,0°S	38,5°O
Bom Jesus Lapa	BOMJ	13,3°S	43,4°O
Viçosa	VICO	20,7°S	42,8°O
Pres. Prudente	UEPP	22,1°S	51,4°O
Rio de Janeiro	RIOD	22,8°S	43,3°O
Porto Alegre	POAL	30,1°S	51,1°O

O algoritmo tomográfico MIDAS foi desenvolvido para rodar em ambiente Windows através do programa Matlab. Na primeira fase do processamento os arquivos RINEX e de órbita dos satélites são lidos e arquivos de entrada são criados antes de realizarem-se as gerações dos mapas de TEC e as reconstruções. A segunda fase do processamento, onde os arquivos de entrada criados na primeira fase são lidos, gera as estruturas de dados com os resultados de TEC e os valores reconstruídos de densidade eletrônica. Esta segunda fase demora cerca de 15-30 minutos para processar um único dia de dados e gera arquivos que somados atingem cerca de 15M bytes, portanto, exigindo-se bastante tempo de processamento e memória computacional.

Foram escolhidos os meses de fevereiro, maio, agosto e novembro para se analisar a densidade eletrônica (N_m) e a altura do máximo na densidade eletrônica (h_m)

reconstruídas da tomografia. Estes meses foram escolhidos a partir da disponibilidade de dados de GPS e das ionossondas digitais. As análises foram feitas somente para o período de máximo solar, sendo escolhidos os anos de 2001 e 2002. Apenas dias geomagneticamente calmos ($\Sigma K_p < 24$) foram utilizados nas reconstruções. Os valores médios de N_m e h_m obtidos das reconstruções tomográficas nas coordenadas de São Luís e Cachoeira Paulista foram comparados, respectivamente, com os resultados dos valores médios de $NmF2$ e $hmF2$ obtidos das medidas com ionossondas digitais instaladas nestas estações. Dentro da disponibilidade de dados de ionossonda, para a estação equatorial de São Luís, exceto para o mês de novembro, as reconstruções foram feitas para o ano de 2002, enquanto que para a estação de Cachoeira Paulista os meses de fevereiro e novembro foram processados para o ano de 2001 e os meses de maio e agosto para o ano de 2002.

7.4 Resultados e discussões

Os painéis da Figura (7.10) mostram os resultados de reconstrução da ionosfera em cortes bidimensionais (latitude-altura) durante os anos de máximo solar (2001-2002). As reconstruções da densidade eletrônica são válidas para a longitude de -45° , ou seja, representativas para a longitude de São Luis e Cachoeira Paulista. Os gráficos bidimensionais da Fig. (7.10) mostram os resultados da reconstrução da densidade eletrônica em intervalos de 3 horas durante os dias geomagneticamente mais calmos (disponíveis) dentro dos quatro meses escolhidos, fevereiro (2002), maio (2002), novembro (2001) e agosto (2002). Os painéis são divididos em quatro conjuntos (a-d), na qual cada conjunto representa um dia específico dentro de um determinado mês. Os painéis iniciam a partir das 03:00 UT e vão até às 24:00 UT. Os dias escolhidos para representar cada mês são os dias 23 de fevereiro de 2002 ($\Sigma K_p = 8$), 24 de maio de 2002 ($\Sigma K_p = 3$), 6 de agosto de 2002 ($\Sigma K_p = 7+$) e 3 de novembro de 2001 ($\Sigma K_p = 3-$). A barra de cores no lado direito dos painéis denota os valores da densidade eletrônica ionosférica nos voxels interceptados pelos feixes dos sinais dos satélites e que varia numa escala de $0\text{-}30 \times 10^{11}$ elétrons/m³. Nos gráficos UT = LT + 3h.

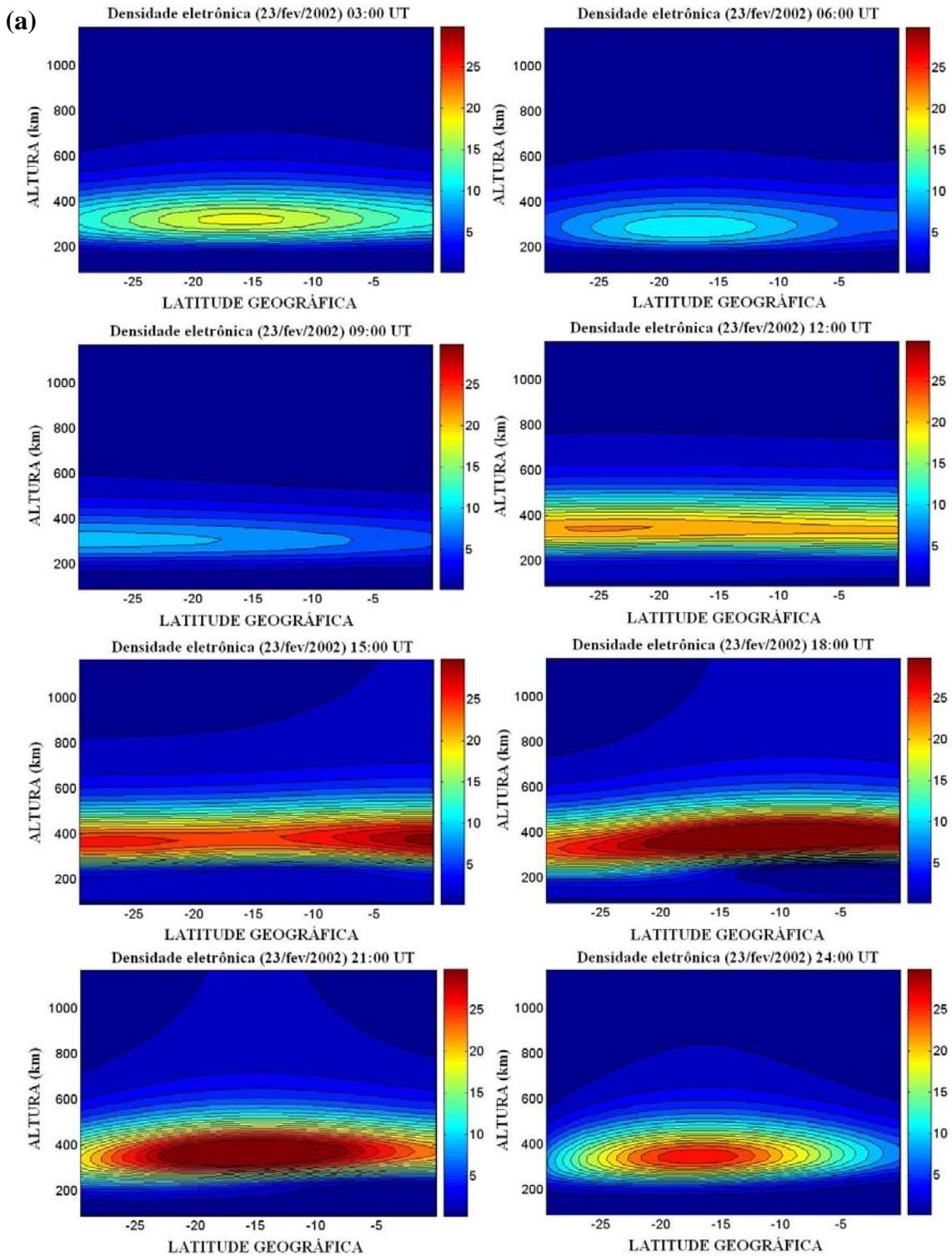


Figura 7.10 – Imagem da reconstrução da densidade eletrônica ($\times 10^{11} / \text{m}^3$) durante um dia geomagneticamente calmo ao longo do mês de fevereiro (a), maio (b), agosto (c) e novembro de 2001 (d). (Continua)

(b)

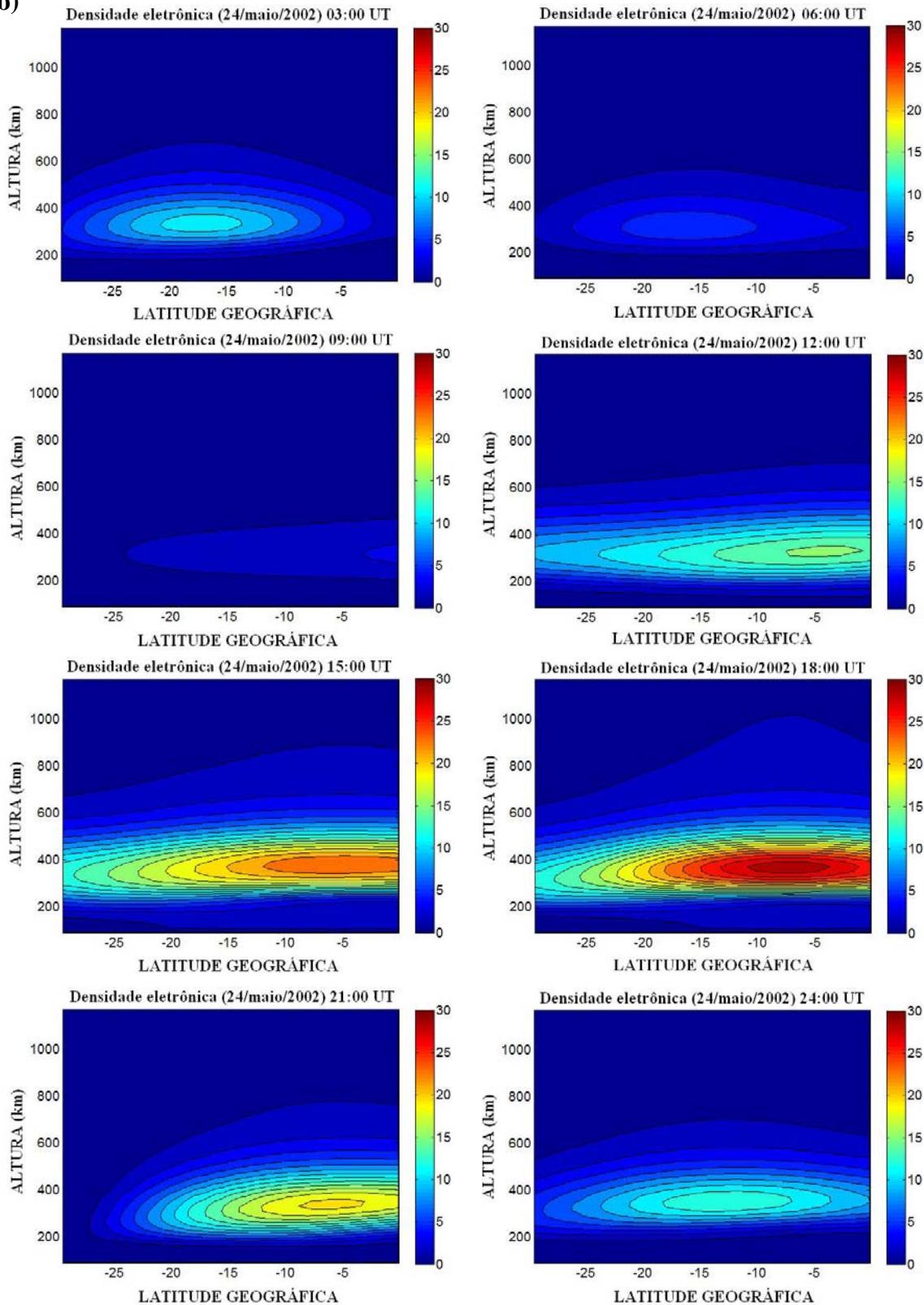


Figura 7.10 – Continuação. (Continua)

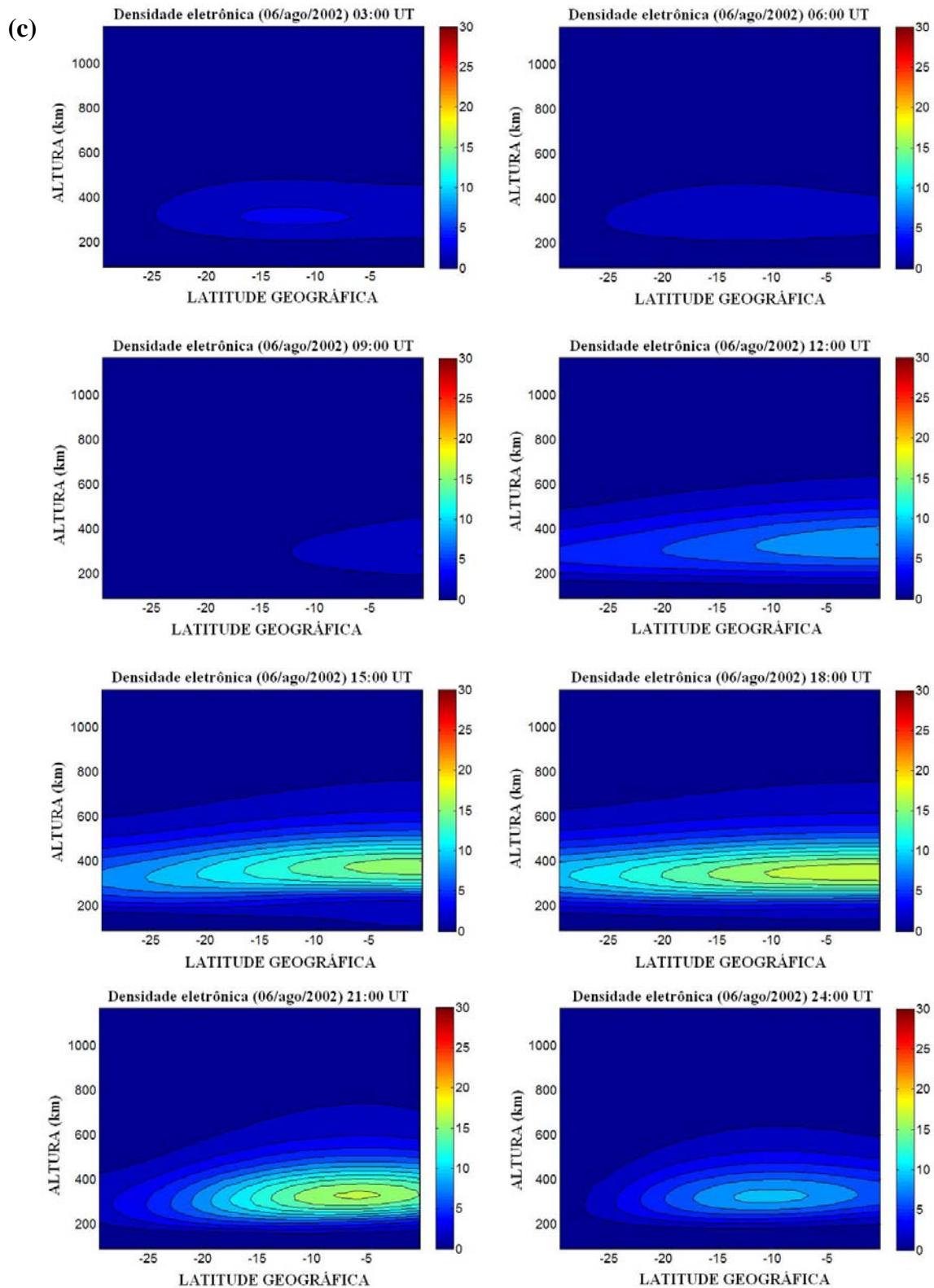


Figura 7.10 – Continuação. (Continua)

(d)

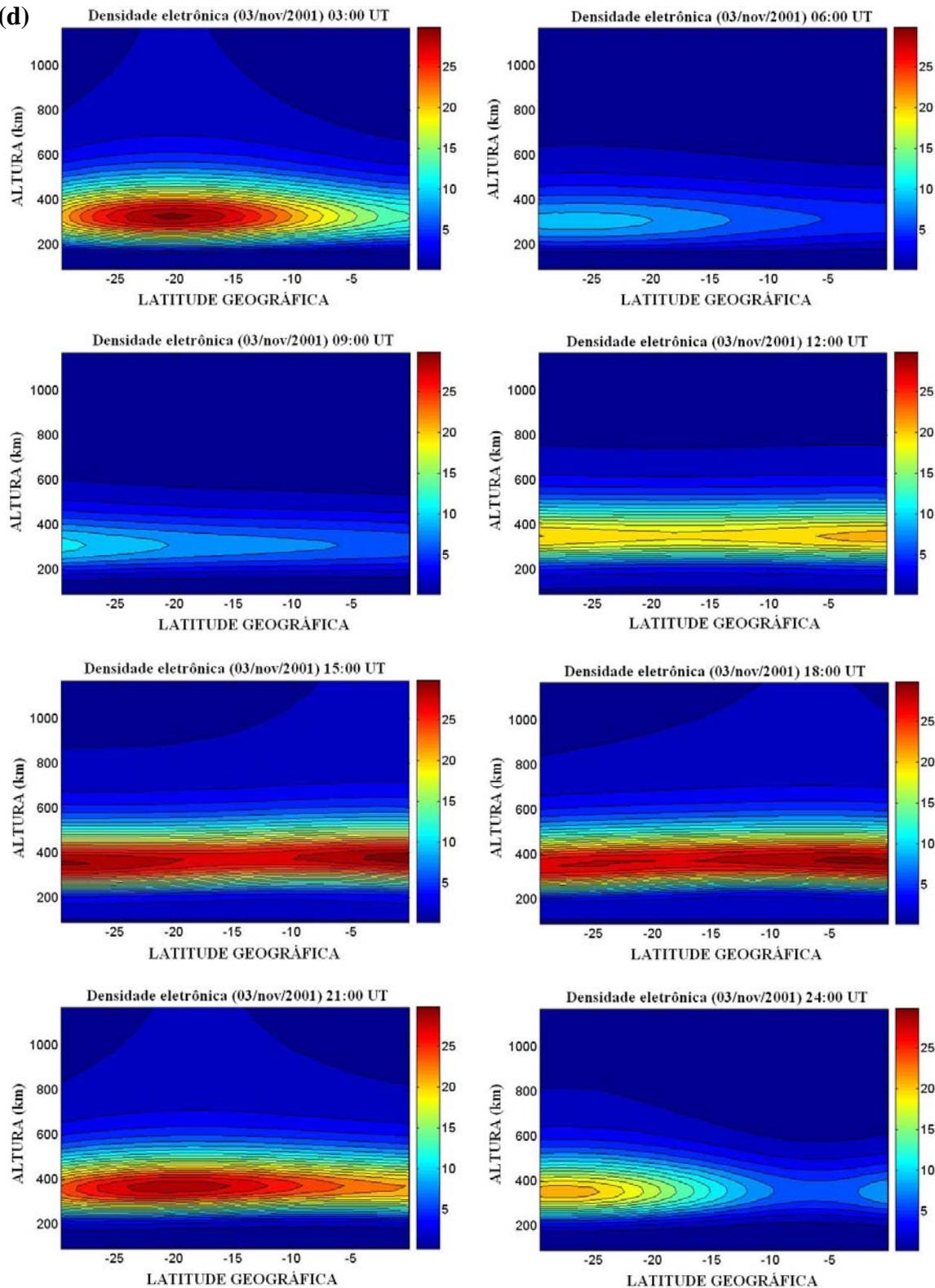


Figura 7.10 – Conclusão.

Nos painéis da Fig. (7.10) fica nítido a presença da crista sul da anomalia equatorial. Entre 03:00-09:00 UT para todos os meses observa-se claramente que a concentração eletrônica na região da crista começa a diminuir como consequência dos processos de recombinação. Durante o dia selecionado de agosto nota-se que a densidade eletrônica é bem menor, inferior a $5 \times 10^{11}/m^3$, se comparado com os outros casos. Observa-se também que a posição da crista da anomalia é diferente entre 03:00-06:00 UT. Enquanto que para o exemplo de fevereiro e maio a crista encontra-se visivelmente entre -15° e -20° graus de latitude geográfica, em agosto nestes horários ela se encontra entre -10° e -15° e em novembro acima dos -20° . A partir das 09:00 UT, quando já é manhã no setor longitudinal brasileiro, os painéis revelam claramente o aumento da densidade eletrônica como efeito dos processos de ionização e o desenvolvimento da crista sul da anomalia equatorial. As diferenças na intensificação e extensão da crista da anomalia entre os conjuntos de painéis, após às 09:00 UT, revelam a presença dos efeitos sazonais. Para os dias selecionados para representar cada mês fica nítido uma maior intensificação da anomalia em novembro de 2001 (F10.7 diário = 216) e fevereiro de 2001 (F10.7 diário = 188,2), enquanto que para os casos de maio (F10.7 diário = 189,1) e agosto (F10.7 diário = 144,6) a concentração eletrônica na região da anomalia é menor em cerca de 30-50%. A partir das 21:00 UT (18:00 LT), portanto durante o entardecer, os painéis mostram que a região da crista da anomalia tende a estar localizada próxima à latitude de CP durante o caso de novembro (2001). Por volta das 24:00 UT, como efeito da força de deriva eletromagnética $\vec{E} \times \vec{B}$ ocorrida durante o anoitecer no equador magnético, a região da crista movimenta-se em direção à latitudes maiores, além da latitude de CP, porém com um nível de densidade eletrônica reconstruído cerca de 25% menor do que aquele observado anteriormente às 21:00 UT. Para o caso de fevereiro, a borda da crista para o lado da região polar aparece às 21:00 UT próxima à latitude de CP, porém uma característica distinta é sua extensão bem maior em direção à latitudes menores quando aparece entre aproximadamente -10° e -20° de latitude geográfica. Neste caso não fica nítido o movimento da crista em direção à latitudes maiores que a da estação de CP por volta das 24:00 UT. Nos casos de maio e agosto, um menor desenvolvimento da crista e de sua extensão latitudinal após às 21:00 UT fica claro nos painéis. Vale ressaltar da Fig. (7.10) que os dias selecionados durante cada um dos meses não representam o

comportamento médio mensal para cada uma das estações do ano. As diferenças no fluxo de atividade solar, ventos neutros termosféricos, dentre outros, certamente estão atuando no comportamento da ionosfera bem como na distribuição da densidade eletrônica e nas forças que agem na formação da anomalia. Porém, a intenção aqui é o de mostrar as diferenças que podem ocorrer ao longo de diferentes meses (períodos sazonais distintos), o que é possível notar claramente nos painéis da figura.

Dentre os propósitos de se utilizar a técnica de tomografia, uma delas visa reconstruir a densidade eletrônica da ionosfera e produzir o mais fielmente possível a distribuição dos elétrons na altura do pico da região F . Para isso, a quantidade de receptores utilizados nas medidas e a sua distribuição dentro da região de mapeamento, a qualidade das medidas de conteúdo eletrônico total, o modelo ionosférico escolhido como informação *a priori* e a técnica de regularização do algoritmo de inversão tomográfica são os principais fatores que podem influenciar na fidelidade dos resultados. Com o intuito de validar e observar a capacidade do algoritmo tomográfico MIDAS de representar a altura e o valor da densidade eletrônica no pico da camada $F2$, para as coordenadas de São Luís (SL) e Cachoeira Paulista (CP), nos gráficos das Figs. (7.11-7.12) e (7.13-7.14) são comparados, respectivamente, os valores médios de h_mF2 e N_mF2 medidos pelas digissondas (linha preta), reconstruídos a partir da técnica de radiotomografia (linha vermelha) e gerados pelo modelo ionosférico IRI 2001 (pontos em asteriscos) ao longo dos meses escolhidos para representar os quatro períodos sazonais durante os anos de máximo na atividade solar (2001-2002). Nas figuras as barras de erro representam ± 1 desvio padrão.

Para a altura do pico de concentração eletrônica (h_mF2) sobre a estação de SL, fica claro na Fig. (7.11) para todos os períodos escolhidos uma melhor concordância entre o resultado tomográfico e aquele gerado pelo modelo IRI. Em comparação com os valores medidos pela digissonda e levando-se em consideração as barras de desvio, os resultados da reconstrução tomográfica mostram que para os meses de maio (2002) e agosto (2002) existe uma boa concordância entre aproximadamente 04:00 UT e 20:00 UT. Para o mês de novembro (2001) as concordâncias são maiores entre 01:00 UT e 13:00 UT, enquanto que para o mês de fevereiro (2002) os resultados são melhores entre 06:00 UT e 12:00 UT, porém mostrando uma concordância satisfatória entre 03:00 UT e 14:00 UT. Durante

os horários em que a concordância não é satisfatória fica nítido para todos os meses analisados que o valor de h_mF2 reconstruído é subestimado, principalmente durante os horários de subida da camada após o entardecer (após às 21:00 UT). Nas primeiras horas da noite (após 21:00 UT), o valor de h_mF2 reconstruído da tomografia para todos os períodos analisados é em média ~170 km menor do que aquele observado pelas digissondas, chegando a assumir valores de ~270 km menor em determinados horários, principalmente durante o meses de fevereiro e novembro. Este resultado revela uma limitação do algoritmo utilizado em reproduzir a ionosfera equatorial durante os horários em que fortes gradientes verticais do plasma estão atuando. Efeitos de borda devem estar afetando os resultados na latitude de SL pelo fato da estação estar próxima à fronteira da região de reconstrução (ver Fig. 7.9).

Para a estação de CP, a Fig. (7.12) mostra uma melhor concordância entre os valores médios de h_mF2 medidos, reconstruídos e os modelados. Durante os meses de fevereiro e novembro de 2001 os resultados revelam uma concordância altíssima nos valores médios reconstruídos da tomografia e aqueles medidos pela digissonda. Uma correlação de cerca de 86,3% entre ambas é observada durante o mês de fevereiro e 85,5% para o mês de novembro. Durante os outros meses os resultados revelam uma ótima concordância dos valores medidos com aqueles obtidos do modelo IRI, enquanto que os valores médios de h_mF2 da reconstrução tomográfica são ligeiramente maiores em cerca de 7,0-7,5%.

Com relação ao parâmetro N_mF2 , para as coordenadas de SL os gráficos da Fig. (7.13) revelam que para o mês de agosto é quando existe uma melhor concordância entre os valores médios medidos, reconstruídos e modelados. As maiores discordâncias entre os valores medidos e reconstruídos de N_mF2 ocorreram entre ~14:00-21:00 horas durante os períodos de novembro, fevereiro e maio, quando N_mF2 da reconstrução tomográfica aparece ser superestimado em relação aquele observado pelas digissondas.

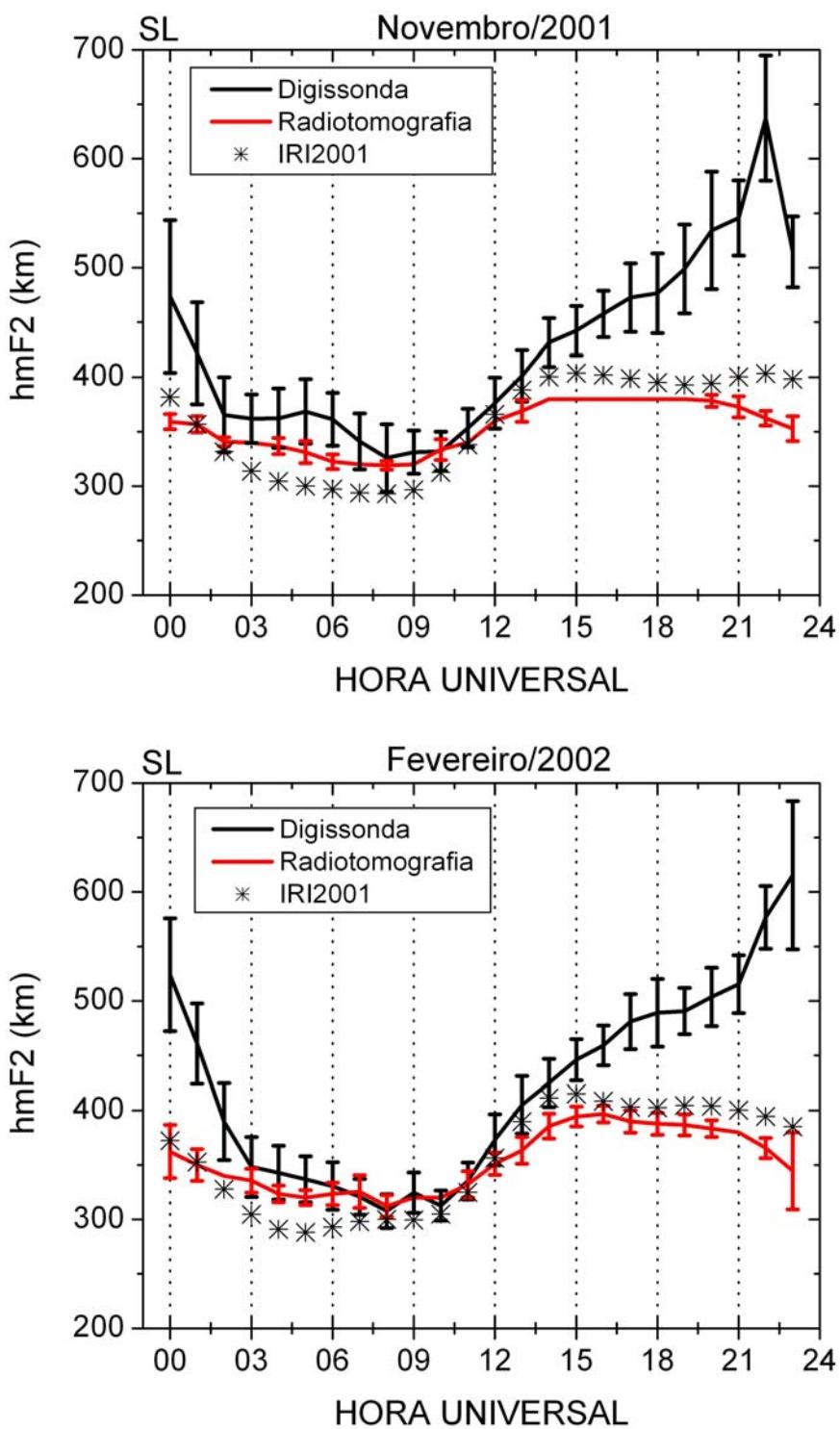


Figura 7.11 – Comparação entre os valores médios da altura do pico de densidade eletrônica da ionosfera (h_mF2) sobre a estação equatorial de São Luís (SL) obtidos das medidas com digissondas, reconstruídos através da técnica de radiotomografia e modelados pelo IRI 2001. (Continua)

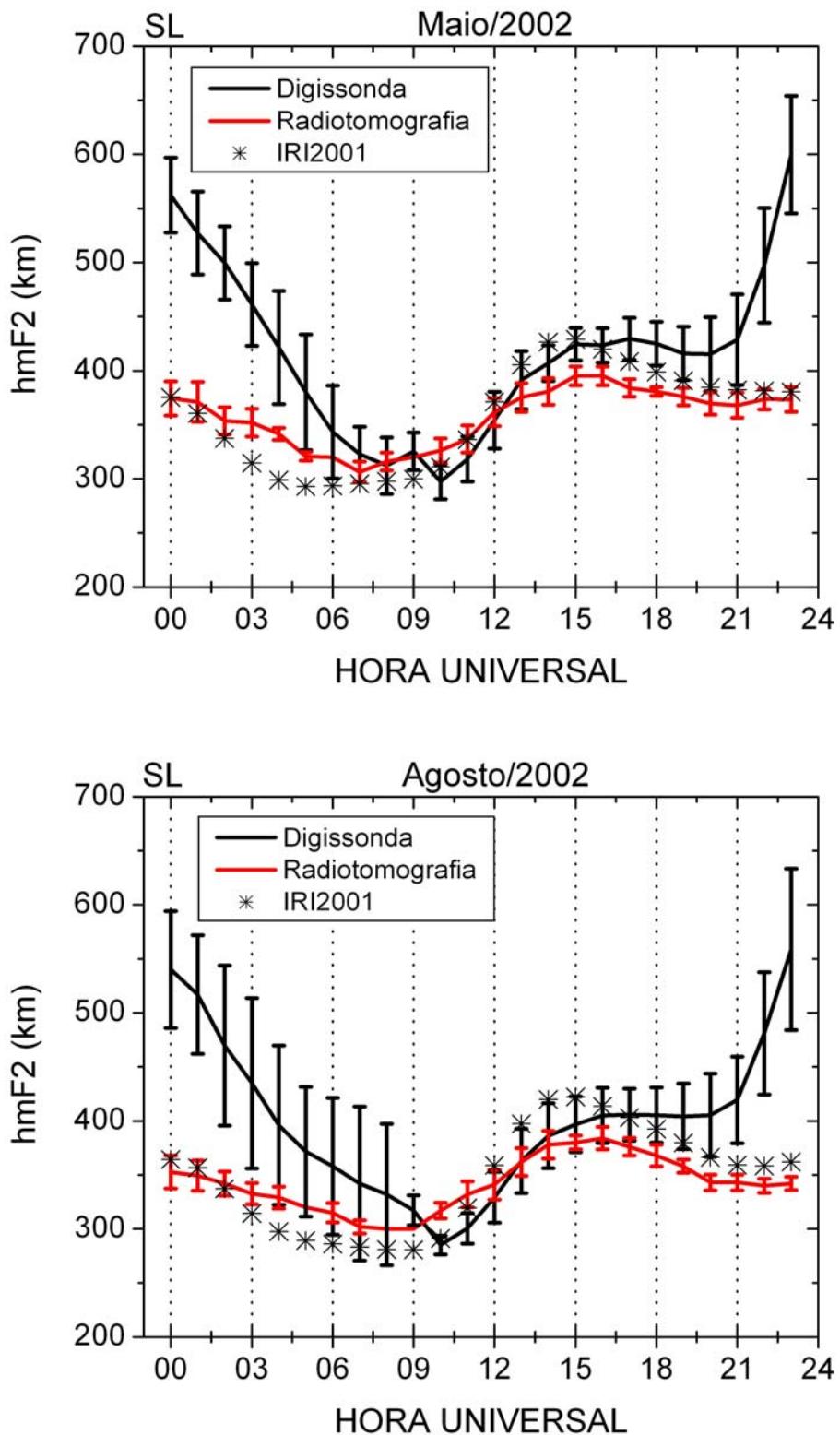


Figura 7.11 – Conclusão.

