



AUTORES AUTHORS	PALAVRAS CHAVES/KEY WORDS		AUTORIZADA POR/AUTHORIZED BY
	TEMPESTADES MAGNÉTICAS TEMPESTADES IONOSFÉRICAS MODELAGEM IONOSFÉRICA		p/ Marco Antonio Raupp Diretor Geral
AUTOR RESPONSÁVEL RESPONSIBLE AUTHOR		DISTRIBUIÇÃO/DISTRIBUTION	REVISADA POR / REVISED BY
 Eurico R. de Paula		<input type="checkbox"/> INTERNA / INTERNAL <input checked="" type="checkbox"/> EXTERNA / EXTERNAL <input type="checkbox"/> RESTRITA / RESTRICTED	 M. A. Abdu

CDU/UDC	DATA / DATE
523.4-8	fevereiro/87

TÍTULO/TITLE	PUBLICAÇÃO Nº PUBLICATION NO		ORIGEM ORIGIN
	INPE-4106-TDL/259		DRH/DGA
AUTORES/AUTHORSHIP	RESPOSTA DA REGIÃO F IONOSFÉRICA ÀS TEMPESTADES MAGNÉTICAS EM BAIXAS LATITUDES NO BRASIL		PROJETO PROJECT
	Eurico Rodrigues de Paula		FRH/CEA
		Nº DE PAG. NO OF PAGES	ULTIMA PAG. LAST PAGE
		210	B.1
		VERSÃO VERSION	Nº DE MAPAS NO OF MAPS

RESUMO - NOTAS / ABSTRACT - NOTES

Neste trabalho o comportamento da região F ionosférica, durante tempestades magnéticas, foi analisado utilizando os parâmetros f_0F_2 e h_pF_2 reduzidos de ionogramas de Cachoeira Paulista e Fortaleza. Dados de polarímetros e de fotômetros foram também utilizados na análise. Foi observado que em Fortaleza acréscimos de f_0F_2 (fase positiva) relativos a períodos calmos, durante todas as fases de uma tempestade, são mais frequentes, exceto durante tempestades muito fortes quando um decréscimo de f_0F_2 (fase negativa) é observado após a fase positiva em f_0F_2 . Em Cachoeira Paulista foi observada, em muitas tempestades, uma fase positiva em f_0F_2 durante a fase principal da tempestade, seguida por uma fase negativa em f_0F_2 , durante a fase de recuperação da tempestade. Entretanto, quando ocorrem tempestades sucessivas, este padrão de comportamento se altera profundamente. Também grandes flutuações em f_0F_2 e h_pF_2 , de curta duração, foram observadas, o que evidencia uma penetração em baixas latitudes de campos elétricos magnetosféricos. Foi desenvolvido, neste trabalho um modelo numérico da ionosfera que calcula teoricamente o perfil do íon O^+ , em baixas latitudes, usando como modelos paramétricos de entrada o vento neutro meridional, a deriva vertical equatorial e a atmosfera neutra. Uma análise criteriosa dos efeitos destes modelos de entrada, adequadamente escolhidos para representar condições magneticamente perturbadas, nos valores calculados de f_0F_2 e h_mF_2 , foi feita. Usando este modelo foi estabelecido que a deriva vertical e o vento neutro são os principais fatores que causam a fase positiva em f_0F_2 durante a fase principal de uma tempestade. As fases negativas de f_0F_2 são explicadas por mudanças na composição termosférica.

OBSERVAÇÕES / REMARKS

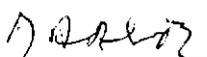
Tese de Doutorado em Ciência Espacial, aprovada em 23 de junho de 1986.

Aprovada pela Banca Examinadora
em cumprimento a requisito exigido
para a obtenção do Título de Doutor
em Ciência Espacial

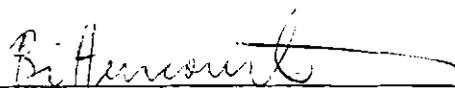
Dr. Ivan Jelinek Kantor


Presidente

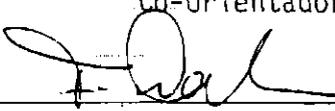
Dr. M.A. Abdu


Orientador

Dr. José Augusto Bittencourt


Co-Orientador

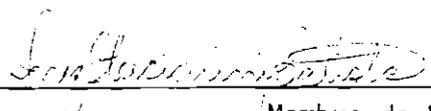
Dr. Fernando Walter


Membro da Banca
-convidado-

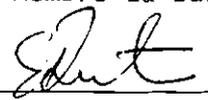
Dr. Enivaldo Bonelli


Membro da Banca
-convidado-

Dra. Inez Staciarini Batista


Membro da Banca

Dr. Severino Luiz Guimarães Dutra


Membro da Banca

Candidato: Eurico Rodrigues de Paula

São José dos Campos, 23 de junho de 1986

*Aos meus pais
e à minha esposa Rosita.*

AGRADECIMENTOS

O autor agradece ao Dr. Mangalathayil Ali Abdu e ao Dr. Josê Augusto Bittencourt a eficiente orientação e incentivo durante o desenvolvimento deste trabalho.

Aos membros da Banca, Dr. Ivan Jelinek Kantor, Dr^a Inez Staciarini Batista, Dr. Severino Luiz Guimarães Dutra, Dr. Fernando Walter e Dr. Enivaldo Bonelli as valiosas críticas e sugestões.

Aos colegas e amigos Severino Luiz Guimarães Dutra, Inez Staciarini Batista, Yoshihiro Yamazaki e Yukitaka Nakamura o inestimável apoio durante o desenvolvimento deste trabalho.

As amigas Lúcia de Almeida Terra Limiro, Maria Goreti dos Santos e Márcia Rocha da Silva Souza o auxílio na redução e análise dos dados de ionossonda e polarímetros e a muitas pessoas, não citadas nominalmente, que contribuíram para a realização deste trabalho.

A Marciana Leite Ribeiro a revisão das referências bibliográficas.

A Maria do Carmo Silva Soares o cuidadoso trabalho de revisão de linguagem do texto.

A Marina Kiyoko Uêda, a Maria da Conceição Alves e a Elizabeth Fátima Hiromi Tokuda o cuidadoso trabalho de datilografia e montagem final do texto.

Ao Instituto de Estudos Avançados (IEAv) do Centro Técnico Aeroespacial (CTA) a utilização do Computador Cyber 170/750 e a todas as pessoas do CPD/IEAv o suporte da parte computacional.

Às pessoas do CPD do INPE o suporte computacional.

1ho. Às pessoas da seção de desenhos do INPE o excelente trabau

Às pessoas da gráfica do INPE o valioso auxílio.

ABSTRACT

In this work the ionospheric F region behavior, during magnetic storms, was analysed using the parameters f_0F_2 and h_pF_2 reduced from ionograms of Cachoeira Paulista and Fortaleza. Polarimeters and photometers data were also used in the analysis. It was observed that at Fortaleza increases of f_0F_2 (positive phase) relative to quiet periods, during all phases of a storm, are more frequent, except during very strong storms when a decrease of f_0F_2 (negative phase) is observed following the positive phase of f_0F_2 . At Cachoeira Paulista, a positive phase in f_0F_2 during the main phase of the storm was observed in many storms, followed by a negative phase in f_0F_2 , during the recovery phase of the storm. However, during the occurrence of recurrent storms, this behavior pattern changes profoundly. Also great fluctuations in f_0F_2 and h_pF_2 , of short periods of time, were observed, evidencing a penetration at low latitudes of magnetospheric electric fields. In this work, a numerical model of the ionosphere was developed, which calculates theoretically the profile of the ion O^+ , at low latitudes, using as parametric entry models the meridional neutral wind, the equatorial vertical drift and the neutral atmosphere. A criterious analysis of the effects of these entry models, adequately chosen to represent magnetically disturbed conditions, on the calculated values of f_0F_2 and h_mF_2 , was done. Using this model it was established that the vertical drift and the neutral wind are the main factors causing the f_0F_2 positive phase during the main phase of a storm. The negative phases of f_0F_2 are explained by changes in the thermospheric composition.

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
LISTA DE FIGURAS	<i>xiii</i>
LISTA DE TABELAS	<i>xvii</i>
LISTA DE SÍMBOLOS	<i>xix</i>
<u>CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO</u>	1
<u>CAPÍTULO 2 - RELAÇÕES SOL-TERRA DURANTE TEMPESTADES MAGNÉTICAS</u> ..	5
2.1 - Tempestades solares	5
2.2 - O vento solar	6
2.3 - Tempestades magnetosféricas	7
2.3.1 - Corrente de anel	8
2.3.2 - Subtempestades magnetosféricas	9
2.3.3 - Correntes e campos elétricos magnetosféricos	9
2.4 - Tempestades magnéticas	11
2.5 - Índices geomagnéticos utilizados	12
2.6 - Comportamento ionosférico durante tempestades magnéticas ..	13
2.6.1 - Fontes de energias responsáveis pelas tempestades ionosféricas	15
2.6.2 - Comportamento da termosfera durante tempestades magnéticas e sua interação com a ionosfera	16
2.6.2.1 - Variações com a intensidade da tempestade magnética ...	22
2.6.2.2 - Variações com a posição geomagnética	23
2.6.2.3 - Variações com a hora local	23
2.6.2.4 - Variações sazonais	23
2.6.3 - Ionosfera em altas latitudes	25
2.6.4 - Ionosfera em baixas latitudes e região equatorial	26
<u>CAPÍTULO 3 - APRESENTAÇÃO DOS DADOS</u>	31
3.1 - Introdução	31
3.2 - Apresentação dos dados de ionossonda	38
3.2.1 - Influência do ciclo solar	65
3.2.2 - Influência da hora local do início súbito da tempestade ..	65
3.2.3 - Influência da estação do ano	66

	<u>Pág.</u>
3.2.4 - Influência da intensidade da tempestade magnética	66
3.2.5 - Influência de $\partial \vec{B} / \partial t$	67
3.3 - Apresentação dos dados de polarímetro	67
3.4 - Dados simultâneos de polarímetro, ionossonda e fotômetro ..	72
<u>CAPÍTULO 4 - TEORIA DA REGIÃO IONSFÉRICA F₂ EM BAIXAS LATITUDES</u>	<u>75</u>
4.1 - Processos físicos	75
4.2 - Equações básicas	76
4.2.1 - A equação da continuidade do plasma	77
4.2.2 - As equações do movimento	79
4.2.3 - Fluxo de plasma perpendicular à linha do campo magnético e vento neutro	85
4.2.4 - Fotoionização e química do íon O ⁺	89
4.2.5 - Transformação de coordenadas, r, θ , t para p, q, t	92
4.2.6 - Operadores D _{DIF} , D _{U_r} , D _{U_t}	93
4.2.6.1 - Operador D _{DIF}	94
4.2.6.2 - Operador D _{U_r}	96
4.2.6.3 - Operador D _{U_t}	96
4.2.7 - Transformações de variáveis	98
4.2.7.1 - Transformação da variável independente t para a longitu <u>de</u> de ϕ	98
4.2.7.2 - Transformação da variável dependente N para G	99
4.2.7.3 - Transformação da variável independente q para y	101
4.2.8 - Equação diferencial da densidade do íon O ⁺	101
4.2.9 - Solução numérica da equação da continuidade	102
4.2.9.1 - Discretização da equação diferencial utilizando diferen <u>ças</u> finitas	102
4.2.9.2 - Condições iniciais e de contorno	104
4.2.9.3 - Solução da equação diferencial discretizada	105
<u>CAPÍTULO 5 - MODELOS UTILIZADOS NO PROGRAMA DE COMPUTADOR</u>	<u>111</u>
5.1 - Atmosfera neutra	111
5.1.1 - Temperatura exosférica	111
5.1.2 - Perfil de temperatura	113
5.1.3 - Perfis de densidade neutra	114

5.1.4 - Alterações do modelo de atmosfera neutra para simular tempestades magnéticas e estações do ano durante alta e baixa atividades solares	115
5.2 - Ventos neutros	116
5.2.1 - Alterações do modelo de vento para simular tempestades magnéticas e estações do ano	118
5.3 - Deriva vertical do plasma ionosférico	119
5.3.1 - Alterações nos valores da deriva vertical utilizados para simular tempestades magnéticas	125
5.4 - Fluxo de radiação solar e seções transversais de absorção e ionização	126
5.5 - Difusão ambipolar e frequência de colisão	126
5.6 - Identificação dos modelos de deriva, vento neutro, atmosfera neutra e fluxo solar incidente (EUV) utilizados na simulação	127
5.7 - Modelos utilizados na simulação	128
<u>CAPÍTULO 6 - RESULTADOS DA MODELAGEM IONOSFÉRICA</u>	131
6.1 - Introdução	131
6.2 - Comparações de medidas de ionossonda com modelos	132
6.3 - Influência nos valores de f_0F_2 e hmF_2 de um pulso no vento de 19:00 às 22:00 horas	138
6.4 - Simulação das estações do ano	141
6.4.1 - Simulação de f_0F_2 e hmF_2 de inverno	141
6.4.1.1 - Efeito da deriva de inverno	141
6.4.1.2 - Efeito da atmosfera neutra de inverno	145
6.4.1.3 - Efeito da atmosfera neutra e vento de inverno	145
6.4.1.4 - Efeito da atmosfera neutra, vento e deriva de inverno ..	145
6.4.2 - Simulação de f_0F_2 e hmF_2 de verão	146
6.4.2.1 - Efeito da atmosfera neutra de verão	146
6.4.2.2 - Efeito da atmosfera neutra e vento de verão	148
6.5 - Simulação das tempestades magnéticas para alta atividade solar	148
6.5.1 - Efeito da atmosfera neutra magneticamente perturbada	148
6.5.2 - Efeito da deriva com pico pré-reversão suprimido	150
6.5.3 - Efeito do vento magneticamente perturbado	150
6.5.4 - Efeito da atmosfera neutra, vento e deriva perturbados ...	152

	<u>Pág.</u>
6.6 - Simulação de equinócio para baixa atividade solar	152
6.6.1 - Efeito da atmosfera neutra e vento de equinócio baixa atividade solar e deriva de equinócio, alta atividade solar	152
6.6.2 - Efeito da atmosfera neutra, vento e deriva de equinócio, baixa atividade solar	154
6.7 - Simulação das tempestades magnéticas para baixa atividade solar	154
6.8 - Simulação da penetração de campos elétricos	157
6.8.1 - Efeito de um pico pré-reversão acentuado	157
6.8.2 - Efeito de um pico na deriva em torno de 00:00 hora	159
6.9 - Resumo dos efeitos dos parâmetros entrada, magneticamente perturbados e de alta atividade solar, em f_0F_2 e hmF_2 simulados	161
<u>CAPÍTULO 7 - DISCUSSÕES E CONCLUSÕES</u>	163
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	169
APÊNDICE A - COEFICIENTES DA EQUAÇÃO DIFERENCIAL	
APÊNDICE A - DIAGRAMA DE BLOCOS DO PROGRAMA DE COMPUTADOR	