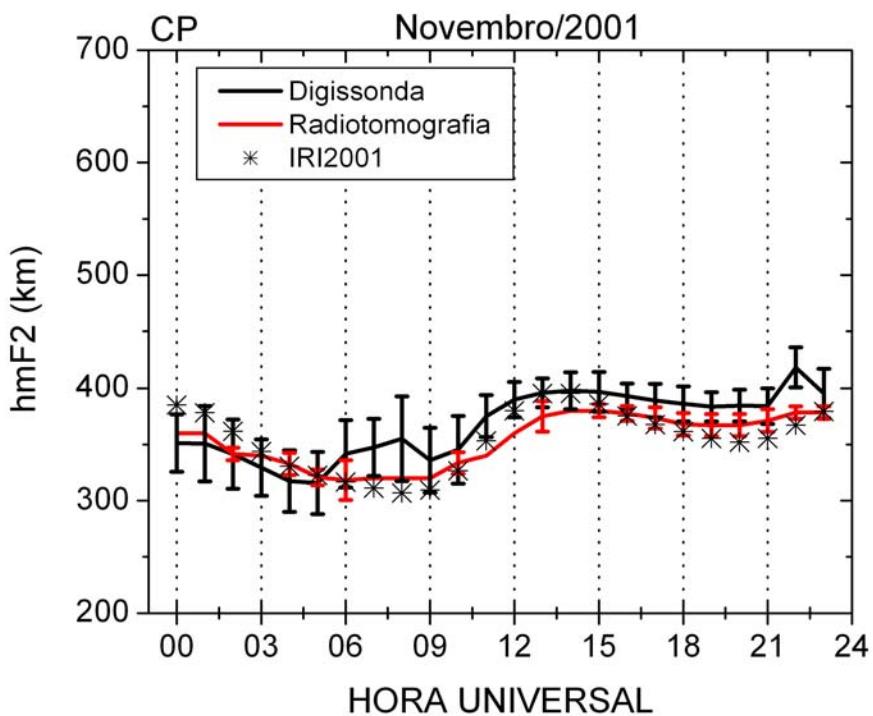
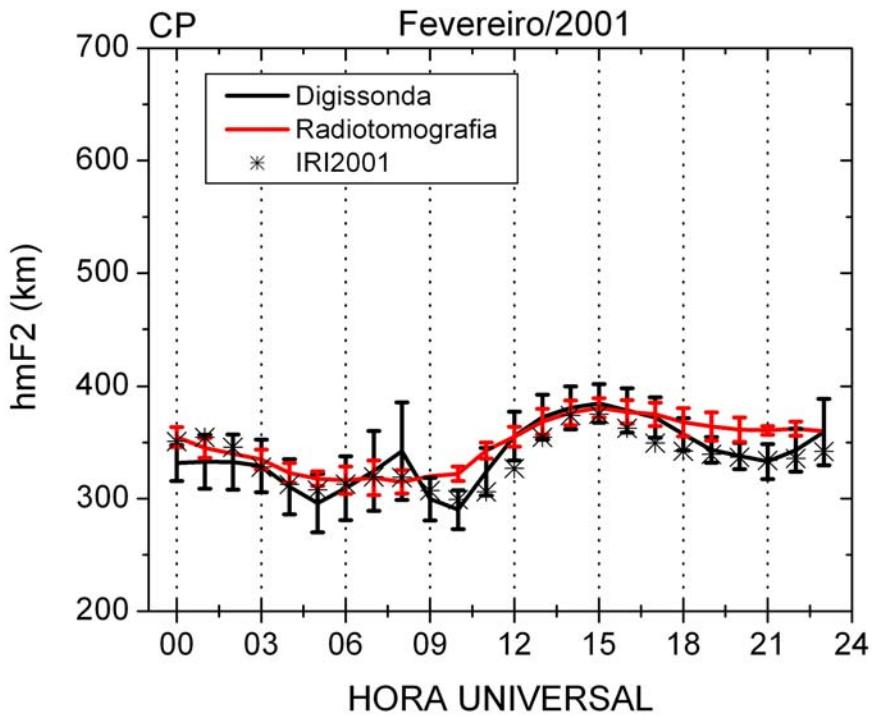


Figura 7.12 – O mesmo que a Fig. (7.11), porém para a estação de baixa-latitude de Cachoeira Paulista (CP). (Continua)

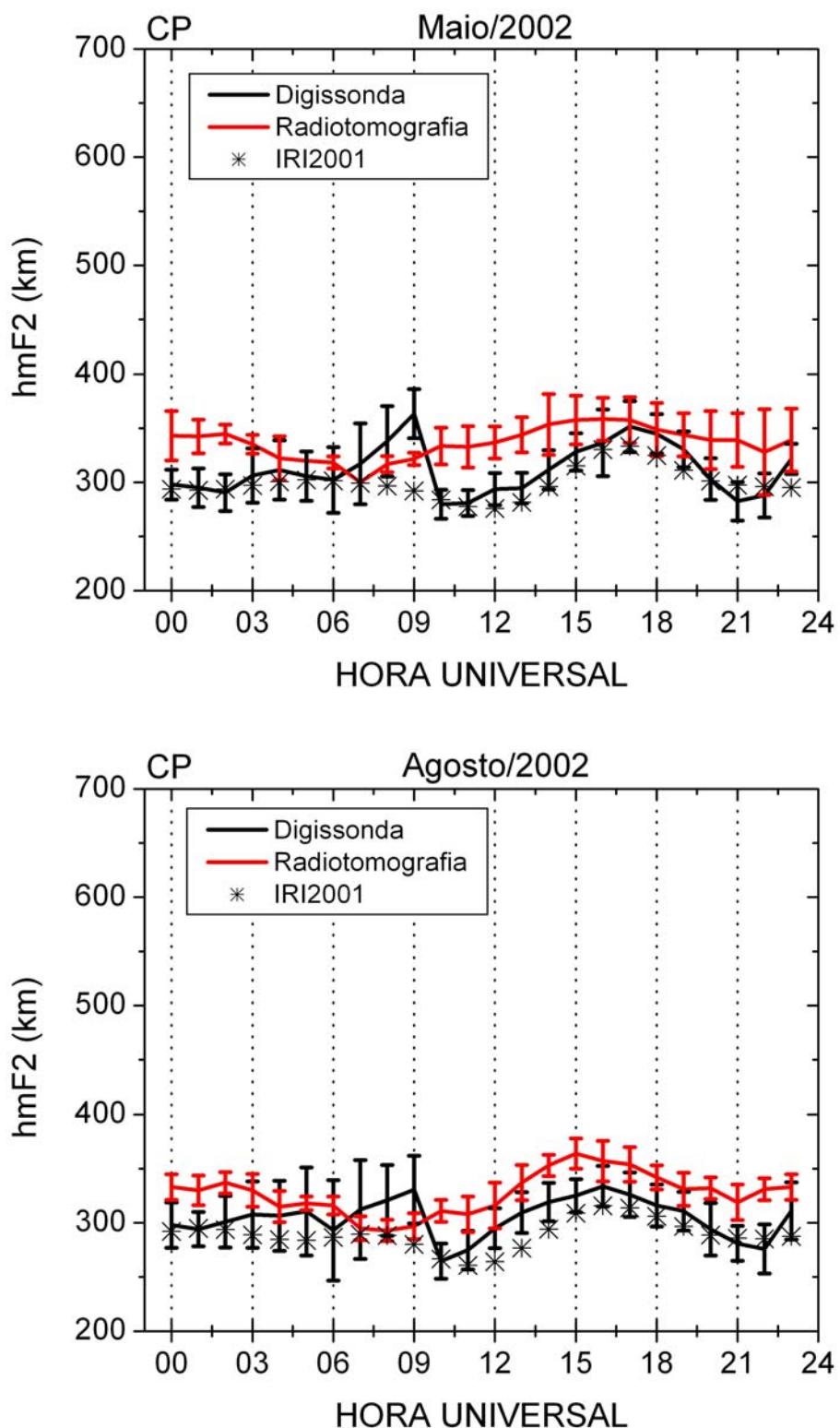


Figura 7.12 – Conclusão.

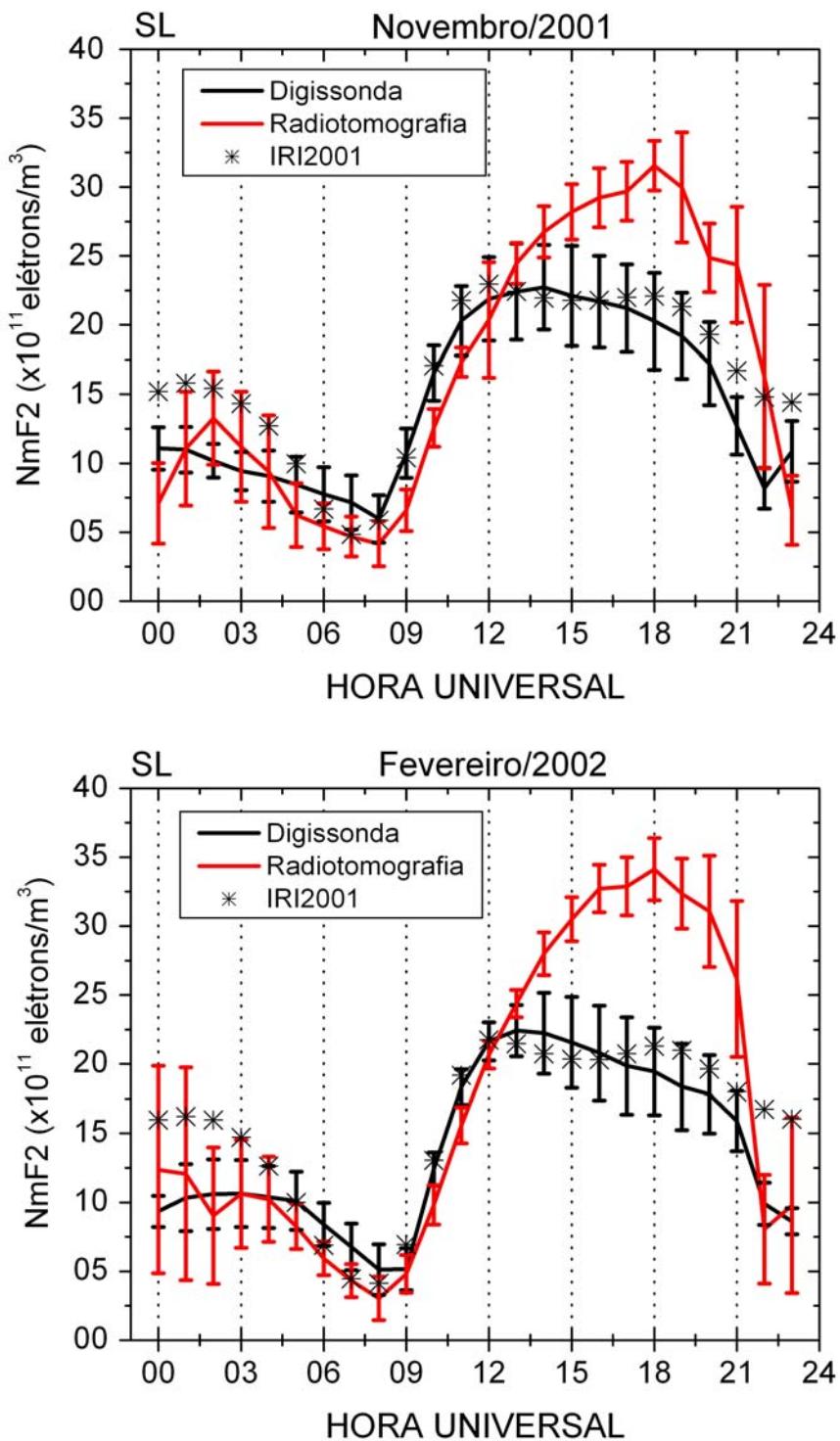


Figura 7.13 – Comparação entre os valores médios de máxima densidade eletrônica da ionosfera (N_mF2) sobre a estação equatorial de São Luis (SL), obtidos das medidas com digisondas, reconstruídos através da técnica de radiotomografia e modelados pelo IRI 2001. (Continua)

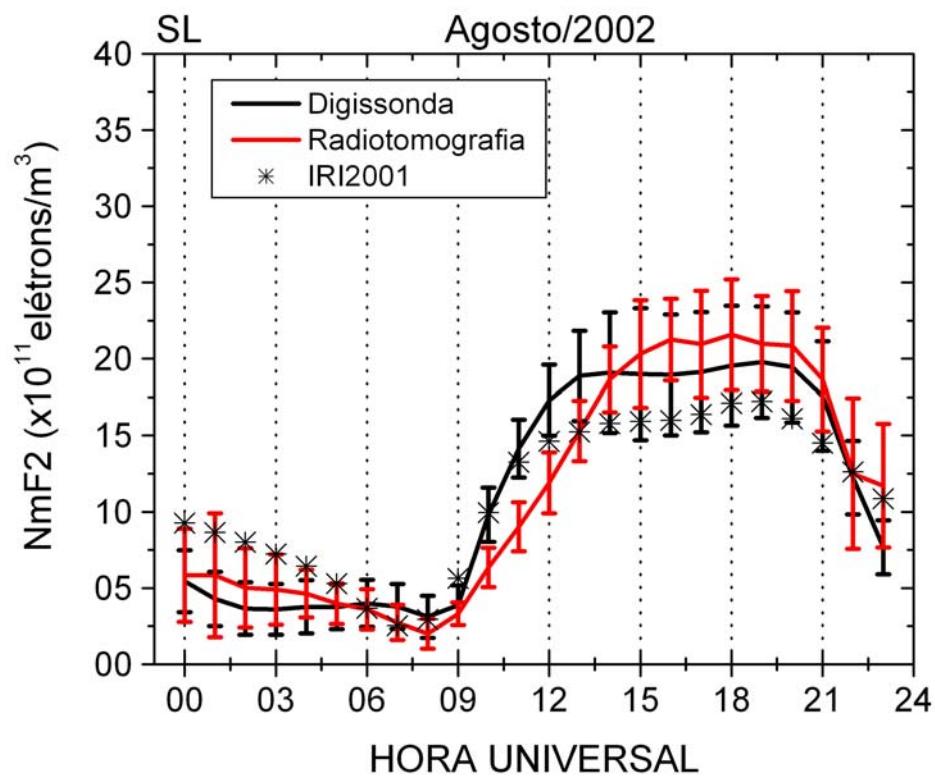
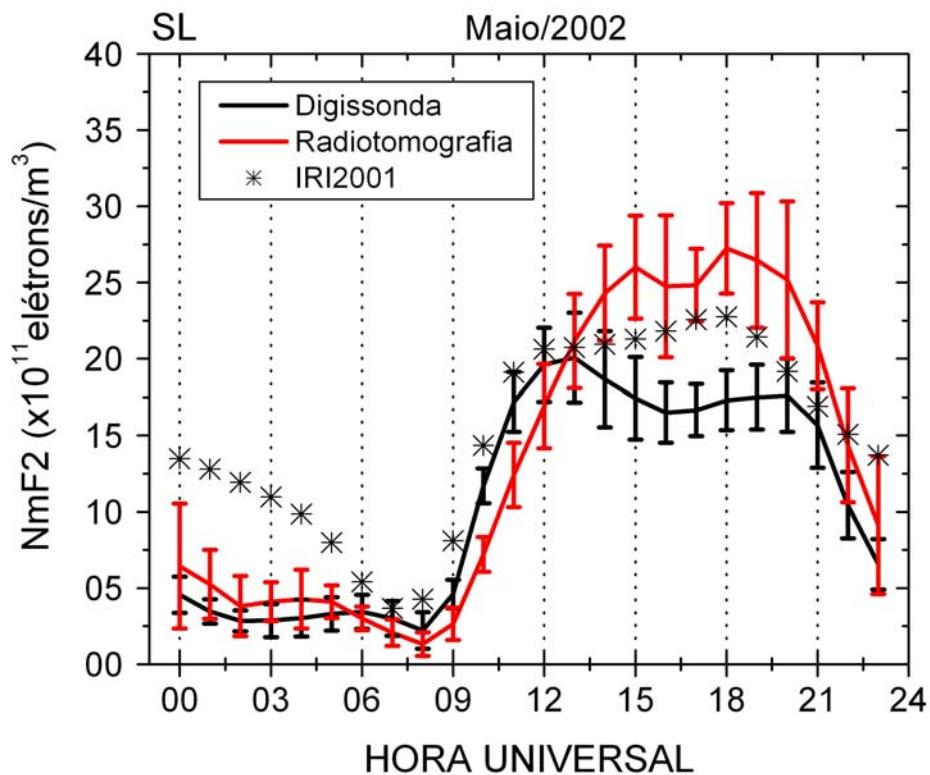


Figura 7.13 – Conclusão.

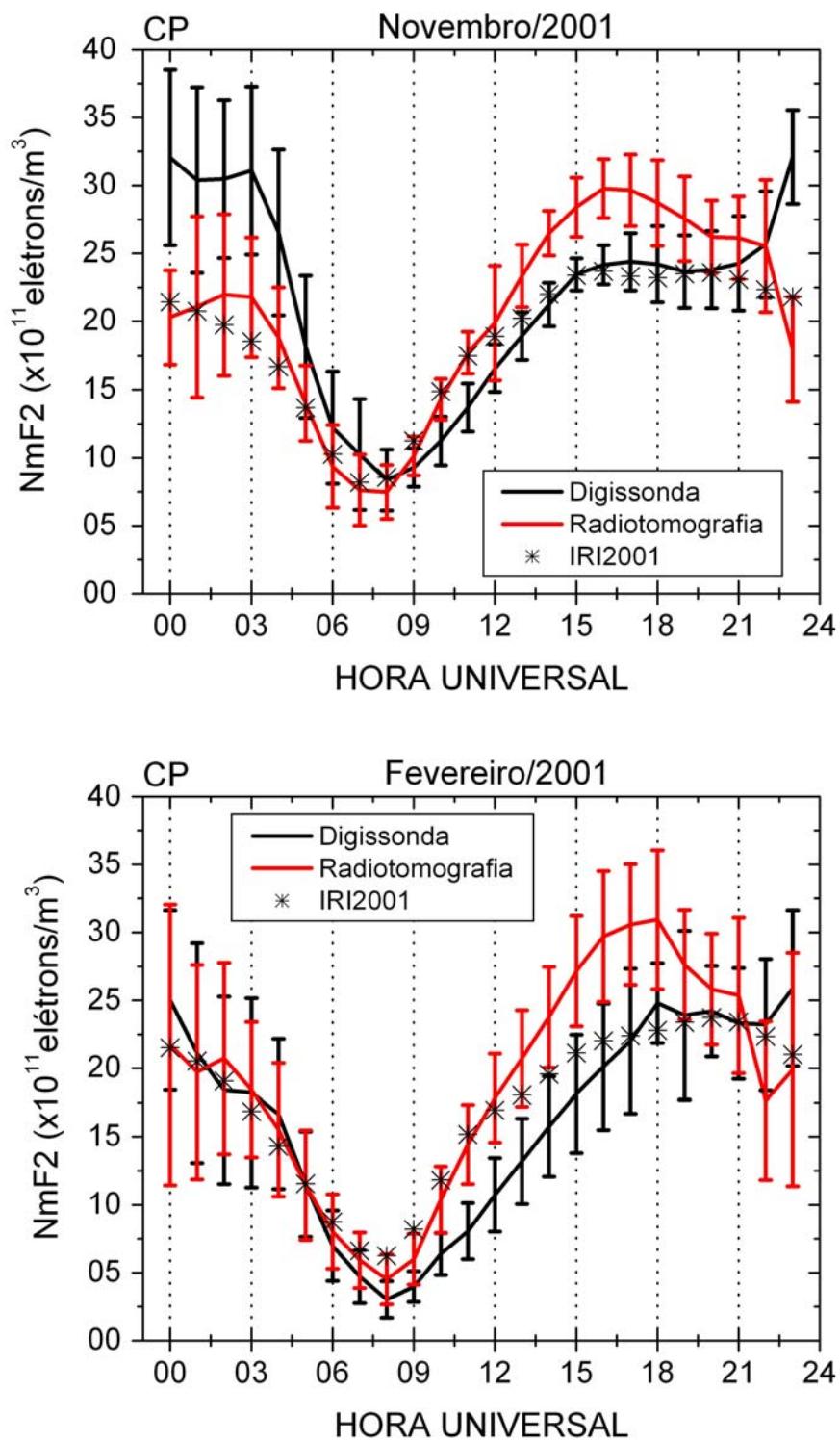


Figura 7.14 – O mesmo que a Fig. (7.13), porém para a estação de baixa-latitude de Cachoeira Paulista (CP). (Continua)

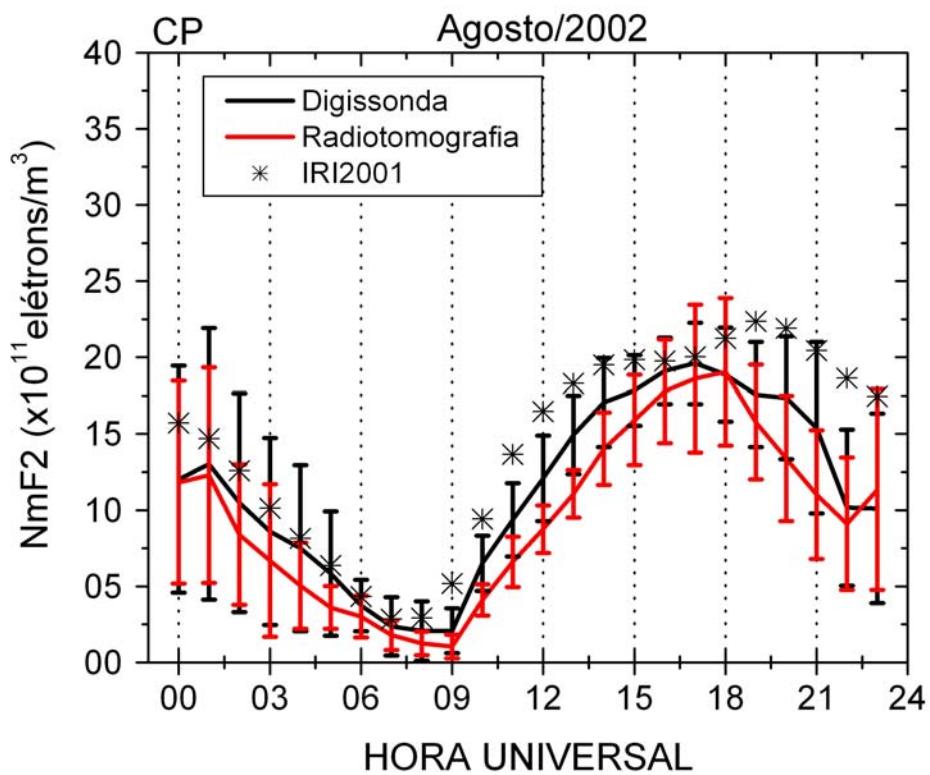
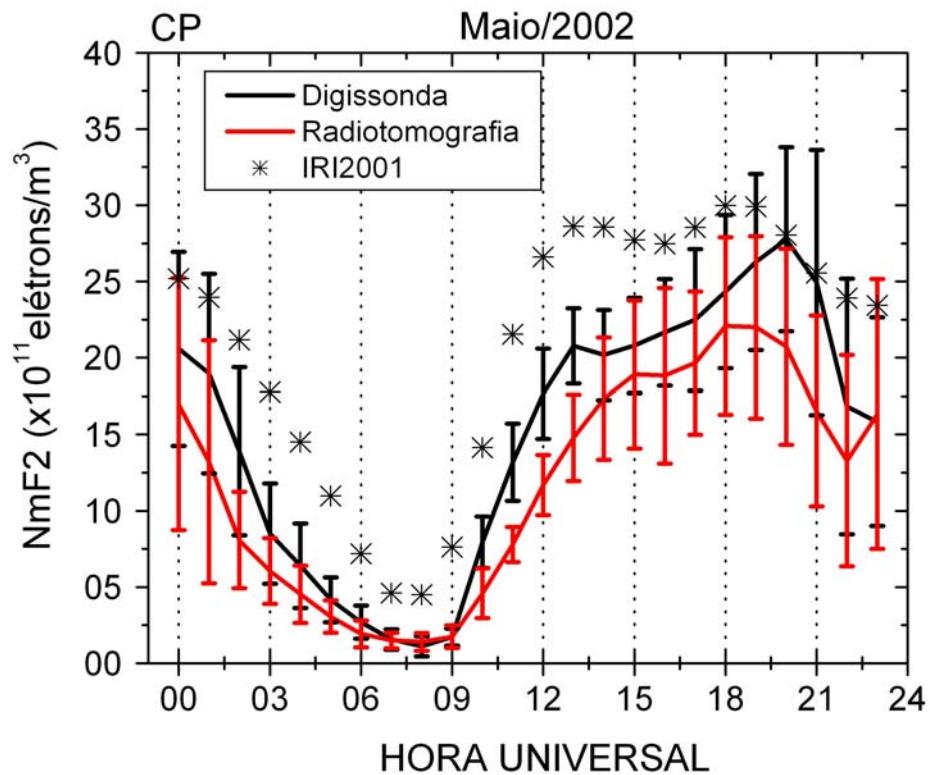


Figura 7.14 – Conclusão.

Em SL, nos horários entre 14:00 UT e 21:00 UT, o valor de N_mF2 reconstruído pelo algoritmo MIDAS foi em média 30% maior do que o medido pela digissonda durante o mês de novembro de 2001. Para o mês de fevereiro o valor de N_mF2 reconstruído foi em média ~37% maior do que o medido pela digissonda, enquanto que durante o mês de maio o valor reconstruído foi ~31% maior. Durante o mês de agosto em SL, quando a concordância foi melhor, o valor do coeficiente de correlação encontrado entre os valores médios e reconstruídos de N_mF2 foi de 0,948. Durante o mês de maio os resultados do modelo IRI discordam bem de ambos os valores medidos e gerados pela reconstrução entre 00:00-05:00 UT, quando chega a ser em média 9×10^{11} elétrons/m³ maior do que aquele observado pela digissonda de SL às 00:00 UT.

Para a estação de CP os gráficos da Fig. (7.14) mostram uma concordância satisfatória entre os valores medidos e reconstruídos de N_mF2 para todos os meses, principalmente em agosto. Para o mês de fevereiro, em CP, existe também uma ótima concordância com os valores do modelo IRI, principalmente entre 00:00 UT e 07:00 UT. Depois, até por volta das 14:00 UT a concordância melhora entre os resultados do IRI e os valores de N_mF2 reconstruídos. Somente após às 14:00 UT a concordância passa a ser maior com relação aos valores de N_mF2 medidos pela digissonda. Durante o mês de novembro os resultados do modelo IRI concordam melhor com os valores de N_mF2 reconstruídos entre 00:00-12:00 UT e após às 22:00 UT. Entre 13:00 UT e 21:00 UT os resultados são melhores entre o modelo IRI e os valores médios de N_mF2 medidos pelas digissondas. A maior discordância com relação aos valores IRI aparece ocorrer durante o mês de maio, quando chega a ser em média 28% maior do que os valores médios medidos pela digissonda e ~44% maior do que aqueles reconstruídos pelo MIDAS. Comparando-se os valores médios de N_mF2 medidos e reconstruídos, encontra-se um coeficiente de correlação de 0,84 durante o mês de fevereiro, 0,97 em agosto, 0,95 em maio e 0,65 para o mês de novembro. Durante o mês de maio, quando a discordância é maior, os valores médios de N_mF2 obtidos das medidas com digissondas entre 00:00 UT e 08:00 UT são pelo menos 29% maiores do que os valores médios reconstruídos, enquanto que entre 09:00 UT e 21:00 UT os valores médios de N_mF2 obtidos das reconstrução tomográfica são maiores que os valores medidos em cerca de 16%. No entanto, levando-se em consideração as barras de desvio, os resultados comparativos entre os valores medidos e

reconstruídos de h_mF2 e N_mF2 são satisfatórios na latitude da estação de CP. Portanto, os resultados indicam uma maior confiabilidade do algoritmo tomográfico MIDAS em reconstruir a densidade eletrônica nas latitudes próximas à crista da anomalia.

7.5 Comentários e conclusões

Uma das vantagens da técnica de imageamento tomográfico é a sua capacidade de fornecer informações do comportamento da ionosfera em altitudes localizadas acima do pico de ionização, enquanto que os instrumentos instalados em solo fornecem somente informações do perfil de densidade eletrônica desde a base até o pico da ionosfera. Uma boa concordância entre os valores medidos e reconstruídos dos parâmetros ionosféricos, h_mF2 e N_mF2 , demonstra a validade da técnica de reconstrução tomográfica da ionosfera, bem como sua capacidade de fornecer detalhes da estrutura da ionosfera. Neste capítulo da tese foram mostrados os resultados do algoritmo tomográfico MIDAS, que utiliza como informações de entrada as informações de TEC geradas a partir dos sinais de rádio recebidos dos satélites de GPS e gravados pelos receptores da rede do IBGE. Os resultados gerados durante quatro meses ao longo dos anos de máximo solar (2001-2002) mostraram a capacidade do MIDAS de detectar as estruturas da ionosfera, neste caso a anomalia equatorial. Observou-se a capacidade de reconstruir a ionosfera e identificar as mudanças na sua estrutura em diferentes horários e níveis de fluxo solar. Mesmo tendo utilizado os receptores disponíveis dentro de uma região limitada sobre o território brasileiro, os resultados são bastante estimulantes e demonstram a potencialidade da técnica de tomografia no estudo do comportamento da ionosfera sobre a região tropical brasileira.

O presente estudo possibilitou pela primeira vez uma comparação entre os valores reconstruídos da densidade eletrônica no pico de ionização com aqueles resultados obtidos de medidas com digissondas instaladas em duas estações localizadas no território brasileiro, São Luís e Cachoeira Paulista. Tanto para o parâmetro h_mF2 quanto para o parâmetro N_mF2 a concordância foi muito boa para a estação de Cachoeira Paulista, localizada próxima à crista sul da anomalia equatorial. Esta boa concordância entre as medidas de digissonda e os resultados da tomografia demonstra a capacidade do algoritmo MIDAS de reconstruir a densidade eletrônica da ionosfera em regiões

localizadas nas latitudes da crista da anomalia. Para a estação equatorial de SL os resultados apresentam as maiores discordâncias entre os valores medidos e reconstruídos. Fica claro que a técnica falha ao reconstruir a ionosfera naqueles horários em que ocorrem fortes gradientes verticais do plasma (entardecer), e quando ocorre uma maior intensificação da ionização na ionosfera equatorial. Ambos os efeitos são visíveis, respectivamente, sobre os valores médios de h_mF2 e N_mF2 obtidos das reconstruções tomográficas.

Os principais fatores limitantes da técnica de radiotomografia por GPS e que podem gerar uma má qualidade nas reconstruções da ionosfera são: (a) o baixo número de receptores utilizados nas medidas e a sua distribuição inadequada dentro da região de mapeamento; (b) erros nas medidas do conteúdo eletrônico total, uma vez que este é o parâmetro chave para a inversão tomográfica; (c) modelo ionosférico escolhido como informação *a priori* não representar fielmente o comportamento da ionosfera dentro da região de interesse e; (d) se o método matemático (técnica de regularização, funções base matemáticas) adotado no algoritmo de inversão tomográfica não reproduzir com certa exatidão a estrutura vertical de ionização. Outros fatores, não mencionados anteriormente, podem afetar os resultados e podem explicar as discrepâncias entre os valores medidos e reconstruídos dos parâmetros ionosféricos analisados neste capítulo. Um deles pode ser atribuído aos efeitos da plamasfera e o outro devido à própria resolução vertical do método, que no presente estudo foi de 20 km com um voxel de dimensões de 2° de longitude por 0,5° de latitude.