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1 - Várias formas de energia liberada durante a atividade de uma erupção solar	5
2.2 - Componente horizontal H do campo magnético da Terra durante uma tempestade magnética	11
2.3 - Variações relativas da frequência crítica de pico da camada F ₂ durante tempestades magnéticas em várias zonas de latitudes	14
2.4 - Relação causal entre efeitos magnetosféricos, atmosféricos (atmosfera neutra) e ionosféricos durante um distúrbio magnético	15
2.5 - Representação esquemática da circulação termosférica durante tempestades magnéticas	17
2.6 - Variações dia a dia na densidade eletrônica máxima da camada F e na razão de densidade do oxigênio atômico para o nitrogênio molecular (O/N ₂) durante a fase negativa de uma tempestade magnética	19
2.7 - Representação esquemática dos efeitos de ventos termosféricos e composição na região F ₂	21
2.8 - Variação da estrutura latitudinal de um distúrbio atmosférico com a intensidade da tempestade magnética para a hora local 05:00 (K _{pmax} =4) e 06:00 (K _{pmax} =7)	22
2.9 - Variação da estrutura latitudinal de um distúrbio atmosférico com a estação do ano durante uma tempestade magnética para a hora local 04:00 (verão) e 05:00 (inverno)	24
3.1 - Índice magnético Dst de abril de 1979	32
3.2 - Médias mensais de f ₀ F ₂ dos dias calmos de abril de 1979 (—), desvios padrões destes parâmetros (I I I), valores de f ₀ F ₂ (ooo) do período de 1 a 9 de abril, para cada hora e para Cachoeira Paulista	34
3.3 - Médias mensais de hpF ₂ dos dias calmos de abril de 1979 (—), desvios padrões destes parâmetros (I I I), valores de hpF ₂ (ooo) do período de 1 a 9 de abril, para cada hora e para Cachoeira Paulista	35
3.4 - Médias mensais de f ₀ F ₂ dos dias calmos de abril de 1979 (—), desvios padrões destes parâmetros (I I I), valores de f ₀ F ₂ (ooo) do período de 1 a 9 de abril, para cada hora e para Fortaleza	36
3.5 - Médias mensais de hpF ₂ dos dias calmos de abril de 1979 (—), desvios padrões destes parâmetros (I I I), valores de hpF ₂ (ooo) do período de 1 a 9 de abril, para cada hora e para Fortaleza	37

3.6 - Índice magnético Dst, $\Delta f_0 F_2$ e $\Delta hp F_2$ de Cachoeira Paulista para um período magneticamente calmo de junho de 1978	38
3.7 - Índice magnético Dst, $\Delta f_0 F_2$ e $\Delta hp F_2$ de Cachoeira Paulista e Fortaleza para os dias 1 a 6 de novembro de 1975	39
3.8 - Índice magnético Dst, $\Delta f_0 F_2$ e $\Delta hp F_2$ de Cachoeira Paulista e Fortaleza para os dias 8 a 13 de novembro de 1975	40
3.9 - Índice magnético Dst, $\Delta f_0 F_2$ e $\Delta hp F_2$ de Cachoeira Paulista e Fortaleza para os dias 16 a 19 de novembro de 1975	41
3.10 - Índice magnético Dst, $\Delta f_0 F_2$ e $\Delta hp F_2$ de Cachoeira Paulista e Fortaleza para janeiro de 1976	42
3.11 - Índice magnético Dst, $\Delta f_0 F_2$ e $\Delta hp F_2$ de Fortaleza para dezembro de 1976	43
3.12 - Índice magnético Dst, $\Delta f_0 F_2$ e $\Delta hp F_2$ de Cachoeira Paulista e Fortaleza para os dias 8 a 12 de março de 1978	44
3.13 - Índice magnético Dst, $\Delta f_0 F_2$ e $\Delta hp F_2$ de Cachoeira Paulista e Fortaleza para os dias 25 a 29 de março de 1978	45
3.14 - Índice magnético Dst, $\Delta f_0 F_2$ e $\Delta hp F_2$ de Cachoeira Paulista e Fortaleza para os dias 2 a 7 de abril de 1978	46
3.15 - Índice magnético Dst, $\Delta f_0 F_2$ e $\Delta hp F_2$ de Cachoeira Paulista e Fortaleza para os dias 10 a 15 de abril de 1978	47
3.16 - Índice magnético Dst, $\Delta f_0 F_2$ e $\Delta hp F_2$ de Cachoeira Paulista e Fortaleza para abril/maio de 1978	48
3.17 - Índice magnético Dst, $\Delta f_0 F_2$ e $\Delta hp F_2$ de Cachoeira Paulista e Fortaleza para os dias 21 a 26 de maio de 1978	49
3.18 - Índice magnético Dst, $\Delta f_0 F_2$ e $\Delta hp F_2$ de Cachoeira Paulista e Fortaleza para os dias 8 a 15 de maio de 1978	50
3.19 - Índice magnético Dst, $\Delta f_0 F_2$ e $\Delta hp F_2$ de Cachoeira Paulista e Fortaleza para junho de 1978	51
3.20 - Índice magnético Dst, $\Delta f_0 F_2$ e $\Delta hp F_2$ de Cachoeira Paulista e Fortaleza para fevereiro de 1979	52
3.21 - Índice magnético Dst, $\Delta f_0 F_2$ e $\Delta hp F_2$ de Cachoeira Paulista e Fortaleza para abril de 1979	53
3.22 - Índice magnético Dst, $\Delta f_0 F_2$ e $\Delta hp F_2$ de Cachoeira Paulista e Fortaleza para dezembro de 1980	54
3.23 - Índice magnético Dst, $\Delta f_0 F_2$ e $\Delta hp F_2$ de Cachoeira Paulista e Fortaleza para março de 1981	55
3.24 - Índice magnético Dst, $\Delta f_0 F_2$ e $\Delta hp F_2$ de Cachoeira Paulista e Fortaleza para abril de 1981	56
3.25 - Índice magnético Dst, $\Delta f_0 F_2$ e $\Delta hp F_2$ de Cachoeira Paulista e Fortaleza para julho de 1981	57

3.26 - Índice magnético Dst, $\Delta f_0 F_2$ e $\Delta hp F_2$ de Cachoeira Paulista e Fortaleza para os dias 13 a 17 de outubro de 1981	58
3.27 - Índice magnético Dst, $\Delta f_0 F_2$ e $\Delta hp F_2$ de Cachoeira Paulista e Fortaleza para os dias 19 a 26 de outubro de 1981	59
3.28 - Índice magnético Dst, $\Delta f_0 F_2$ e $\Delta hp F_2$ de Cachoeira Paulista e Fortaleza para março de 1982	60
3.29 - Índice magnético Dst, $\Delta f_0 F_2$ e $\Delta hp F_2$ de Cachoeira Paulista e Fortaleza para setembro de 1982	61
3.30 - Índice magnético Dst, $\Delta f_0 F_2$ e $\Delta hp F_2$ de Cachoeira Paulista e Fortaleza para janeiro de 1983	62
3.31 - Índice magnético Dst, $\Delta f_0 F_2$ e $\Delta hp F_2$ de Cachoeira Paulista para julho e agosto de 1983	63
3.32 - Índice magnético Dst e conteúdo eletrônico total para dezembro de 1980, outubro de 1981 e setembro de 1982	69
3.33 - Índice magnético Dst e conteúdo eletrônico total para março, abril de julho de 1981	70
3.34 - Índice magnético Dst e conteúdo eletrônico total para abril de 1981, onde a média dos dias calmos está representada pela linha contínua (—) e os dias perturbados estão representados pela linha tracejada (- - -)	71
3.35 - Índices magnéticos Dst e K_p , linhas de emissão de luminescência I3914, I6300, I7774, ângulo de rotação Faraday ϕ , densidade eletrônica de pico da camada F_2 ($f_0 F_2$) e altura $hp F_2$ para a noite 6/7 (calma) de agosto de 1983 para Cachoeira Paulista	73
3.36 - Índices magnéticos Dst e K_p , linhas de emissão de luminescência I3914, I6300, I7774, ângulo de rotação Faraday ϕ , densidade eletrônica de pico da camada F_2 ($f_0 F_2$) e altura $hp F_2$ para a noite 7/8 (perturbada) de agosto de 1983 para Cachoeira Paulista	74
4.1 - Geometria utilizada para a determinação do vetor unitário \vec{n} , de \vec{g}_n e de \vec{v}_n	82
4.2 - Grade dos pontos utilizados no esquema de diferenciação finita	103
5.1 - Velocidade do vento neutro para o hemisfério norte, como uma função da hora local, para diferentes latitudes geográficas, durante equinócio, para modelo V1 ($\phi_0=15^\circ$) e para modelo V2 ($\phi_0=75^\circ$)	118
5.2 - Derivas verticais na região equatorial para alta e baixa atividade magnética e para ciclos solares máximo e mínimo (equinócio)	122
5.3 - Velocidades de derivas verticais de Fortaleza, às 18:15 horas de 1 a 12 de setembro de 1982 (linha contínua) e $\sum K_p$ para cada dia (linha tracejada)	126

6.1 - Comparação entre as médias mensais das frequências f_0F_2 medidas pela ionossonda de Cachoeira Paulista e calculadas pela simulação numérica	134
6.2 - Comparação entre as médias mensais das alturas h_pF_2 medidas pela ionossonda de Cachoeira Paulista e h_mF_2 calculadas pela simulação numérica	135
6.3 - Comparação entre as médias mensais de frequências f_0F_2 medidas pela ionossonda de Fortaleza e as frequências f_0F_2 calculadas pela simulação numérica	136
6.4 - Comparação entre as médias mensais das alturas h_pF_2 medidas pela ionossonda de Fortaleza e h_mF_2 calculadas pela simulação numérica	137
6.5 - Parâmetros f_0F_2 e h_mF_2 calculados utilizando o modelo M21 que possui um pulso de $100\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ no vento, atuando de 19:00 às 22:00 horas, e utilizando o modelo M1	140
6.6 - Parâmetro f_0F_2 calculado utilizando os modelos M2, M3, M4 e M5, de inverno, e utilizando o modelo M1	143
6.7 - Parâmetro h_mF_2 calculado utilizando os modelos M2, M3, M4 e M5, de inverno, e utilizando o modelo M1	144
6.8 - Parâmetros f_0F_2 e h_mF_2 calculados utilizando os modelos M6 e M7, de verão, e utilizando o modelo M1	147
6.9 - Parâmetro f_0F_2 calculado utilizando os modelos M10, M8, M9 e M11, magneticamente perturbados e de alta atividade solar e utilizando o modelo M1	149
6.10 - Parâmetro h_mF_2 calculado utilizando os modelos M10, M8, M9 e M11, magneticamente perturbados e de alta atividade solar, e utilizando o modelo M1	151
6.11 - Parâmetros f_0F_2 e h_mF_2 calculados utilizando os modelos M14 e M15, de equinócio, baixa atividade solar e magneticamente calmos, e utilizando o modelo M1	153
6.12 - Parâmetro f_0F_2 calculado utilizando os modelos M17, M18 e M19, magneticamente perturbados e de baixa atividade solar, e utilizando o modelo M15	155
6.13 - Parâmetro h_mF_2 calculado utilizando os modelos M17, M18 e M19, magneticamente perturbados e de baixa atividade solar, e utilizando o modelo M15	156
6.14 - Parâmetros f_0F_2 e h_mF_2 calculados utilizando o modelo M13, que possui um pico pré-reversão acentuado, e utilizando o modelo M1	158
6.15 - Parâmetros f_0F_2 e h_mF_2 calculados utilizando o modelo M12, que possui um pico na deriva em torno de 00:00 hora, e utilizando o modelo M1	160

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
5.1 - Parâmetros da atmosfera neutra em 120 km	114
5.2 - Valores de K_p para dia calmo e para dia perturbado	115
5.3 - Modelos de atmosfera neutra utilizados na simulação	116
5.4 - Modelos de vento neutro utilizados na simulação	119
5.5 - Modelos utilizados na simulação	129
6.1 - Efeitos dos modelos de entrada, magneticamente perturbados e de alta atividade solar, em f_0F_2 e hmF_2 simulados relativos ao modelo M1 (magneticamente calmo, equinócio, alta atividade solar)	162

LISTA DE SÍMBOLOS

A_{DIF}	- Coeficiente do operador difusão
A_0	- Coeficiente da equação diferencial da densidade dos íons O^+
B	- Campo magnético terrestre
\vec{B}	- Vetor campo magnético terrestre
B_{DIF}	- Coeficiente do operador difusão
b_{in}	- Parâmetro de colisão binária entre íons e partículas <u>neutras</u>
B_0	- Coeficiente da equação diferencial da densidade dos íons O^+
B_r, B_θ	- Componentes radial e meridional do campo magnético
C_{DIF}	- Coeficiente do operador difusão
C_0	- Coeficiente da equação diferencial da densidade dos íons O^+
D_a	- Coeficiente de difusão ambipolar
D_{DIF}	- Operador difusão
Dst	- Índice magnético
D_{U_r}	- Operador
D_{U_t}	- Operador
e	- Carga do elétron
\vec{E}	- Vetor campo elétrico
\vec{E}_{cor}	- Vetor campo elétrico associado com a corotação do <u>plasma</u> com a Terra
\vec{E}_d	- Vetor campo elétrico associado com o sistema <u>dinamo</u> <u>ionosférico</u>
F	- Fluxo solar em 10,7 cm
\bar{F}	- Média do fluxo solar em 10,7 cm de seis rotações solares

g_0	- Aceleração da gravidade na superfície da Terra
g_{120}	- Aceleração da gravidade a 120 km de altitude
\vec{g}	- Vetor aceleração da gravidade
\vec{g}_\parallel	- Vetor aceleração da gravidade paralelo às linhas de campo magnético
G	- Densidade numérica dos íons O^+ , após mapeamento
H	- Altura de escala do íon O^+ e também ângulo horário do Sol no zênite
hmF_2	- Altura real do pico de densidade da camada F_2
hpF_2	- Altura virtual do pico de densidade da camada F_2 , a qual é obtida de ionogramas para uma frequência de $0,834 f_0F_2$
I	- Inclinação magnética
K	- Constante de Boltzmann
K_1	- Taxa de reação do processo de perda dos íons O^+ com O_2
K_2	- Taxa de reação do processo de perda dos íons O^+ com N_2
Kp	- Índice magnético planetário
L	- Taxa de perda do íon O^+ por unidade de volume
m_e	- Massa do elétron
m_i	- Massa do íon O^+
n_0	- Valor constante da concentração do O^+ utilizado para melhorar a estabilidade numérica da solução da equação diferencial em G
\hat{n}	- Vetor unitário normal à linha de campo magnético no plano $r-\theta$
N	- Densidade numérica dos íons O^+
$N(O^+)$	- Densidade numérica dos íons O^+
N_e	- Densidade numérica dos elétrons
N_i	- Densidade numérica dos íons O^+

p, q, t	- Sistema de coordenadas onde p e q estão respectivamente perpendicular e paralelo às linhas de campo magnético e t é o tempo
P	- Taxa de produção do íon O^+ por unidade de volume
q_{\max}	- Valor de q no terminal norte da linha de campo magnético
Q, S, W, Z	- Coeficientes da equação diferencial discretizada da densidade G dos íons O^+
r	- Distância radial a um ponto qualquer da linha de campo magnético
r, θ, ϕ	- Sistema de coordenadas esférico-polar, cujos versores \hat{r} , $\hat{\theta}$ e $\hat{\phi}$ são orientados, respectivamente, na direção radial (se afastando do centro da Terra), na direção do Sul magnético (meridional) e na direção Leste magnético (zonal)
r_0	- Raio da Terra
r_b	- Valor base de r considerado igual a $(120 + r_0)$ km
r_e	- Distância radial da linha de campo magnético no equador
S	- Comprimento de arco da linha de campo magnético
t	- Tempo
T_{120}	- Temperatura do gás neutro a 120 km de altitude
T	- Temperatura dos elétrons e dos íons O^+
T_e	- Temperatura dos elétrons
T_i	- Temperatura dos íons O^+
T_n	- Temperatura da atmosfera neutra
T_p	- Temperatura do plasma
T_∞	- Temperatura exosférica
\hat{t}	- Vetor unitário tangente à linha de campo magnético de modo que para pontos no hemisfério norte ele está acima da horizontal e aponta para o equador magnético
U_r, U_θ	- Componentes radial e meridional do vento neutro termosférico