Uma vez que a técnica de radiotomografia seja extensivamente validada com o aumento do número de receptores da rede de GPS instalado no Brasil, o imageamento tomográfico poderá ser utilizado para complementar e aumentar a capacidade dos equipamentos de sondagem ionosférica. Com isso, informações poderão ser obtidas em regiões de difícil instalação, bem como realizar observações rotineiras de densidade eletrônica, parâmetro importantíssimo para usuários de receptores de GPS de única freqüência que dependem de modelos ionosféricos para realizar posicionamento mais preciso. No entanto, o maior desafio ainda será o de realizar imageamento tomográfico em tempo real.

CAPÍTULO 8

OBSERVAÇÕES SIMULTÂNEAS DE CINTILAÇÃO, TEC E DERIVA ZONAL DURANTE PERÍODOS GEOMAGNETICAMENTE PERTURBADOS

Neste capítulo serão mostrados os resultados das observações simultâneas de TEC, cintilação e deriva zonal das irregularidades durante eventos de tempestade geomagnética que ocorreram durante o máximo solar e ao longo da fase descendente do ciclo solar. Dois eventos foram escolhidos com o intuito de se investigar a dependência temporal, espacial e a dinâmica dessas três propriedades medidas pelos receptores de GPS. Um destes eventos foi analisado a partir dos dados de toda a rede de GPS (IBGE e INPE), sendo classificado como uma supertempestade. Outro evento foi analisado a partir de observações em estações conjugadas (campanha COPEX). Os casos analisados neste capítulo foram apresentados em congressos, simpósios e reuniões científicas realizadas durante o período de doutorado. Na introdução do capítulo as definições mais importantes sobre tempestades geomagnéticas, índices geomagnéticos e campos elétricos perturbados serão descritas. Em seguida, na seção de resultados e discussões serão analisados os eventos selecionados. Finalmente o capítulo termina com as principais conclusões das análises.

8.1 Introdução

Uma tempestade geomagnética inicia quando eventos de plasma de alta velocidade conduzindo ondas de choque, tais como as ejeções de massa coronais (“Coronal Mass Ejections” – CMEs), incidem sobre a magnetosfera terrestre e modificam bruscamente o campo magnético da Terra (CMT) (GONZALEZ et al., 1994). A magnetosfera é definida com sendo a região mais externa da atmosfera, localizada acima da ionosfera e que se estende, aproximadamente, desde os 1000 km de altura até a magnetopausa, o limite mais externo da magnetosfera que separa as regiões do campo magnético interplanetário (CMI) da região em que está o CMT (KIRCHHOFF, 1991). Com a chegada de uma onda de choque interplanetária, partículas energéticas (prótons e elétrons) são capturadas pelo CMT. A compressão do campo magnético pelo plasma solar incidente faz com que a componente horizontal do CMT sofra um aumento que pode durar desde alguns minutos até algumas horas, caracterizando o que é denominado

de fase inicial de uma tempestade. Se a componente norte-sul (\vec{B}_z) do CMI aponta na direção sul, as linhas do CMT conectam-se às linhas do CMI e são transportadas pelo vento solar para o lado noturno da Terra. Conforme as partículas energéticas são transportadas em direção à magnetosfera noturna, elas também são submetidas às forças do gradiente e curvatura do campo magnético. Estas forças agem em consonância com um efeito resultante de prótons que derivam em direção ao anoitecer e os elétrons na direção do amanhecer, originando, com isso, a chamada corrente de anel global. Esta corrente cria um campo magnético contrário ao CMT que decresce a intensidade do campo magnético terrestre sobre a região equatorial da Terra. Esta se caracteriza como sendo a fase principal de uma tempestade (GONZALEZ et al., 1994).

O índice DST, um dos índices geomagnéticos mais freqüentemente utilizados para determinar a intensidade e a duração das tempestades magnéticas, fornece uma indicação da intensidade da corrente de anel a partir de medidas da componente horizontal (\vec{H}) do CMT fornecida por estações terrestres localizadas em baixas latitudes e distribuídas longitudinalmente ao redor da Terra (ROSTOKER et al., 1997). A resolução temporal do índice Dst (média horária) pode não ser adequada para determinados estudos envolvendo tempestades magnéticas, recomendando-se a utilização do índice SYM-H, que apresenta uma resolução de 1 minuto e segue essencialmente as mesmas variações do índice Dst (IYEMORI ET AL., 2000). Outro índice geomagnético bastante utilizado é o índice Kp , que descreve o estado geral da atividade geomagnética planetária. O índice Kp contém as contribuições da corrente de anel e dos eletrojatos equatorial e auroral (WRENN et al., 1987). O estudo da atividade geomagnética requer a utilização de um índice magnético que maximize a contribuição do eletrojato auroral. Neste caso, utiliza-se o índice AE , que representa a atividade global dos eletrojatos, ou seja, a amplitude máxima total das correntes dos eletrojatos para leste e para oeste. O índice AE é obtido a partir de medidas das variações da componente horizontal (\vec{H}) do campo geomagnético coletadas em observatórios distribuídos ao longo da região auroral no hemisfério norte (KAMEI et al., 2008).

Durante períodos geomagneticamente perturbados, os processos responsáveis pela maior parte das perturbações nos campos elétricos de baixa latitude são considerados como sendo: (a) penetração direta de campos elétricos e correntes a partir da magnetosfera e ionosfera de altas latitudes; e (b) campos elétricos de dínamo perturbado

decorrentes da ação dinâmica dos ventos termosféricos produzidos pelo aquecimento auroral (ABDU, 1997). Os efeitos da penetração direta dos campos elétricos de origem magnetosférica das regiões de alta latitude, em direção à ionosfera equatorial e de baixa latitude, podem gerar perturbações de curta duração e grandes amplitudes no campo elétrico zonal que ocorrem, simultaneamente, em diferentes longitudes. As principais circunstâncias que produzem penetração de campos elétricos de origem magnetosférica em latitudes equatoriais são: (a) as mudanças de polarização no CMI durante o aumento de interação do vento solar com a magnetosfera e a consequente diminuição no potencial eletrostático sobre a calota polar; (b) o início de subtempestades; e (c) durante a fase de recuperação das tempestades. Em baixas latitudes os eventos de penetração de campos elétricos estão associados com a fase principal de uma tempestade geomagnética, desenvolvimento de assimetrias na corrente de anel e desenvolvimento de *Dst* (corrente de anel simétrica) (FEJER, 1986).

Em latitudes equatoriais, os campos elétricos que penetram diretamente e os campos elétricos de dínamo perturbado produzem mudanças nas altitudes da camada, e também na velocidade de deriva vertical do plasma em razão da força $\vec{E} \times \vec{B}$. Uma das manifestações mais perceptíveis da resposta do sistema termosfera-ionosfera na região equatorial às perturbações magnetosféricas, são as modificações no efeito fonte do plasma equatorial, responsável pelo desenvolvimento da anomalia equatorial de Appleton (ABDU et al., 1993). Neste caso, súbitas variações no potencial eletrostático da calota polar na direção alvorecer-crepúsculo e/ou na corrente de anel causam um aumento temporário no campo elétrico zonal para leste no lado diurno, produzindo um aumento na deriva vertical para cima e na subsequente drenagem de ionização da região equatorial, enquanto que, no lado noturno, o campo elétrico zonal para oeste causa o efeito oposto. Desta forma, os campos elétricos de origem magnetosférica para oeste podem inibir a formação da anomalia equatorial (ABDU et al., 1991b). Durante a fase de recuperação de uma subtempestade, associada a uma rápida inversão do CMI para norte (com um decréscimo no índice *AE*), a penetração do campo elétrico crepúsculo-alvorecer em latitudes equatoriais provoca uma inibição da anomalia no lado diurno e um simultâneo desenvolvimento da anomalia no lado noturno (KELLEY et al., 1979). Considerando os efeitos dos campos elétricos perturbados, dois aspectos da resposta da ionização na anomalia equatorial devem ser levados em conta: (a) uma expansão (contração) da ionização na anomalia equatorial em razão da penetração de um campo

elétrico perturbado para leste (oeste); e (b) a subsequente redistribuição de ionização sob a ação do efeito fonte associado ao processo de difusão do plasma.

Com relação ao efeito de dínamo perturbado, este ocorre durante as tempestades geomagnéticas como consequência do aquecimento termosférico em altas latitudes, a dissipação Joule das correntes elétricas sub-aurorais intensificadas e à precipitação de partículas, que gera uma circulação meridional dos ventos neutros que se estende desde a região auroral e se propaga em direção às regiões de média e baixa latitude (BLANC e RICHMOND, 1980). A circulação termosférica perturbada altera a composição neutra e move o plasma ao longo das linhas de campo magnético, modificando as taxas de produção e recombinação das espécies ionizadas. Os ventos neutros perturbados que fluem sobre a região equatorial, sob a influência do CMT e a ação da força de Coriolis, produzem campos elétricos de polarização em médias e baixas latitudes. As perturbações resultantes dos efeitos do dínamo perturbado ocorrem com certo atraso de tempo e, portanto, podem explicar somente os efeitos durante as fases principal e de recuperação de uma tempestade geomagnética. A partir de modelagem matemática, Sherliess e Fejer (1997) demonstraram que os campos elétricos de dínamo perturbado possuem maior amplitude e apontam para leste entre 23 LT e 06 LT, e são mais significativos na direção oeste entre 11 LT e 20 LT. O campo elétrico de dínamo perturbado para oeste, durante o entardecer, pode contribuir para um decréscimo no campo elétrico pré-reverso para leste que surge por ação do dínamo da região *F*. Sendo assim, após o pôr-do-Sol, o reaparecimento normal da anomalia na ionização equatorial pode ser inibido pelo campo elétrico de dínamo perturbado para oeste. Inibição na anomalia equatorial pode também ocorrer pela ação de um vento zonal perturbado para oeste, que se opõe ao vento zonal para leste característico na região *F* da ionosfera durante o início da noite. Como resultado, tem-se um campo elétrico pré-reverso reduzido e, consequentemente, uma redução na intensidade da anomalia na ionização equatorial. Resumidamente, os efeitos dos campos elétricos de dínamo perturbado sobre a anomalia equatorial tendem a inibir sua formação durante o período do dia e após o pôr-do-Sol, e intensificar o desenvolvimento da anomalia equatorial durante os períodos mais tardes da noite. Adicionalmente, a modificação da anomalia equatorial pode ser causada pela ação dos ventos neutros. Estes ventos, dirigidos para o equador e intensificados durante as tempestades, opõem-se ao transporte de ionização (na direção polar) ao longo das linhas de campo magnético, inibindo a formação da anomalia

equatorial e ocasionando decréscimos na densidade de ionização das regiões da crista da anomalia e aumentos próximos ao equador magnético.

8.2 Resultados e discussões

8.2.1 Supertempestade de 20 de novembro de 2003

A supertempestade de 20 de novembro de 2003 foi causada por uma ejeção de massa coronal proveniente da região ativa 0501 localizada próxima ao centro do Sol. No dia 18 de novembro esta região ativa produziu uma explosão solar de nível M3.2 na escala de raio-X (como referência ver classificação em <http://www.swpc.noaa.gov/today.html>). A velocidade associada à ejeção de massa coronal (CME) foi estimada em ~1100 km/s, mas a nuvem magnética atingiu o CMT no dia 20 de novembro a uma velocidade de ~730 km/s e teve um campo magnético em 1 AU de ~56 nT. A onda de choque alcançou o ponto lagrangeano às 07:40 UT do dia 20 de novembro e a compressão do campo magnético pela CME provocou um aumento de ~40 nT na componente H do campo magnético às 08:03 UT em regiões de baixa-latITUDE, resultando também no início súbito da tempestade (SSC) (ALEX et al., 2006; GOPALSWAMY et al., 2005).

Na Fig. (8.1) são mostradas as variações em UT dos índices geomagnéticos obtidos do World Data Center em Kyoto (<http://swdcwww.kugi.kyoto-u.ac.jp/wdc/Sec3.html>) e os parâmetros do vento solar (velocidade) e do CMI ($|\vec{B}|$ e \vec{B}_z) obtidos a partir de observações do Advanced Composition Explorer (ACE) (<http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/>). Na figura os índices geomagnéticos apresentados entre os dias 18 e 23 de novembro são o K_p , o AE e o SYM-H. A linha tracejada vertical nos painéis da figura indica o instante do início súbito da tempestade (SSC). Observa-se que após o SSC o índice K_p alcançou um valor “9-“ entre 15-21 UT do dia 20 de novembro. Associados aos maiores valores de K_p em 20 de novembro também aparecem as maiores flutuações no índice auroral AE . Nota-se ainda que o índice SYM-H atingiu um valor mínimo de -490 nT às 18:17 UT acompanhado de uma extensa fase de recuperação. A polaridade da componente \vec{B}_z do CMI permaneceu predominantemente para norte por um período de cerca de 4 horas após o SSC, quando então ocorreu uma brusca mudança para sul até atingir uma magnitude elevada de aproximadamente -56 nT, aproximadamente, às 15:00 UT do dia 20 de novembro.

Os painéis na Fig. (8.2) mostram a variação temporal dos parâmetros $h'F$ (pontos pretos) e $hmF2$ (pontos vermelhos) obtidos de ionogramas gravados em intervalos de 15 minutos durante os dias que antecederam o início da tempestade (dias 18 e 19 de novembro), para o dia 20 de novembro (início e fase principal da tempestade), e para os dias que compreendem a fase de recuperação da tempestade (dias 21 à 23 de novembro). As observações foram realizadas na estação equatorial de SL (painel superior) e na estação de baixa-latITUDE de CP (painel inferior). As barras hachuradas indicam a ocorrência de espalhamentos nos ionogramas. Na Fig. (8.3) é mostrada a variação temporal do parâmetro de $foF2$ para a estação de SL (pontos vermelhos) e para a estação de CP (pontos pretos) para o mesmo período de 18-23 de novembro de 2003.

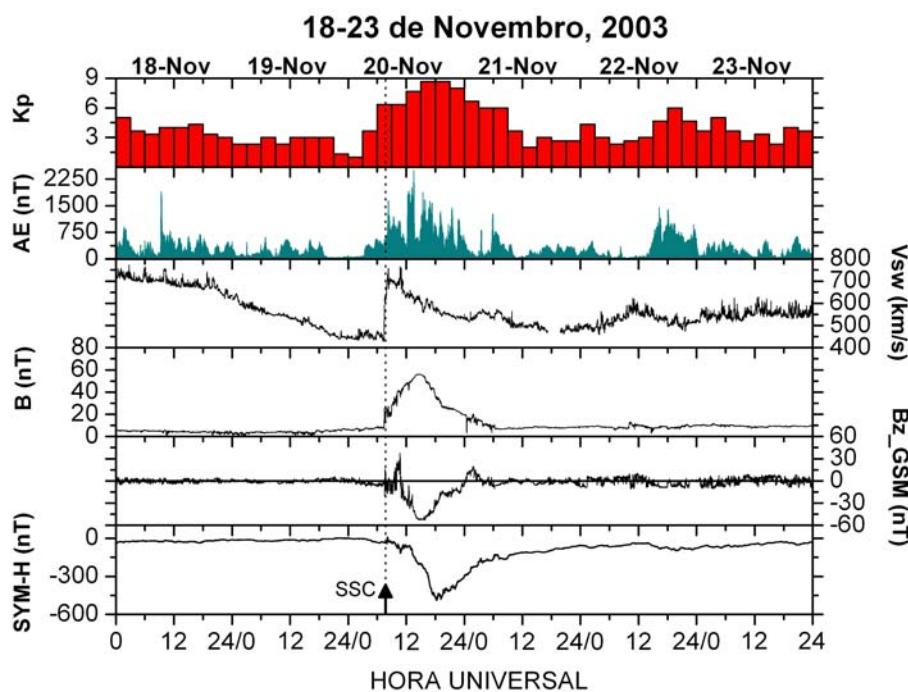


Figura 8.1 – As variações dos índices geomagnéticos K_p , AE e $SYM-H$ e dos parâmetros de velocidade do vento solar (V_{sw}) e do campo magnético interplanetário ($|\vec{B}|$ e B_z) durante o período de 18-23 de novembro de 2003.

Na Fig. (8.4), a velocidade de deriva vertical na base da ionosfera sobre SL é determinada a partir da diferença temporal do valor observado do parâmetro $h'F$, ou seja, a partir de $d(h'F)/dt$. Uma vez que os efeitos dos ventos neutros não são significativos na deriva vertical da camada sobre o equador, numa primeira

aproximação os valores calculados de $d(h'F)/dt$ são representativos da deriva vertical da camada pela ação dos campos elétricos de dínamo. Por exemplo, é possível notar no gráfico o aumento da deriva durante os horários de ocorrência do pico pré-reversão. No entanto, é importante ressaltar que a velocidade de deriva vertical apresentada no gráfico da Fig. (8.4) não representa a velocidade de deriva real dos campos elétricos, pois, de acordo com Bittencourt e Abdu (1981), uma correção deve ser aplicada para eliminar às contribuições decorrentes de um termo aparente que está associado aos efeitos de recombinação, quando a camada está abaixo de 300 km.

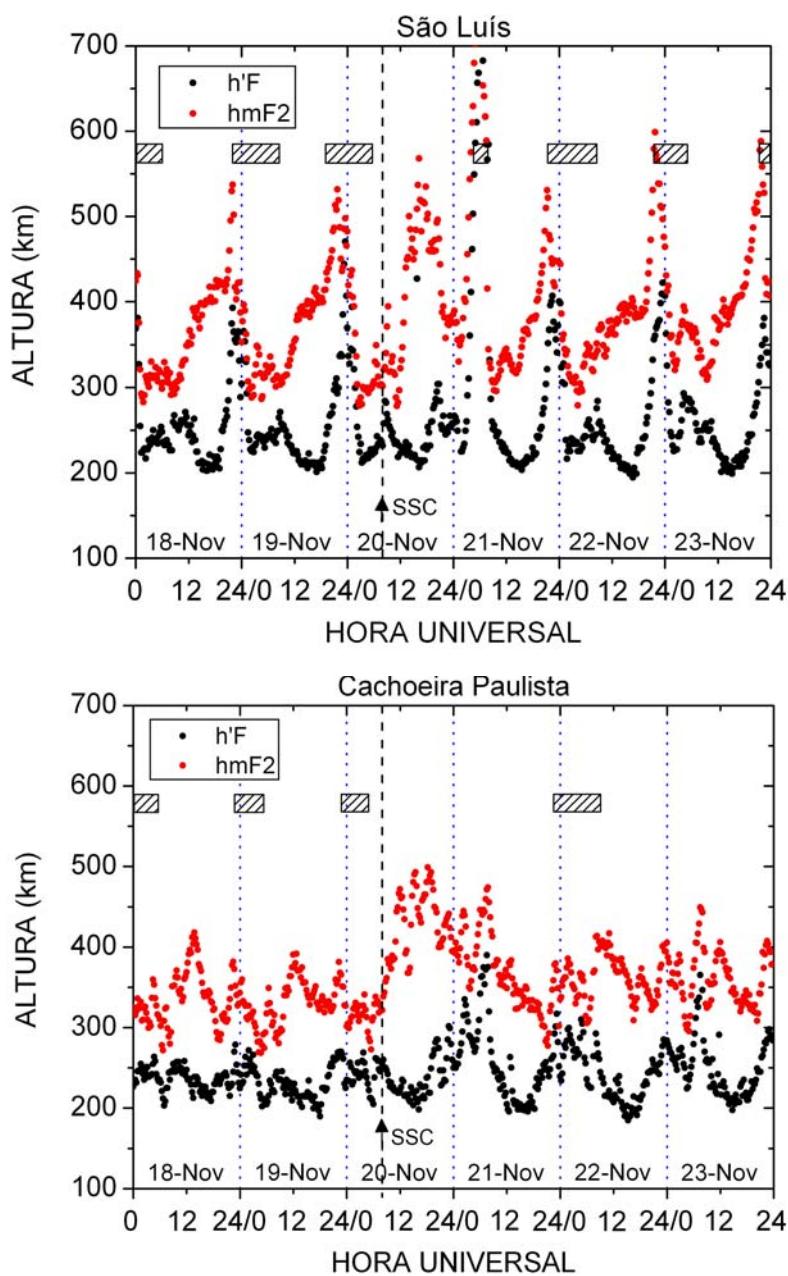


Figura 8.2 – Variação temporal dos parâmetros $h'F$ e $hmF2$ observado em SL e CP durante o período de 18-23 de novembro de 2003.

Analisando os parâmetros obtidos das ionossondas nota-se que após às 14:00 UT do dia 20 de novembro houve uma rápida subida do pico $F2$ sobre SL. Ainda que menos acentuado, o mesmo foi observado após às 15:00 UT sobre a estação de CP. Por volta destes horários foi quando a componente \vec{B}_z do CMI começou a assumir seus maiores valores na direção sul e a corrente de anel simétrica (índice SYM-H) começou a se desenvolver rapidamente atingindo cerca de -200 nT. Associadas a estas rápidas mudanças na corrente de anel devem estar ocorrendo penetrações de campos elétricos de origem magnetosférica em direção à ionosfera equatorial e de baixa-latitude. Como estas penetrações ocorrem no setor brasileiro durante o período do dia (11:00-12:00 LT), a subida da camada está associada à provável intensificação dos campos elétricos zonais para leste. Maruyama et al. (2005) concluíram recentemente, a partir de modelagens matemáticas, que a penetração de campos elétricos magnetosféricos tem um efeito mais significativo durante o dia fazendo com que o plasma ionosférico seja transportado em direção a altitudes maiores. Um aspecto interessante é que o parâmetro $h'F$ não respondeu de forma semelhante ao $hmF2$, não revelando nitidamente na Fig. (8.4) a intensificação da deriva zonal, o que significa que a base da ionosfera está sendo fortemente controlada pelos efeitos de recombinação. Porém, um aumento brusco de $d(h'F)/dt$ com Δt muito curto por volta das 14:30 UT pode ser uma assinatura da penetração dos campos elétricos magnetosféricos. Como consequência dessa subida do pico da camada F na região equatorial, plasma é transportado para altitudes maiores onde a taxa de recombinação é menor e, adicionando-se ao efeito de difusão, este tende também a ser transportado em direção a latitudes mais afastadas do equador. Recentemente, Becker-Guedes et al. (2007) mostraram que após às 14:00 UT ocorreu um sensível aumento em todas as latitudes no valor do TEC vertical (vTEC) obtidos de uma rede de receptores de GPS instaladas entre $\sim 26^\circ\text{N} - 21^\circ\text{S}$ de latitude magnética no setor americano. Os resultados de Becker-Guedes et al. (2007) são mostrados na Fig. (8.5). Nota-se claramente que o aumento mais acentuado no vTEC ocorreu nas estações mais afastadas do equador, CROL (St. Croix) e POAL (Porto Alegre), em que os máximos valores no dia 20 de novembro ocorreram por volta das 20:00 UT. Próximo a este horário também foi verificado os maiores valores de $foF2$ (proporcional à $NmF2$) em CP, porém, como a Fig. (8.5) revela, o plasma foi transportado para latitudes maiores do que CP ($\sim 17^\circ$ de latitude magnética), o que justifica por que o aumento em

$foF2$ não foi tão significativo se comparado com aqueles observados durante os dias calmos que antecederam à tempestade.

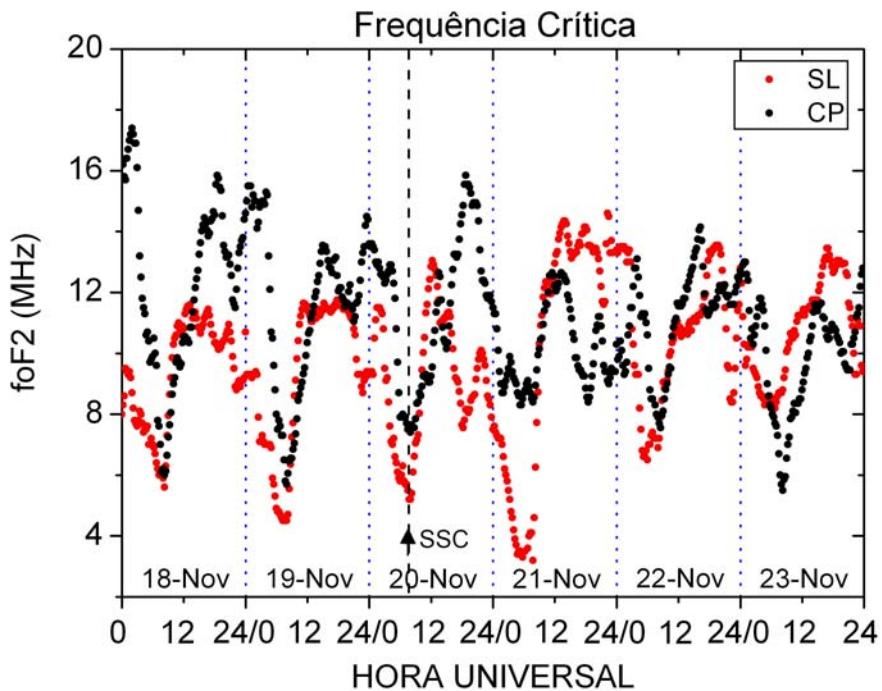


Figura 8.3 – Variação temporal do parâmetro $foF2$ observado em SL e CP durante o período de 18-23 de novembro de 2003.

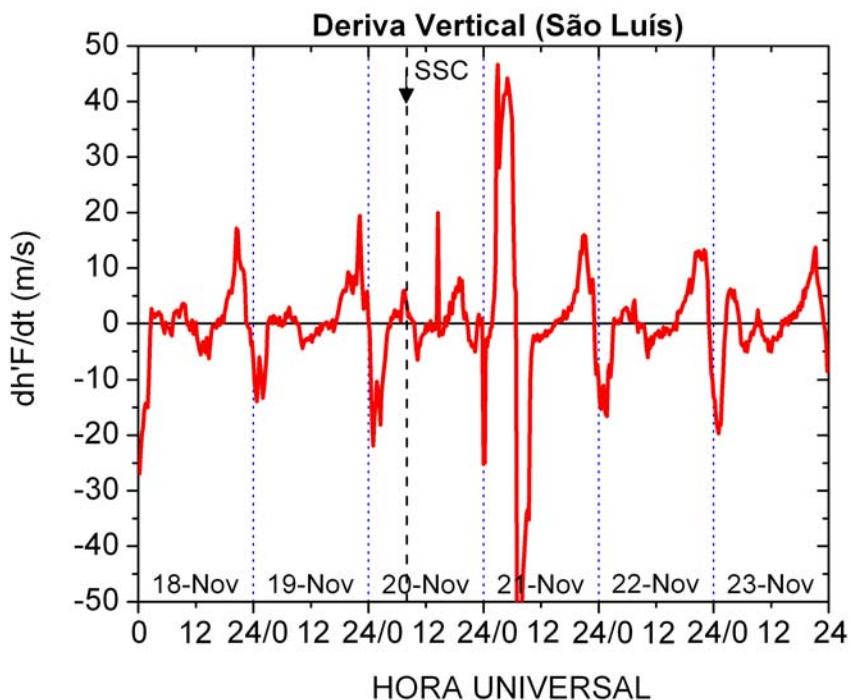


Figura 8.4 – Valores de $d(h'F)/dt$ sobre SL durante o período de 18-23 de novembro de 2003.

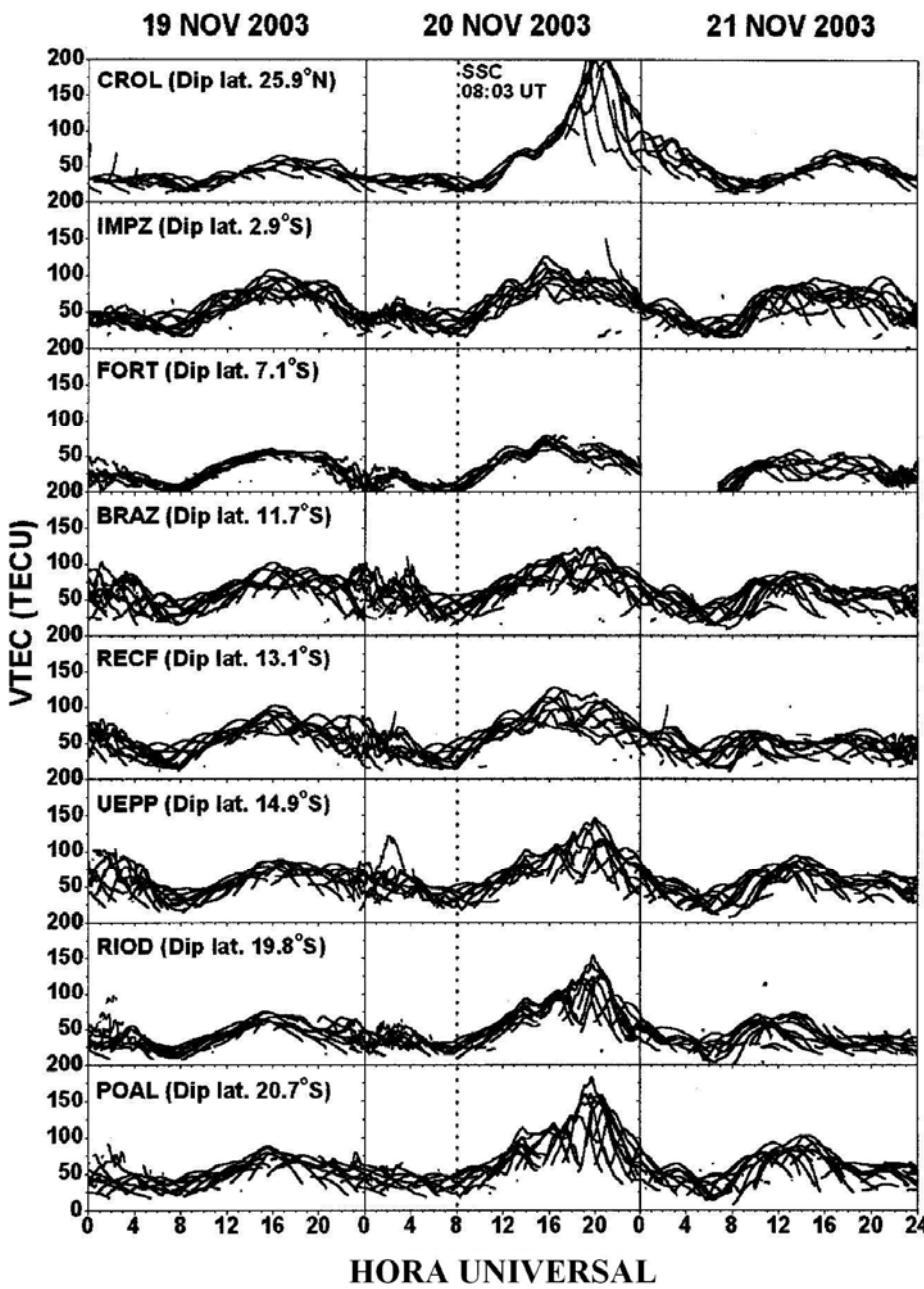


Figura 8.5 – Variação temporal do TEC vertical medido por 8 estações receptoras de GPS de dupla freqüência durante o período de 19-21 de novembro de 2003. Foram utilizados dados de satélites com ângulo de elevação maior do que 30°.

FONTE: Adaptada de Becker-Guedes et al. (2007)

Nos mesmos instantes em que elevados valores de B_z para sul e uma intensificação da corrente de anel são observados, também se verifica um aumento significativo nos valores do índice auroral AE (cerca de 2500 nT). Nestes instantes é que ocorre a maior parte da intensificação da atividade na região auroral através do aquecimento joule e da

injeção de partículas energéticas. A dissipação da energia depositada na termosfera em altas latitudes em virtude da supertempestade, certamente gerou um forte sistema de circulação de ventos neutros em direção à ionosfera equatorial. De acordo com Blanc e Richmond (1980), por causa da força de Coriolis estes fortes ventos em direção ao equador levam ao surgimento de ventos zonais e deriva do plasma para oeste. A deriva dos íons para oeste em altitudes de condutividade elevada (acima de 150 km de altitude) faz com que cargas de polarização surjam no equador, gerando campos elétricos que apontam em direção ao pólo. Estes campos elétricos eventualmente cancelam as correntes Pedersen que fluem em direção ao equador e à corrente Hall resultante faz com que campos elétricos de polarização surjam na região do terminadouro. Com isso, campos elétricos de polarização crepúsculo-alvorecer são gerados. De acordo com o modelo de Sherliess e Fejer (1997), estes campos elétricos apontam para leste durante a noite e para oeste durante o dia. Este modelo do dínamo perturbado concorda com os resultados mostrados na Fig. (8.4), em que ambos, campo elétrico de dínamo e vento zonal perturbados para oeste, estão provavelmente inibindo o campo elétrico pré-reverso durante o anoitecer (~21:00 UT). Esta inibição fica mais clara ao comparar-se os baixos valores de $h'F$ por volta das 21:00 UT (18:00 LT) do dia 20 de novembro com relação àqueles observados nos dias que antecederam a supertempestade.

Por causa da supressão do pico pré-reversão na deriva vertical as irregularidades não se desenvolveram na ionosfera equatorial, conforme pode ser observado na ausência das barras hachuradas nos painéis da Fig. (8.2) para SL e CP. As irregularidades de pequena escala que causam as cintilações na amplitude dos sinais do GPS também não foram observadas. Na Fig. (8.6) são apresentados os valores do índice S_4 obtidos para as estações de MN, SL, CB, CP e PL. Na figura são mostradas as cintilações observadas ao longo das noites a partir dos sinais recebidos dos satélites de maior ângulo de elevação sobre cada estação. Em linha preta são apresentadas as cintilações na forma do índice S_4 . As linhas azuis denotam o ângulo de elevação dos satélites cujas cintilações foram observadas. Nota-se nitidamente que no dia 20 de novembro houve uma forte inibição das cintilações sobre as estações.

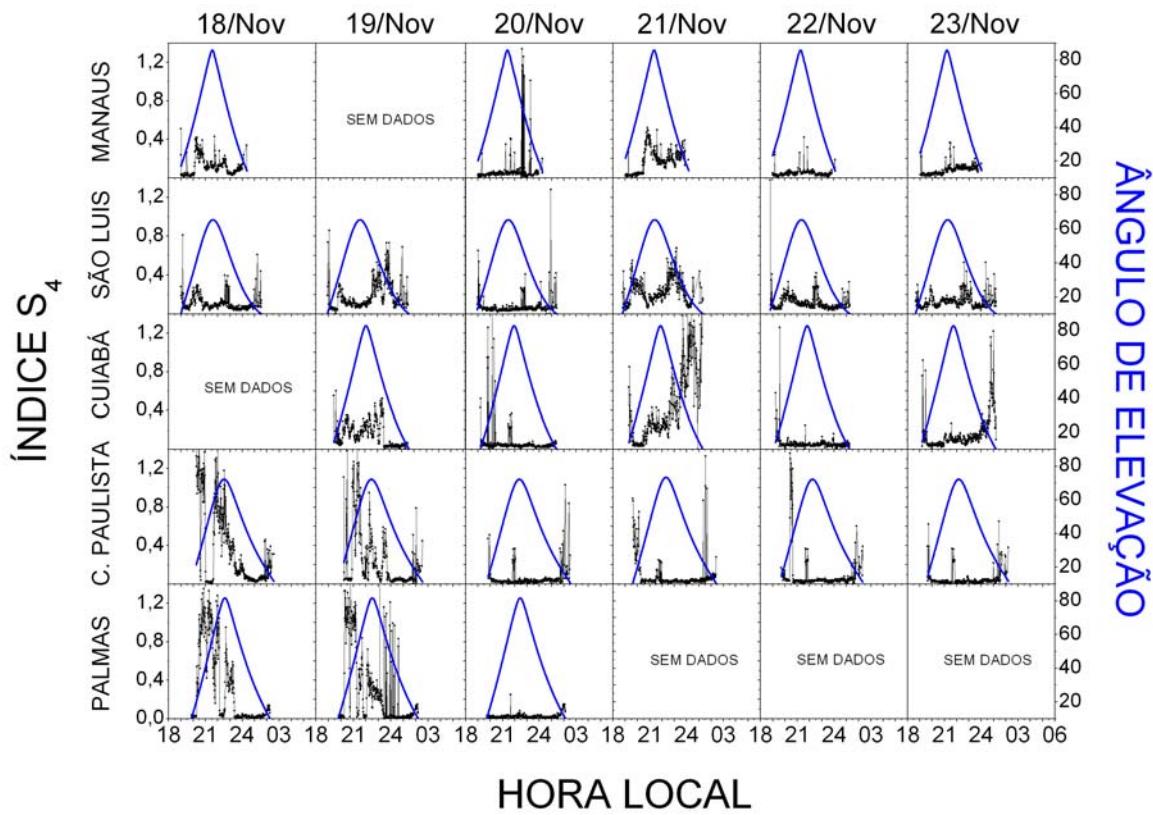


Figura 8.6 – Cintilação em amplitude observada nas noites de 18-23 de novembro de 2003 sobre as estações de MN, SL, CB, CP e PL.

Em seguida, por volta da meia-noite local (~03:00 UT da noite de 20-21 de novembro), ambas as variações de $h'F$ e $hmF2$ em SL apresentaram uma rápida subida atingindo altitudes próximas dos 700 km. Esta brusca subida da camada F traduz-se na forte deriva vertical de cerca de ~50 m/s observada sobre a estação equatorial de SL. Acompanhando a rápida subida da camada sobre SL outro aspecto notável revelado na Fig. (8.3) é a forte diminuição de $foF2$ e a geração de irregularidades (“spread- F ”). Simultaneamente não foram observadas cintilações nos sinais do GPS. Em CP foram observados aumentos na camada F , porém a amplitude foi menor se comparado à SL. A forte diminuição em $foF2$ é em decorrência da drenagem do plasma do equador em direção às latitudes mais afastadas. Becker-Guedes et al. (2007) atribuíram esta subida da camada como sendo possivelmente em razão do brusco aumento do índice AE durante a fase de recuperação da tempestade. No entanto, outra explicação mais plausível pode ser atribuída ao efeito combinado de penetração de campo elétricos e ao efeito de dínamo perturbado. Baseando-se nos resultados do modelo de Sherliess e Fejer (1997), os campos elétricos de dínamo perturbado possuem maior amplitude e apontam

para leste entre 23 LT e 06 LT. Como a rápida subida da camada ocorreu por volta das 24:00 LT, os fortes ventos perturbados que produzem os intensos campos elétricos de dínamo (para leste) podem estar atuando na ionosfera equatorial neste horário. Adicionalmente tem que a brusca subida da camada coincide com o instante em que a componente \vec{B}_z do CMI inverteu para norte. De acordo com Kelley et al. (1979), uma mudança brusca do CMI para norte, após este ter ficado momentaneamente apontado para sul, causa um desequilíbrio entre as cargas relacionadas à conveção magnetosférica e a corrente de anel, produzindo uma perturbação de campo elétrico no sentido crepúsculo-alvorecer que pode penetrar diretamente em direção à ionosfera equatorial. Este campo elétrico aponta para oeste durante o dia e para leste durante à noite. Portanto, a rápida subida da camada por volta das 03:00 UT do dia 21 é possivelmente consequência de uma superposição dos efeitos combinados dos campos elétricos de dínamo perturbado e de origem magnetosférica.

Meier et al. (2005) utilizaram medidas obtidas do imageador “Global Ultraviolet Imager” (GUVI) à bordo do satélite “Thermosphere Ionosphere Mesosphere Energetics and Dynamics” (TIMED) e resultados do modelo “Advanced Space Environment-Thermosphere Ionosphere Mesosphere Electrodynamics General Circulation Model” (ASPEN-TIMEGCM) e mostraram uma forte depleção na razão O/N₂ no dia 21 de novembro (Fig. 8.7). Ventos neutros meridionais intensos podem estar transportando uma enorme quantidade de N₂ desde as regiões de média e alta latitude até em direção ao equador, ocasionando a redução na razão entre estes dois elementos. Portanto, mudanças na composição da atmosfera neutra na região do equador explicaria a forte redução de foF2 sobre SL no dia 21. A Fig. (8.8) mostra resultados do modelo ASPEN-TIMEGCM em que fortes ventos meridionais são observados próximos à região brasileira, por volta de 01:00 UT e 02:00 UT do dia 21. Estes ventos suportam a idéia do transporte de partículas neutras de N₂ que contribuem para subir a camada sobre as estações de SL e CP, transportando plasma para o hemisfério oposto e agindo no processo do efeito dínamo.

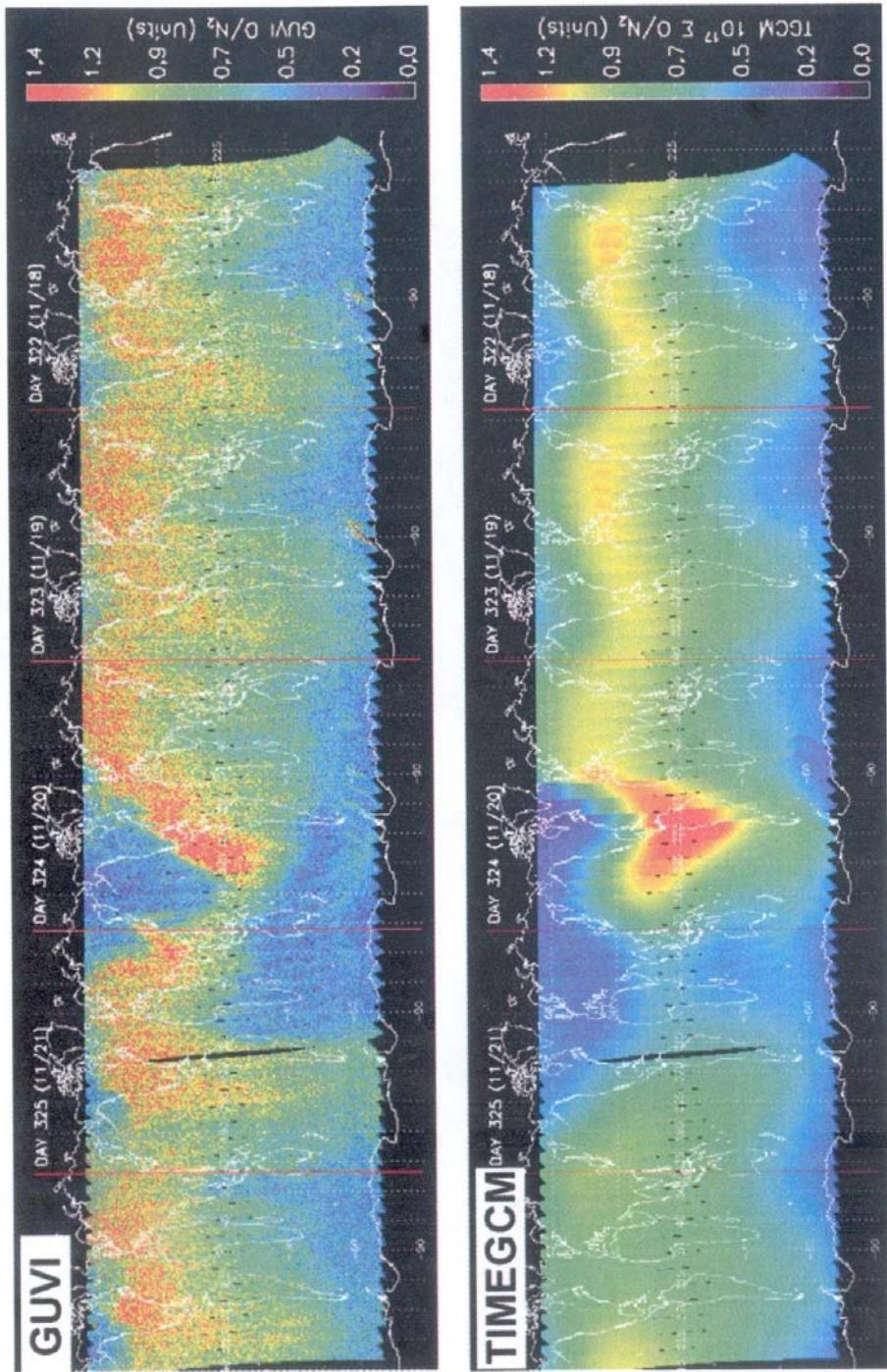


Figura 8.7 – Valor integrado da razão $\Sigma O/N_2$ medido pelo GUVI (painel superior) e predito pelo modelo TIMEGCM para os dias 18-22 de novembro de 2003.

FONTE: Meier et al. (2005)

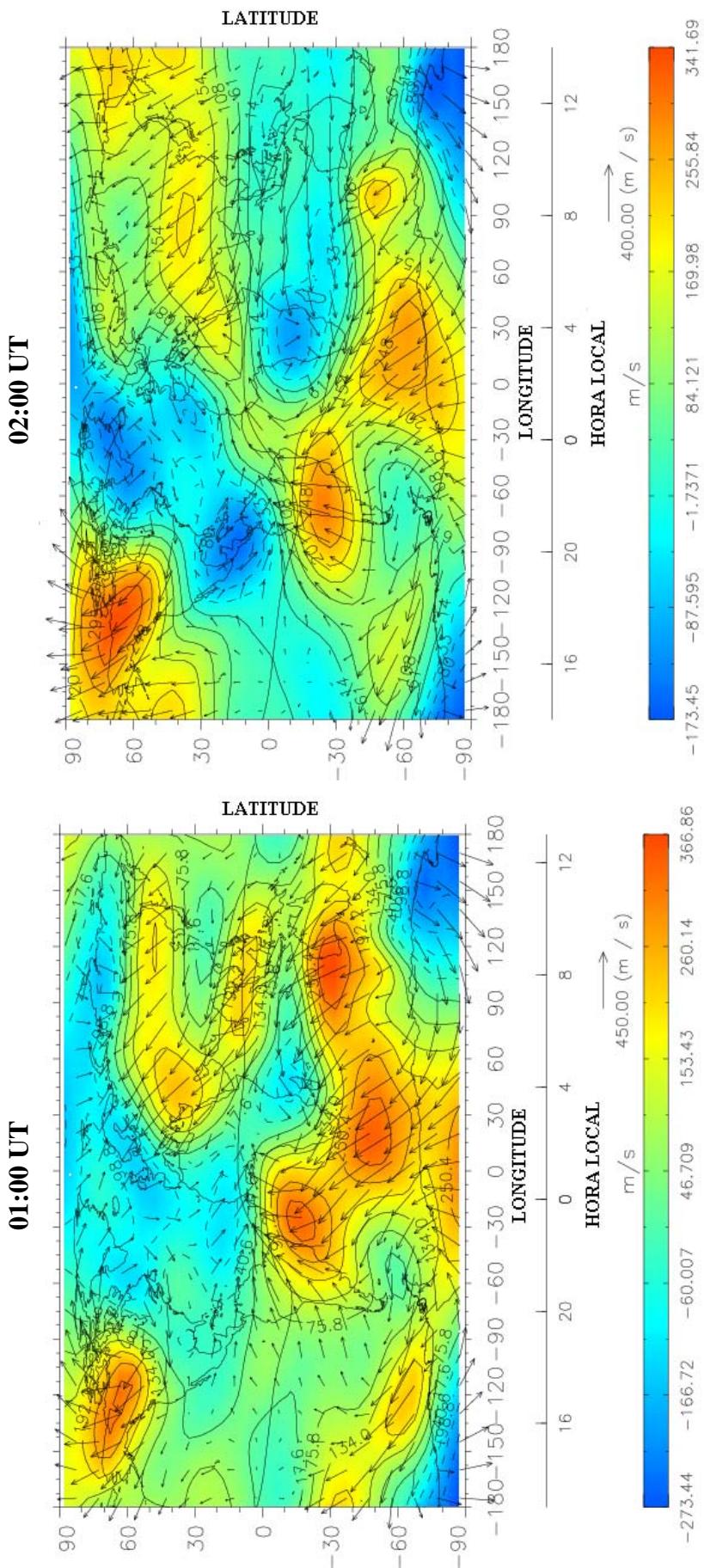


Figura 8.8 – Mapa de contorno da componente geográfica dos ventos meridionais e dos vetores dos ventos neutros conforme gerados pelo modelo TIMEGCM para uma altura de 350 km no dia 21 de novembro de 2003. Painel à esquerda: 01:00 UT; Painel à direita: 02:00 UT.

Cortesia: Dr. Geoffrey Crowley

Outro comportamento marcante são os valores elevados de $foF2$ sobre SL entre 13-14 MHz que se mantiveram praticamente constantes entre às 12:00 UT do dia 21 de novembro até ~03:00 UT do dia 22 de novembro. Observa-se também que $foF2$ foi maior do que na estação de CP localizada próxima à crista da anomalia. Este comportamento oposto provavelmente é resultado ainda do efeito da circulação dos ventos neutros termosféricos vindos dos dois hemisférios, principalmente do hemisfério sul que está no verão. Estes ventos de magnitude elevada em direção ao equador opõem-se ao transporte de ionização ao longo das linhas de campo (devido à difusão), e fazem com que o plasma seja transportado em direção à região equatorial. Outra razão que suporta esta teoria é o fato de que a deriva vertical da camada sobre SL, mostrado na Fig. (8.4), não foi inibida no entardecer. Logo, os ventos estão mais eficientes em transportar o plasma em direção ao equador do que a força $\vec{E} \times \vec{B}$ transportá-la para latitudes mais afastadas, fazendo com que haja um decréscimo na densidade de ionização na latitude de CP, região onde geralmente encontra-se a crista da anomalia equatorial de Appleton. Provavelmente como consequência deste transporte de plasma em direção às latitudes mais próximas do equador, as cintilações na noite do dia 21-22 de novembro foram mais intensas em MN, SL e CB e mais fracas sobre CP. Porém, estruturas de larga escala geradas no equador foram registradas nos ionogramas gravados em CP (espalhamento do tipo range). Este resultado revela que mesmo que as bolhas tenham se mapeado ao longo das linhas de campo, a baixa densidade de ionização na latitude de CP e consequentemente uma menor flutuação da densidade eletrônica (desvio r.m.s.) inibiu a geração das irregularidades com tamanhos de escala suficientes para causar as cintilações nos sinais do GPS.

Empregando as técnicas de reconstrução tomográfica, analisa-se a variação vertical e a variação latitudinal da densidade eletrônica na longitude de Cachoeira Paulista. Primeiramente, foram feitas reconstruções por volta das 20:00-22:00 horas do dia 20 de novembro, quando uma intensificação da densidade eletrônica foi verificada na região da crista da anomalia. Também foram feitas reconstruções durante a fase negativa de $foF2$ observada por volta das 03:00 UT do dia 21 de novembro sobre SL e CP. Finalmente, avalia-se o resultado das reconstruções após às 12:00 UT do dia 21 quando valores elevados de densidade foram verificados no equador até às 03:00 UT do dia 22. Os resultados destas reconstruções são mostrados nos painéis das Figs. (8.9) e (8.10).

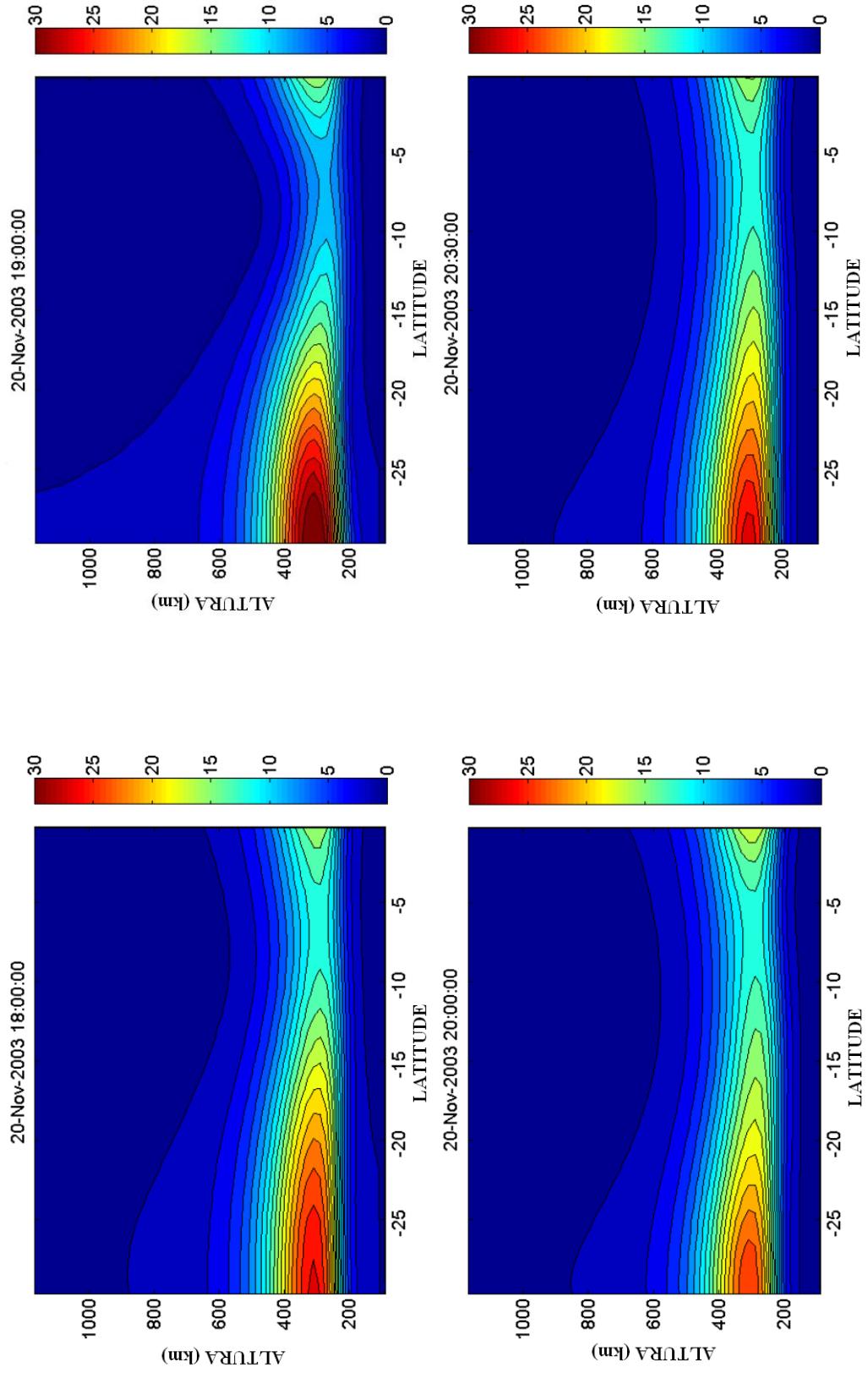


Figura 8.9 – Reconstrução tomográfica da densidade eletrônica (em $10^{11} \text{ elétrons/m}^3$) na longitude de CP (45°O) e sua variação com a altura e com a latitude geográfica entre 18:00 UT do dia 20 de novembro até às 04:00 UT do dia 21 de novembro de 2003. (Continua)

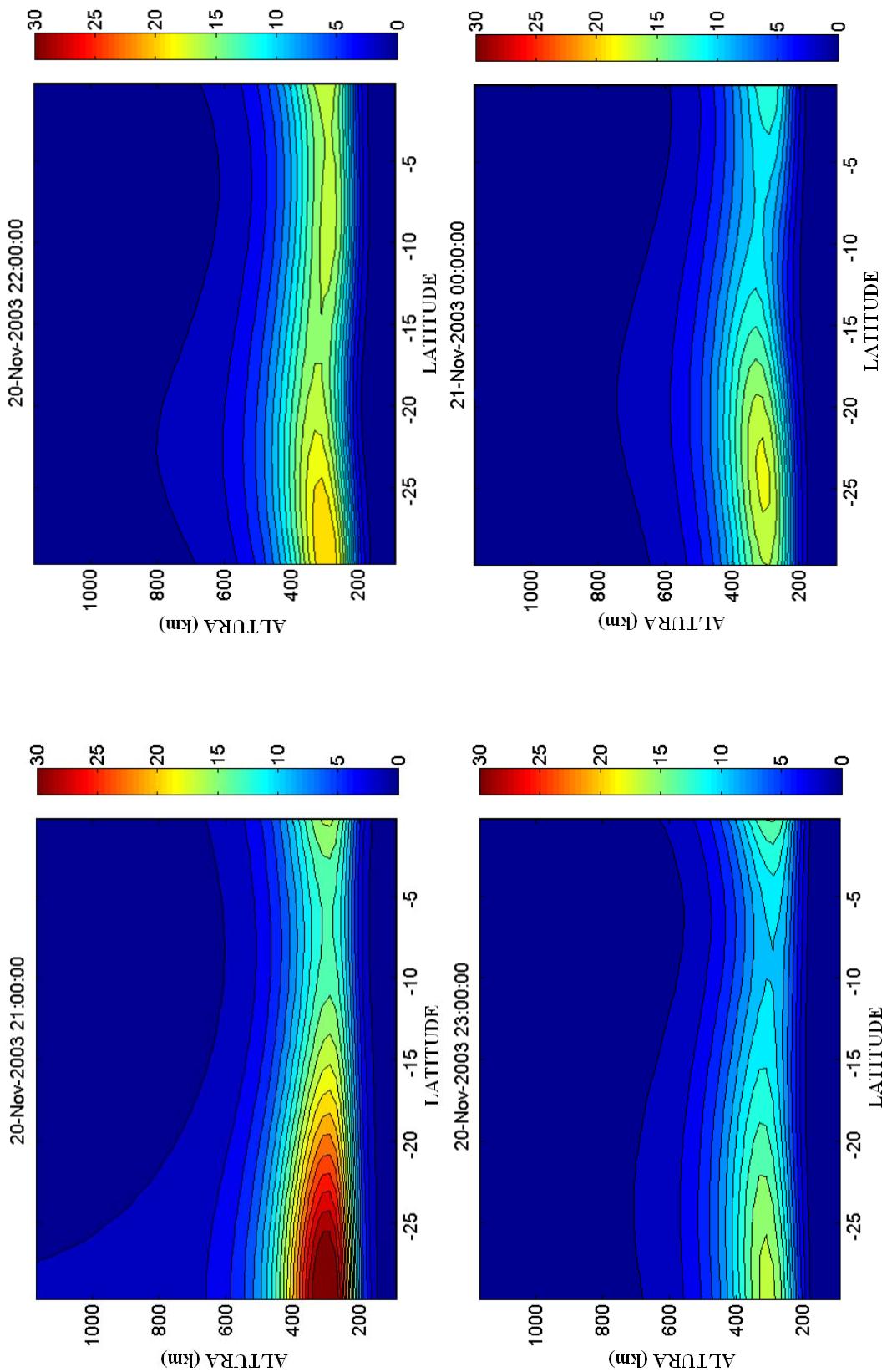


Figura 8.9 – Continuação. (Continua)

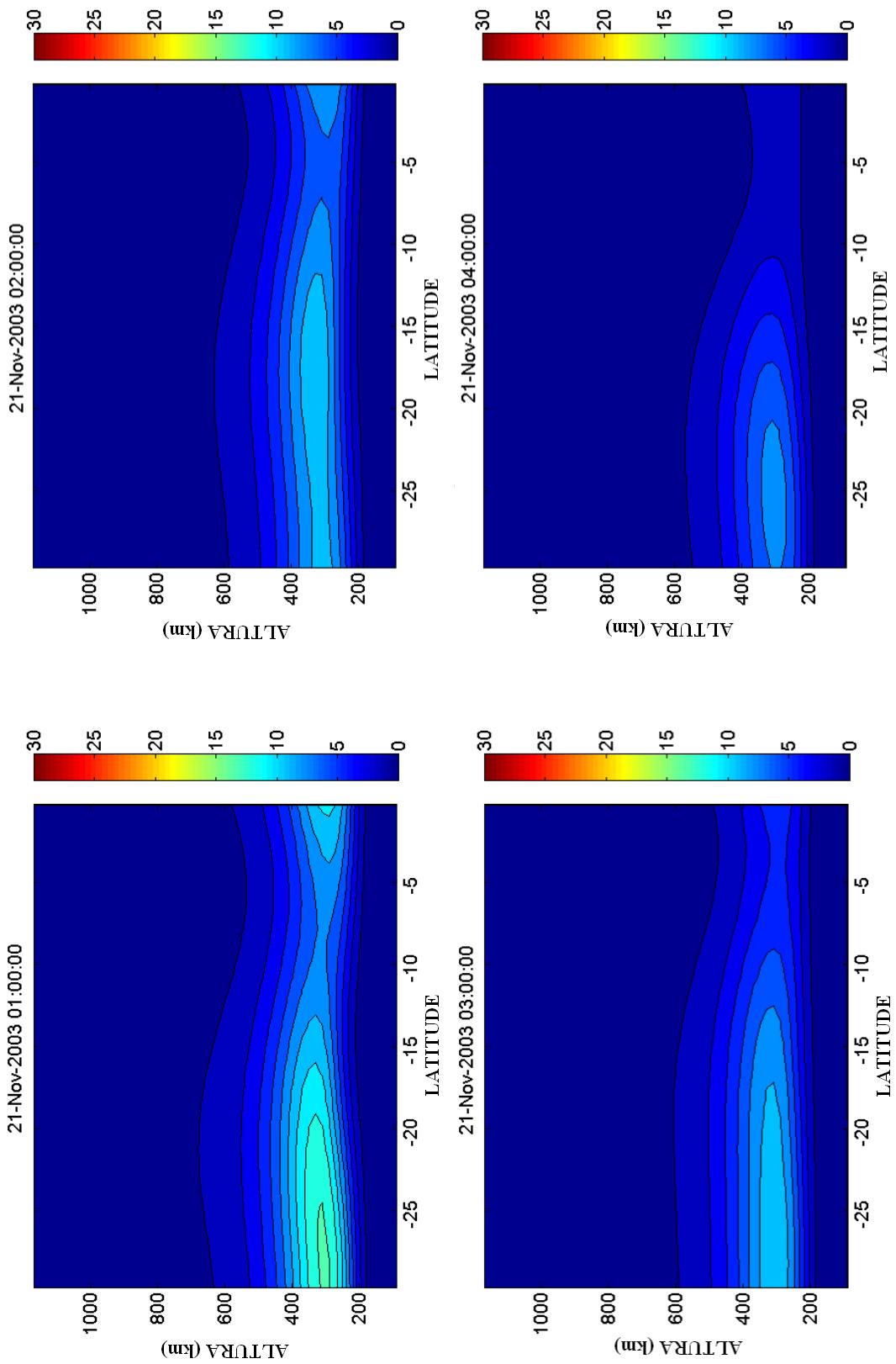


Figura 8.9 – Conclusão.