\vec{U}	- Vetor velocidade do vento neutro termosférico
V_0	- Velocidade de deriva do plasma a 300 km de altitude acima do equador do dipolo
V_{DIF}	- Velocidade de difusão
V_n	- Velocidade de deriva do plasma normal à linha de campo
V_n^0	- Componente equatorial de V_n
$V_{ }, V_{\perp}$	- Componentes do vetor velocidade média dos íons O^+ nas direções paralela e perpendicular ao campo magnético
V_{ϕ}	- Velocidade de deriva do plasma na direção leste-oeste, relativa à Terra
V_{ϕ}^{eq}	- Velocidade de deriva do plasma sobre o equador na direção leste-oeste, relativa à Terra
\vec{V}	- Vetor velocidade média dos íons O^+
\vec{V}_{DIF}	- Vetor velocidade de difusão
\vec{V}_e	- Vetor velocidade média dos elétrons
\vec{V}_i	- Vetor velocidade média dos íons O^+
\vec{V}_n	- Vetor velocidade de deriva do plasma normal à linha de campo magnético, no plano $r-\theta$
$\vec{V}_{ }, \vec{V}_{\perp}$	- Vetores velocidade média dos íons O^+ respectivamente paralelo e perpendicular à linha de campo magnético
Z	- Altitude
Y	- Variável auxiliar na qual a coordenada q foi mapeada
Γ	- Fator de ajuste no mapeamento de N para G
δ_{\odot}	- Declinação solar
Δ	- Latitude da qual o vento neutro diverge ou converge
ϵ	- Obliquidade da eclíptica
ϵ_V	- Parâmetro que introduz uma assimetria no vento neutro termosférico
θ	- Colatitude magnética

λ_k	- Comprimento de onda
ν_{en}	- Frequência de colisão efetiva entre elétrons e partículas neutras
ν_{ie}	- Frequência de colisão efetiva entre íons e elétrons
ν_{in}	- Frequência de colisão efetiva entre íons e partículas neutras
ξ	- Altura geopotencial
$\sigma_j^{(a)}$	- Seção transversal de absorção da espécie j
$\sigma^{(i)}$	- Seção transversal de ionização do oxigênio atômico
τ	- Profundidade óptica
τ_D	- Constante de tempo de difusão
τ_R	- Constante de tempo de recombinação
ϕ	- Longitude
ϕ_0	- Fase da longitude
ϕ_I	- Latitude magnética invariante
\mathcal{I}_∞	- Fluxo de radiação solar no extremo ultravioleta no topo da atmosfera
Ω	- Velocidade angular da Terra

Especiais

$\frac{D}{Dt}$	- Operador derivada total ou substantiva
$\vec{\nabla}$	- Operador vetorial nabla
$\vec{\nabla}_\parallel$	- Operador vetorial nabla paralelo às linhas de campo magnético
$\vec{}$	- Símbolo sobre uma variável, indica vetor
$\hat{}$	- Símbolo sobre uma variável, indica vetor unitário

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

Quando ocorrem erupções solares fortes, há a liberação súbita de radiação em diferentes comprimentos de onda (raios X, ultravioleta, raios gama, rádio), bem como a ejeção de elétrons e prótons energéticos que intensificam o vento solar. Neste período a magnetosfera terrestre fica consideravelmente perturbada e, por sua vez, perturba o campo magnético da Terra, o que caracteriza a chamada tempestade magnética. Durante uma tempestade magnética a ionosfera sofre profundas alterações. A resposta da ionosfera às perturbações magnéticas já foi extensivamente estudada em latitudes médias (Jones and Rishbeth, 1971; Jones, 1973; Evans, 1973; Rishbeth, 1975; Miller et alii, 1979), o que porém não aconteceu para latitudes baixas, principalmente no Brasil, devido à existência de poucos dados ionosféricos nesta região (Giese, 1979; Abdu et alii, 1980; Paula et alii, 1982, 1983, 1984; Abdu et alii, 1984; Paula e Abdu, 1984).

O objetivo deste trabalho é estudar o comportamento ionosférico (camada F_2), em baixas latitudes no Brasil, durante tempestades magnéticas. Para esta finalidade foram analisados dados ionosféricos e foi desenvolvido um modelo numérico da ionosfera de baixas latitudes. Procurou-se estabelecer:

- 1) o comportamento ionosférico característico durante tempestades magnéticas em latitudes baixas e região equatorial, utilizando dados de sondadores ionosféricos;
- 2) a influência, na ionosfera simulada, dos modelos de entrada do vento neutro termosférico, da deriva vertical da região equatorial e da atmosfera neutra;
- 3) qual a combinação mais provável de modelos de entrada que permite simular as perturbações (ou pelo menos parte) sofridas pela ionosfera durante tempestades magnéticas.

Para estudar o comportamento ionosférico durante perturbações magnéticas, foram utilizados dados de sondadores ionosféricos localizados em Cachoeira Paulista (coordenadas geográficas: $22,5^{\circ}\text{S}$, 45°O ; inclinação magnética: $-25,5^{\circ}$), São José dos Campos (coordenadas geográficas: 23°S , 46°O ; inclinação magnética: $-25,5^{\circ}$) e Fortaleza (coordenadas geográficas: 4°S , 38°O ; inclinação magnética: $-1,8^{\circ}$).

O modelo numérico da ionosfera de baixas latitudes, desenvolvido neste trabalho, resolve a equação da continuidade dependente do tempo e a equação do movimento dos íons O^+ e dos elétrons. Na ionosfera, acima de aproximadamente 200 km de altitude, predomina o íon O^+ , o que levou à escolha deste modelo simplificado de ionosfera que contém apenas elétrons e íons O^+ , pois a finalidade principal deste trabalho foi analisar o comportamento dos parâmetros de pico da camada F_2 , f_0F_2 e h_pF_2 , durante tempestades magnéticas. Entram como parâmetros neste programa de simulação a atmosfera neutra, o vento neutro termosférico e a deriva vertical do plasma ionosférico na região equatorial, a qual depende diretamente do campo elétrico leste-oeste da região F. Estes modelos da atmosfera neutra, do vento neutro termosférico e da deriva vertical no equador podem ser escolhidos convenientemente de maneira a representar condições magneticamente perturbadas. O fluxo de radiação solar incidente no extremo ultravioleta (EUV) é também um parâmetro de entrada do programa e foi considerada sua variação apenas em função do ciclo solar.

Quando ocorre uma tempestade magnética há uma deposição de energia em altas latitudes que altera sensivelmente o sistema de circulação dos ventos neutros termosféricos e a atmosfera neutra, bem como há uma penetração de campos elétricos de origem magnetosférica que altera o campo elétrico equatorial e conseqüentemente a deriva equatorial. Portanto, durante tempestades magnéticas, as regiões ionosféricas de baixas latitudes sofrem influência de extensão para menores latitudes das alterações induzidas pelas tempestades nos processos termosféricos de mais altas latitudes, no transporte e na composição e também das alterações no acoplamento eletrodinâmico entre as regiões

ionosféricas de baixas latitudes e equatorial, a saber, na anomalia equatorial. Para analisar a influência separada de cada um destes fatores que modificam a ionosfera durante perturbações magnéticas, a metodologia ionosférica mostrou-se muito valiosa.

No Capítulo 2 são analisadas as relações Sol-Terra durante tempestades magnéticas baseadas nas publicações existentes sobre este assunto.

No Capítulo 3 são apresentados os dados de ionossondas, polarímetros e fotômetros. A apresentação das alterações sofridas pela ionosfera durante períodos perturbados com relação a períodos calmos é a finalidade principal deste capítulo.

No Capítulo 4 são apresentados a teoria da região F em baixas latitudes e o método numérico utilizado para resolver a equação diferencial do íon O^+ .

No Capítulo 5 são discutidos os parâmetros de entrada utilizados no programa de computador da modelagem ionosférica.

No Capítulo 6 são apresentados os resultados da modelagem ionosférica para mostrar a influência dos parâmetros de entrada nos parâmetros ionosféricos de pico da camada F_2 .

No Capítulo 7 são discutidos os métodos utilizados na análise da região F de baixas latitudes, durante perturbações magnéticas e são apresentadas as principais conclusões do trabalho.

CAPÍTULO 2

RELAÇÕES SOL-TERRA DURANTE TEMPESTADES MAGNÉTICAS

2.1 - TEMPESTADES SOLARES

No Sol, quando um tubo de força magnética emerge da fotosfera, nasce um centro de atividade. Após várias horas ou poucos dias a estrutura cromosférica fina torna-se brilhante e nela desenvolvem-se manchas escuras (vistas da Terra). Nestas manchas escuras a intensidade do campo magnético pode alcançar alguns milhares de Gauss (Akasofu and Chapman, 1972). Em geral este centro de atividade demora de 10 a 15 dias para alcançar a sua maturidade.

Um fenômeno espetacular, que ocorre em centros de atividade, envolve a liberação de uma considerável porção de energia (10^{32} - 10^{33} ergs) em um período relativamente curto ($\sim 2 \times 10^3$ seg), o que é denominado tempestade solar. Ópticamente é manifestada por um aumento no brilho da radiação H_{α} , o que caracteriza o fenômeno particular denominado erupção solar. Existem, entretanto, muitos fenômenos complexos associados com as tempestades solares. Intensas emissões de raios X, de raios gama, de raios ultravioleta e de ondas de rádio (dezenas a centenas de MHz) também ocorrem. Em algumas erupções solares mesmo o espectro contínuo visível (luz branca) brilha sobre a área. Na Figura 2.1 são apresentadas as várias formas de energia liberadas durante a atividade de uma erupção solar.

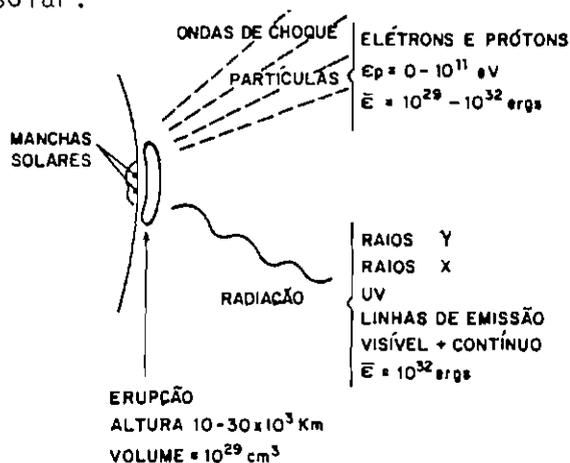


Fig. 2.1 - Várias formas de energia liberadas durante a atividade de uma erupção solar.

FONTE: Akasofu and Chapman (1972), p.459.

As tempestades solares envolvem também vários processos dinâmicos na atmosfera solar. Ondas de choque são geradas e viajam através do vento solar e nuvens de plasma são ejetadas a altos níveis na região coronal, podendo escapar da atração gravitacional do Sol e atingir distâncias maiores que a distância do Sol à Terra.

As erupções solares são associadas com dois tipos de emissões de raios X. Uma emissão é constituída de raios X moles, que possuem comprimento de onda de 1 a 100 Å, com intervalo de energia de 124 eV a 12,4 KeV. A outra emissão é constituída de raios X duros, com comprimento de onda de 0,0124 a 1,24 Å e energia que varia de 10 KeV a 1 MeV. As erupções de raios X produzem aumentos súbitos na ionização da parte baixa na ionosfera (camadas D e E), denominadas distúrbios ionosféricos súbitos, os quais ocasionam efeitos anômalos nas transmissões de rádio em HF (0,5-20 MHz) e em VLF (10-100 KHz).

As partículas ionizadas do plasma solar que atingem a Terra apresentam um intervalo de energia considerável, sendo cerca de 1 KeV a 15 GeV para os prótons. O espectro de energia destas partículas se divide em raios cósmicos com energia acima de 100 MeV, raios subcósmicos com energia entre 100 KeV e 100 MeV e a nuvem de plasma, cujos prótons possuem energia da ordem de 0,5 a 1,5 KeV. Em geral, os raios cósmicos solares apresentam densidade de energia muito baixa para afetar os campos magnéticos interplanetário e terrestre. As nuvens de plasma, que são constituídas de prótons e elétrons menos energéticos, possuem uma densidade de energia bem maior, podendo causar modificações no campo magnético terrestre. Normalmente, um plasma é ejetado pelo Sol, constituindo o vento solar, o qual é intensificado durante as tempestades solares.

2.2 - O VENTO SOLAR

O vento solar é um gás altamente ionizado, constituído principalmente de prótons e elétrons. Usualmente também uma mistura

de hélio totalmente ionizado (partículas α), com uma densidade numérica até 20%,   observada. Os íons pesados no vento solar alcançam menos que 1% na densidade e são, em contraste com os íons leves, não totalmente ionizados.

De acordo com Papagiannis (1978) durante períodos de alta atividade solar a velocidade do vento solar pode passar de aproximadamente $300\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ a $900\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ e a densidade iônica pode passar de 5-10 prótons. cm^{-3} (mais igual número de elétrons) a aproximadamente 80 prótons. cm^{-3} . O fluxo de íons passa de aproximadamente 2×10^8 íons. $\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ a aproximadamente 10^{10} íons. $\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ e as temperaturas dos elétrons e prótons passam de $T_e = 1,5 \times 10^5$ K e $T_p = 5 \times 10^4$ K a temperaturas tão altas quanto $T_e = T_p = 9 \times 10^5$ K. A razão H_e/H passa de aproximadamente 0,02 - 0,05 durante períodos quietos a aproximadamente 0,17 durante períodos perturbados (Egeland et alii, 1973). O plasma solar transporta um campo magnético de cerca de 3 nT, o qual se acredita está congelado no plasma (Rosenbauer, 1982).

2.3 - TEMPESTADES MAGNETOSFÉRICAS

Normalmente uma tempestade magnetosférica se inicia com a chegada de uma onda de choque hidromagn tica interplanetária, que é gerada durante a ocorrência de uma tempestade solar, o que causa um aumento brusco no campo magnético da Terra. A seguir ocorre a chegada do plasma intensificado do vento solar, causando compressão do campo magnético terrestre. As partículas energéticas, prótons e elétrons, são a seguir capturadas pelo campo magnético, parte precipitando em altas latitudes, alterando sensivelmente as correntes e campos elétricos magnetosféricos e ionosféricos, e parte permanecendo orbitando na magnetosfera, aproximadamente a 4 raios terrestres, caracterizando a corrente de anel. Simultaneamente partículas são capturadas pela cauda da magnetosfera, em vários raios terrestres, e incidem na magnetosfera interna pelo lado da noite, caracterizando uma subtempestade magnetosférica. Alguns autores, como por exemplo Papagiannis (1978), Akasofu e Chapman (1963) e Akasofu (1968), consideram uma tempestade magnetosf 

rica constituída pela superposição de várias subtempestades. A direção da componente norte-sul do campo magnético interplanetário também afeta consideravelmente a transferência de energia do vento solar para a magnetosfera. Entretanto, não está ainda bem estabelecida a relação entre tempestades, subtempestades e o campo magnético interplanetário (Kamide, 1980).

2.3.1 - CORRENTE DE ANEL

A corrente de anel é formada por partículas aprisionadas pelo campo magnético da Terra, sendo responsável pelos decréscimos do campo magnético em escala mundial, quando intensificada. Williams (1981, 1983) sugere que a injeção principal de partículas na corrente de anel ocorre em energias menores ou iguais a 200 KeV. Acredita-se que as partículas da corrente de anel com baixa energia (menores que 20 KeV) são de origem ionosférica, que estas partículas ionosféricas são aceleradas pelos campos elétricos paralelos às linhas de campo auroral (Williams, 1983) e que as partículas com alta energia (maiores que 600 KeV) são originadas do vento solar (Williams, 1980). Williams (1983) sugere que um dos mecanismos para a formação da corrente de anel é a aceleração de partículas da bainha de plasma ("plasma sheet") e de partículas aprisionadas no cinturão de radiação externo terrestre, por um campo elétrico alvorada-crepúsculo intensificado, para altitudes de aproximadamente 2,5 - 4,0 raios terrestres.

Após a formação da corrente de anel intensificada que, em geral, dura várias horas, se inicia o decaimento. O principal mecanismo de remoção das partículas ionizadas da corrente de anel é a troca de carga com partículas neutras da atmosfera terrestre (Smith et alii, 1981; Prölss, 1982).

Williams (1980) estabelece que estão presentes na corrente de anel durante tempestades magnéticas os íons H^+ , He^+ e O^+ para energias menores que 50 KeV e uma predominante população de prótons para energias maiores que 50 KeV e menores que 1000 KeV.

Segundo Papagiannis (1978), existem evidências de que a corrente de anel durante tempestades magnéticas mais fortes é formada mais próxima da Terra e torna-se simétrica mais rapidamente.

2.3.2 - SUBTEMPESTADES MAGNETOSFÉRICAS

Mesmo durante dias extremamente quietos, precipitação de partículas aurorais e correntes alinhadas ao campo magnético estão sempre presentes no oval auroral, ocasionando um aquecimento Joule significativo ($\sim 10^{17}$ ergs.s⁻¹) na ionosfera (Akasofu, 1980). Entretanto, durante subtempestades magnetosféricas a precipitação de partículas e as correntes alinhadas ao campo magnético se intensificam.

A subtempestade magnetosférica é caracterizada pela injeção de partículas energéticas na corrente de anel e no cinturão externo de Van Allen, partículas estas que se encontravam na bainha de plasma da magnetosfera. Estas partículas da bainha de plasma são originárias do vento solar e da ionosfera (Wolf and Harel, 1980). Akasofu (1977) sugere que um dos processos importantes associado com a subtempestade magnetosférica é uma rápida penetração do campo elétrico de convecção na magnetosfera interna, resultando na injeção de plasma da bainha de plasma na região de aprisionamento. Kan et alii (1980) sugerem vários mecanismos para explicar os processos magnetosféricos durante uma subtempestade.

2.3.3 - CORRENTES E CAMPOS ELÉTRICOS MAGNETOSFÉRICOS

A fonte mais importante de campo elétrico magnetosférico é o vento solar, o qual na presença de um campo magnético interplanetário constitui um dínamo elétrico (Fälthammar, 1982). Portanto, a magnetosfera está imersa em um campo elétrico interplanetário (alvorada-crepúsculo) com uma intensidade da ordem de 1 a 2 V.km⁻¹. Um campo magnético interplanetário, que gera o campo elétrico alvorada-crepúsculo na magnetosfera, quando dirigido para o sul favorece a penetração dos campos elétricos, energia do vento solar ($\sim 10^{13}$ watts em toda a seção

transversal da magnetosfera) e plasma na magnetosfera. Como uma consequência da interação vento solar-magnetosfera surge uma convecção de plasma do vento solar e de alguns íons positivos de origem magnetosférica, o que dá origem a correntes elétricas intensas (milhões de Amperes) que fluem em direção às regiões aurorais e para fora delas e fluem na cauda da magnetosfera. Associado a este processo está presente um campo elétrico magnetosférico, denominado campo elétrico de convecção, dirigido da alvorada para o crepúsculo, o qual fica intensificado durante tempestades magnéticas (Fälthammar, 1982).

Uma outra fonte de campos elétricos magnetosféricos é a rotação da Terra na presença de seu próprio campo magnético. A atmosfera é arrastada por este movimento e sua parte mais superior, a ionosfera, atua como um condutor de dínamo elétrico. Sua voltagem total é da ordem de algumas centenas de Kvolts e a corrente total que circula neste dínamo terrestre é distribuída pelo plasma magnetosférico. Em baixas latitudes a resposta do plasma ao campo elétrico do dínamo é co-girar com a ionosfera. Entretanto, em altas latitudes o dínamo ionosférico é ligado a volumes de plasmas, os quais são muito grandes para co-girar e, portanto, o campo elétrico é mapeado através das linhas de campo magnético à magnetosfera. As linhas de campo magnético são consideradas equipotenciais, entretanto esta consideração possui validade limitada, pois quedas de potencial paralelas às linhas de campo magnético foram detetadas (Stern, 1977; Mozer and Torbert, 1980). As medidas com o satélite S3-3 (Fälthammar, 1982) provaram que o campo elétrico na magnetosfera acima das regiões aurorais possui componentes não apenas transversais, mas também paralelas ao campo magnético. Estas componentes paralelas aceleram partículas carregadas, principalmente elétrons, ao longo das linhas de campo, o que causa auroras. Ao mesmo tempo íons positivos de origem ionosférica são ejetadas para a magnetosfera (Fälthammar, 1982). Também medidas de Mozer e Torbet (1980) indicaram a existência de regiões de grande escala de queda de potencial ao longo das linhas de campo magnético, que ocorrem em regiões de ambas correntes de Birkeland que fluem para cima e para baixo. As magnitudes das quedas de potencial são tipicamente 5-10 kvolts para correntes que fluem para cima e várias centenas de volts para correntes

que fluem para baixo (Greenwald, 1983). De acordo com Stern (1977) feixes de elétrons energéticos foram observados a bordo do satélite ATS-6, em órbita geossíncrona, o que sugere aceleração por campo elétrico paralelo às linhas de campo magnético. A intensidade média do campo elétrico magnetosférico é de uns poucos $V.km^{-1}$; porém, campos elétricos muito mais fortes ocorrem durante subtempestades magnéticas, quando intensidades de campo elétrico transitórios da ordem de 20 a 30 $V.km^{-1}$ são geralmente observadas.

2.4 - TEMPESTADES MAGNÉTICAS

Após um distúrbio solar forte o vento solar se intensifica, vários tipos de radiações são emitidos e a magnetosfera fica perturbada, conforme descrito anteriormente. A seguir o campo magnético terrestre sofre modificações bruscas, caracterizando uma tempestade magnética, conforme pode ser observado pela componente horizontal H do campo magnético, a qual está apresentada na Figura 2.2.

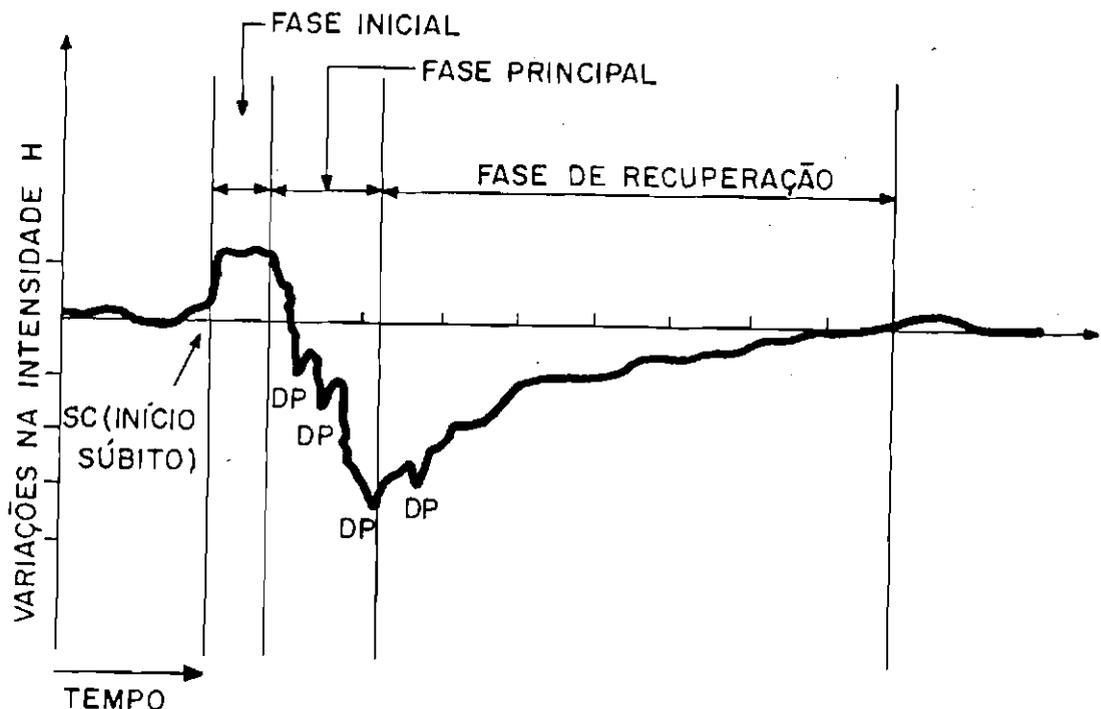


Fig. 2.2 - Componente horizontal H do campo magnético da Terra durante uma tempestade magnética.

Em geral as tempestades magnéticas mais severas apresentam um início súbito (sudden commencement) do campo magnético (em geral medido pela componente H) associado com um rápido aumento da pressão dinâmica (Kamide, 1980), o qual ocorre um ou dois dias após uma erupção solar forte; porém, muitas tempestades não podem definitivamente ser atribuídas a qualquer erupção particular. Algumas tempestades magnéticas não se iniciam com um início súbito (SC), ao invés dele, ocorre um acréscimo gradual do campo magnético, porém as outras características destes dois tipos de tempestades magnéticas parecem ser essencialmente as mesmas (Akasofu, 1965; Akasofu and Chapman, 1972). Após este início súbito ocorre uma compressão do campo magnético pelo plasma solar incidente, fazendo com que o aumento sofrido por H, devido ao início súbito, persista de alguns minutos a várias horas antes que caia ao nível pré-impacto, caracterizando o que é denominado fase inicial. A próxima fase de uma tempestade magnética é a fase principal, caracterizada por uma queda acentuada, em poucas horas, na intensidade do campo magnético terrestre, devido à formação da corrente de anel sobre a região equatorial da Terra, a qual cria um campo magnético contrário ao campo magnético da Terra. A fase principal é caracterizada pela freqüente ocorrência de intensas subtempestades (Kamide, 1980). Finalmente, a quarta e última fase de uma tempestade magnética é a fase de recuperação, quando o valor de H readquire gradualmente (um a vários dias) o valor pré-tempestade, a menos que outras tempestades magnéticas intervenham.

2.5 - ÍNDICES GEOMAGNÉTICOS UTILIZADOS

Neste trabalho são utilizados os índices magnéticos K_p e Dst para avaliar a intensidade das respostas magnetosféricas às tempestades solares, ou seja, para avaliar o nível da atividade magnética.

O índice K_p , que é o índice da atividade magnética planetária, é determinado de uma combinação estatística das variações em um grupo de estações localizadas na zona subauroral (Rostoker, 1972) e contém contribuições do eletrojato auroral, bem como do eletrojato equatorial e da corrente de anel.

O índice Dst é utilizado para dar uma indicação da intensidade da corrente de anel sozinha. As características das tempestades magnéticas são diferentes em longitudes diferentes, o que indica uma componente HU (hora universal), chamada variação em tempo de tempestade, Dst, e uma componente HL (hora local), chamada desigualdade do distúrbio em hora local, Ds. Portanto, a variação devida às tempestades, D, é dada por:

$$D = Dst + Ds.$$

Se dados de várias estações, em latitudes médias (pelo menos três), igualmente espaçadas em longitude, são primeiramente corrigidos para os efeitos Sq (dia quieto), e a seguir obtêm-se as médias para a mesma hora universal, os efeitos de hora local são cancelados e uma estimativa de Dst pode ser obtida.

2.6 - COMPORTAMENTO IONOSFÉRICO DURANTE TEMPESTADES MAGNÉTICAS

Em geral, a resposta da região F ionosférica a uma tempestade magnética apresenta uma fase positiva, caracterizada por um acrêscimo na densidade eletrônica relativo à densidade dos dias magneticamente calmos, seguida de uma fase negativa quando a densidade de cresce. Este comportamento é típico de altas e médias latitudes, sendo que em baixas altitudes há uma predominância da fase positiva, conforme pode ser observado na Figura 2.3, a qual é o resultado da análise de 150 tempestades que apresentaram início súbito (Matsushita, 1959).

Um esquema simplificado da provável relação causal entre efeitos magnetosféricos, da atmosfera neutra e ionosféricos durante um distúrbio magnético está apresentado na Figura 2.4 (Prölss, 1980).

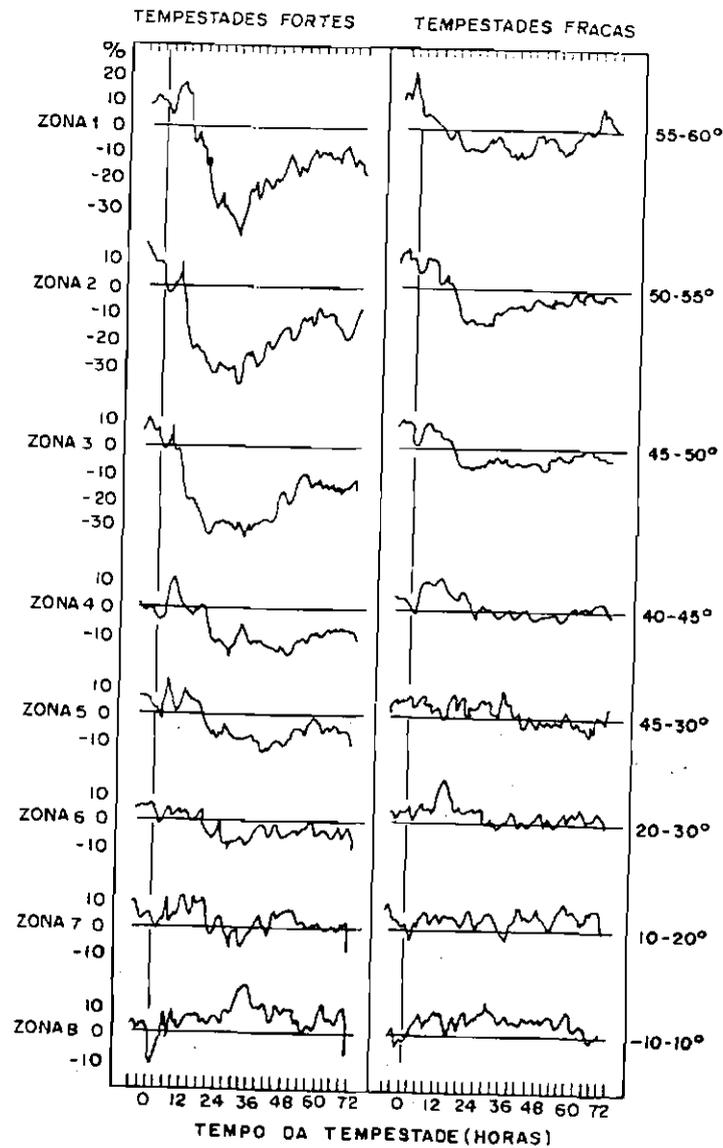


Fig. 2.3 - Variações relativas da frequência crítica de pico da camada F_2 durante tempestades magnéticas em várias zonas de latitudes.