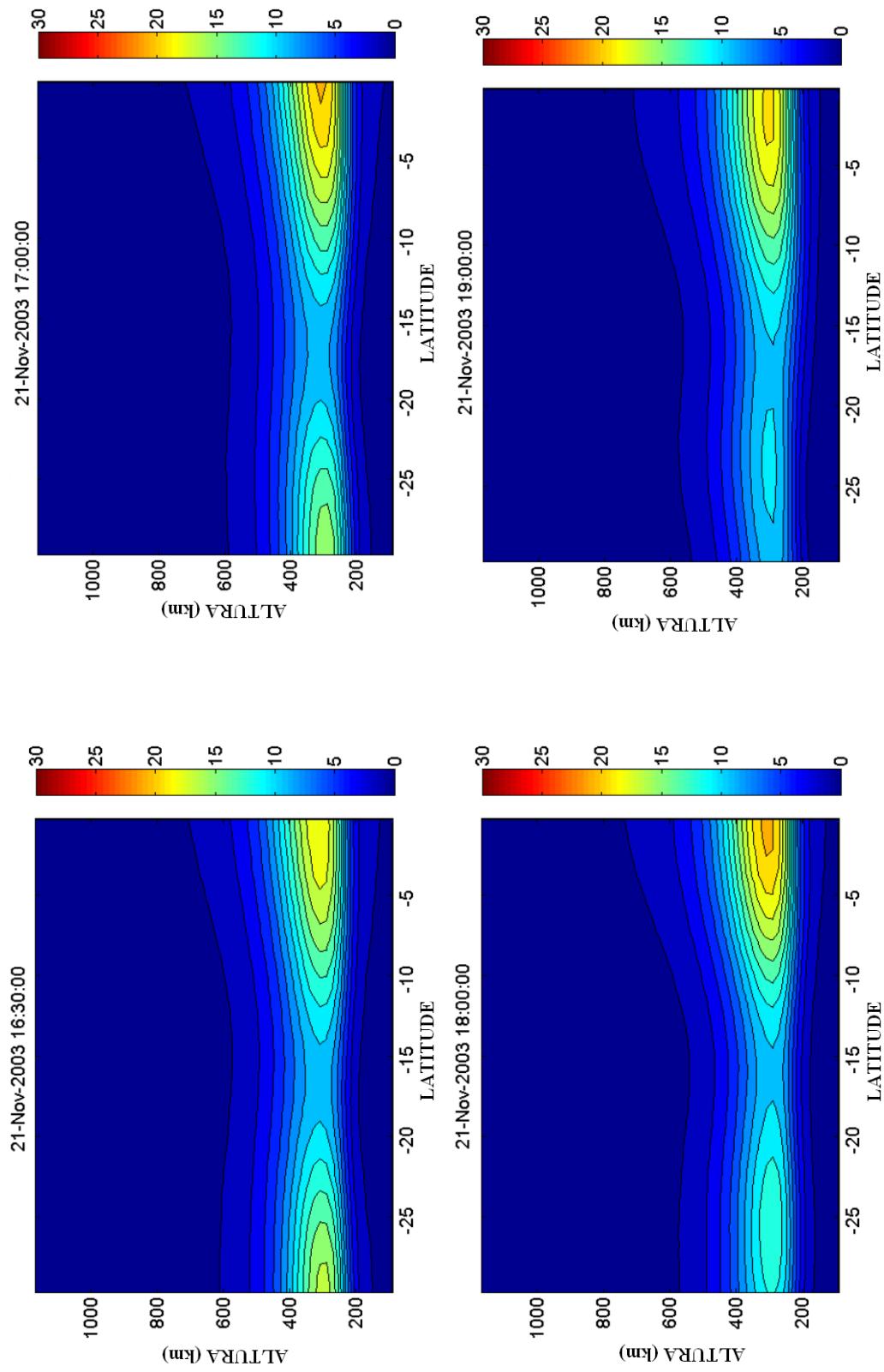


Figura 8.10 – Reconstrução tomográfica da densidade eletrônica (em 10^{11} elétrons/m 3) na longitude de CP (45° O) e sua variação com a altura e com a latitude geográfica entre 16:30 UT do dia 21 de novembro até às 02:00 UT do dia 22 de novembro de 2003. (Continua)

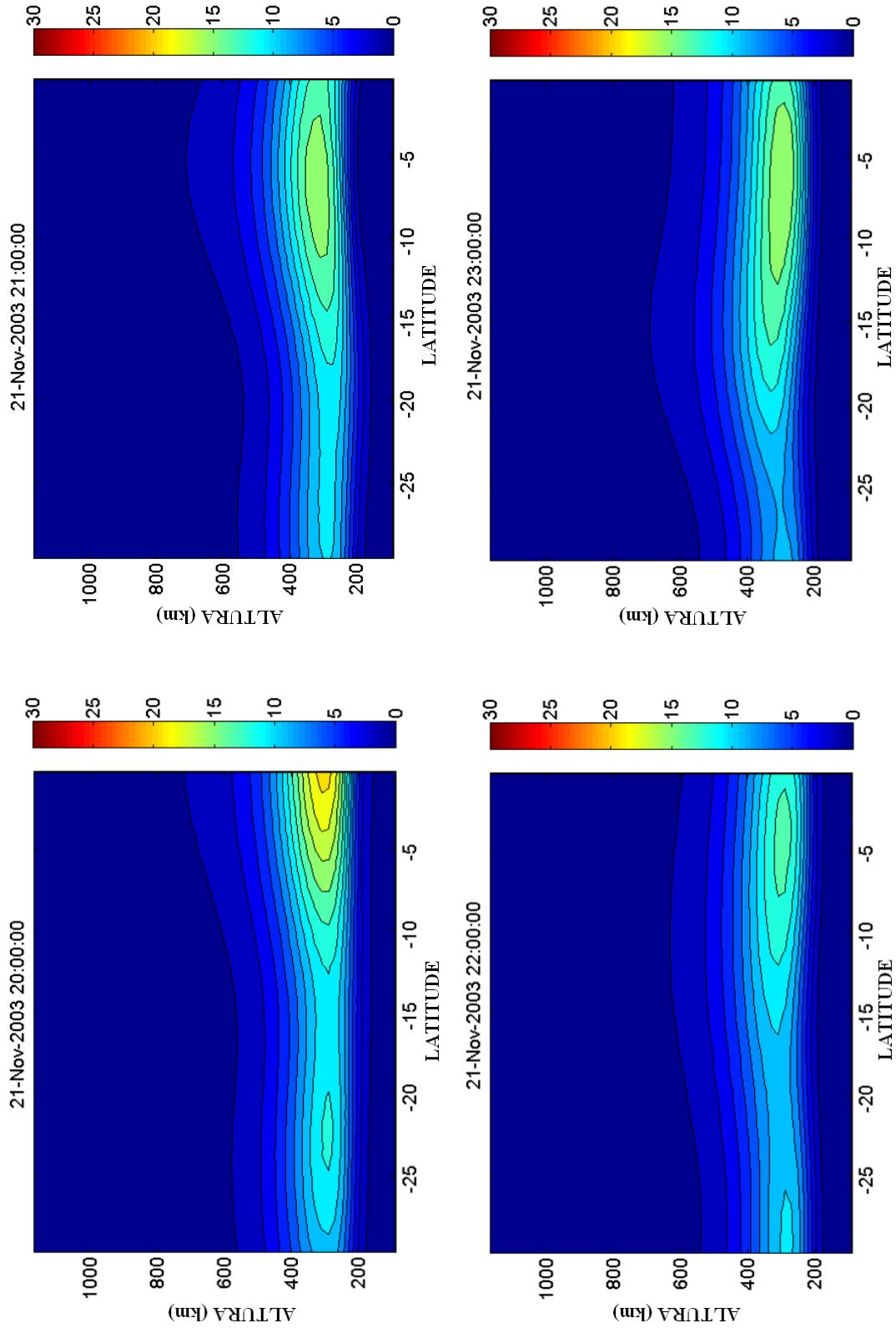


Figura 8.10 – Continuação. (Continua)

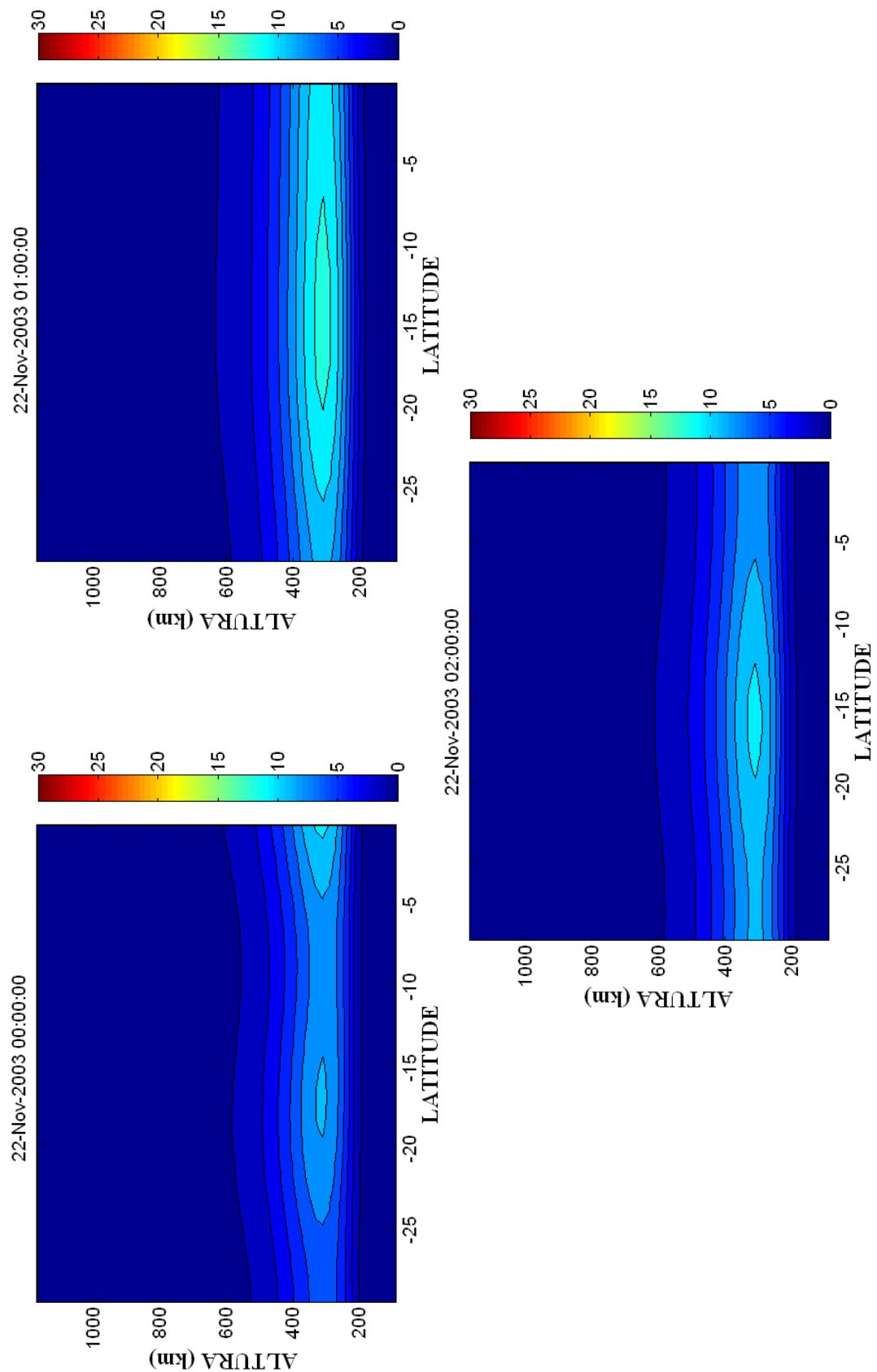


Figura 8.10 – Conclusão.

Os resultados da Fig. (8.9) concordam com o que foi observado nas Figs. (8.3) e (8.5). Nos primeiros painéis fica nítida uma intensificação da densidade eletrônica entre 25°-30° de latitude magnética por volta das 19:00 UT do dia 20, uma expansão da região da anomalia para além dos 30° por volta das 20:00-20:30 UT e uma subsequente expansão da crista ou contração da região da anomalia por volta das 21:00 UT, porém sem alterar drasticamente o valor da densidade eletrônica na região da crista. No entanto, às 22:00 UT a densidade eletrônica parece ter diminuído cerca de 30% na região da anomalia e, até às 04:00 UT do dia 21, reduziu por volta de 80%. Nos primeiros horários do dia 21 foi quando também se observou a forte diminuição de foF2 em CP. Coincidemente, entre 04:00-06:00 UT, quando os menores valores de foF2 foram registrados, valores extremamente baixos de densidade eletrônica associados com a ausência de dados em algumas estações do IBGE não possibilitaram processar a reconstrução tomográfica. Na Fig. (8.10) os primeiros painéis revelam uma tendência à formação da anomalia, mas a partir das 18:00 UT do dia 21 fica claro que a densidade eletrônica é maior sobre o equador (~40%). Fica nítido a partir de então uma inibição na formação da crista sul da anomalia após o pôr-do-Sol (~21:00 UT) e valores maiores de densidade eletrônica entre 0°-10° de latitude, concordando com as observações de foF2.

A fim de analisar a relação TEC e cintilação durante o período da supertempestade, o conjunto de painéis das Figs. (8.11-8.13) mostra mapas de TEC vertical em unidades de TEC ($1 \text{ TECU} = 10^{16} \text{ electrons/m}^2$) com as observações das cintilações (representadas pelo índice S₄) acopladas aos mapas. Os triângulos em branco denotam a posição das estações cujos dados foram utilizados na geração dos mapas de TEC e os quadrados brancos denotam a posição dos receptores de única freqüência que mediram as cintilações. Os círculos pretos e brancos denotam os pontos em que os sinais dos satélites com ângulos de elevação maior ou igual à 30° estão perfurando a ionosfera à 350 km de altitude. Quando estes pontos estão pretos significa que o índice S₄ apresenta valores menores do que 0,2. Quando eles mudam para a cor branca significa que o índice S₄ assumiu valores maiores do que 0,2. O tamanho dos círculos foi feito proporcional ao nível do índice S₄, de forma que, quanto maior o círculo mais próximo o índice S₄ aproxima-se de 1,4. O conjunto de painéis apresenta intervalos aleatórios, escolhidos de forma a mostrar mais claramente as observações acopladas de TEC e cintilação. Nos mapas os horários aparecem em UT. Para os dias 18 e 19 de novembro (Figs. 8.11 e 8.12) apenas os mapas correspondentes ao período da noite são mostrados.

A partir do dia do início da tempestade os mapas são apresentados desde o horário do choque até as noites seguintes, enfatizando-se aqueles horários em que foram notadas as mudanças mais marcantes.

No dia geomagneticamente calmo de 18 de novembro (Fig. 8.11) nota-se claramente a partir das 21:00 UT a formação das cristas da anomalia. Os resultados mostram que existe uma razoável simetria na distribuição da densidade eletrônica entre as cristas sul e norte, principalmente a partir das 23:00 UT. Nota-se que as cintilações começam a surgir nas regiões da fronteira da anomalia. Antes disso, cintilações fracas podem ser observadas na região equatorial. Após às 23:00 UT observa-se que as cintilações nos pontos de perfuração localizados na região da fronteira são mais intensos do que aqueles localizados mais próximos às cristas onde a densidade eletrônica é mais elevada. Pelo menos até às 24:00 UT as cintilações também aparecem ser mais intensas nas bordas da região anomalia que está para o lado do equador magnético. Níveis mais fracos de cintilação aparecem na região de baixa densidade localizada entre as cristas. Depois das 24:00 UT (ou 00:00 UT do dia 19) quando a densidade eletrônica na região da anomalia começa a decair, as cintilações mais intensas continuam a ser observadas nas regiões da fronteira, porém na crista ao sul a atividade das cintilações aparece ser maior na borda da anomalia que está para o lado da região polar. Nesta fase de diminuição da densidade eletrônica na região da anomalia, fortes cintilações continuam a ser observadas nas regiões da fronteira e, além disso, níveis mais intensos também tendem a aparecer nos setores localizados entre as cristas.

Na noite de 19-20 de novembro que precede a supertempestade, observa-se a partir dos painéis da Fig. (8.12) uma assimetria na distribuição da densidade eletrônica na região da anomalia até cerca de 23:00 UT, onde a crista ao sul do equador apresenta-se com densidade eletrônica ligeiramente maior (20-25 %) do que a crista ao norte. Até este horário fica nítido nos mapas que as cintilações são mais intensas na região da fronteira da crista sul da anomalia, enquanto que na crista ao norte, onde a densidade eletrônica é menor, as cintilações são fracas ou inexistentes. A partir das 00:00 UT do dia 20, quando a densidade eletrônica começa a diminuir na região da anomalia, então nota-se que as cintilações começam também a aparecer nas fronteiras da crista ao norte, enquanto que na crista ao sul do equador magnético a atividade e a intensidade das cintilações continua a aumentar.

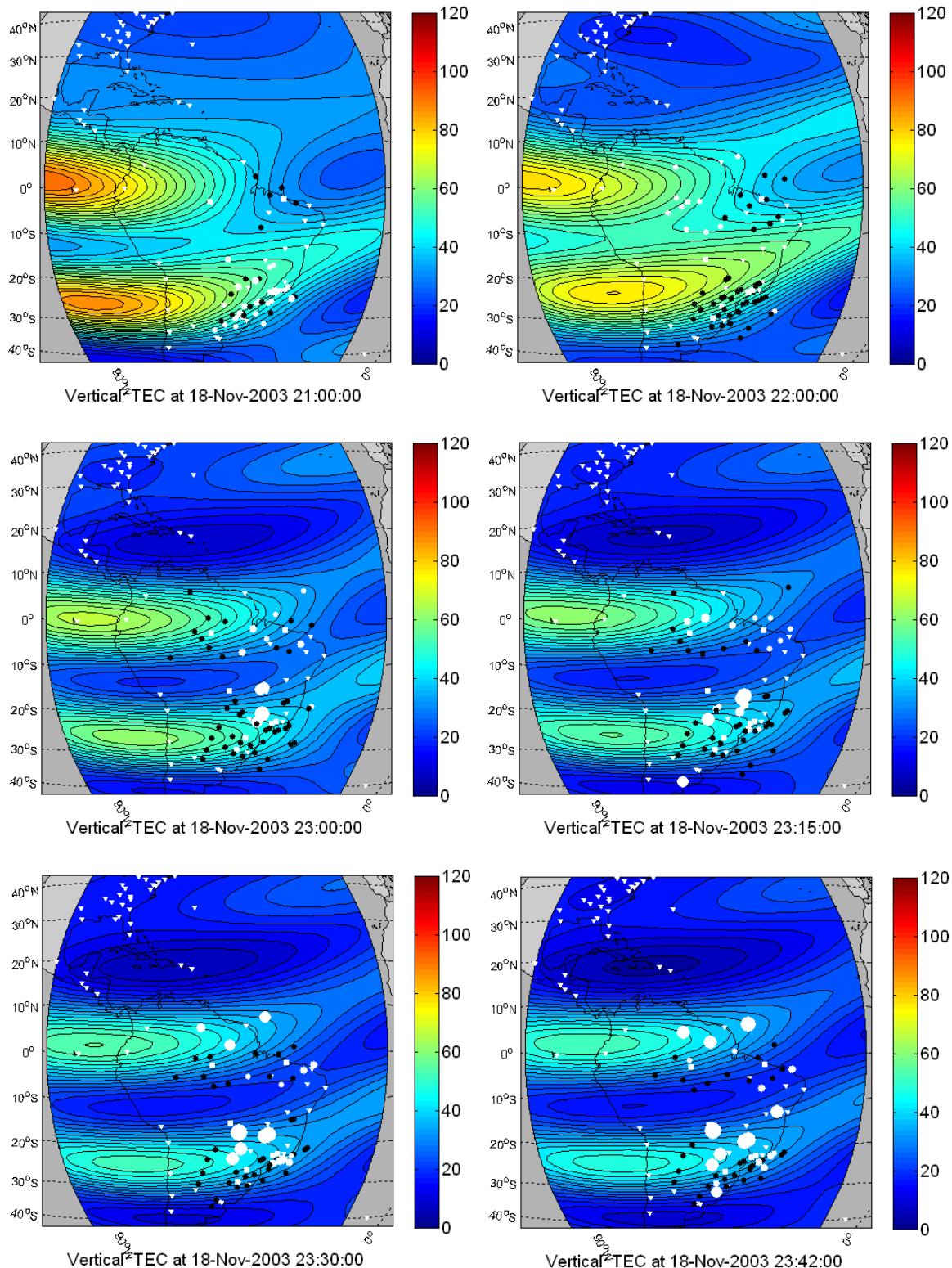


Figura 8.11 – Mapas de contorno para a noite de 18-19 de novembro (2003), mostrando a relação entre a variação do vTEC e as cintilações (na forma do índice S₄) (círculos pretos e brancos). As barras de cores à direita dos mapas indicam os valores do TEC (em TECU). (Continua)

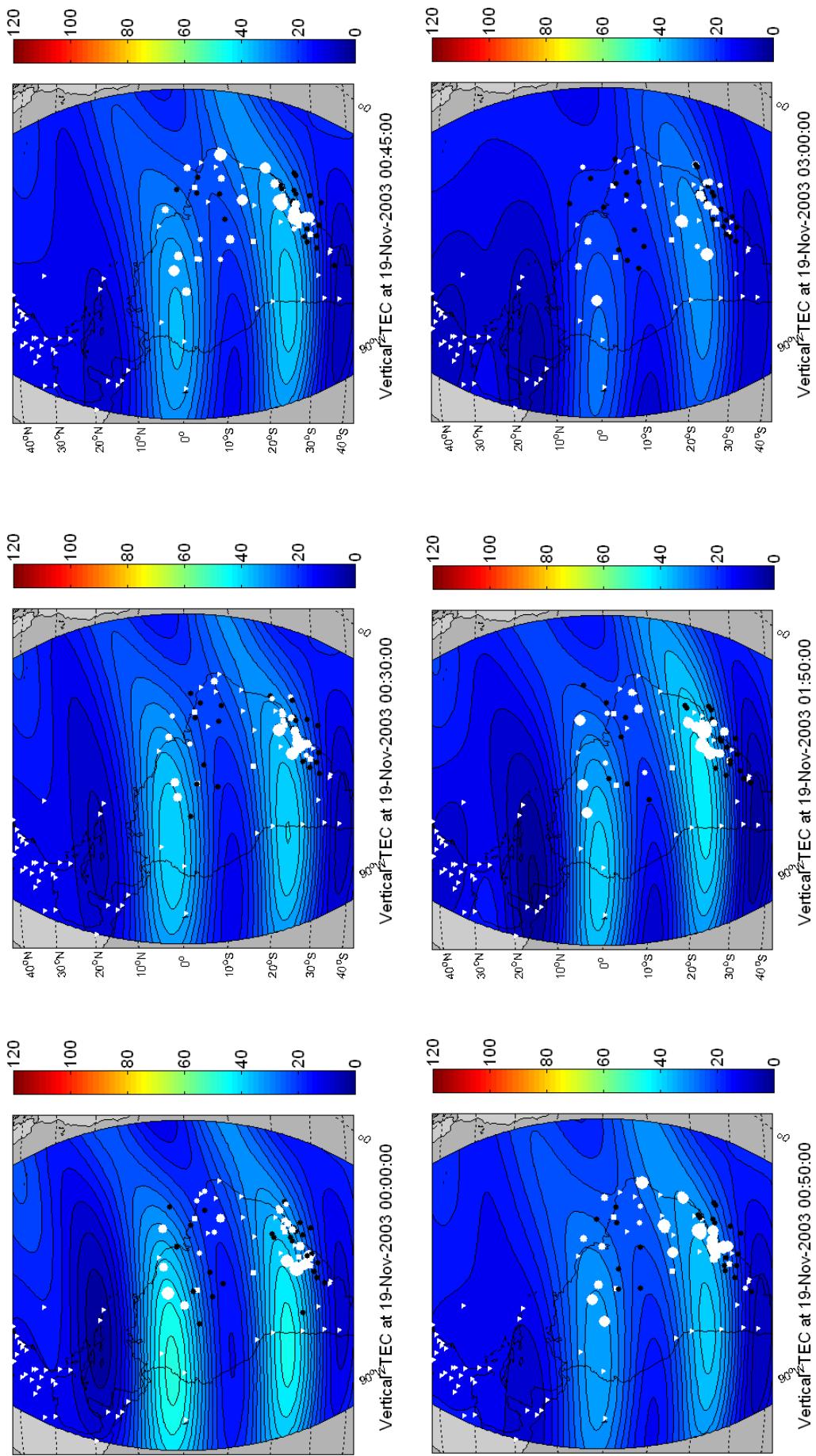


Figura 8.11 – Conclusão.

Ainda na Fig. (8.12), observa-se também que as cintilações começam a ser observadas na região de menor densidade localizadas entre as cristas da anomalia, porém em níveis menores do que nas fronteiras da região da anomalia onde a densidade é maior. Às 03:00 UT do dia 20 de novembro as cintilações começam a cessar, porém mesmo tendo o valor de TEC assumido valores da ordem de 30 TECU as cintilações continuam a ser observadas. Esta pode ser uma evidência de que as irregularidades fósseis estão causando as cintilações nestes horários quando o valor do TEC é diminuído. Recentemente, Ray et al. (2006) utilizaram medidas de TEC obtidas a partir da técnica de rotação de Faraday no setor indiano e, a partir da variação latitudinal do TEC vertical na região entre o equador e a crista da anomalia, observaram que quando os gradientes latitudinais de TEC antes do anoitecer eram elevados, havia uma maior chance das cintilações se desenvolverem durante a noite. O cenário mostrado nas Figs. (8.11) e (8.12) sugerem que quando as bolhas de plasma se estendem até as latitudes da região da crista da anomalia, as irregularidades de pequena escala nas bordas das estruturas tendem a ser geradas aonde são encontrados os intensos gradientes de TEC, ou seja, nas fronteiras da região da anomalia. De acordo com a análise de dados de foguetes feita por Muralikrishna (2000), as irregularidades de menor escala associadas às regiões de depleção ocorrem naquelas altitudes da ionosfera em que os gradientes de densidade eletrônica estão apontando para baixo, o que sugere uma ação do mecanismo de instabilidade de deriva de gradiente (ou instabilidade “cross-field”) como processo secundário na formação das irregularidades.

Outro aspecto mostrado nas figuras sugere que se uma das cristas não se encontra bem desenvolvida, os gradientes de densidade nas suas fronteiras não serão tão intensos e com isso os mecanismos que acionam as irregularidades de pequena escala não serão capazes de fazê-lo eficientemente. Esta seria a relação que existe entre os níveis mais altos de densidade eletrônica e a ocorrência das cintilações, em que as cintilações tendem a ocorrer não exatamente na região da crista, mas nas fronteiras da região da anomalia onde os gradientes de TEC são maiores. Depois que a anomalia encontra-se totalmente desenvolvida e a densidade eletrônica começa a diminuir, a região da crista começa a se mover para latitudes menores. Com isso, o aumento dos gradientes espaciais de TEC em direção ao equador parece contribuir para que as irregularidades de pequena escala sejam geradas naquelas latitudes localizadas entre a região da anomalia e o equador magnético.

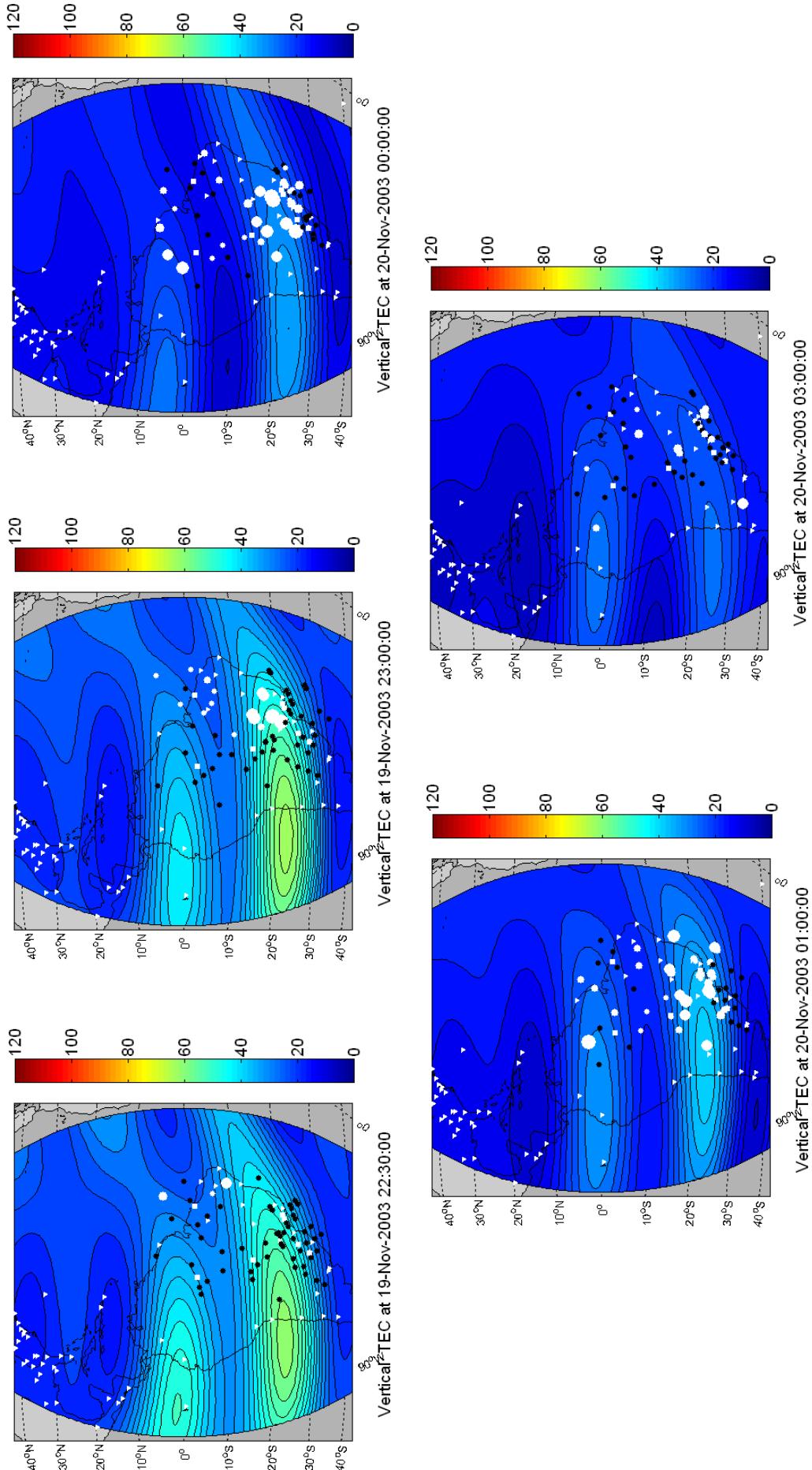


Figura 8.12 – Idem à Fig. (8.11), porém para a noite de 19-20 de novembro de 2003.

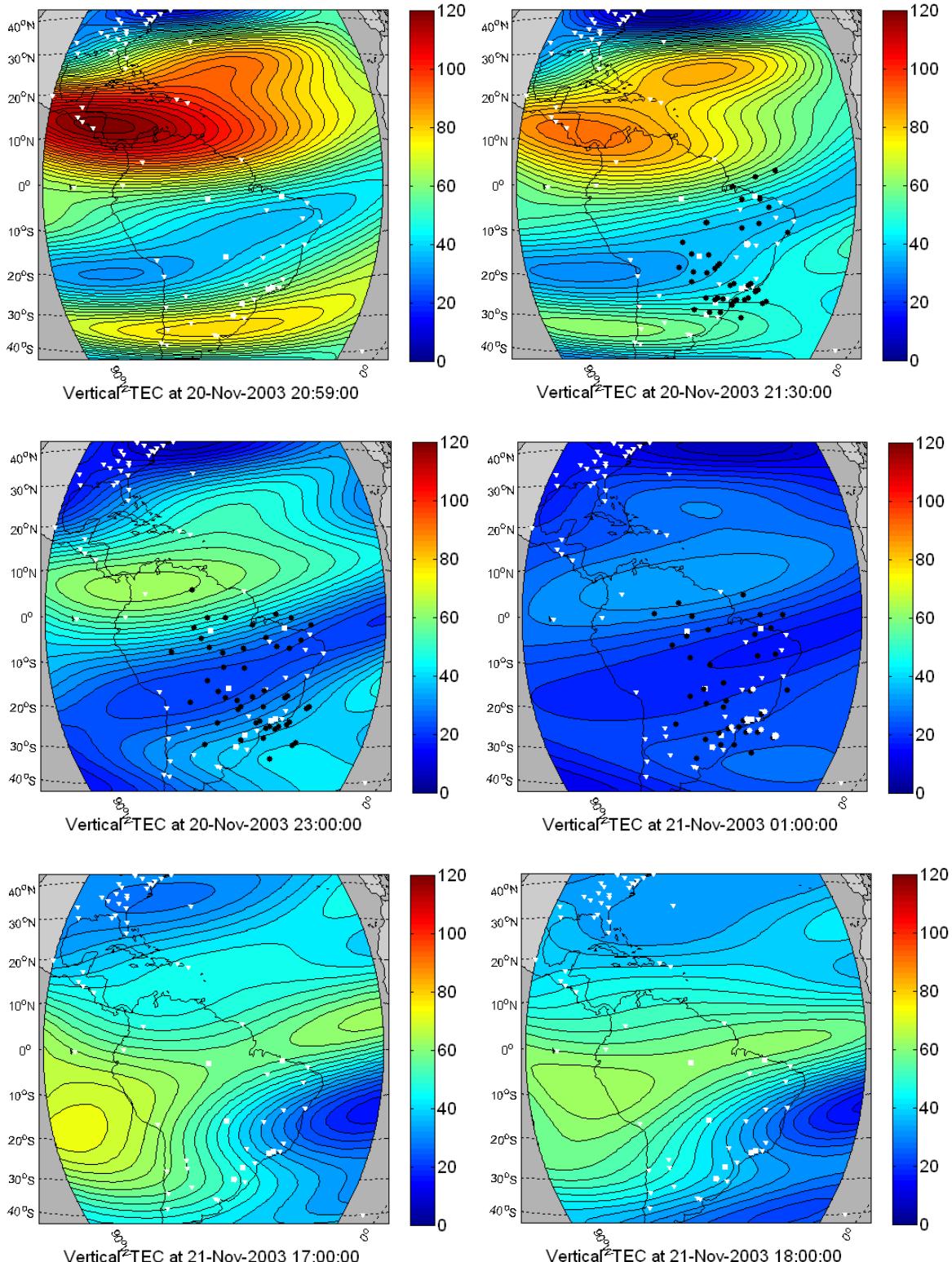


Figura 8.13 – Idem às Figs. (8.11) e (8.12), porém para o período geomagneticamente perturbado de 20 à 23 de novembro de 2003. Estes compreendem a primeira noite que precedeu o choque interplanetário e as aquelas noites durante a fase de recuperação da tempestade. (Continua)

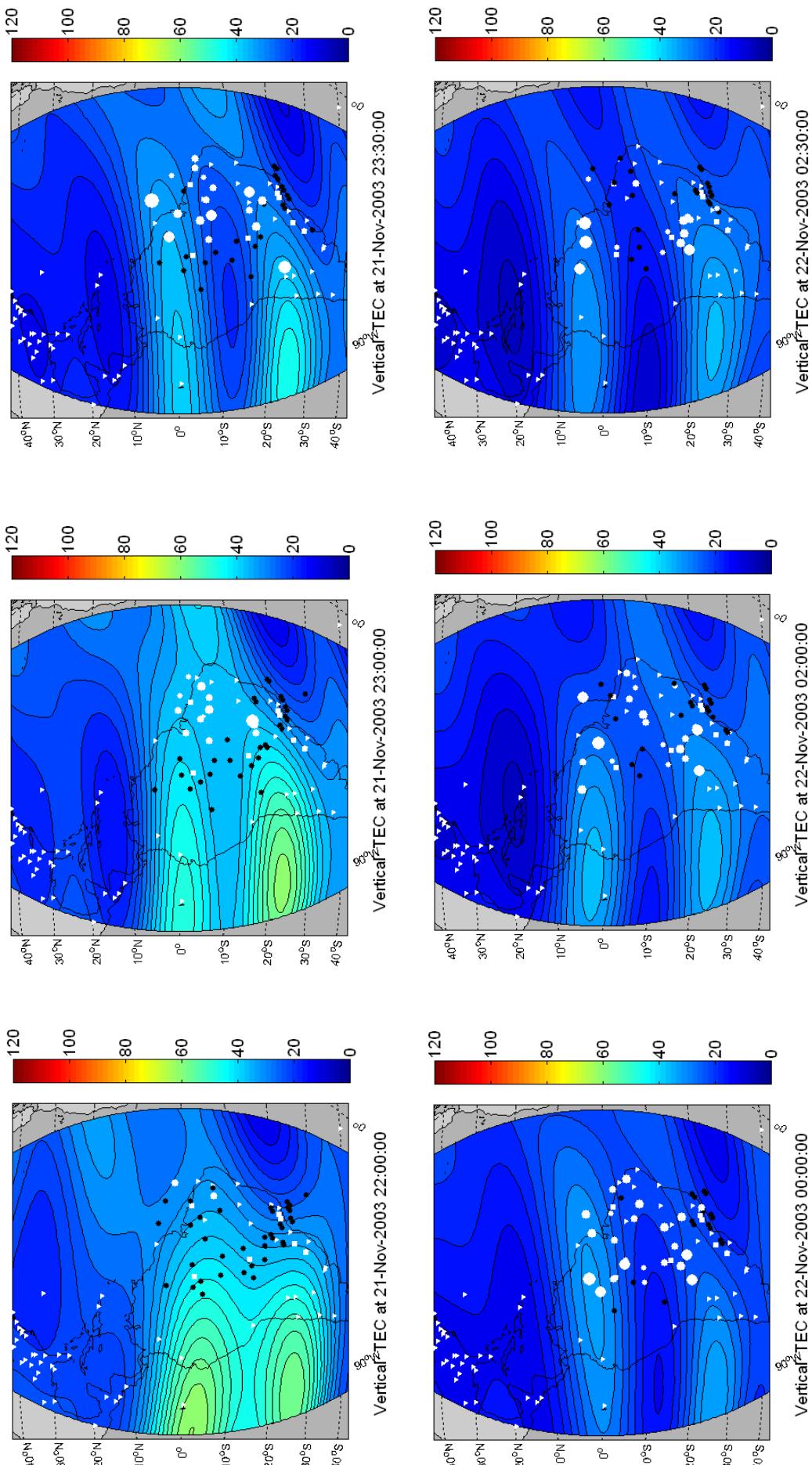


Figura 8.13 – Continuação. (Continua)

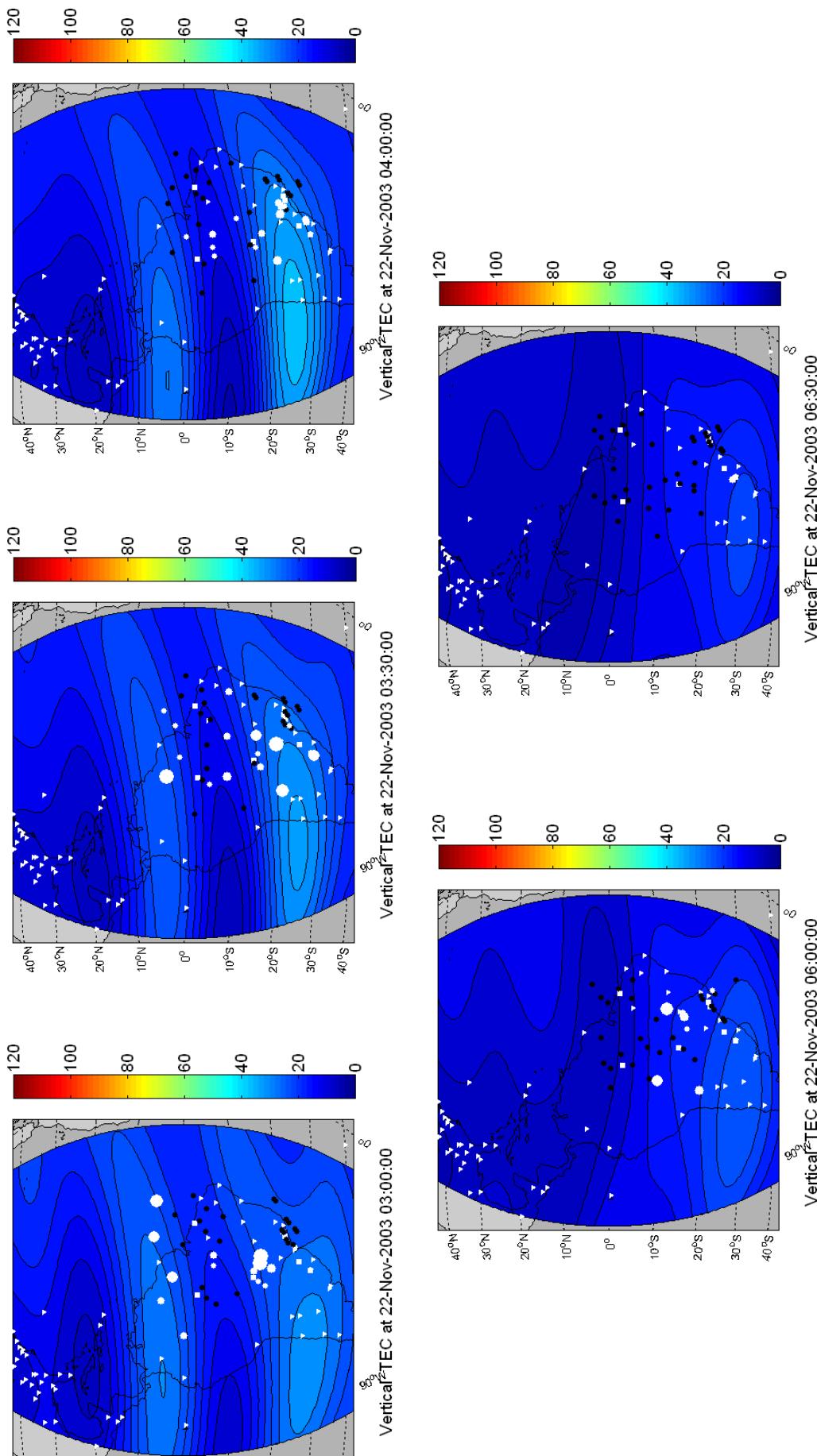


Figura 8.13 – Continuação. (Continua)

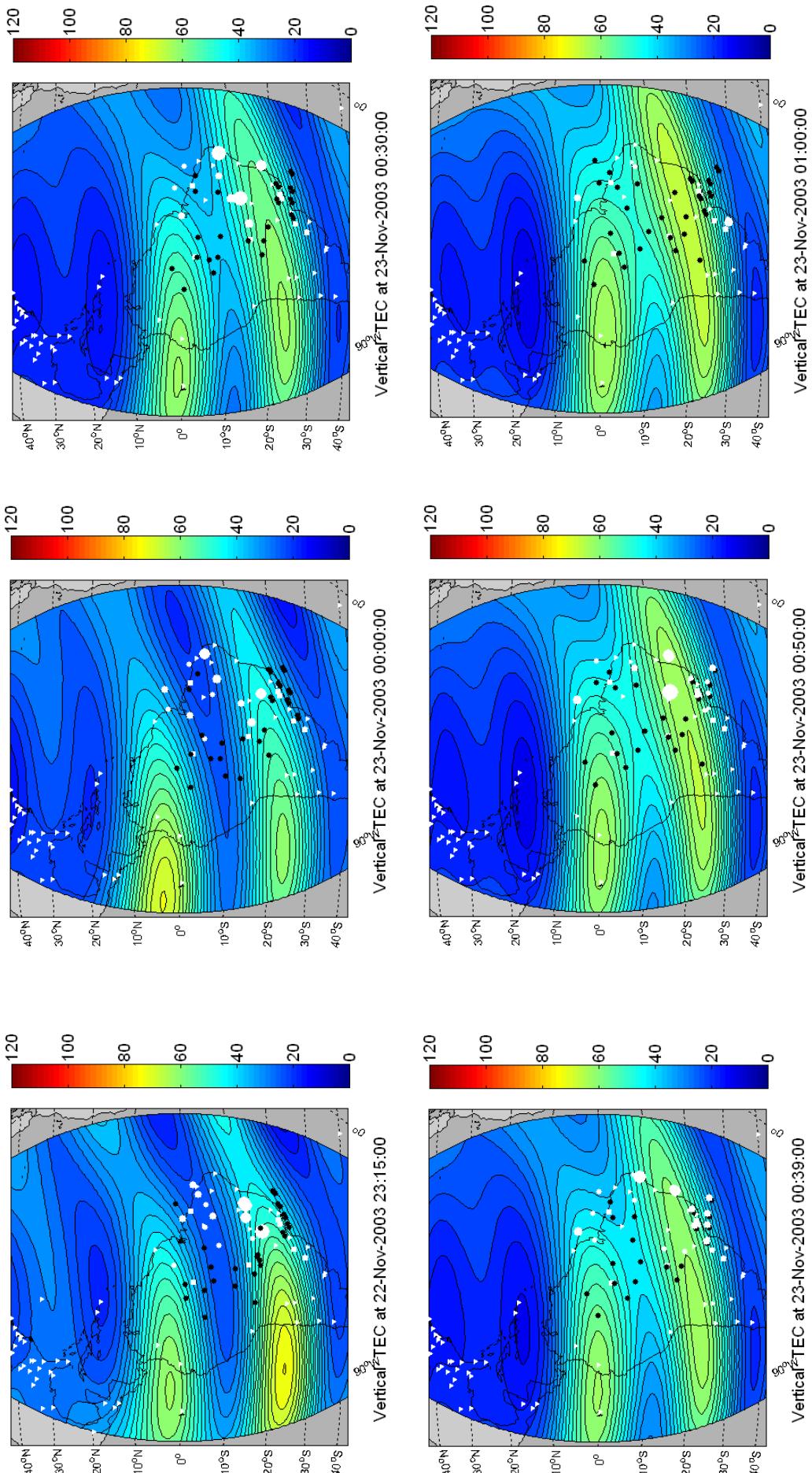


Figura 8.13 – Continuação. (Continua)

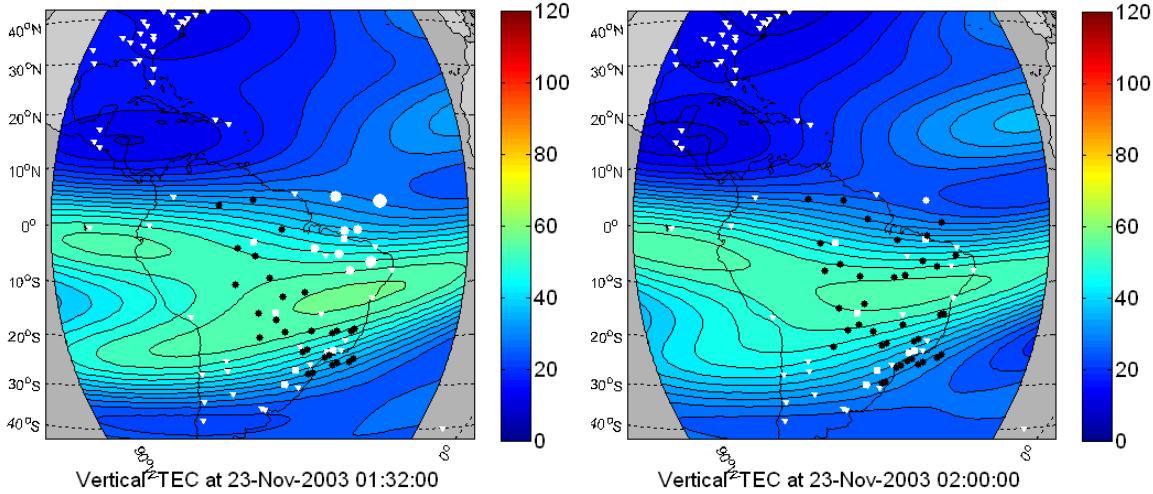


Figura 8.13 – Conclusão.

Nos painéis da Fig. (8.13) são mostrados o comportamento do TEC e cintilações durante o período perturbado de 20-23 de novembro de 2003. Antes do anoitecer que precede o choque (~21:00 UT do dia 20 de novembro), observa-se inicialmente uma forte assimetria na distribuição de densidade eletrônica na região da anomalia, onde a crista ao norte do equador é significativamente mais intensa (~40%) e mais abrangente que a crista ao sul. Adicionalmente, nota-se que as cristas da anomalia se estenderam para latitudes muito maiores do que geralmente atingem durante os períodos geomagneticamente calmos. Após às 23:00 UT observa-se valores reduzidos de TEC nas regiões de baixa latitude e os mapas revelam claramente uma extinção da crista sul da anomalia. Na noite que precedeu o choque as bolhas/cintilações não foram observadas no setor longitudinal brasileiro por causa da inibição da deriva vertical da ionosfera na região do equador durante o entardecer que, consequentemente, não acionou as instabilidades que levam à formação das irregularidades do plasma ionosférico. Concordando com as observações da Fig. (8.3) que mostra um valor maior de $foF2$ em SL do que em CP, observa-se entre 17:00 UT e 18:00 UT um valor TEC maior na região equatorial do que na latitude de CP. Os mapas revelam que nestes horários a diferença chegou a variar de 20-25 TECU.

Na primeira noite após a tempestade (21-22 de novembro) alguns aspectos interessantes merecem ser mencionados. O primeiro refere-se a um aumento da população dos eventos de cintilações naqueles setores localizados entre as cristas da anomalia. As cintilações também foram observadas nas fronteiras da região da anomalia, mas

geralmente atingindo níveis moderados. Entre 23:30 UT e 02:00 UT a atividade das cintilações foi mais intensa, mas somente após às 02:00 UT nota-se uma predominância maior nas regiões da fronteira da anomalia equatorial. Outro aspecto revelado nos mapas com TEC e cintilação acoplados indica que, nesta noite, as cintilações não atingiram latitudes maiores se comparado com os casos observados durante as noites geomagneticamente calmas. Adicionalmente, tem-se que as cintilações cessaram mais tarde na noite sendo observada até por volta das 06:00 UT, principalmente na região de latitude próxima à CB.

Na noite de 22-23 de novembro durante a fase de recuperação, os registros dos ionogramas não revelaram nenhum aspecto relevante, porém os mapas da Fig. (8.13) mostram um comportamento interessante da ionosfera nesta noite se comparado com a noite anterior. Inicialmente, no que concerne ao nível de TEC, uma assimetria na região da crista da anomalia não fica muito nítida, porém, após às ~00:30 UT as cristas começam a se contrair e observa-se a formação de uma região de maior densidade eletrônica na ionosfera entre 10°-12° de latitude, próxima à estação de CB. Enquanto as duas cristas da anomalia estão bem definidas (antes de 01:00 UT) os eventos de cintilação são maiores nas regiões da fronteira da anomalia, sendo também observadas atividade de cintilação na borda da região da anomalia que está localizada para o lado da região polar (visível na crista ao sul do equador). Após a 01:00 UT quando o TEC aumenta entre 10°-12° de latitude, os maiores níveis de cintilações são observados na fronteira da região de intensificação do TEC localizada sobre o equador, portanto, na latitude da estação equatorial de SL. Este comportamento concorda com os resultados mostrados na Fig. (8.6), onde nota-se que níveis maiores de cintilação foram observados em SL. O cenário mostrado nos painéis da Fig. (8.13) revela que durante a fase de recuperação de uma tempestade, os eventos de cintilação na ionosfera perturbada podem apresentar características diferentes daquelas observadas durante as noites calmas. Ainda assim, fica nítido mais uma vez que a densidade eletrônica do plasma ambiente e a sua distribuição na região da anomalia são fatores determinantes na ocorrência das cintilações. Os resultados sugerem que enquanto as cristas da anomalia estão se desenvolvendo, os gradientes latitudinais maiores em direção aos pólos favorecem o surgimento de irregularidades nas fronteiras laterais nas fronteiras voltadas para o lado dos pólos da anomalia. Por outro lado, quando a densidade eletrônica na região da crista começa a diminuir, os gradientes latitudinais em direção ao equador favorecem o

surgimento das irregularidades na região da ionosfera localizada entre a borda equatorial da anomalia e o equador magnético.

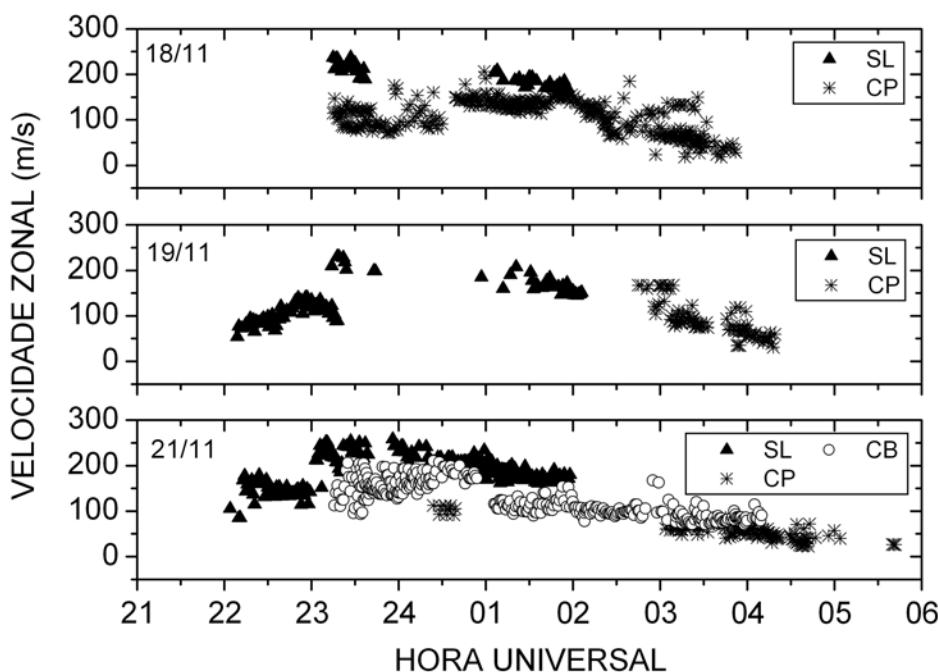


Figura 8.14 – Velocidade de deriva zonal em SL, CP e CB (positiva para leste) estimada para as noites de 18, 19 e 21 de novembro de 2003.

A velocidade de deriva zonal das irregularidades estimada para as estações de SL, CP e CB durante as noites que tiveram dados disponíveis entre 18-22 de novembro é mostrada nos painéis da Fig. (8.14). Como as cintilações foram inibidas ou foram muito fracas nas noites de 20 e 22 de novembro, as velocidades não puderam ser estimadas. As velocidades zonais foram obtidas para as noites que antecederam o início da tempestade (18 e 19 de novembro) e para a noite de 21 de novembro. Em CB não foram feitas medidas de cintilação ou observações com dois receptores espaçados nas noites de 18 e 19 de novembro. Nos gráficos, os pontos representados por triângulos, asteriscos e círculos vazios denotam os valores de velocidade de deriva das irregularidades inferidos, respectivamente, sobre SL, CP e CB. Nas noites de 18 e 19 de novembro nos horários que tiveram dados coincidentes sobre SL e CP os resultados não mostram uma diferença significativa na magnitude das velocidades entre as estações, exceto no começo da noite. Na noite de 21 de novembro uma comparação é possível entre as velocidades inferidas em SL e CB, em que amplitudes menores da deriva zonal na estação de CB se comparado à SL estão associadas às variações latitudinais da força de

arraste iônico, intensificadas em latitudes mais afastadas do equador devido ao desenvolvimento dos picos de densidade do plasma nas regiões da anomalia. Em SL, uma comparação entre a velocidade de deriva do dia perturbado (21 de novembro) com os dias calmos (18 e 19 de novembro) sugere que a magnitude das velocidades pode ser maior e com maiores desvios nos dias perturbados do que aquelas obtidas durante as noites calmas.

8.2.2 Tempestade de 20 à 23 de novembro de 2002: Observações em estações conjugadas

Durante a campanha COPEX, uma tempestade moderada ($50 \text{ nT} \leq Dst < 100 \text{ nT}$) seguida por uma tempestade intensa ($Dst \geq 100 \text{ nT}$; conforme classificação de GONZALEZ et al., 1994) aconteceu num intervalo inferior à 12 horas entre os dias 20 e 21 de novembro de 2002. O SSC do primeiro evento aconteceu por volta das 16:23 UT do dia 20 de novembro levando o índice SYM-H à atingir cerca de -92 nT às 19:55 UT. A tempestade se recuperava rapidamente quando aproximadamente às 02:27 UT do dia 21 de novembro deu-se início à um segundo evento que levou o índice SYM-H à -127 nT por volta de 10:14 UT. Durante a fase principal do segundo choque a componente \vec{B}_z do CMI flutuou de sul para norte e chegou a atingir um mínimo de aproximadamente -20 nT às 05:23 UT e em seguida uma magnitude de aproximadamente -17 nT. A seqüência de eventos provavelmente fez com que a tempestade apresentasse uma fase de recuperação lenta, sendo que até o final do dia 23 de novembro o índice Dst ainda era de cerca de -40 nT e o índice planetário K_p se manteve acima de 3⁺. A Fig. (8.15) mostra os principais índices magnéticos e interplanetários do evento de 20-23 de novembro de 2002.

A fim de se investigar a resposta da ionosfera conjugada a este evento, na Fig. (8.16) são repetidos os índices magnéticos Dst , K_p e AE e também são mostradas as medidas simultâneas dos parâmetros ionosféricos $foF2$, $h'F$, $hmF2$, e das medidas com GPS, índice S_4 e TEC vertical, obtidas das estações conjugadas de Boa Vista (BV) (painéis superiores) e Campo Grande (CG) (painéis inferiores). Para os parâmetros ionosféricos e do GPS foram feitas comparações com o dia mais calmo de referência que antecedeu a tempestade (8 de novembro de 2002). As barras coloridas em verde, azul e vermelho nos painéis dos parâmetros ionosféricos de altitude indicam a ocorrência de

espalhamentos nos ionogramas. As diferentes cores denotam diferentes tipos de espalhamentos que ocorreram simultaneamente com as cintilações, porém tais diferenças e suas associações com a ocorrência das cintilações não fazem parte do escopo deste trabalho.

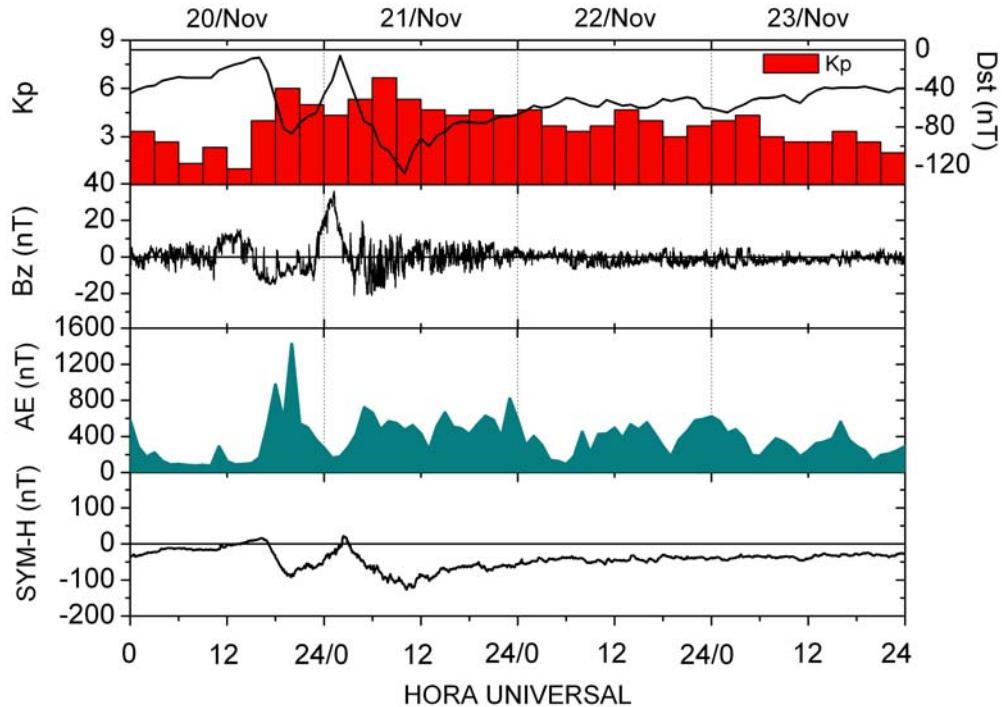


Figura 8.15 - As variações dos índices geomagnéticos K_p , Dst , $SYM\text{-}H$, AE e do campo magnético interplanetário \vec{B}_z durante o período de 20-23 de novembro de 2002.

A Fig. (8.16) mostra que durante o primeiro evento no dia 20, os parâmetros ionosféricos e os valores de TEC não apresentaram uma mudança significativa com a tempestade. As bolhas/irregularidades foram geradas e observadas simultaneamente em BV e CG pelas ionossondas e pelos receptores de GPS, porém cessaram mais rápido e foram menos intensas na noite de 20-21 de novembro, possivelmente em decorrência de uma diminuição da força da deriva $\vec{E} \times \vec{B}$ durante o entardecer. Durante o segundo evento (dia 21 de novembro) a fase principal se desenvolveu mais lentamente e, simultaneamente, ocorreram fortes flutuações na componente \vec{B}_z do CMI. Associadas às flutuações de \vec{B}_z para sul ocorreram penetrações de campos elétricos em direção a ionosfera equatorial e de baixa-latitude que reverteram os campos elétricos zonais para leste. Com isso, às 05:23 UT (-01:23 LT) uma intensificação dos campos elétricos

zonais para leste provocaram aumentos da altura da região *F* da ionosfera sobre BV e CG. Por exemplo, sobre CG os ionogramas registraram uma altura do pico *F2* de ~ 475 km. Os resultados mostram que houve perda de informações na estação de BV nestes instantes, mas em CG os ionogramas mostraram a formação de bolhas e os receptores de GPS registraram um aumento das cintilações, porém com níveis diferentes sobre as estações. Enquanto que em BV níveis moderados de cintilação foram observados, sobre CG as cintilações foram muito fracas. As diminuições dos valores de $foF2$ e do TEC sobre CG durante estes horários sugerem que houve um deslocamento das cristas da anomalia em direção à latitudes maiores do que a de CG. Como consequência do deslocamento das cristas da anomalia em direção às latitudes mais afastadas, os sinais dos satélites até os receptores passam a não perfurar mais as regiões da ionosfera adjacentes às cristas da anomalia onde os gradientes de TEC são maiores e, portanto, ajuda a entender por que as cintilações são muito fracas em CG nesta noite. Naquelas noites que compreendem a fase de recuperação da tempestade as cintilações foram observadas em ambas as estações conjugadas, cujas diferenças nos níveis das cintilações de uma noite para outra podem ser atribuídas principalmente às variabilidades na densidade eletrônica e nos gradientes de densidade próxima à região da crista da anomalia.

Um último aspecto bastante relevante notado nos resultados durante esta tempestade, surgiu ao compararem-se os resultados de velocidade de deriva zonal das irregularidades estimadas a partir das medidas simultâneas das cintilações do GPS e do VHF. Na Fig. (8.17) são mostrados os resultados da velocidade zonal inferidas para as estações de BV, CA/AF e CG. Não tiveram medidas com antenas receptoras de GPS geomagneticamente espaçadas nas noites de 20-21, e 21-22 de novembro em CG, e na noite de 20-21 de novembro em CA. Na noite que precedeu o primeiro choque a velocidade zonal das irregularidades que causaram as cintilações no VHF foram estimadas em BV e AF. Em BV, medidas com GPS foram obtidas no intervalo entre 23:00 e 24:00 UT, apresentando valores próximos aqueles estimados do VHF. Na noite de 21-22 de novembro, já no início da fase de recuperação da segunda tempestade, as velocidades estimadas das cintilações do VHF são maiores do que se comparadas com as do GPS no período que antecede às 02:00 UT. As maiores diferenças foram observadas em BV e chegaram a ser de ~ 100 m/s entre 24:00 e 24:30 UT.

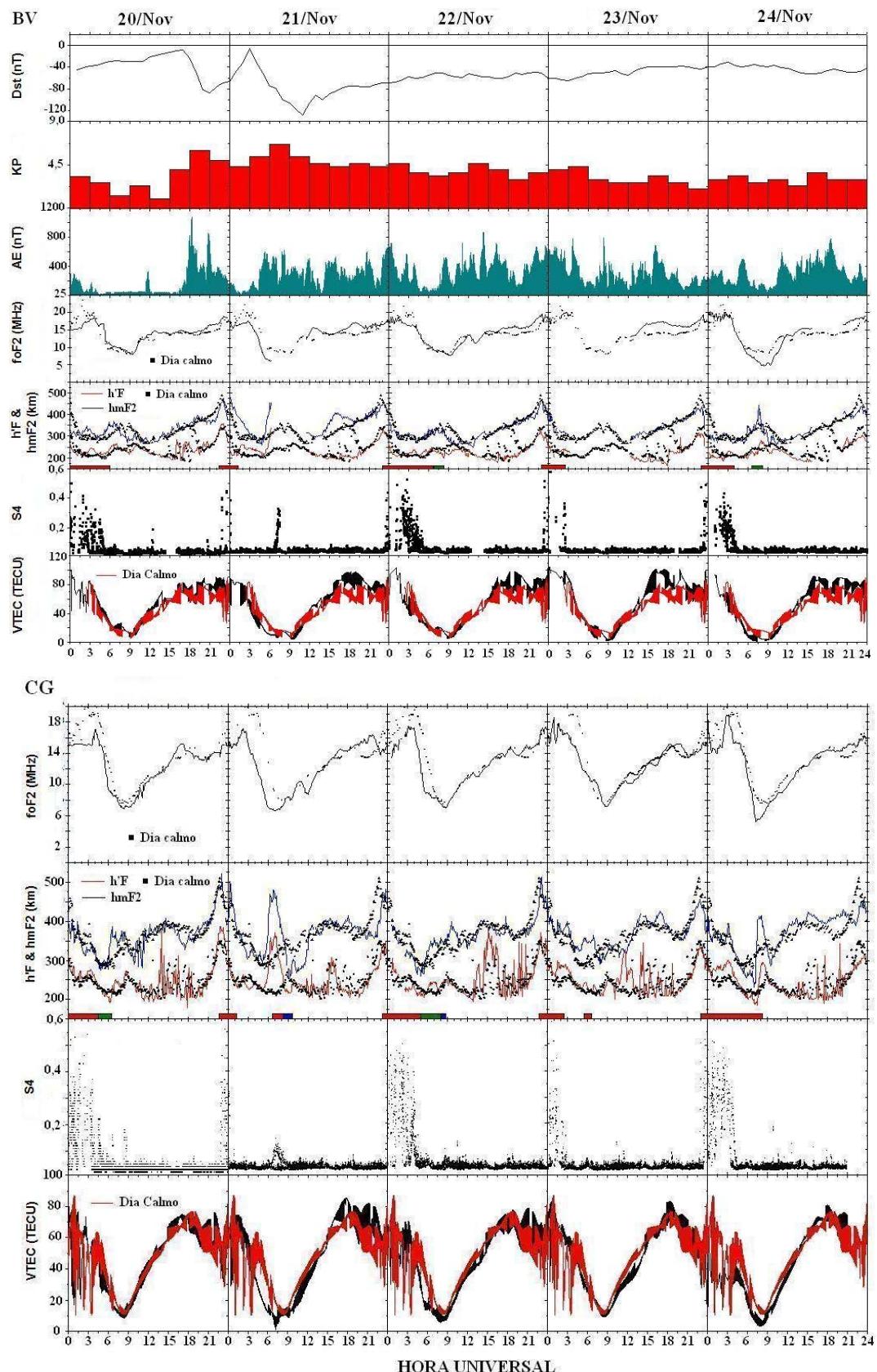


Figura 8.16 – Variação dos parâmetros $h'F$, $hmF2$, $foF2$, TEC e do índice S_4 sobre as estações conjugadas de BV e CG durante o período perturbado de 20-24 de novembro de 2002.