- Note-se que na escala da direita estão mostrados os intervalos de latitudes geomagnéticas correspondentes a cada zona.

FONTE: Matsushita (1959), p.312.

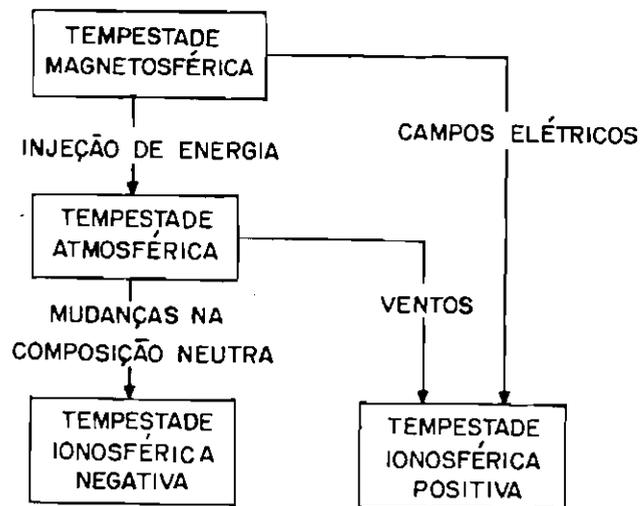


Fig. 2.4 - Relação causal entre efeitos magnetosféricos, atmosféricos (atmosfera neutra) e ionosféricos durante um distúrbio magnético.

FONTE: Prölss (1980), p. 192.

Serão a seguir discutidos as fontes de energia que causam uma tempestade ionosférica, a termosfera perturbada e sua interação com a ionosfera e o comportamento ionosférico de altas e baixas latitudes.

2.6.1 - FONTES DE ENERGIAS RESPONSÁVEIS PELAS TEMPESTADES IONOSFÉRICAS

Uma tempestade ionosférica é a resposta da ionosfera às tempestades magnéticas.

As principais fontes de energia responsáveis pelos distúrbios ionosféricos são as correntes elétricas nas regiões polares, as precipitações de partículas e a transferência de "momentum" dos íons para as partículas neutras na termosfera superior (cerca de 160 km). As correntes elétricas, por efeito Joule, bem como a precipitação de partículas, por processos colisionais, aquecem a termosfera em altas lati

tudes (Volland, 1983). O aquecimento Joule, na termosfera inferior, en tretanto, é a principal fonte de calor em regiões aurorais (Mayr et alii, 1978; Foster et alii, 1983; Rishbeth, 1975; Cole, 1975). A ener gia depositada por precipitação de partículas, apesar de ter magnitude comparável à energia transferida por aquecimento Joule, é menos efetiva em perturbar a atmosfera superior, desde que é injetada em menores altitudes (100-120 km) (Prölss, 1981; Banks, 1977; Griffis et alii, 1981). O vento termosférico gerado pela transferência de "momentum" dos íons para as partículas neutras é bem menos efetivo em produzir varia ções na densidade eletrônica do que os ventos termosféricos associados com aquecimento Joule (Mayr et alii, 1978; Volland, 1983).

2.6.2 - COMPORTAMENTO DA TERMOSEFERA DURANTE TEMPESTADES MAGNÉTICAS E SUA INTERAÇÃO COM A IONOSFERA

Deve-se levar em conta a interação entre os íons e a at mosfera neutra para tentar entender a dinâmica do plasma ionosférico, principalmente durante uma tempestade magnética.

A deposição de energia em altas latitudes leva ao desen volvimento de um distúrbio polar atmosférico, o qual é caracterizado por um aumento na temperatura e por mudanças na composição do gás neu tro (Prölss, 1980, 1981). Este aquecimento auroral faz o gás subir em altas latitudes, fluir horizontalmente, afastando-se da região aqueci da, descer em menores latitudes e retornar à região auroral em menores altitudes (Richmond, 1979), formando grandes células de circulação ter mosférica, conforme pode ser observado na Figura 2.5.

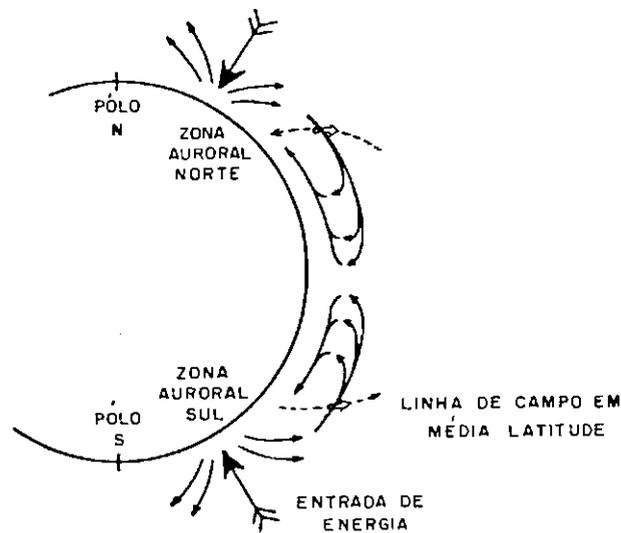


Fig. 2.5 - Representação esquemática da circulação termosférica durante tempestades magnéticas.

FONTE: Rishbeth (1975), p.1057.

Ventos se dirigindo verticalmente para cima na zona auroral (Knutson et alii, 1977) e ventos fluindo em direção ao equador na termosfera superior em latitudes médias (Hernandez and Roble, 1976; Sipler and Biondi, 1979; Yagi and Dysom, 1985) durante distúrbios magnéticos sustentam este conceito (Richmond, 1979). A penetração do gás neutro em médias e baixas latitudes dá origem a um aquecimento compressional. Portanto, durante uma tempestade magnética a energia depositada em altas latitudes pode ser transferida para baixas latitudes por esta circulação termosférica meridional.

Ondas de gravidade são geradas durante distúrbios magnéticos e também transportam energia em direção ao equador, porém em uma escala bem menor (Richmond, 1979; Spencer et alii, 1976).

Antes de prosseguir na análise do comportamento termosférico durante tempestades será discutida brevemente a recombinação do íon O^+ com o constituinte neutro N_2 . Nas alturas da região F ionosférica

o processo de recombinação dominante de O^+ ocorre em duas etapas (Whitten and Poppoff, 1971). Em primeiro lugar ocorre a troca de carga:



e a seguir a recombinação dissociativa:



Como a taxa de produção de O^+ , $q(O^+)$, é proporcional à densidade de oxigênio $[O]$, obtém-se:

$$[e] \propto \frac{[O]}{[N_2]}. \quad (2.3)$$

Evidentemente um acréscimo da razão N_2/O decresce a densidade eletrônica, pois ambas, produção e perda de ionização, são sensíveis às mudanças na razão de densidades N_2/O , sendo portanto esta razão uma boa escolha para indicar perturbações da composição da atmosfera neutra. A Figura 2.6 mostra a boa correlação que existe entre mudanças na composição neutra e na fase negativa da densidade eletrônica durante período magneticamente perturbado (Prölss, 1980).

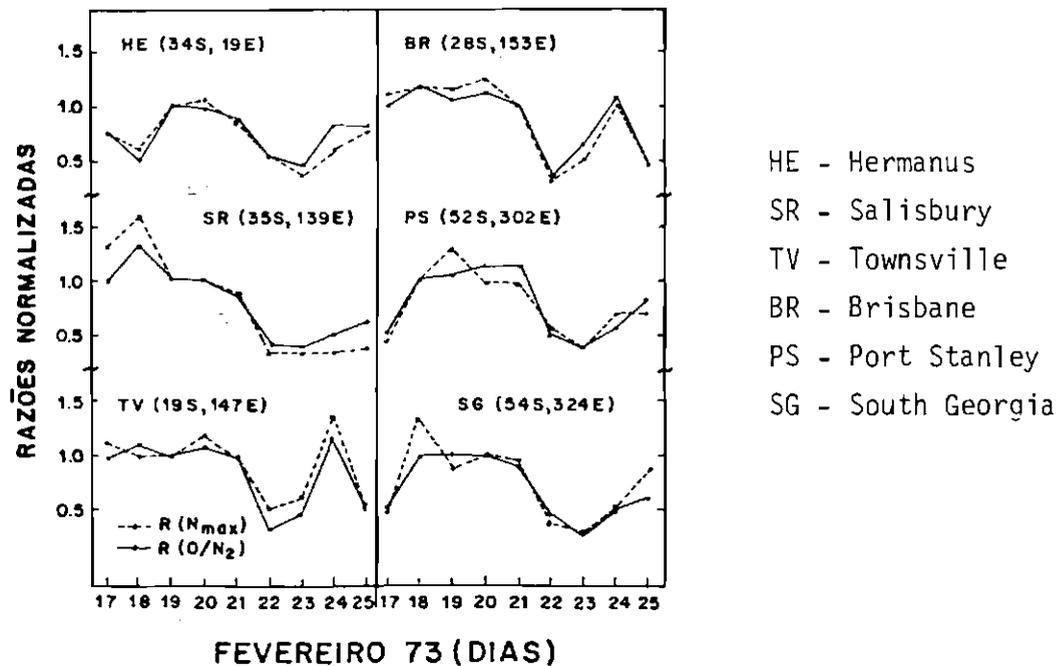


Fig. 2.6 - Variações dia-a-dia na densidade eletrônica máxima da camada F e na razão de densidades do oxigênio atômico para o nitrogênio molecular (O/N_2) durante a fase negativa de uma tempestade magnética.

- Note-se que do lado direito desta figura estão escritas as localidades nas quais foram obtidos os dados.

FONTE: Prölss (1980), p. 189.

O ventos meridionais que sopram em direção ao equador durante uma tempestade magnética dirigem, através de arrasto iônico, o plasma ionosférico ao longo das linhas de campo magnético para maiores alturas onde a menor densidade de N_2 diminui a taxa de perda. Nesta primeira etapa, que dura poucas horas, a densidade eletrônica máxima da região F_2 cresce e a altura em que esta densidade máxima ocorre se desloca para maiores altitudes. Em uma segunda etapa, após várias horas do início de uma tempestade magnética, as células globais de ventos termosféricos estão completamente desenvolvidas e o gás neutro, que apresenta uma composição modificada devido à tempestade magnética, é transportado para latitudes mais baixas, dando origem ao desenvolvimento de zonas de perturbação na composição neutra da termosfera. A

tempestade magnética induz mudanças no nitrogênio molecular, oxigênio atômico, hélio e argônio. A zona de perturbação é caracterizada por um grande acréscimo no argônio, um menor mas ainda considerável aumento no nitrogênio molecular e um significativo decréscimo no hélio. O oxigênio atômico mostra um comportamento complexo, apresentando decréscimos em torno de 160km e acréscimos acima de aproximadamente 400km (Prölss, 1980). Portanto, dentro destas zonas de perturbação há uma maior razão N_2/O , o que causa um decréscimo da densidade eletrônica máxima da região F_2 , que é a fase negativa. Este comportamento que se acabou de descrever é típico de altas e médias latitudes. Em baixas latitudes, em geral, a tempestade ionosférica apresenta uma fase positiva. Existem ainda muitas discussões sobre as origens desta fase positiva em baixas latitudes durante uma tempestade. De acordo com Volland (1983) este acréscimo de ionização nestas latitudes é devido ao transporte do oxigênio atômico de altas para baixas latitudes pela ação conjunta dos ventos termosféricos e da difusão induzida pelos ventos (o oxigênio atômico, gás minoritário, se difunde através do gás majoritário N_2). Entretanto, o próprio Volland alerta para o fato de que esta teoria não é única e aponta outra alternativa de Blum et alii (1975), os quais propõem mudanças na altura da turbopausa durante tempestades magnéticas. Outras teorias para explicar este aumento de ionização em baixas latitudes serão discutidas na Seção 2.6.4.

A Figura 2.7 mostra uma ilustração esquemática dos efeitos da composição e ventos durante tempestades magnéticas.

Os distúrbios na composição termosférica sofrem variações sistemáticas com a intensidade da tempestade magnética, com a posição geomagnética, com a hora local e com a estação do ano.

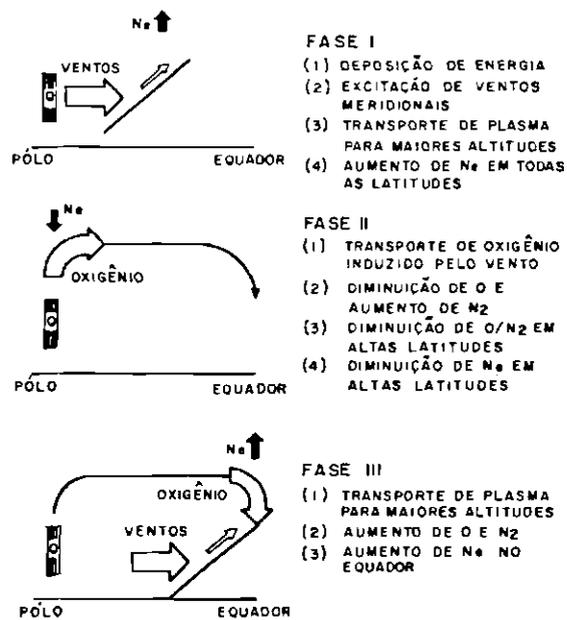


Fig. 2.7 - Representação esquemática dos efeitos de ventos termosféricos e composição na região F_2 .

FONTE: Mayr et alii (1978). p.556.

2.6.2.1 - VARIAÇÕES COM A INTENSIDADE DA TEMPESTADE MAGNÉTICA

Quanto mais intensa a atividade magnética mais o distúrbio na composição neutra, expresso pela razão N_2/O , cresce em amplitude e se estende latitudinalmente em direção ao equador, conforme pode ser observado na Figura 2.8. Conseqüentemente a fase negativa também se estende a menores latitudes.

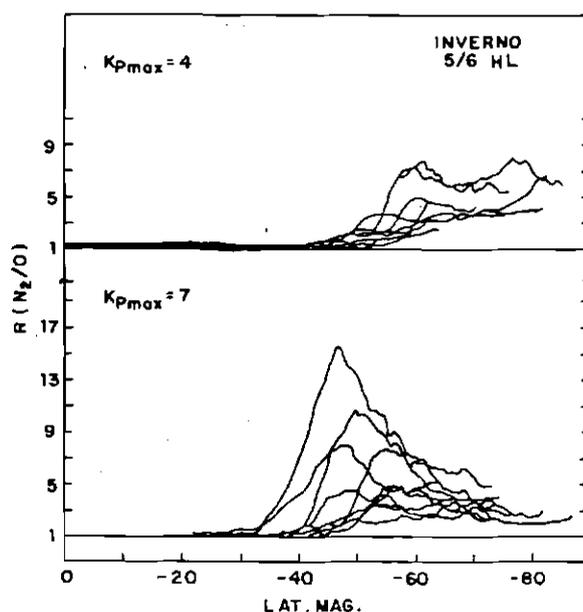


Fig. 2.8 - Variação da estrutura latitudinal de um distúrbio atmosférico com a intensidade da tempestade magnética para a hora local 05:00 ($K_{pmax}=4$) e 06:00 ($K_{pmax}=7$).