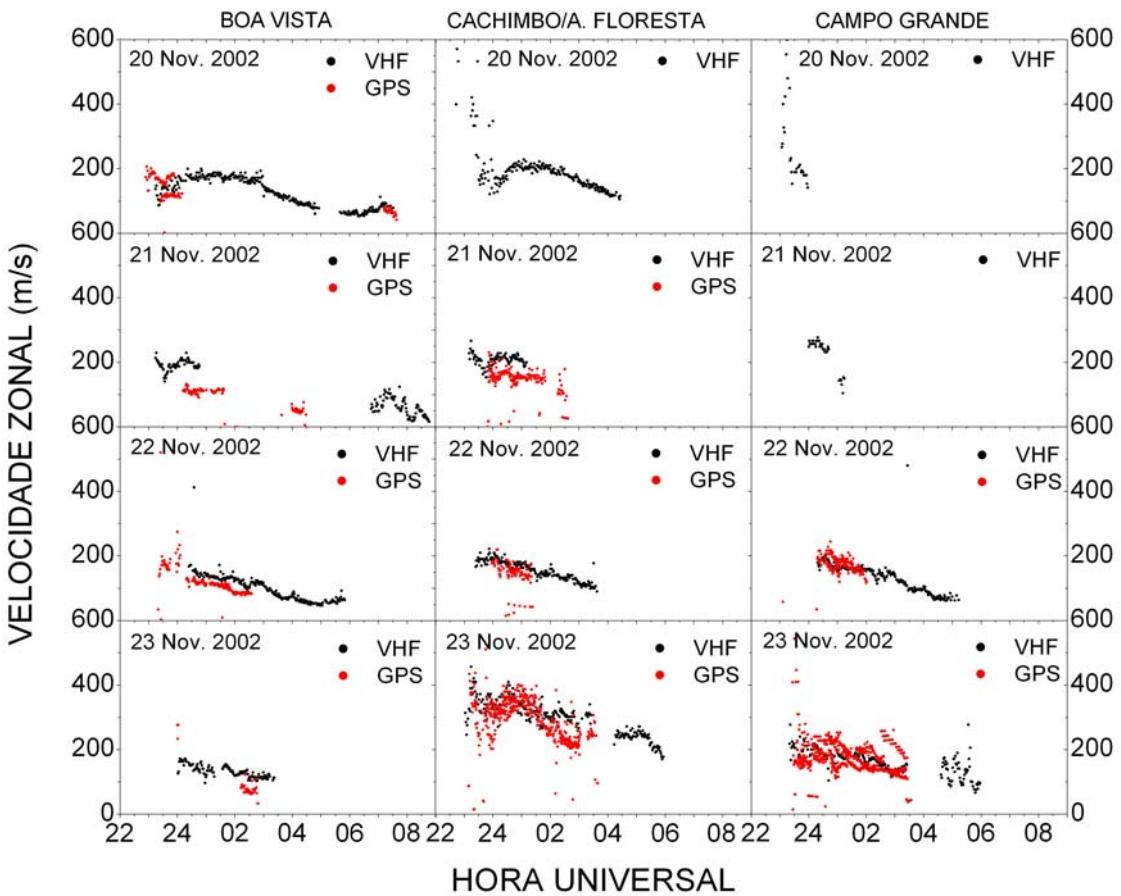


Figura 8.17 – Comparaç \~ao entre as velocidades de deriva zonal das irregularidades estimadas a partir das medidas com cintilações observadas simultaneamente a partir dos sinais do GPS e do VHF.

Nas noites seguintes compreendidas entre a fase de recuperação da tempestade, 22-23 e 23-24 de novembro, as velocidades de deriva zonal inferidas do GPS e do VHF apresentaram valores bem próximos, mostrando uma concordância muito boa nas magnitudes das velocidades obtidas pelos dois métodos. No trabalho de Sobral et al. (2008), uma comparação entre as velocidades de deriva estimadas do GPS (para uma altitude 350 km) e das imagens de aeroluminescência (~250 km de altitude) durante dias magneticamente perturbados da campanha COPEX, mostraram uma correlação melhor se comparado com aquelas velocidades estimadas durante os dias calmos. De acordo com Sobral et al. (2008) uma melhor correlação entre ambas as velocidades durante a fase de recuperação das tempestades levanta algumas questões pertinentes aos efeitos do dínamo perturbado, em que os campos elétricos do dínamo perturbado na região equatorial teriam um controle muito maior sobre os campos elétricos verticais e, consequentemente, aos movimentos zonais do plasma numa faixa de altitude e latitude

muito maior do que aqueles observados durante os períodos calmos. Desta forma, as irregularidades com diferentes tamanhos de escala e todo o plasma ambiente tenderiam a se movimentar na direção zonal com velocidades muito próximas entre uma e outra. Uma fase de recuperação lenta associada a eventos de larga convecção magnetosférica (índice AE elevado) contribuiria para este controle maior dos campos elétricos de dínamo. No entanto, estes efeitos aludidos por Sobral et al. (2008) e evidenciados no presente estudo ainda merecem ser profundamente investigados.

8.3 Comentários e conclusões

Os resultados mostrados neste capítulo revelaram que as irregularidades com dimensões de Fresnel, responsáveis por causar as cintilações nos sinais de rádio transionosféricos, ocorreram intensamente aonde as flutuações na densidade foram maiores. As observações sugerem que as bolhas de plasma que evoluem do equador magnético e se estendem ao longo das linhas de campo até a ionosfera de baixa latitude, ao interceptarem as regiões da fronteira da anomalia equatorial onde os gradientes espaciais da densidade eletrônica são elevados, criam condições favoráveis para que mecanismos de instabilidade secundários atuem nas bolhas e gerem as irregularidades com tamanhos de escala que causam as cintilações na amplitude dos sinais do GPS. Ainda assim, mesmo após o valor do TEC na região entre o equador e as cristas da anomalia ter atingido valores baixos da ordem de 30 TECU, as cintilações continuaram a ser observadas. Um dos possíveis mecanismos que podem estar atuando na geração das irregularidades de pequena escala nas fronteiras da região da anomalia, onde as flutuações na densidade eletrônica são mais elevadas, seria o mecanismo de instabilidade de deriva de gradiente, também conhecido como instabilidade “cross-field”. Ainda que nossas observações mostrem a ocorrência de intensas cintilações nas fronteiras da região da anomalia, ao mesmo tempo sugerem que os gradientes de TEC serão mais intensos se a densidade eletrônica na região da crista for maior. Com isso, assimetrias na distribuição eletrônica nas regiões das cristas da anomalia poderão, analogamente, determinar as assimetrias em torno da intensidade das cintilações. Os resultados no presente estudo sugerem também que os gradientes de densidade podem ser um importante precursor no desenvolvimento das cintilações e, com isso, podendo ser um importante parâmetro na previsão da ocorrência das cintilações.

Durante a ocorrência de tempestades geomagnéticas e durante a fase de recuperação destes eventos, penetrações de campos elétricos de origem magnetosférica, campos elétricos associados aos efeitos de dínamo perturbado, ventos neutros termosféricos e mudanças na composição da atmosfera neutra podem alterar drasticamente o comportamento e a dinâmica da ionosfera equatorial e de baixa altitude. Com isso, as irregularidades de pequena escala que causam as cintilações podem ser inibidas, intensificadas, sofrerem uma diminuição na sua taxa de decaimento, apresentar um movimento de deriva comparável ao de outras irregularidades com tamanhos de escala maiores ou serem, ainda, limitadas em latitude/longitude dependendo de como a densidade eletrônica e os gradientes associados estão distribuídos na ionosfera. Com isso, uma previsão das cintilações durante períodos perturbados torna-se muito mais difícil, uma vez que a resposta da ionosfera se altera de um caso para outro. As relações entre o comportamento do TEC e os eventos de cintilações na forma em que ela é mostrada nos mapas das Figs. (8.11-8.13) ainda não foi estudada pela comunidade científica, uma vez que tais correlações são consideradas muitas vezes incompreensíveis. No entanto, uma análise estatística destas imagens durante períodos magneticamente calmos e, para diferentes níveis de fluxo solar, pode esclarecer possíveis relações que possam existir entre as irregularidades de pequena escala e a magnitude e a expansão em latitude das cristas da anomalia equatorial.

CAPÍTULO 9

CONCLUSÕES FINAIS E SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

9.1 Conclusões finais

Uma conclusão mais detalhada dos resultados alcançados nesta tese pode ser encontrada no final de cada Capítulo. Nesta seção são enfatizados o ineditismo e as contribuições mais relevantes ao avanço do conhecimento.

Uma análise da ocorrência das cintilações (flutuações) na amplitude dos sinais recebidos dos satélites do GPS, em seis estações (Manaus, São Luís, Cuiabá, São José dos Campos ou Cachoeira Paulista, Palmas e São Martinho da Serra) localizadas em diferentes latitudes entre a costa leste e a parte central do território brasileiro, permitiu pela primeira vez ter um panorama regional das cintilações ionosféricas. Com isso, foi possível caracterizar pioneiramente a morfologia das irregularidades (imersas em bolhas ionosféricas) que causam as cintilações na banda L do GPS durante ambas as fases ascendente e descendente de um ciclo solar. Por exemplo, investigou-se o comportamento das cintilações ionosféricas sobre cada uma das estações, observando-se que a distribuição latitudinal das irregularidades que as causam está fortemente relacionada com a distribuição/intensidade da região da anomalia equatorial e do posicionamento das cristas da anomalia. Com isso, diferenças temporais, sazonais e com o fluxo solar foram observadas sobre a ocorrência média e o nível de intensidade das cintilações em cada uma das estações.

Em quatro das seis estações utilizadas para se estudar a ocorrência das cintilações (São Luís, Cuiabá, Cachoeira Paulista e São Martinho da Serra), medidas simultâneas realizadas por duas antenas receptoras dispostas na direção leste-oeste magnética permitiram, pela primeira vez, estudar para o território brasileiro a dinâmica das irregularidades que causam as cintilações nos sinais do GPS e sua variabilidade temporal, sazonal e com o fluxo solar. Adicionalmente, os resultados revelaram uma variabilidade latitudinal da dinâmica destas irregularidades que ainda não havia sido observada em estudos prévios. Por exemplo, durante os anos de máximo solar as maiores magnitudes das derivas zonais (para leste) apareceram em latitudes entre as

cristas da anomalia e o equador magnético e, ainda, máximos secundários foram observados durante os equinócios sobre a região equatorial.

Medidas pontuais simultâneas de TEC e cintilação em estações geomagneticamente conjugadas revelaram aspectos novos do comportamento destas duas propriedades geofísicas da ionosfera. Por exemplo, estudos de casos mostraram que nem sempre pode existir uma relação simples e direta entre a intensidade da cintilação (índice S_4) e o tamanho da depleção (assinatura das bolhas) nos valores de TEC. Os resultados mostraram que as cintilações nos sinais do GPS podem não ser mais intensas na região das cristas da anomalia, onde a densidade eletrônica do plasma ambiente é maior, mas podem ocorrer nas regiões das fronteiras da anomalia equatorial. Mais ainda, sinais recebidos de satélites geoestacionários (VHF) em estações conjugadas revelaram cintilações na sua amplitude causadas não somente pelas estruturas de menor escala, coexistindo com as bolhas de plasma, mas também por irregularidades na densidade do plasma na base da região F (do tipo “bottomside sinusoidal” ou BSS). No entanto, as medidas com GPS não revelaram assinaturas nas cintilações atribuídas a este tipo de irregularidade. Um estudo mais detalhado do comportamento das irregularidades do tipo BSS ainda não foi realizado para o setor brasileiro.

Muitos aspectos notados nas observações em estações conjugadas foram confirmados nos mapas dinâmicos bidimensionais que associaram as medidas simultâneas de TEC e cintilação. Estes mapas permitiram analisar relações específicas entre a dinâmica destas propriedades ainda não investigadas e estabelecer um cenário típico para as noites calmas. As bolhas de plasma que evoluem do equador magnético e se estendem ao longo das linhas de campo até a ionosfera de baixa latitude, ao interceptarem as regiões da fronteira da anomalia equatorial, onde os gradientes espaciais da densidade eletrônica são elevados, criam condições favoráveis para que mecanismos de instabilidade secundários atuem nas bolhas. Esses mecanismos, por conseguinte, geram as irregularidades de menor escala que causam as cintilações na amplitude dos sinais do GPS. Com isso, os resultados no presente estudo sugerem que os gradientes de densidade podem ser um importante precursor no desenvolvimento das cintilações e, portanto, ser um fator que pode revelar muito sobre as fortes variabilidades espaciais das cintilações. Pela primeira vez, uma análise das medidas simultâneas destas propriedades acopladas em mapas bidimensionais sugere que o mecanismo de instabilidade de deriva de gradiente, também conhecido como instabilidade “cross-

field”, deve ser um importante mecanismo gerador das irregularidades que causam as cintilações na banda L.

Utilizando medidas de TEC obtidas dos receptores da RBMC do IBGE, foram feitas reconstruções tomográficas da densidade eletrônica na ionosfera dentro da região de 35-50 graus de longitude geográfica e 0-30 graus de latitude geográfica no setor brasileiro. Comparando-se com medidas dos parâmetros h_mF2 e N_mF2 obtidas de digissondas, pela primeira vez validaram-se os resultados de reconstrução tomográfica na região brasileira e verificaram-se as concordâncias e entenderam-se as razões de certas concordâncias. As maiores discordâncias foram observadas na região do equador nos horários em que ocorreu uma maior intensificação da ionização e naqueles em que fortes gradientes verticais do plasma (entardecer) estiveram presentes. Inesperadamente, as maiores concordâncias ocorreram na latitude próxima à crista sul da anomalia equatorial. A compreensão do método matemático envolvido na técnica de radiotomografia ionosférica e de seus principais fatores limitantes permite que, esforços futuros, sejam feitos com o intuito de que a técnica de imageamento ionosférico possa ser utilizada para complementar e aumentar a capacidade dos equipamentos de sondagem ionosférica. Com isso, teremos uma ferramenta muito útil para uma melhor compreensão dos fenômenos físicos que ocorrem na ionosfera equatorial e de baixa latitude.

As conclusões acima mostram as principais contribuições do ponto de vista científico. No entanto, do ponto de vista de aplicação, os resultados alcançados podem ser utilizados como base no desenvolvimento e validação de um modelo de cintilação na banda L do GPS para o setor brasileiro, que pode futuramente ter aplicações práticas, principalmente nos setores aeronáutico e de telecomunicações.

9.2 Sugestões para trabalhos futuros

Neste Capítulo são listados alguns temas de pesquisa que podem ser estudados futuramente, a maioria deles abordados neste trabalho:

- (a) Desenvolvimento de um modelo de cintilação (banda L) para o setor longitudinal brasileiro;
- (b) Estudos de medidas simultâneas de irregularidades do plasma utilizando diversos instrumentos, tais como ionossondas digitais, imageadores, receptores de GPS, VHF,

radares de retroespalhamento, etc., incluindo também observações em pontos conjugados.

- (c) Caracterização das irregularidades do tipo “bottomside sinusoidal” (BSS) no setor brasileiro a partir das observações do VHF;
- (d) Comparação de longo termo entre a velocidade de deriva das bolhas de plasma/irregularidades medidas a partir de diferentes técnicas;
- (e) Avaliar o efeito da variação temporal da altura do pico de densidade eletrônica da ionosfera, obtidos a partir do parâmetro h_mF2 registrados nos ionogramas e gravados pelas ionossondas, nos cálculos da velocidade de deriva zonal das irregularidades que causam as cintilações nos sinais do GPS;
- (f) Trabalhar na técnica de receptores de GPS espaçados e aperfeiçoar o modelo para estimar a altura da camada de espalhamento;
- (g) Fazer um estudo climatológico de espessura equivalente da ionosfera utilizando os dados de TEC e dados de ionossondas;
- (h) Implementar outros métodos de regularização no algoritmo de reconstrução tomográfica e testar a eficiência das reconstruções de densidade eletrônica;
- (i) Fazer um estudo estatístico dos resultados das reconstruções tomográficas e compará-los com as medidas de ionossonda;
- (j) Estudo estatístico de extensão latitudinal das cristas da anomalia e de gradientes latitudinais do TEC na ocorrência das cintilações em amplitude na banda L do GPS;
- (l) Investigar a dependência temporal, espacial e a dinâmica das irregularidades que causam as cintilações nos sinais do GPS durante outros eventos de tempestade geomagnética;

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- AARONS, J. et al. Seasonal and geomagnetic control of equatorial scintillations in two longitude sectors. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 42, p. 861-866, 1980.
- AARONS, J. Global morphology of ionospheric scintillations. **Proceedings of the IEEE**, v. 70, p. 360-378, 1982.
- AARONS, J. The longitudinal morphology of equatorial *F* layer irregularities relevant to their occurrence. **Space Science Reviews**, v. 63, p. 209-243, 1993.
- AARONS, J. 50 years of radio-scintillation observations. **IEEE Antennas and Propagation Magazine**, v. 39, p. 7-12, 1997.
- AARONS, J. et al. GPS phase fluctuations in the equatorial region during sunspot minimum. **Radio Science**, v. 32, p. 1535-1550, 1997.
- AGGSON, T. L. et al. Electric-field observations of equatorial bubbles. **Journal of Geophysical Research**, v. 97, p. 2997-3009, 1992.
- ABDU, M. A. et al. 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 et al. Equatorial spread-*F* instability conditions as determined from ionograms. **Geophysical Research Letters**, v. 9, p. 692-695, 1982.
- ABDU, M. A et al. Spread-*F* plasma bubble vertical rise velocities determined from spaced ionosonde observations. **Journal of Geophysical Research**, v. 88, p. 9197-9204, 1983.
- ABDU, M. A. et al. East-west plasma bubble irregularity motion determined from spaced VHF polarimeter: Implications on velocity shear in the zonal *F* region bulk plasma motion. **Radio Science**, v. 20, p. 111-122, 1985a.
- ABDU, M. A. et al. Equatorial ionospheric plasma bubble irregularity occurrence and zonal velocities under quiet and disturbed conditions from polarimeter observations. **Journal of Geophysical Research**, v. 90, p. 9921-9928, 1985b.
- ABDU, M. A. et al. Rocket observation of equatorial plasma bubbles over Natal, Brazil, using a high-frequency capacitance probe. **Journal of Geophysical Research**, v. 66, p. 7689-7695, 1991a.
- ABDU, M. A et al. Magnetospheric disturbances effects on the equatorial ionization anomaly (EIA): an overview. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 53, p. 757-771, 1991b.

ABDU, M. A. et al. A new aspect of magnetic declination control of equatorial spread F and F region dynamo. **Journal of Geophysical Research**, v. 97, p. 14897-14904, 1992.

ABDU, M. A et al. Global scale equatorial ionization anomaly (EIA) response to magnetospheric disturbances based on the may-june 1987 SUNDIAL-coordinated observations. **Annales Geophysicae**, v. 11, p. 585-594, 1993.

ABDU, M. A. et al. Long term trends in sporadic *E* layers and electric fields over Fortaleza, Brazil. **Geophysical Research Letters**, v. 23, p. 757-760, 1996.

ABDU, M. A. Major phenomena of the equatorial ionosphere-thermosphere system under disturbed conditions. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 59, p. 1505-1519, 1997.

ABDU, M. A. Outstanding problems in the equatorial ionosphere-thermosphere electrodynamics relevant to spread *F*. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 63, p. 869-884, 2001.

ABDU, M. A. Equatorial spread *F* statistics and empirical representation for IRI: A regional model for the Brazilian longitude sector. **Advances in Space Research**, v. 31, p. 703-716, 2003.

ABDU, M. A. Equatorial ionosphere-thermosphere system: Electrodynamics and irregularities. **Advances in Space Research**, v. 35, p. 771-787, 2005.

AFRAIMOVICH, E. L. et al. Diagnostics of large-scale structures of the high-latitude ionosphere based on tomographic treatment of navigation-satellite signals and of data from ionospheric stations. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 54, p. 1265-1273, 1992.

AFRAIMOVICH, E. L. et al. Characteristics of small-scale ionospheric irregularities as deduced from scintillation observations of radio signals from satellites ETS-2 and Polar Bear 4 at Irkutsk. **Radio Science**, v. 29, p. 839-855, 1994.

AGGSON, T. L. et al. Geomagnetic equatorial anomaly in zonal plasma flow. **Journal of Geophysical Research**, v. 92, p. 311-315, 1987.

AHMAD, A. et al. VHF scintillations as a diagnostic tool for the study of ionospheric irregularities. **Earth, Moon and Planets**, v. 65, p. 247-268, 1994.

ALEX, S. et al. Geomagnetic signatures during the intense geomagnetic storms of 29 October and 20 November 2003. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 68, p. 769-780, 2006.

ANDERSON, D. N. e MENDILLO, M. Ionospheric conditions affecting the evolution of equatorial plasma depletions. **Geophysical Research Letters**, v. 10, p. 541-544, 1983.

ANDERSON, D. N. et al. Forecasting the occurrence of ionospheric scintillation activity in the equatorial ionosphere on a day-to-day basis. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 66, p. 1567-1572, 2004.

ANDREEVA, E. S. et al. Radiotomographic reconstruction of ionization dip in the plasma near the Earth. **Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters**, v. 52, p. 145-148, 1990.

ANDREEVA, E. S. et al. Some features of the equatorial anomaly revealed by ionospheric tomography. **Geophysical Research Letters**, v. 27, p. 2465-2468, 2000.

ARRUDA, D. C. S. et al. Theoretical and experimental zonal drift velocities of the ionospheric plasma bubbles over the Brazilian region. **Advances in Space Research**, v. 38, p. 2610-2614, 2006.

AUSTEN, J. R. et al. Application of computerized tomography techniques to ionospheric research. In.: INTERNATIONAL BEACON SATELLITE SYMPOSIUM, 1986, Oulu, Finland. **Proceedings...** Oulu: University of Oulu, 1986, p. 25-35. (Tauriainen, A. ed.)

AUSTEN, J. R. et al. Ionospheric imaging using computerized tomography. **Radio Science**, v. 23, p. 299-307, 1988.

BALAN, N. et al. Plasmaspheric electron content in the GPS ray paths over Japan under magnetically quiet conditions at high solar activity. **Earth Planets and Space**, v. 54, p. 71-79, 2002.

BANDYOPADHAYAY, T. et al. Degradation of navigational accuracy with global positioning system during periods of scintillation at equatorial latitudes. **Electronics Letters**, v. 33, p. 1010-1011, 1997.

BASU, S. et al. Coordinated study of equatorial scintillation and in situ and radar observations of nighttime *F* region irregularities. **Journal of Geophysical Research**, v. 85, p. 5119-5130, 1980.

BASU, S. et al. Scintillations associated with bottomside sinusoidal irregularities in the equatorial *F* region. **Journal of Geophysical Research**, v. 91, p. 270-276, 1986.

BASU, S. et al. Ionospheric constraints on VHF/UHF communications links during solar maximum and minimum periods. **Radio Science**, v. 23, p. 363-378, 1988.

BASU, S. et al. Zonal irregularity drifts and neutral winds measured near the magnetic equator in Peru. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 53, p. 743-755, 1991.

BASU, S. et al. Scintillations, plasma drifts, and neutral winds in the equatorial ionosphere after sunset. **Journal of Geophysical Research**, v. 101, p. 26795-26809, 1996.

BASU, S. et al. A comparison of TEC fluctuations and scintillations at Ascension Island. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 61, p. 1219-1226, 1999.

BATISTA, I. S. et al. Equatorial ionospheric vertical plasma drift model over the Brazilian region. **Journal of Geophysical Research**, v. 101, p. 10887-10892, 1996.

- BEACH, T. L. **Global positioning system studies of equatorial scintillations**. Ithaca. 335 p. Tese (Ph.D. in Electrical and Computer Engineering) – Cornell University, 1998.
- BEACH, T. L. e KINTNER, P. M. Development and use of a GPS ionospheric scintillation monitor. **IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing**, v. 39, p. 918-928, 2001.
- BECKER-GUEDES, F. et al. The ionospheric response in the Brazilian sector during the super geomagnetic storm on 20 November 2003. **Annales Geophysicae**, v. 25, p. 863-873, 2007.
- BERNHARDT, P. A. et al. Improved radio tomography of the ionosphere using EUV/optical instruments from satellites. **Radio Science**, v. 32, p. 1965-1972, 1997.
- BHATTACHARYYA, A. et al. Characteristic velocity of equatorial *F* region irregularities determined from spaced receiver scintillation data. **Journal of Geophysical Research**, v. 94, p. 11959-11969, 1989.
- BHATTACHARYYA, A. et al. Deducing turbulence parameters from transionospheric scintillation measurements. **Space Science Reviews**, v. 61, p. 335-386, 1992.
- BHATTACHARYYA, A. et al. Dynamics of equatorial *F* region irregularities from spaced receiver scintillation observations. **Geophysical Research Letters**, v. 28, p. 119-122, 2001.
- BHUYAN, P. K. et al. Equivalent slab thickness of the ionosphere over 26°N through the ascending half of a solar cycle. **Annales Geophysicae**, v. 4, p. 131-136, 1986.
- BILITZA, D. **International reference ionosphere 1990**. National Space Science Data Centre: Greenbelt, Maryland, 1990, p. 90-122. Rep. NSSDC/WDC-R&S. World Data Centre A for Rockets and Satellites.
- BITTENCOURT, J. A. e ABDU, M. A. Theoretical comparison between apparent and real vertical ionization drift velocities in the equatorial *F* region. **Journal of Geophysical Research**, v. 86, p. 2451-2454, 1981.
- BITTENCOURT, J. A. et al. LION: A dynamic computer model for the low-latitude ionosphere. **Annales Geophysicae**, v. 25, p. 2371-2392, 2007.
- BLANC, M. e RICHMOND, A. D. The ionospheric disturbance dynamo. **Journal of Geophysical Research**, v. 85, 1669-1688, 1980.
- BOOKER, H. G. The use of radio stars to study irregular refraction of radio waves in the ionosphere. **Proceedings of the IRE**, p. 298-314, 1956.
- BRIGGS, B. H. e PARKIN, I. A. On the variation of radio star and satellite scintillations with zenith angle. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 25, p. 339-365, 1963.

- BRIGGS, B. H. et al. On the analysis of moving patterns in geophysics – I Correlation analysis. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 30, p. 1777-1788, 1968.
- ÇAKIR, S. et al. Modeling the ionospheric response to artificially produced density enhancements. **Journal of Geophysical Research**, v. 97, p. 1193-1207, 1992.
- CALVERT, W. Instability of equatorial *F* layer after sunset. **Journal of Geophysical Research**, v. 68, p. 2591, 1963.
- CAMPISTA, M. E. M. Propagação e antenas aplicadas ao IEEE 802.11. **COPPE-GTA Redes de Computadores**. Universidade Federal do Rio de Janeiro. Disponível em: <http://www.gta.ufrj.br/seminarios/semin2003_1/miguel/index.html>. Acesso em: 18 set. 2007.
- CERRUTI, A. P. et al. Scattering height estimation using scintillating wide area augmentation system/satellite based augmentation system and GPS satellite signals. **Radio Science**, v. 41, RS6S6, doi: 10.1029/2005RS003405, 2006.
- CHEPURIN, Y. A. Experiments on underwater acoustic tomography. **Acoustical Physics**, v. 53, p. 393-416, 2007.
- CHIU, S. K. L. et al. 3-dimensional determination of structure and velocity by seismic tomography. **Geophysics**, v. 51, p. 1559-1571, 1986.
- CHYTIL, B. The distribution of amplitude scintillation and the conversion of scintillation indices. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 29, p. 1175-1177, 1967.
- COCO, D. S. et al. Variability of GPS satellite differential group delay biases. **IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems**, v. 27, p. 931-938, 1991.
- COLE, K. D. Equatorial thermosphere-ionosphere-plasmasphere disturbances. **Journal of Geomagnetism and Geoelectricity**, v. 82, p. 187-210, 1996.
- COOK, J. A. e CLOSE, S. An investigation of TID evolution observed in MACE'93 data. **Annales Geophysicae**, v. 13, p. 1320-1324, 1995.
- COSTA, E. e FOUGERE, P. F. Cross-spectral analysis of spaced-receiver measurements. **Radio Science**, v. 23, p. 129-139, 1988.
- COSTA, E. et al. Cross-correlation analysis and interpretation of spaced-receiver measurements. **Radio Science**, v. 23, p. 141-162, 1988.
- CRANE, R. K. Spectra of ionospheric scintillations. **Journal of Geophysical Research**, v. 81, p. 2041-2050, 1976.
- DASGUPTA, A. et al. Errors in position-fixing by GPS in an environment of strong equatorial scintillations in the Indian zone. **Radio Science**, v. 39, RS1S30, doi:10.1029/2002RS002822, 2004.
- DAVIES, K. **Ionospheric radio**. London: Peter Peregrinus, 1990. 580 p.

DE PAULA, E. R. et al. Ionospheric irregularity zonal velocities over Cachoeira Paulista. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 64, p. 1511-1516, 2002.

DE PAULA, E. R. et al. Equatorial anomaly effects on GPS scintillations in Brazil. **Advances in Space Research**, v. 31, p. 749-754, 2003.

DE PAULA, E. R. et al. Multi-technique investigations of storm-time ionospheric irregularities over the São Luís equatorial station in Brazil. **Annales Geophysicae**, v. 22, p. 3513-3522, 2004.

DE PAULA, E. R. et al. Characteristics of the ionospheric *F*-region plasma irregularities over Brazilian longitudinal sector. **Indian Journal of Radio & Space Physics**, v. 36, p. 268-277, 2007.

DE REZENDE, L. F. C. et al. Mapping and survey of plasma bubbles over Brazilian territory. **Journal of Navigation**, v. 60, p. 69-81, 2007.

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

DYSON, P. L. et al. In-situ measurements of the spectral characteristics of *F* region ionospheric irregularities. **Journal of Geophysical Research**, v. 79, p. 1497-1502, 1974.

ECCLES, J. V. Modeling investigation of the evening prereversal enhancement of the zonal electric field in the equatorial ionosphere. **Journal of Geophysical Research**, v. 103, p. 26709-26719, 1998.

ECCLES, J. V. et al. Study of the evening drift vortex in the low-latitude ionosphere using San Marco electric field measurements. **Journal of Geophysical Research**, v. 104, p. 28133- 28143, 1999.

FARLEY, D. T. et al. Equatorial spread-*F* - implications of VHF radar observations. **Journal of Geophysical Research**, v. 75, p. 7199-7216, 1970.

FEDRIZZI, M. **Estudo do efeito das tempestades magnéticas na ionosfera utilizando dados do GPS**. São José dos Campos. 223 p. Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 2003.

FEJER, B. G. e KELLEY, M. C. Ionospheric irregularities. **Reviews of Geophysics and Space Physics**, v. 18, p. 401-454, 1980.

FEJER, B. G. The equatorial ionospheric electric fields: A review. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 43, p. 377-386, 1981.

FEJER, B. G. et al. *F*-region east-west drifts at Jicamarca. **Journal of Geophysical Research**, v. 86, p. 215-218, 1981.

FEJER, B. G. Equatorial ionospheric electric fields associated with magnetospheric disturbances. In: Kamide, Y.; Slavin, J. A. ed. **Solar wind-magnetosphere coupling**. Tokyo: Terra Scientific, 1986, p. 519-545.

FEJER, B. G. et al. Global equatorial ionospheric vertical plasma drifts measured by AE-E satellite. **Journal of Geophysical Research**, v. A4, p. 5769-5776, 1995.

FEJER, B. G. et al. Effects of the vertical plasma drift velocity on the generation and evolution of equatorial spread *F*. **Journal of Geophysical Research**, v. 104, p. 19854-19869, 1999.

FORBES, J. M. The equatorial electrojet. **Reviews of Geophysics**, v. 19, p. 469-504, 1981.

FORTES, L. P. S. et al. Accessing the new SIRGAS2000 reference frame through a modernized Brazilian active control network. In.: DYNAMIC PLANET, 2005, Sydney, Australia. **Program & abstract book**. Sydney: Event Planners Asutralia Pty Ltd., 2005. p. 62.

FREMOUW, E. J. et al. Early results from DNA wideband satellite experiment – complex signal scintillation. **Radio Science**, v. 13, p. 167-187, 1978.

FREMOUW, E. J. et al. Application of stochastic inverse theory to ionospheric tomography. **Radio Science**, v. 27, p. 721-732, 1992.

FREMOUW, E. J. et al. A status report on applying discrete inverse theory to ionospheric tomography. **International Journal of Imaging Systems and Technology**, v. 5, p. 97-105, 1994.

GAO, Y. e LIU, Z. Z. Precise ionosphere modeling using regional GPS network data. **Journal of Global Positioning Systems**, v. 1, p. 18-24, 2002.