FONTE. Prölss (1980), p.193.

2.6.2.2 - VARIAÇÕES COM A POSIÇÃO GEOMAGNÉTICA

Mudanças na composição neutra mostram uma forte dependência com a posição geomagnética (Prölss, 1980). Variações longitudinais bem distintas, as quais estão em fase com correspondentes mudanças na latitude magnética invariante, são freqüentemente observadas durante condições perturbadas (Prölss and von Zahn, 1977; Hedin et alii, 1977).

2.6.2.3 - VARIAÇÕES COM A HORA LOCAL

Em latitudes médias os efeitos negativos da tempestade magnética se iniciam mais freqüentemente nas primeiras horas da manhã e muito raramente nos setores de hora local do meio dia e da tarde (Prölss and von Zahn, 1978). Por outro lado, efeitos positivos ionosféricos da tempestade são mais freqüentemente observados nos setores do meio dia e da tarde (Hargreaves and Bagenal, 1977) do primeiro dia da tempestade. De acordo com Prölss e von Zahn (1978) existe uma assimetria significativa em hora local com maiores efeitos do distúrbio no setor da manhã. De dados do nitrogênio molecular, obtidos pelo satélite Ogo 6, Tausch (1977) mostra que existe uma clara assimetria com a hora local na extensão do distúrbio com o aumento na densidade de N_2 alcançando latitudes magnéticas bem menores no setor da noite. Existem indicações de que o controle em hora local de um distúrbio atmosférico-ionosférico está acoplado à fonte primária de energia. Em primeiro lugar existe uma forte evidência de que a injeção de energia maximiza-se ao longo do oval auroral, o qual não é simétrico em hora local, mas é deslocado para o hemisfério da noite. Em segundo lugar, a atividade de uma subtempestade magnética parece ser mais intensa no setor das primeiras horas da manhã.

2.6.2.4 - VARIAÇÕES SAZONAIS

O aspecto mais proeminente destas variações é que, durante o verão, efeitos negativos da tempestade se estendem das regiões po

tares para os subtrópicos, enquanto durante o inverno eles são restritos a latitudes mais altas. Variações similares ocorrem na composição neutra (Prölss and Von Zahn, 1977). A Figura 2.9 mostra a variação latitudinal de um distúrbio atmosférico com a estação do ano.

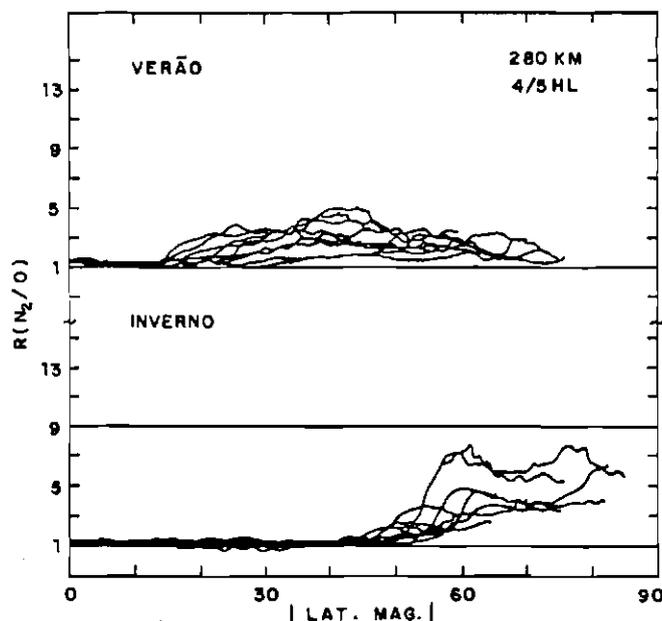


Fig. 2.9 - Variação da estrutura latitudinal de um distúrbio atmosférico com a estação do ano durante uma tempestade magnética para a hora local 04:00 (verão) e 05:00 (inverno).

FONTE: Prölss (1980), p.196.

Observa-se nesta figura que no verão o distúrbio em N_2/O se propaga até latitudes mais baixas do que no inverno. No verão ocorre uma diminuição gradual, de altas para baixas latitudes, no valor de N_2/O , enquanto no inverno esta diminuição é brusca e ocorre em altas latitudes. Observa-se também que no verão as perturbações são de magnitude moderada, enquanto grandes magnitudes são comumente observadas no inverno.

As mudanças sazonais são usualmente atribuídas a processos dinâmicos dentro da própria atmosfera neutra, sendo uma explicação possível a interação dos ventos sazonais e dos ventos induzidos pela tempestade magnética (Roble et alii, 1977). No verão, ambos sistemas de ventos estão em fase e podem suportar uma rápida expansão do distúrbio atmosférico para menores latitudes. No inverno, por outro lado, ambos sistemas de ventos, conforme é esperado, estão em antifase, e uma expansão, portanto, pode ser inibida. A diferença na magnitude do distúrbio pode ser atribuída em parte às variações anuais na composição neutra (Mayr and Hedin, 1977). Mudanças na altura da turbopausa foram também sugeridas por Sinha e Chandra (1974) para explicar as variações observadas.

2.6.3 - IONOSFERA EM ALTAS LATITUDES

As correntes elétricas alinhadas ao campo magnético da Terra, denominadas correntes de Birkeland, representam o principal mecanismo de acoplamento entre a ionosfera de altas latitudes e a magnetosfera (Greenwald, 1982; Heelis, 1982; Potemra et alii, 1980). De acordo com Heelis (1982) as correntes de Birkeland fluem para a ionosfera no setor da alvorada, caracterizando o que é denominado arbitrariamente região 1, e para fora da ionosfera, em menores latitudes, no setor do crepúsculo (região 2). Existe uma terceira região no setor de 22:00 às 24:00 horas (hora local magnética), denominada descontinuidade de Harang, onde ocorre uma superposição das correntes 1 e 2 (Potemra et alii, 1980). Este sistema de correntes de Birkeland se fecha por correntes ionosféricas horizontais que fluem predominantemente entre 90 e 150 km de altitude, formando 2 eletrojetos aurorais, um para leste e outro para oeste, os quais coincidem com a região de condutividade alta da zona auroral. O sistema de corrente de Birkeland apresenta mudanças na intensidade e na posição (latitude) com a atividade magnética (Iijima and Potemra, 1976) e com a estação do ano (Smiddy et alii, 1980). Estas correntes se intensificam, se alongam e se deslocam para menores latitudes durante períodos perturbados, afetando os campos elétricos equatoriais (Heelis, 1982; Potemra et alii, 1980).

As correntes na região E polar são causadas pela penetração dos campos elétricos magnetosféricos através das linhas de campo magnético (Volland, 1983) e estão vinculadas à distribuição da condutividade Pedersen, a qual se maximiza em torno de 120-125 km (Richmond, 1979).

Precipitação de partículas, provenientes da cauda da magnetosfera, no oval auroral e na região do "cleft", em torno do meio-dia ocorrem constantemente e se intensificam substancialmente durante tempestades magnéticas, ocasionando um aumento da condutividade Pedersen (Richmond, 1979).

2.6.4 - IONOSFERA EM BAIXAS LATITUDES E REGIÃO EQUATORIAL

As regiões equatorial e de baixas latitudes da ionosfera, durante tempestades magnéticas, sofrem a influência dos seguintes fatores: (1) extensão para menores latitudes das alterações induzidas pelas tempestades nos processos termosféricos de média latitude, no transporte e na composição; (2) modificações no acoplamento eletrodinâmico entre as regiões ionosféricas de baixa latitude e equatorial, a saber, na anomalia equatorial (Abdu et alii, 1980).

As regiões ionosféricas de baixas latitudes, em geral, apresentam uma fase positiva durante a fase inicial de uma tempestade seguida de uma fase negativa durante a fase de recuperação da tempestade. A maior parte dos trabalhos sugere que esta fase negativa é devida às mudanças na composição termosférica causadas pelos ventos termosféricos que sopram em direção ao equador durante as tempestades. Para latitudes menores e equatoriais há uma predominância da fase positiva na densidade eletrônica. Acredita-se que a fase positiva na ionização é devida ao vento termosférico que, soprando em direção ao equador durante uma perturbação magnética, eleva a camada F para regiões onde a taxa de perda eletrônica é menor e, portanto, há um acréscimo na ionização (Jones and Rishbeth, 1971; Rishbeth, 1972, 1975; Evans, 1973; Prölss and Von Zahn, 1977; Prölss, 1981). Também é sugerido por

Papagiannis et alii (1971) que existe um fluxo de ionização da plasmasfera para a ionosfera durante tempestades magnéticas, porém restrito ao setor do crepúsculo. Este efeito observado em latitude média, é basicamente independente da hora do início da tempestade e é usualmente associado com substanciais aumentos do campo geomagnético total. Na região equatorial, onde o campo magnético \vec{B} é horizontal e onde o campo elétrico do dínamo da região E se mapeia, existe uma deriva vertical $\vec{E} \times \vec{B}$ do plasma ionosférico. Em Jicamarca (coordenadas geográficas: 12°S, 76,99°O) esta deriva é para cima durante as horas do dia, com uma velocidade média de 20m.s⁻¹, correspondendo a um campo elétrico dirigido para leste da ordem de 0,5mV.m⁻¹ (Woodman, 1970; Fejer, 1981), apresenta um pico acentuado, denominado pico pré-reversão, logo após o pôr do Sol e é para baixo à noite, com uma velocidade levemente superior a 20m.s⁻¹. Esta deriva vertical é praticamente independente da altura (Woodman, 1970; Fejer, 1981). Durante o dia, portanto, em regiões equatoriais, a ionização é transportada para maiores altitudes e, a seguir, se difunde ao longo das linhas de campo magnético, causando picos de densidade em baixas latitudes. Na região equatorial, durante tempestades magnéticas, ocorre uma tendência de inibição do desenvolvimento da anomalia equatorial devido aos ventos termosféricos que sopram em direção ao equador (Burge et alii, 1973) e ao enfraquecimento do campo elétrico equatorial responsável pela deriva vertical $\vec{E} \times \vec{B}$ (Woodman, 1970; Rishbeth, 1975; Rajaram, 1977; Blanc and Richmond, 1980).

A penetração de campos elétricos magnetosféricos em baixas latitudes e na região equatorial, durante tempestades magnéticas, é também importante no estudo eletrodinâmico destas regiões. As derivas verticais da região F, isto é, campos elétricos este-oeste, são fortemente afetados pela atividade magnética (Fejer et alii, 1979b; Gonzales et alii, 1979; Fejer, 1981, 1985). Os distúrbios perduram de poucos minutos a poucas horas e são normalmente dirigidos no sentido oposto aos campos elétricos presentes em períodos calmos. Portanto, os campos elétricos durante uma perturbação se dirigem para oeste durante o dia e para leste à noite e ocorrem sobre um grande intervalo de longitudes (Gonzales et alii, 1979). Gonzales et alii (1979) mostraram que duran

te períodos magneticamente perturbados grandes variações no campo elétrico auroral podem resultar imediatamente em mudanças similares no campo elétrico zonal em todas as longitudes. Kelley et alii (1979) e Gonzales et alii (1979) indicaram que alguns dos campos elétricos anômalos são associados com mudanças na convecção magnetosférica e consequente desequilíbrio do campo externo à plasmasfera devido às cargas de blindagem na borda interna da corrente de anel.

Existem também campos elétricos perturbados durante períodos de intensa atividade de subtempestades e desenvolvimento de corrente de anel assimétrica, os quais podem resultar do fechamento parcial de correntes elétricas de alta latitude, alinhadas ao campo magnético, através da ionosfera de baixas altitudes. Nopper e Carovillano (1978) mostraram que os campos elétricos equatoriais perturbados são fortemente dependentes da distribuição das correntes de Birkeland, as quais são alinhadas ao campo magnético em altas latitudes.

Grandes perturbações no sistema de correntes aurorais podem também causar campos elétricos perturbados pela alteração na circulação termosférica global durante tempestades magnéticas (Blanc and Richmond, 1980; Fejer et alii, 1983). Esta circulação termosférica modificada dá origem ao que é denominado dínamo de perturbação ionosférica. Estes campos elétricos perturbados ocorrem em geral 16 a 24 horas após o início de uma tempestade magnética.

Existe também uma correlação muito boa entre as variações dos campos elétricos equatoriais zonais e a derivada no tempo das variações do campo magnético geradas pela corrente de anel no lado da noite. A possibilidade de tal correlação foi discutida por Kelley et alii (1976) baseado na distinta correlação da componente auroral do campo elétrico dirigido para oeste e da componente equatorial do campo elétrico dirigida para leste com $\partial \vec{B} / \partial t$. Blanc (1978) indicou que $d(Dst)/dt$, uma quantidade bem similar a $\partial \vec{B} / \partial t$, é bem correlacionada com campos elétricos perturbados em Saint Santin (coordenadas geográficas: $44,65^{\circ}N$, $2,19^{\circ}L$).

A relação entre os campos elétricos equatoriais e o campo interplanetário foi discutida por vários autores, como por exemplo Fejer et alii (1979b), Kelley et alii (1979) e Fejer (1981). Grandes e rápidas inversões do campo magnético interplanetário do sul para o norte impõem um campo elétrico este-oeste, em sentido contrário ao do campo elétrico não-perturbado, o qual penetra através da magnetosfera em regiões equatoriais.

Casos de penetrações de campos elétricos magnetosféricos em regiões equatoriais, durante fortes tempestades magnéticas, no mesmo sentido que campos elétricos não-perturbados foram observados por Turunen e Rao (1980) sobre a estação equatorial de Huancayo entre 10:00 e 14:00 horas (hora local). Tal pesquisador sugere que o campo elétrico do sistema de corrente de Birkeland na zona auroral estende-se ao equador e temporariamente intensifica a anomalia equatorial na região F.

Kikuchi et alii (1978) sugerem que campos elétricos de origem polar podem penetrar, quase instantaneamente, em regiões equatoriais através do guia de onda formado pela ionosfera e a Terra.

CAPÍTULO 3

APRESENTAÇÃO DOS DADOS

3.1 - INTRODUÇÃO

Para analisar o comportamento ionosférico durante tempestades magnéticas, dados de ionogramas de Cachoeira Paulista ($22,5^{\circ}\text{S}$; 45°O ; inclinação magnética: $-25,5^{\circ}$) e de Fortaleza (4°S , 38°O ; inclinação magnética: $-1,8^{\circ}$) foram reduzidos para cada 15 minutos e para o período de 1978 a 1983. Este período inclui a fase do crescimento, do máximo e do decréscimo da atividade solar do ciclo 21. Para analisar a ionosfera durante distúrbios magnéticos no período de mínima atividade solar, também foram reduzidos dados de ionogramas de 1975 a 1977; entretanto, estes dados são escassos.

Dados de polarímetros de Cachoeira Paulista e São José dos Campos (23°S ; 46°O ; inclinação magnética, $-25,5^{\circ}$), representados pelo ângulo de rotação de Faraday, foram reduzidos para o período de 1980 a 1983. Estes dados foram escolhidos para os mesmos meses deste período em que dados de ionossonda foram reduzidos.