GOLUB, G. H. e VAN-LOAN, C. F. **Matrix computations**. Baltimore: John Hopkins University Press, 1989. 642p.

GONZALEZ, W. D. et al. What is a geomagnetic storm? **Journal of Geophysical Research**, v. 99, p. 5771-5792, 1994.

GOPALSWAMY, N. et al. Solar source of the largest geomagnetic storm of cycle 23. **Geophysical Research Letters**, v. 32, doi:10.1029/2004GL021639, 2005.

GROVES, K. M. et al. Meridional variations of equatorial spread-*F* characteristics. In.: VII COLAGE, 2004, Atibaia. **Abstract...** São José dos Campos: INPE, 2004.

GROVES, K. M. et al. Coordinated observations of ionospheric scintillations, density profiles and total electron content on a common magnetic flux tube. In.: URSI GENERAL ASSEMBLY, 2005, New Delhi, India. **Abstract...** Disponível em: <[http://www.ursi.org/Proceedings/ProcGA05/pdf/GF1b.4\(0248\).pdf](http://www.ursi.org/Proceedings/ProcGA05/pdf/GF1b.4(0248).pdf)>. Acesso em: 12 de maio de 2008.

HANSON, W. B. et al. The effect of vertical drift on the equatorial *F*-region stability. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 48, p. 205-212, 1986.

HANSON, W. B. Fast equatorial bubbles. **Journal of Geophysical Research**, v. 102, p. 2039-2045, 1997.

HANSON, W. B. e MOFFETT, R. J. Ionization transport effects in equatorial *F* region. **Journal of Geophysical Research**, v. 71, p. 5559-5572, 1966.

HARGREAVES, J. K. **The solar-terrestrial environment: an introduction to geospace – the science of the terrestrial upper atmosphere, ionosphere and magnetosphere**. Cambridge: Cambridge University Press, 1992. 420p.

HAERENDEL, G. et al. Theory for modeling the equatorial evening ionosphere and the origin of the shear in the horizontal plasma flow. **Journal of Geophysical Research**, v. 97, p. 1209-1223, 1992.

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

HEELIS, R. A. Electric coupling of the *E* and *F* regions and its effect on the *F* region drifts and winds. **Planetary and Space Science**, v. 22, p. 743-756, 1974.

HEWISH, A. The diffraction of galactic radio waves as a method of investigating the irregular structure of the ionosphere. **Proceedings of the Royal Society**, v. A214, p. 492-514, 1952.

HEY, J. S. et al. Fluctuations in cosmic radiation at radio-frequencies. **Nature**, v. 158, p. 247, 1946.

HOFMANN-WELLENHOF, B. et al. **GPS: theory and practice**. Wien: Springer-Verlag, 1994. 355 p.

HUANG, C. R. et al. The low-latitude ionospheric tomography network (LISN) – initial results. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 59, p. 1553-1567, 1997.

HUNSUCKER, R. D. **Radio techniques for probing the terrestrial ionosphere**. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 1991. 293 p.

HYSELL, D. L. e KUDEKI, E. Collisional shear instability in the equatorial *F* region ionosphere. **Journal of Geophysical Research**, v. 109, doi:10.1029/2004JA010636, 2004.

HYSELL, D. L. et al. Shear flow effects at the onset of equatorial spread *F*. **Journal of Geophysical Research**, v. 111, doi:10.1029/2006JA011963, 2006.

IMMEL, T. J. et al. Global observations of the zonal drift speed of equatorial ionospheric plasma bubbles. **Annales Geophysicae**, v. 22, p. 3099-3107, 2004.

INSTITUTO BRASILEIRO DE GEOGRAFIA E ESTATÍSTICA (IBGE). **Rede Brasileira de Monitoramento Contínuo – RBMC**. Disponível em: <http://www.ibge.gov.br/home/geociencias/geodesia/rbmc/RBMC_2007.pdf>. Acesso em: 17 abr. 2008.

INTERNATIONAL GNSS SERVICE (IGS). **IGS tracking network**. Disponível em: <<http://igscb.jpl.nasa.gov/network/netindex.html>>. Acesso em: 10 out. 2007.

IYEMORI, T. et al. **Mid-latitude geomagnetic índices “ASY” and “SYM” for 1999 (provisional)**. Kyoto: Kyoto University, 2000. 6 p. Disponível em: <<http://swdcwww.kugi.kyoto-u.ac.jp/aeasy/asy.pdf>>. Acesso em: 28 jun. 2008.

JAKOWSKI, N. TEC Monitoring by using satellite positioning systems. In.: Kohl, H.; Rüster, R.; Schlegel, K. (ed.) **Modern ionospheric science**. Katlenburg-Lindau: Max-Planck-Institut für Aeronomie, 1996, p. 371-390.

KAMEI, T. et al. **On AE index (description in the data book No25)**. Disponível em: <<http://swdcwww.kugi.kyoto-u.ac.jp/aedir/ae2/onAEindex.html>>. Acesso em: 17 jun. 2008.

KANTOR, I. J. et al. Total ionospheric electron content from GPS measurements over the Brazilian region. **Geofísica Internacional**, v. 39, p. 81-85, 2000.

KELLEY, M. C. et al. Explanation for anomalous ionospheric electric fields associated with a northward turning of the interplanetary magnetic field. **Geophysical Research Letters**, v. 6, p. 301-304, 1979.

KELLEY, M. C. et al. Gravity-wave initiation of equatorial spread-*F* - a case-study. **Journal of Geophysical Research**, v. 86, p. 9087-9100, 1981.

KELLEY, M. C. **The Earth’s ionosphere**. San Diego: Academic Press, 1989, 486p.

KERSLEY, L. et al. Imaging of electron density troughs by tomographic techniques. **Radio Science**, v. 32, p. 1607-1621, 1997.

KESKINEN, M. J. et al. Nonlinear evolution of the Kelvin-Helmholtz instability in the high-latitude ionosphere. **Journal of Geophysical Research**, v. 93, p. 137-152, 1988.

KHERANI, E. A. et al. Effects of the fringe field of Rayleigh-Taylor instability in the equatorial *E* and valley regions. **Journal of Geophysical Research**, v. 109, A12310, doi: 10.1029/2003JA010364, 2004.

KIL, H. et al. Global Positioning System measurements of the ionospheric zonal apparent velocity at Cachoeira Paulista in Brazil. **Journal of Geophysical Research**, v. 105, p. 5317-5327, 2000.

KIL, H. et al. Latitudinal variations of scintillation activity and zonal plasma drifts in South America. **Radio Science**, v. 37, doi:10.1029/2001RS002468, 2002.

- KINTNER, P. M. et al. Fading timescales associated with GPS signals and potential consequences. **Radio Science**, v. 36, p. 731-743, 2001.
- KINTNER, P. M. et al. Size, shape, orientation, speed, and duration of GPS equatorial anomaly scintillations. **Radio Science**, v. 39, RS2012, doi:10.1029/2003RS002878, 2004.
- KINTNER, P. M. e LEDVINA, B. M. The ionosphere, radio navigation, and global navigation satellite systems. **Advances in Space Research**, v. 35, p. 788-811, 2005.
- KINTNER, P. M. **Global positioning system theory and design**: apostila do curso de GPS ministrado na Cornell University, Ithaca, NY, EUA, fall term, 2006, 170p.
- KINTNER, P. M. et al. GPS and ionospheric scintillations. **Space Weather**, v. 5, S09003, doi: 10.1029/2006SW000260, 2007.
- KIRCHHOFF, V. W. J. H. **Introdução à geofísica espacial**. São Paulo: Nova Estela, 1991.
- KUDEKI, E. et al. Interferometer studies of equatorial *F* region irregularities and drifts. **Geophysical Research Letters**, v. 8, p. 377-380, 1981.
- KUDEKI, E. e BHATTACHARYYA, S. Post-sunset vortex in equatorial *F*-region plasma drifts and implications for bottomside spread-*F*. **Journal of Geophysical Research**, v. 104, p. 28163-28170, 1999.
- KUNITAKE, M. et al. Tomographic imaging of the ionosphere over Japan by the modified truncated SVD method. **Annales Geophysicae**, v. 13, p. 1303-1310, 1995.
- KUNITSYN, V. E. et al. Phase and phase-difference ionospheric radio tomography. **International Journal of Imaging Systems and Technology**, v. 5, p. 128-140, 1994.
- LABELLE, J. e KELLEY, M. C. The generation of kilometer scale irregularities in equatorial spread-*F*. **Journal of Geophysical Research**, v. 91, p. 5504-5512, 1986.
- LEDVINA, B. M. et al. Understanding spaced-receiver zonal velocity estimation. **Journal of Geophysical Research**, v. 109, doi:10.1029/2004JA010489, 2004.
- LEDVINA, B. M. et al. Temporal and spatial evolution of GPS L1 amplitude scintillations and electron density in Brazil. In.: INTERNATIONAL BEACON SATELLITE SYMPOSIUM, 2004, Trieste, Italy. **Proceedings...** Trieste: The Abdus Salam International Centre for Theoretical Physics (ICTP), 2004.
- LEE, L. C. Wave propagation in a random medium: A complete set of moment equations with different wavenumbers. **Journal of Mathematics and Physics**, v. 15, p. 1431-1435, 1974.
- LEITINGER, R. Tomography. In.: Kohl, H.; Rüster, R.; Schlegel, K. (ed.) **Modern ionospheric science**. Katlenburg-Lindau: Max-Planck-Institut für Aeronomie, 1996, p. 346-370.

- LIU, C. H. e FRANKE, S. J. Experimental and theoretical studies of ionospheric irregularities using scintillation techniques. **Radio Science**, v. 21, p. 363-374, 1986.
- LIU, Z. et al. Ionospheric modeling using GPS data. **GPS Solutions**, v. 9, p. 63-66, 2005.
- LUNT, N. et al. The influence of the protonosphere on GPS observations: model simulations. **Radio Science**, v. 34, p. 725-732, 1999.
- MANNUCCI, A. J. et al. A global mapping technique for GPS-derived ionospheric total electron content measurements. **Radio Science**, v. 33, p. 565-582, 1998.
- MARTINIS, C. et al. Latitude dependence of zonal plasma drifts obtained from dual-site airglow observations. **Journal of Geophysical Research**, v. 108, doi: 10.1029/2002JA009462, 2003.
- MARUYAMA, N. et al. Interaction between direct penetration and disturbance dynamo electric fields in the storm-time equatorial ionosphere. **Geophysical Research Letters**, v. 32, L17105, doi:10.1029/2005GL023763, 2005.
- MARUYAMA, T e MATUURA, N. Longitudinal variability of annual changes in activity of equatorial Spread *F* and plasma depletions. **Journal of Geophysical Research**, v. 89, p. 10903-10912, 1984.
- MARUYAMA, T. et al. Ionospheric height changes at two closely separated equatorial stations and implications in spread *F* onsets. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 64, p. 1557-1563, 2002.
- MATERASSI, M. et al. Ionospheric imaging of the northern crest of the Equatorial Anomaly. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 65, p. 1393-1400, 2003.
- MATERASSI, M. e MITCHELL, C. N. Imaging of the equatorial ionosphere. **Annals of Geophysics**, v. 48, p. 477-482, 2005a.
- MATERASSI, M. e MITCHELL, C. N. A simulation study into constructing of the sample space for ionospheric imaging. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 67, p. 1085-1091, 2005b.
- MATSUOKA, M. T. **Avaliação de funções para modelagem do efeito da refração ionosférica na propagação dos sinais GPS**. 2003. 164 p. Dissertação (Mestrado em Ciências Cartográficas) – Universidade Estadual Paulista, Presidente Prudente. 2003. Disponível em: <http://www4.fct.unesp.br/pos/cartografia/docs/teses/d_matsuoka_mt.pdf>. Acesso em: 14 ago. 2007.
- MATSUOKA, M. T. e CAMARGO, P. O. Cálculo do TEC usando dados de receptores GPS de dupla freqüência para a produção de mapas da ionosfera para a região brasileira. **Revista Brasileira de Cartografia**, n. 56/01, p. 14-27, 2004.

- MCCLURE, J. P. The height of scintillation-producing ionospheric irregularities in temperate latitudes. **Journal of Geophysical Research**, v. 69, p. 2775-2780, 1964.
- MEIER, R. R. et al. First look at the 20 November superstorm with TIMED/GUVI: Comparisons with a thermospheric global circulation model. **Journal of Geophysical Research**, v. 110, A09S41, doi:10.1029/2004JA010990, 2005.
- MENDILLO, M. e BAUMGARDNER, J. Airglow characteristics of equatorial plasma depletions. **Journal of Geophysical Research**, v. 87, p. 7641-7652, 1982.
- MENDILLO, M. et al. Testing the thermospheric neutral wind suppression mechanism for day-to-day variability of equatorial spread *F*. **Journal of Geophysical Research**, v. 106, p. 3655-3663, 2001.
- MITCHELL, C. N. et al. Imaging of field-aligned structures in the auroral ionosphere. **Annales Geophysicae**, v. 13, p. 1311-1319, 1995.
- MITCHELL, C. N. et al. Determination of the vertical electron density profile in ionospheric tomography: Experimental results. **Annales Geophysicae**, v. 15, p. 747-752, 1997.
- MITCHELL, C. N. et al. Imaging of near-Earth space plasma. **Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A-Mathematical Physical and Engineering Sciences**, v. 360, p. 2805-2818, 2002.
- MITCHELL, C. N. e SPENCER, P. S. J. A three-dimensional time-dependent algorithm for ionospheric imaging using GPS. **Annals of Geophysics**, v. 46, p. 687-696, 2003.
- MONICO, J. F. G. **Posicionamento pelo Navstar – GPS:** descrição, fundamentos e aplicações. São Paulo: Editora UNESP, 2000. 287 p.
- MUELLA, M. T. A. H. et al. GPS scintillation, TEC and zonal plasma drifts observed during the COPEX 2002 campaign: Preliminary results. In.: 9TH INTERNATIONAL CONGRESS OF THE BRAZILIAN GEOPHYSICAL SOCIETY, 2005, Salvador. **Expanded abstracts**. Salvador: SBGF, 2005. 1 CD-ROM.
- MUELLA, M.T.A.H. **Manual para o processamento dos dados de GPS utilizados no cálculo da velocidade de deriva zonal das irregularidades (versão windows)**. São José dos Campos: INPE, 2006. 9 p.
- MUELLA, M. T. A. H. et al. GPS ionospheric imaging and TEC/scintillation studies during the 18-23 November 2003 storm time period over the Brazilian tropical region. In.: INTERNATIONAL BEACON SATELLITE SYMPOSIUM, 2007, Boston, USA. **Proceedings...** Boston: Boston College, 2007. 1 CD-ROM. (Doherty, P. ed.)
- MUELLA, M. T. A. H. et al. Nighttime thermospheric meridional neutral winds inferred from ionospheric *h'F* and *hpF2* data. **Advances in Space Research**, v. 41, p. 599-610, 2008a.

MUELLA, M. T. A. H. et al. GPS L-band scintillations and ionospheric irregularity zonal drifts inferred at equatorial and low-latitude regions. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 70, p. 1261-1272, doi:10.1016/j.jastp.2008.03.013, 2008b.

MUELLA, M. T. A. H. et al. Occurrence and zonal drifts of small-scale ionospheric irregularities over an equatorial station during solar maximum. **Advances in Space Research**, submetido, 2008c.

MÜNTHER, C. Comparison of five different methods for determining a scintillation index. **Planetary and Space Science**, v. 17, p. 1066-1069, 1969.

MURALIKRISHNA, P. F-region electron density irregularities during the development of equatorial plasma bubbles. **Geofísica Internacional**, v. 39, p. 117-125, 2000.

NATIONAL OCEANIC AND ATMOSPHERIC ADMINISTRATION (NOAA). The global positioning system: revolutionizing land surveys. **NOAA celebrates 200 years of science, service, and stewardship**. Disponível em:
<http://celebrating200years.noaa.gov/>. Acesso em: 4 out. 2007.

OLIVEIRA, A. B. V. **Uso do GPS para o estudo da anomalia equatorial**. São José dos Campos. 167 p. Dissertação (Mestrado em Engenharia Eletrônica e Computação) – Instituto Tecnológico de Aeronáutica, 2003.

OSSAKOW, S. L. et al. Nonlinear equatorial spread *F*: Dependence on altitude of the *F* peak and bottomside background electron density gradient scale height. **Journal of Geophysical Research**, v. 84, p. 17-29, 1979.

OSSAKOW, S. L. Spread-*F* theories. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 41, p. 437-452, 1981.

OTSUKA, Y. et al. Spatial relation of equatorial plasma bubble and field aligned irregularities observed with an all-sky airglow imager and the Equatorial Atmosphere Radar. **Geophysical Research Letters**, v. 31, doi:10.1029/2004GL020869, 2004.

OTSUKA, Y. et al. Equatorial ionospheric scintillations and zonal irregularity drifts observed with closely-spaced GPS receivers in Indonesia. **Journal of the Meteorological Society of Japan**, v. 84A, p. 343-351, 2006.

PAKULA, W. A. et al. Initial total electron content results from the Pan-American ionospheric tomography campaign. In.: BEACON SATELLITE SYMPOSIUM, 1994, Wales Aberystwyth, UK. **Proceedings...** Wales Aberystwyth: University of Wales Aberystwyth, 1994, p. 266-269. (Kersley, L. ed.)

PANDEY, V. K. et al. Equivalent slab thickness and its variability: A study with incoherent scatter measurements. **Advances in Space Research**, v. 27, p. 61-64, 2001.

PARK, C. G. Westward electric fields as the cause of nighttime enhancements in the electron concentration in the mid-latitude *F* region. **Journal of Geophysical Research**, v. 76, p. 4560-4568, 1971.

PARKINSON, B. W. e SPILKER, J. J. **Global positioning system:** theory and applications. Washington: AIAA, 1996. Cap. 1, p. 3-28.

PEREIRA, K. D. et al. RBMC: sete anos fornecendo referência a posicionamentos GPS no Brasil e exterior. In.: XXI CONGRESSO BRASILEIRO DE CARTOGRAFIA, 2003, Belo Horizonte. **Artigos técnicos**. Rio de Janeiro: IBGE, 2003. Disponível em: <http://www.ibge.gov.br/home/geociencias/geodesia/default_artigos.shtm>. Acesso em: 11 out. 2007.

PI, X. et al. Monitoring of global ionospheric irregularities using the worldwide GPS network. **Geophysical Research Letters**, v. 24, p. 2283-2286, 1997.

PIMENTA, A. A. et al. Ionospheric plasma bubble zonal drift: A methodology using OI 630 nm all-sky imaging systems. **Advances in Space Research**, v. 27, p. 1219-1224, 2001.

PIMENTA, A. A. et al. Equatorial *F*-region plasma depletion drifts: latitudinal and seasonal variations. **Annales Geophysicae**, v. 21, 2315-2322, 2003.

PRYSE, S. E. e KERSLEY, L. A preliminary experimental test of ionospheric tomography. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 54, p. 1007-1012, 1992.

PRYSE, S. E. et al. Travelling ionospheric disturbances imaged by tomographic techniques. **Annales Geophysicae**, v. 13, p. 1325-1330, 1995.

RAGHAVARAO, R. L. et al. An equatorial temperature and wind anomaly (ETWA). **Geophysical Research Letters**, v. 18, p. 1193-1196, 1991.

RAMOS, F. M. **Problemas inversos:** notas de aula ministrada no Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE). São José dos Campos, 2. sem. de 2007, 53p.

RATCLIFFE, J. A. Some aspects of diffraction theory and their application to the ionosphere. **Reports on Progress in Physics**, v. 19, p. 188-267, 1956.

RAY, S. et al. Equatorial scintillations in relation to the development of ionization anomaly. **Annales Geophysicae**, v. 24, p. 1429-1442, 2006.

RAYMUND, T. D. et al. Application of computerized tomography to the investigation of ionospheric structures. **Radio Science**, v. 25, p. 771-789, 1990.

REINISCH, B. W. et al. Multistation digisonde observations of equatorial spread *F* in South America. **Annales Geophysicae**, v. 22, p. 3145-3153, 2004.

RICHARDS, P. G. e TORR, D. G. Seasonal diurnal and solar cyclical variations of the limiting H⁺ flux in the Earth's topside ionosphere. **Journal of Geophysical Research**, v. 90, p. 5261-5268, 1985.

RINO, C. L. Iterative methods for treating the multiple scattering of radio waves. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 40, p. 1011-1018, 1978.

- RINO, C. L. A power law phase screen model for ionospheric scintillation 1. Weak scatter. **Radio Science**, v. 14, p. 1135-1145, 1979a.
- RINO, C. L. A power law phase screen model for ionospheric scintillation 2. Strong scatter. **Radio Science**, v. 14, p. 1147-1155, 1979b.
- RINO, C. L. et al. Coherence bandwidth loss in transionospheric radio propagation. **Radio Science**, v. 16, p. 245-255, 1981.
- RINO, C. L. e LIU, C. H. Intensity scintillation parameters for characterizing transionospheric radio signals. **Radio Science**, v. 17, p. 279-284, 1982.
- RINO, C. L. e LIVINGSTON, R. C. On the analysis and interpretation of spaced-receiver measurements of transionospheric radio waves. **Radio Science**, v. 17, p. 845-854, 1982.
- RISHBETH, H. Polarization fields produced by winds in the equatorial *F* region. **Planetary and Space Science**, v. 19, p. 357-369, 1971.
- RISHBETH, H et al. Field-aligned and field-perpendicular velocities in the ionospheric *F*2-layer. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 40, p. 767-784, 1978.
- RODRIGUES, F. S. **Estudo das irregularidades ionosféricas equatoriais utilizando sinais GPS**. 2003. 151 p. Dissertação (Mestrado em Geofísica Espacial) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos. 2003.
- RODRIGUES, F. S. et al. Equatorial spread *F* irregularity characteristics over São Luís, Brazil, using VHF radar and GPS scintillation techniques. **Radio Science**, v. 39, doi:10.1029/2002RS002826, 2004.
- RODRIGUES, M. E. C. Aspectos de radio propagação. **WirelessBR**. Disponível em: <http://www.wirelessbrasil.org/wirelessbr/colaboradores/marcio_rodrigues/propagacao/pro_01.html>. Acesso em: 17 set. 2007.
- ROSTOKER, G. et al. Physics of magnetic storms. In: Tsurutani, B. T.; Gonzalez, W. D.; Kamide, Y.; Arballo, J. L. ed. **Magnetic storm**. Washington: American Geophysical Union, 1997. p. 149-160.
- RYLE, M. e HEWISH, A. The effects of the terrestrial ionosphere on the radio waves from discrete sources in the galaxy. **Proceedings of the Royal Society**, v. A110, p. 381-394, 1950.
- SAENKO, Y. S. et al. Reconstruction of electron density distribution in the ionosphere based on the tomographic processing of satellite radio signals. **Geomagnetism and Aeronomy**, v. 31, p. 558-561, 1991.
- SAHAI, Y et al. Observations of thermospheric neutral winds at 23°S. **Planetary and Space Science**, v. 40, p. 767-773, 1992.
- SALPETER, E. E. Interplanetary scintillations I: Theory. **Astrophysical Journal**, v. 147, p. 433, 1967.

SANTANA, D. C. et al. Optical studies of the ionospheric irregularities over the Brazilian region by nocturnal images of the OI 630 nm emission. **Advances in Space Research**, v. 27, p. 1207-1212, 2001.

SARDÓN, E., et al. Estimation of the transmitter and receiver differential biases and the ionospheric total electron content from global positioning system observations. **Radio Science**, v. 29, p. 577-586, 1994.

SCHUNK, R. W. e NAGY, A. F. **Ionospheres: physics, plasma physics, and chemistry**. Cambridge: Cambridge University Press, 2000. 570p.

SEKAR, R. e KHERANI, E. A. Effects of molecular ions on the Rayleigh-Taylor instability in the nighttime equatorial ionosphere. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 61, p. 399-405, 1999.

SEEBER, G. **Satellite Geodesy: foundations, methods, and applications**. Berlim: Walter de Gruyter, 1993. 531 p.

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

SHKAROFSKY, I. P. Generalized turbulence space-correlation and wave-number spectrum-function pairs. **Canadian Journal of Physics**, v. 46, p. 2113-2128, 1968.

SKONE, S. et al. Limitations in GPS receiver tracking performance under ionospheric scintillation conditions. **Physics and Chemistry of the Earth**, v. 26, p. 613-621, 2001.

SOBRAL, J. H. A. et al. Association between plasma bubble irregularities and airglow disturbances over Brazilian low latitudes. **Geophysical Research Letters**, v. 7, p. 980-982, 1980.

SOBRAL, J. H. A. e ABDU, M. A. Solar activity effects on equatorial plasma bubble zonal velocity and its latitude gradient as measured by airglow scanning photometers. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 53, p. 729-742, 1991.

SOBRAL, J. H. A. et al. Solar and geomagnetic activity effects on nocturnal zonal velocities of ionospheric plasma depletions. **Advances in Space Research**, v. 24, p. 1507-1509, 1999.

SOBRAL, J. H. A. et al. Ionospheric plasma bubble climatology over Brazil based on 22 years (1977-1998) of 630 nm airglow observations. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 64, p. 1517-1524, 2002.

SOBRAL, J. H. A. et al. Ionospheric zonal velocities at conjugate points over South America during the COPEX campaign: Experimental observations and theoretical validations. **Journal of Geophysical Research**, 2008JA013202, submetido, 2008.

SOUZA, J. R. **Estudo do conteúdo eletrônico total ionosférico.** 1992. 70 p. (INPE-5417-TDI/481). Dissertação (Mestrado em Geofísica Espacial) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos. 1992.

SOUZA, J. R. et al. Determination of vertical plasma drift and meridional wind using SUPIM and ionospheric data at equatorial and low latitude in Brazil: Summer solar minimum and maximum conditions. **Journal of Geophysical Research**, v. 105, p. 12813-12821, 1999.

SPATZ, D. E. et al. Analysis and interpretation of spaced receiver scintillation data recorded at an equatorial station. **Radio Science**, v. 23, p. 347-361, 1988.

SULTAN, P. J. Linear theory and modeling of the Rayleigh-Taylor instability leading to the occurrence of equatorial spread *F*. **Journal of Geophysical Research**, v. 101, p. 26875-26891, 1996.

SUTTON, E. e NA, H. Comparison of geometries for ionospheric tomography. **Radio Science**, v. 30, p. 115-125, 1995.

TEREKHOV, A. I. Reconstruction of traveling ionospheric disturbances parameters by a tomographic method. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 54, p. 1295-1302, 1992.

TERRA, P. M. et al. Plasma bubble zonal velocity variations with solar activity in the Brazilian region. **Annales Geophysicae**, v. 22, p. 3123-3128, 2004.

THAMPI, S.V.T.K. et al. Simulation studies on the tomographic reconstruction of the equatorial and low-latitude ionosphere in the context of the Indian tomography experiment: CRABEX. **Annales Geophysicae**, v. 22, p. 3445-3460, 2004.

TINSLEY, B. A. et al. Images of transequatorial *F* region bubbles in 630- and 777-nm emissions compared with satellite measurements. **Journal of Geophysical Research**, v. 102, p. 2057-2077, 1997.

TITHERIDGE, J.E. The slab thickness of the mid-latitude ionosphere. **Planetary and Space Science**, v. 21, p. 1775-1793, 1973.

TOFT, P. The Radon transform. **Informatics and mathematical modelling**. Disponível em: <<http://eivind.imm.dtu.dk/staff/ptoft/Radon/Radon.html>>. Acesso em: 15 nov. 2007.

TSUNODA, R. T. et al. Evidence of a velocity shear in bulk plasma motion associated with the post-sunset rise of the equatorial *F* layer. **Geophysical Research Letters**, v. 8, p. 807-810, 1981.

TSUNODA, R. T. Control of the seasonal and longitudinal occurrence of equatorial scintillations by the longitudinal gradient in integrated *F* region Pedersen conductivity. **Journal of Geophysical Research**, v. 90, p. 447-456, 1985.

VACCHIONE, J. D. et al. A new analysis technique for estimating zonal irregularity drifts and variability in the equatorial *F* region using spaced receiver scintillation data. **Radio Science**, v. 22, p. 745-756, 1987.

VALLADARES, C. E. et al. Bottomside sinusoidal irregularities in the equatorial *F* region. **Journal of Geophysical Research**, v. 88, p. 8025-8042, 1983.

VALLADARES, C. E. et al. The multi-instrumented studies of equatorial thermosphere aeronomy scintillation system: Climatology of zonal drifts. **Journal of Geophysical Research**, v. 101, p. 26839-26850, 1996.

VALLADARES, C. E. et al. Latitudinal extension of low-latitude scintillations measured with a network of GPS receivers. **Annales Geophysicae**, v. 22, p. 3155-3175, 2004.

VELHO, H. F. C. **Problemas inversos:** conceitos básicos e aplicações - notas de aula do mini-curso apresentado durante o IV Encontro de Modelagem Computacional promovido pelo Instituto Politécnico da Universidade Estadual do Rio de Janeiro. Nova Friburgo, RJ. 2001. 17p. Disponível em: <http://www.sbmac.org.br/bol/boletim_2002/campos-velho-4emc.pdf>. Acesso em: 20 nov. 2007.

WALKER, I. K. et al. Ionospheric effects of magnetopause reconnection observed using ionospheric tomography. **Geophysical Research Letters**, v. 25, p. 293-296, 1998.

WEETHET. What is a GPS and how does it work...? **Tips, tricks and insight into computer technology**. Disponível em: <<http://www.weethet.nl/>>. Acesso em: 4 out. 2007.

WERNIK, A. W. et al. Modeling of spaced-receiver scintillation measurements. **Radio Science**, v. 18, p. 743-764, 1983.

WHITNEY, H. E. e MALIK, C. **A proposed index for measuring ionospheric scintillation**. Hanscom Field, Bedford, Massachusetts: Air Force Cambridge Research Laboratories, 1968. 15 p. (AFCRL-68-0138).

WHITNEY, H. E. et al. A proposed index for measuring ionospheric scintillations. **Planetary and Space Science**, v. 17, p. 1069-1073, 1969.

WOODMAN, R. F. e LA HOZ, C. Radar observations of *F* region equatorial irregularities. **Journal of Geophysical Research**, v. 81, p. 5447-5466, 1976.

WRENN, G. L. et al. Geomagnetic storms in the Antarctic *F*-region. I. Diurnal and seasonal patterns for main phase effects. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 49, p. 901-913, 1987.

WRIGHT, J. W. A model of the *F*-region above $h_{\max}F2$. **Journal of Geophysical Research**, v. 65, p. 185-191, 1960.

YEH, K. C. et al. Ionospheric scintillations at Natal. **Journal of Geophysical Research**, v. 86, p. 7527-7532, 1981.

YEH, K. C. e LIU, C. H. Radio wave scintillations in the ionosphere. **Proceedings of the IEEE**, v. 70, p. 324-360, 1982.

YEH, K. C. e RAYMUND, T. D. Limitations of ionospheric imaging by tomography. **Radio Science**, v. 26, p. 1361-1380, 1991.

YEH, K. C. et al. An investigation of motions of the equatorial anomaly crest. **Geophysical Research Letters**, v. 28, p. 4517-4520, 2001.

ZALESACK, S. T. et al. Nonlinear equatorial spread F: The effect of neutral wind and background Pedersen conductivity. **Journal of Geophysical Research**, v. 87, p. 151-166, 1982.

ZAPFE, B. D. et al. Imaging of the equatorial ionospheric anomaly over South America – A simulation study of total electron content. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 68, p. 1819-1833, 2006.

PUBLICAÇÕES TÉCNICO-CIENTÍFICAS EDITADAS PELO INPE

Teses e Dissertações (TDI)

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

Manuais Técnicos (MAN)

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

Notas Técnico-Científicas (NTC)

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

Relatórios de Pesquisa (RPQ)

Reportam resultados ou progressos de pesquisas tanto de natureza técnica quanto científica, cujo nível seja compatível com o de uma publicação em periódico nacional ou internacional.

Propostas e Relatórios de Projetos (PRP)

São propostas de projetos técnico-científicos e relatórios de acompanhamento de projetos, atividades e convênios.

Publicações Didáticas (PUD)

Incluem apostilas, notas de aula e manuais didáticos.

Publicações Seriadas

São os seriados técnico-científicos: boletins, periódicos, anuários e anais de eventos (simpósios e congressos). Constam destas publicações o International Standard Serial Number (ISSN), que é um código único e definitivo para identificação de títulos de seriados.

Programas de Computador (PDC)

São a seqüência de instruções ou códigos, expressos em uma linguagem de programação compilada ou interpretada, a ser executada por um computador para alcançar um determinado objetivo. São aceitos tanto programas fonte quanto executáveis.

Pré-publicações (PRE)

Todos os artigos publicados em periódicos, anais e como capítulos de livros.