O índice geomagnético Dst foi utilizado para identificar a ocorrência de uma tempestade magnética e verificar sua intensidade. Neste trabalho foi considerada tempestade fraca quando $\text{Dst} > -50$ gamas, moderada quando $-150 \text{ gamas} < \text{Dst} < -50$ gamas e forte quando $\text{Dst} < -150$ gamas.

Os parâmetros ionosféricos reduzidos dos ionogramas foram a frequência máxima da camada F_2 para incidência vertical, f_0F_2 e a altura virtual da camada F_2 , h_pF_2 , a qual é obtida para uma frequência de $0,834 f_0F_2$. O parâmetro h_pF_2 é igual à altura real do máximo de ionização da camada F_2 apenas para uma camada parabólica simples,

sem ionização nas regiões inferiores (WDC-A, 1972). A resolução de leitura dos ionogramas é da ordem de $\pm 5,0$ km em h' (altura virtual) e $\pm 0,1$ em $\log F$, onde f é a frequência em MHz.

Para cada mês, ou período de 30 dias consecutivos em que houve ocorrência de tempestades magnéticas, foram selecionados os dias magneticamente calmos e calculadas as médias mensais $\overline{f_0F_2(t)}$ e $\overline{hpF_2(t)}$ para cada intervalo de 15 minutos. A seguir, para obter a variação de $f_0F_2(t)$ e $hpF_2(t)$ com relação à média dos dias calmos, foram calculados os desvios $\Delta f_0F_2(t) = f_0F_2(t) - \overline{f_0F_2(t)}$ e $\Delta hpF_2(t) = hpF_2(t) - \overline{hpF_2(t)}$ para cada 15 minutos, para Cachoeira Paulista e Fortaleza. Por exemplo, para abril de 1979, cujo gráfico do índice magnético Dst está representado na Figura 3.1, foram considerados magneticamente calmos os dias 8 a 20, e as médias $\overline{f_0F_2(t)}$ e $\overline{hpF_2(t)}$ foram calculadas para estes dias. Os desvios Δf_0F_2 e ΔhpF_2 foram determinados para todos os dias de abril de 1979, e na Figura 3.21 tais desvios são apresentados para os dias 2 a 7, período este em que ocorreu uma tempestade magnética forte.

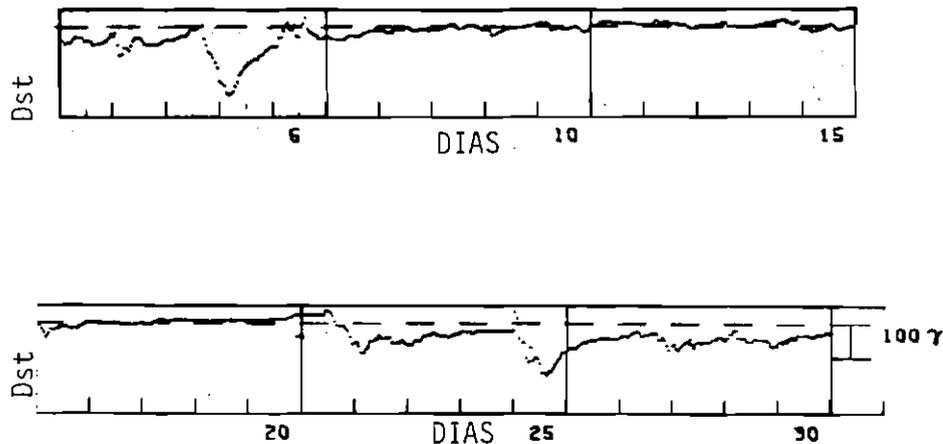


Fig. 3.1 - Índice magnético Dst de abril de 1979.

Com a finalidade de analisar a dispersão dos parâmetros f_0F_2 e hpF_2 , em torno das médias $\overline{f_0F_2}$ e $\overline{hpF_2}$ dos dias calmos de abril de 1979, os desvios padrões destes dias calmos foram calculados para cada hora e para os dias 1 a 9 de abril. As Figuras 3.2 e 3.3 apresentam respectivamente as médias mensais de f_0F_2 e hpF_2 dos dias calmos de abril de 1979 (linha contínua), os desvios padrões destes parâmetros (barras verticais) e os valores de f_0F_2 e hpF_2 , para cada hora (círculos pequenos), para o período de 1 a 9 de abril e para Cachoeira Paulista. As Figuras 3.4 e 3.5 apresentam as mesmas variáveis para Fortaleza. Observa-se das Figuras 3.2 a 3.5 que a dispersão de f_0F_2 e hpF_2 é bem maior nos dias magneticamente perturbados, 1 a 6 de abril de 1979 (ver Índice Dst na Figura 3.1), do que nos dias calmos, 8 e 9. Aparentemente dia 7 de abril ainda sofre influências da tempestade magnética que observando o Índice Dst, terminou no dia 6 de abril. Em geral os valores de f_0F_2 e hpF_2 dos dias calmos não excedem, ou excedem pouco, o desvio padrão destes parâmetros, em abril de 1979 e em outros meses analisados. Como os valores de f_0F_2 e hpF_2 , durante tempestades magnéticas, excedem o desvio padrão dos dias calmos, os desvios Δf_0F_2 e ΔhpF_2 , neste trabalho, serão considerados como parâmetros indicadores das variações relativas à média dos dias calmos sofridas pelos parâmetros f_0F_2 e hpF_2 durante tempestades magnéticas.

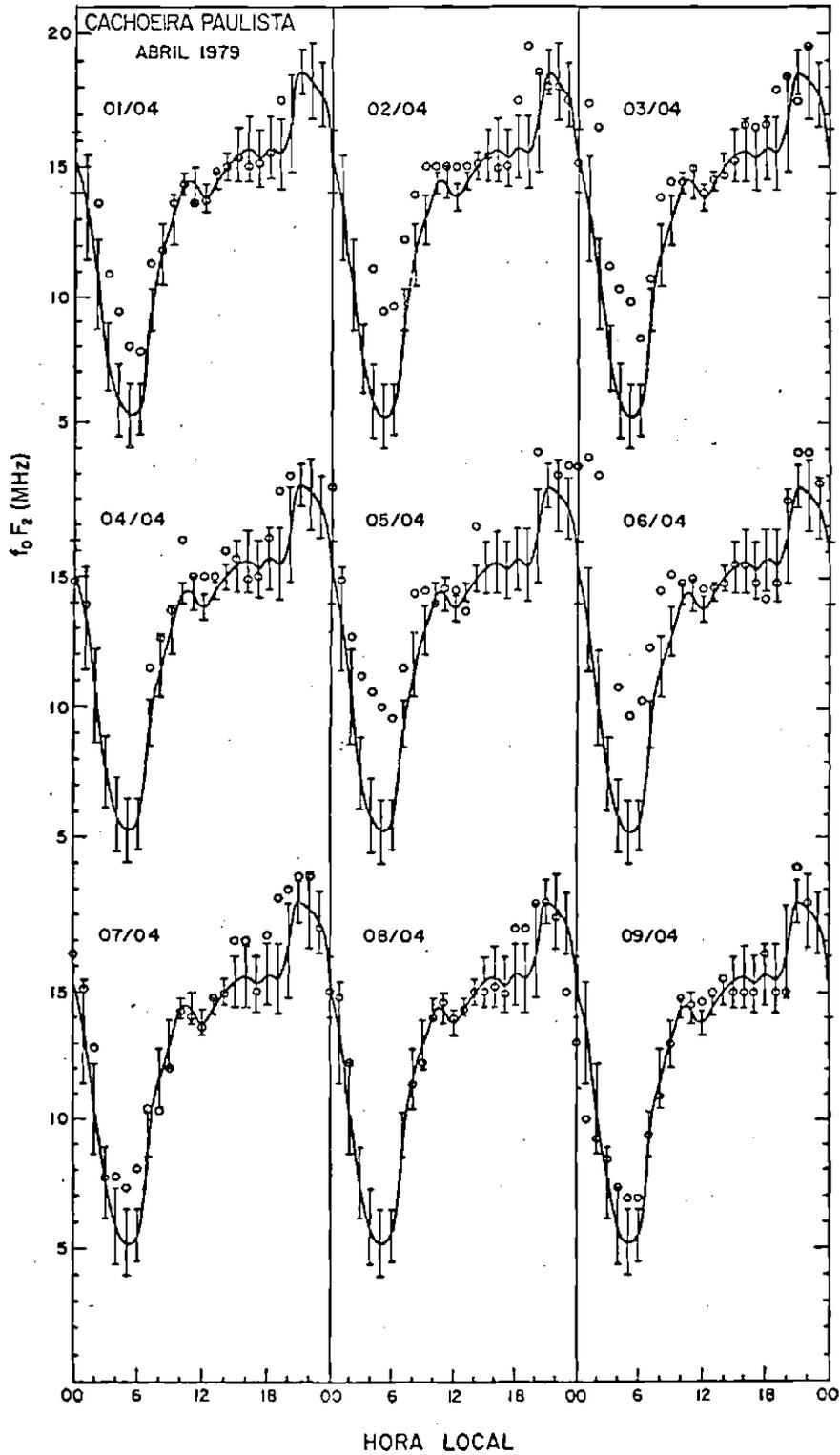


Fig. 3.2 - Médias mensais de f_0F_2 dos dias calmos de abril de 1979 (—), desvios padrões destes parâmetros (I I I), valores de f_0F_2 (ooo) do período de 1 a 9 de abril, para cada hora e para Cachoeira Paulista.

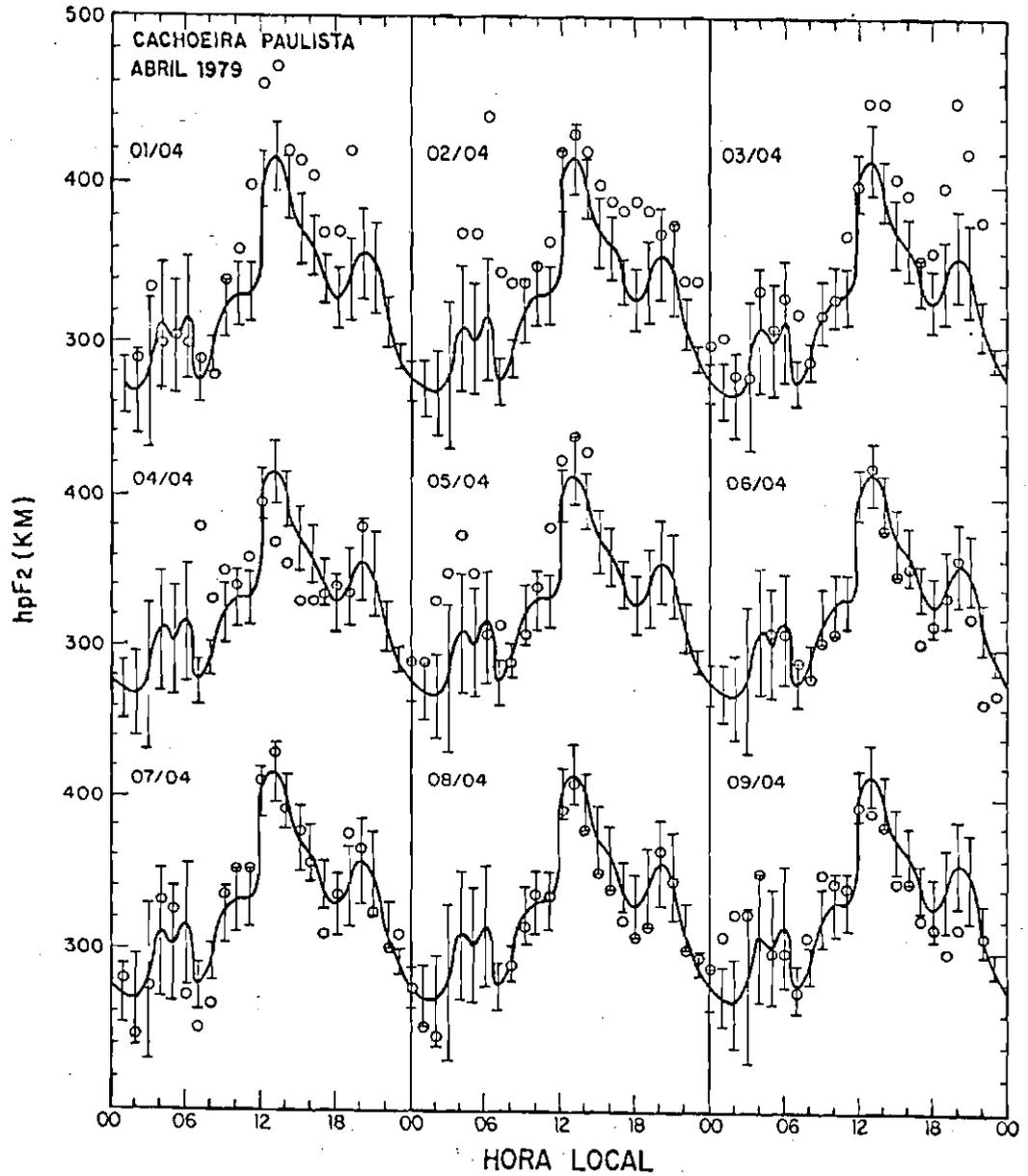


Fig. 3.3 - Médias mensais de hpF_2 dos dias calmos de abril de 1979 (—), desvios padrões destes parâmetros (| | |), valores de hpF_2 (ooo) do período de 1 a 9 de abril, para cada hora e para Cachoeira Paulista.

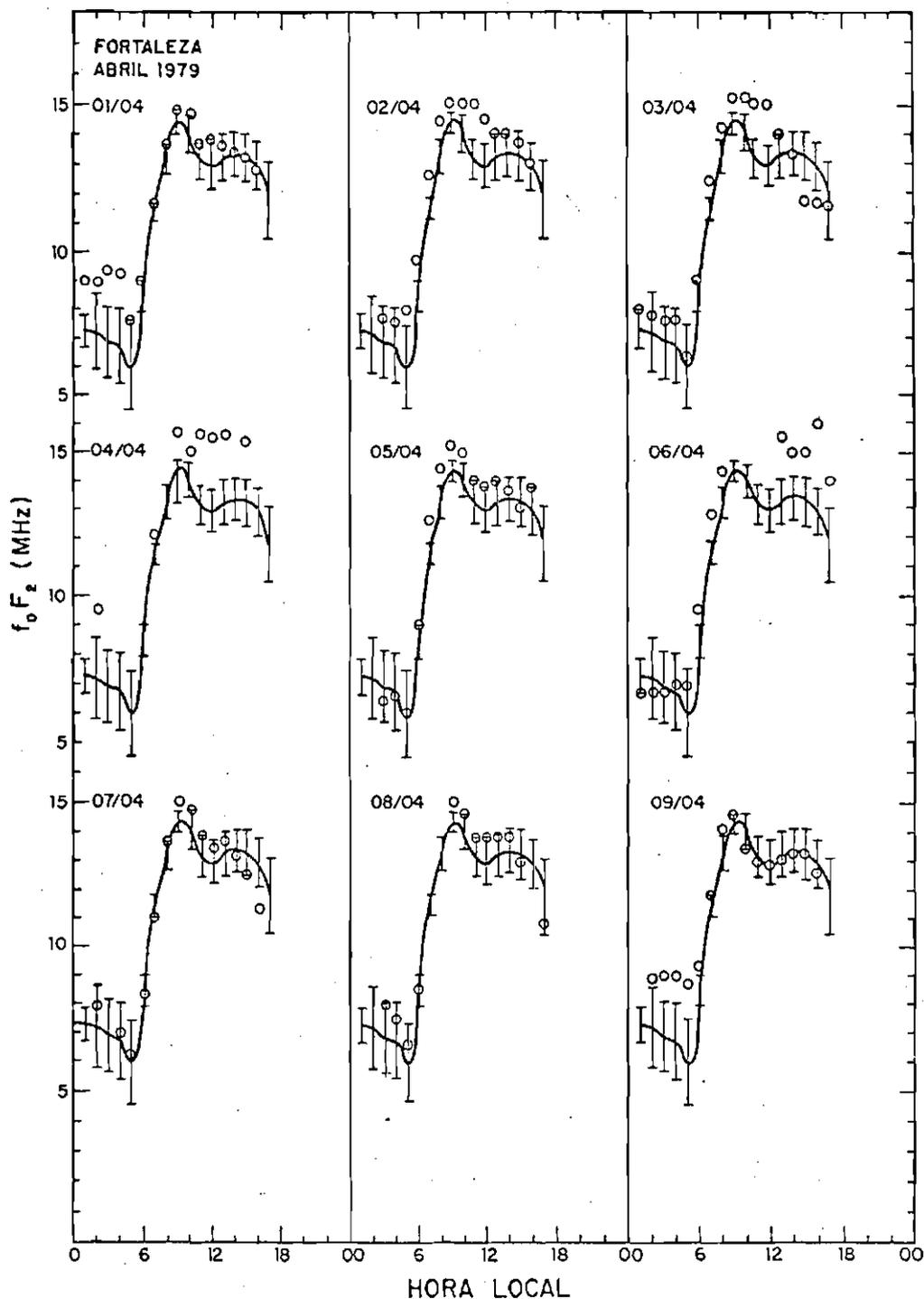


Fig. 3.4 - Médias mensais de f_0F_2 dos dias calmos de abril de 1979 (—), desvios padrões destes parâmetros (| | |), valores de f_0F_2 (ooo) do período de 1 a 9 de abril, para cada hora e para Fortaleza.

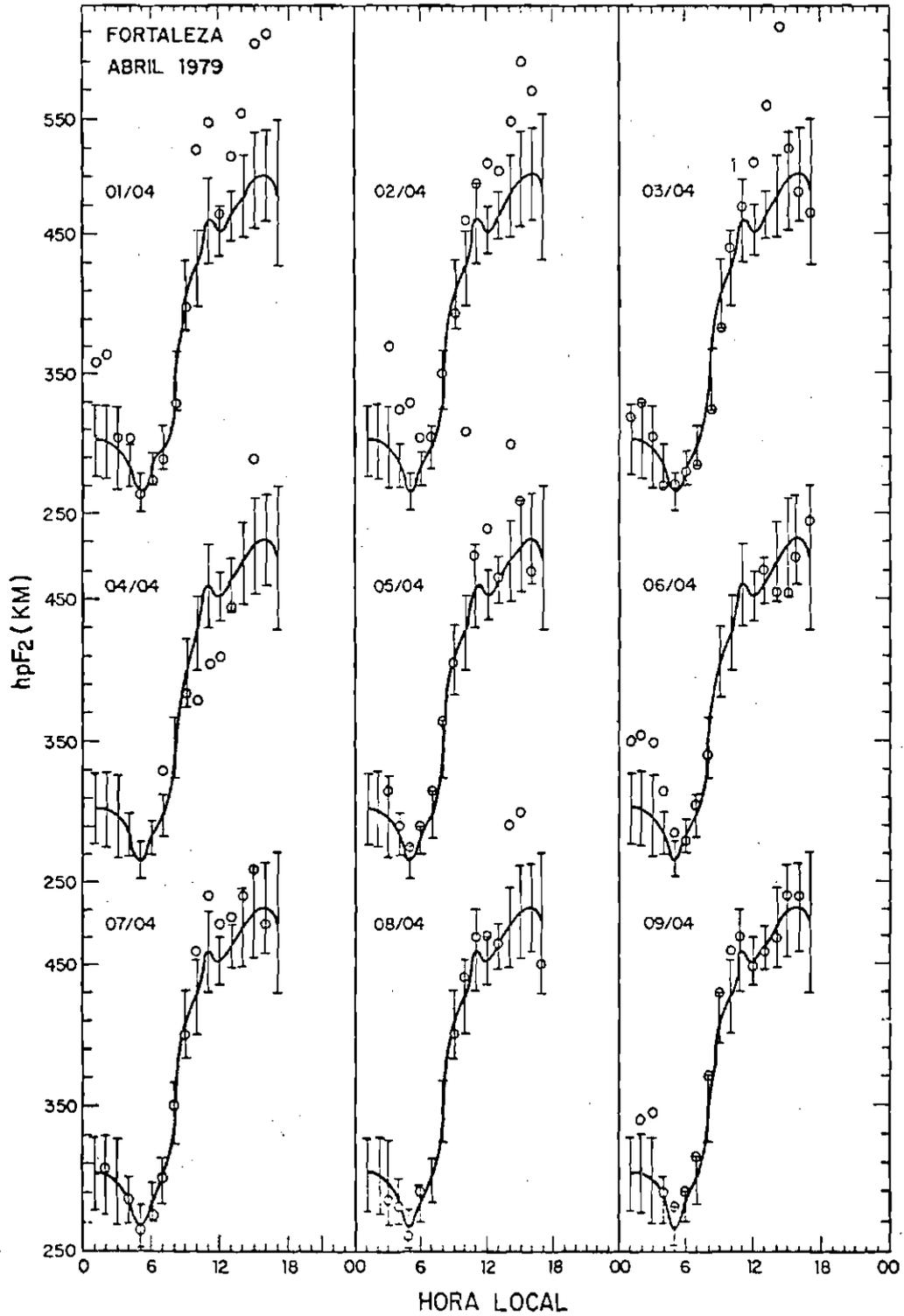


Fig. 3.5 - Médias mensais de hpF_2 dos dias calmos de abril de 1979 (—), desvios padrões destes parâmetros (| | |), valores de hpF_2 (ooo) do período de 1 a 9 de abril, para cada hora e para Fortaleza.

3.2 - APRESENTAÇÃO DOS DADOS DE IONOSSONDA

A Figura 3.6 apresenta o índice magnético Dst, $\Delta f_0F_2(t)$ e $\Delta hpF_2(t)$ para uns poucos dias calmos de junho de 1978, para dar uma idéia do grau de variação da região F durante períodos relativamente quietos.

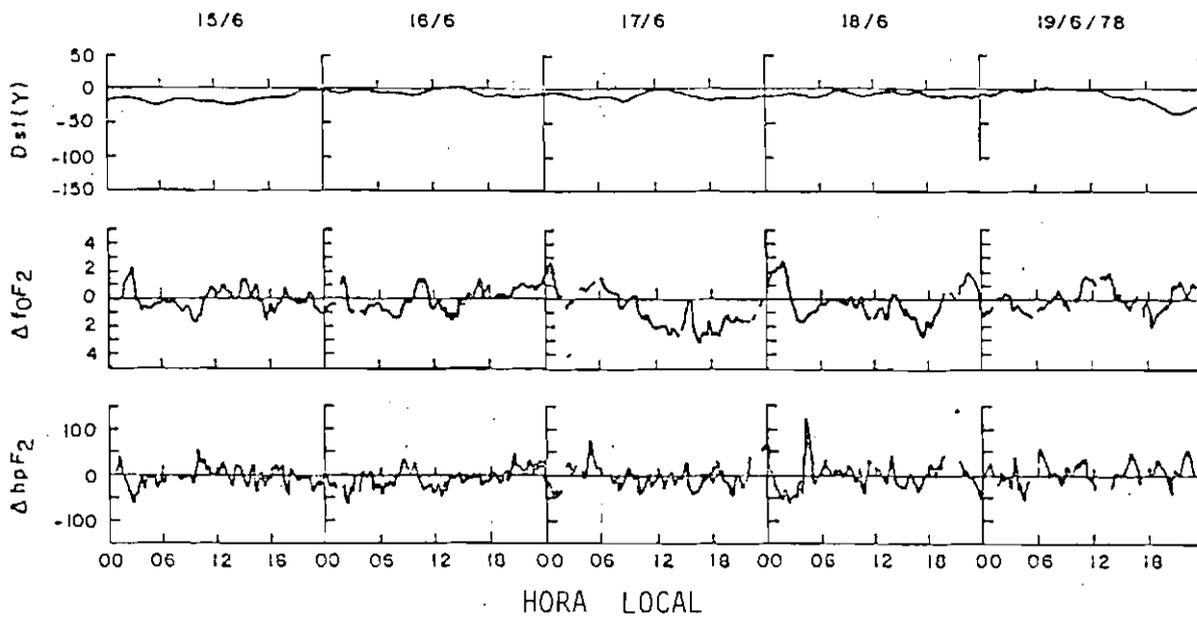


Fig. 3.6 - Índice magnético Dst, Δf_0F_2 e ΔhpF_2 de Cachoeira Paulista para um período magneticamente calmo de junho de 1978.

Nas Figuras 3.7 a 3.11 são apresentados o índice magnético Dst, Δf_0F_2 e ΔhpF_2 , de Cachoeira Paulista e Fortaleza, de novembro de 1975, janeiro de 1976 e dezembro de 1976, representativos da atividade solar mínima, para períodos magneticamente perturbados.

Nas Figuras 3.12 a 3.31 são apresentados o índice magnético Dst, Δf_0F_2 e ΔhpF_2 , de alguns meses selecionados de 1978 a 1983, representativos das fases de crescimento, pico e decrescimento do ciclo solar 21, para períodos magneticamente perturbados.

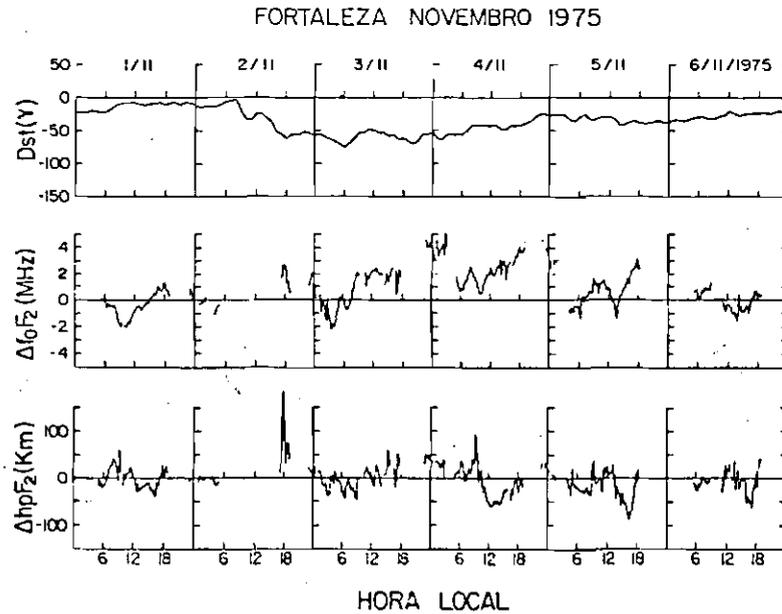
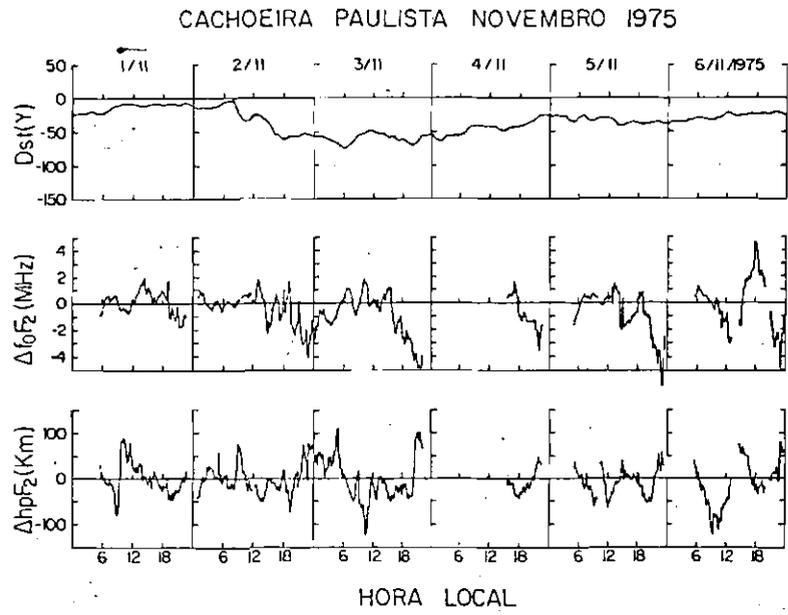


Fig. 3.7 - Índice magnético Dst, $\Delta f_0 F_2$ e $\Delta hp F_2$ de Cachoeira Paulista e Fortaleza para os dias 1 a 6 de novembro de 1975.

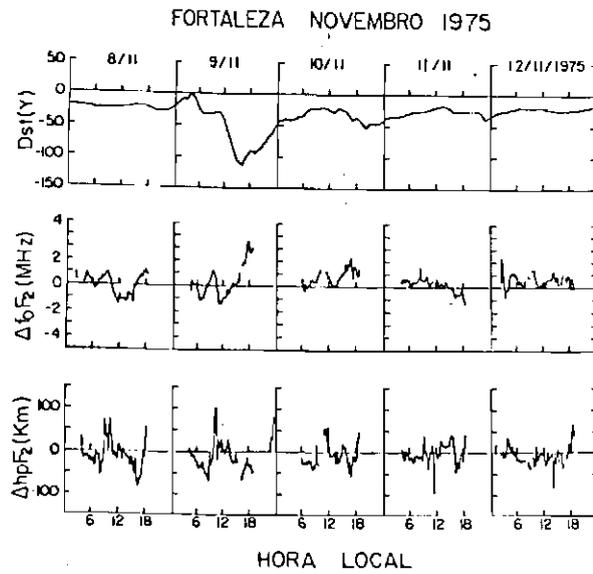
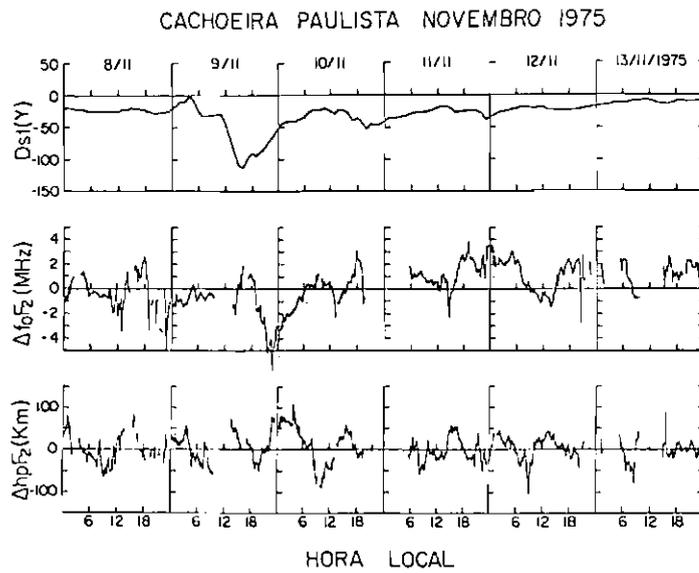


Fig. 3.8 - Índice magnético Dst, $\Delta f_0 F_2$ e $\Delta hp F_2$ de Cachoeira Paulista e Fortaleza para os dias 8 a 13 de novembro de 1975.

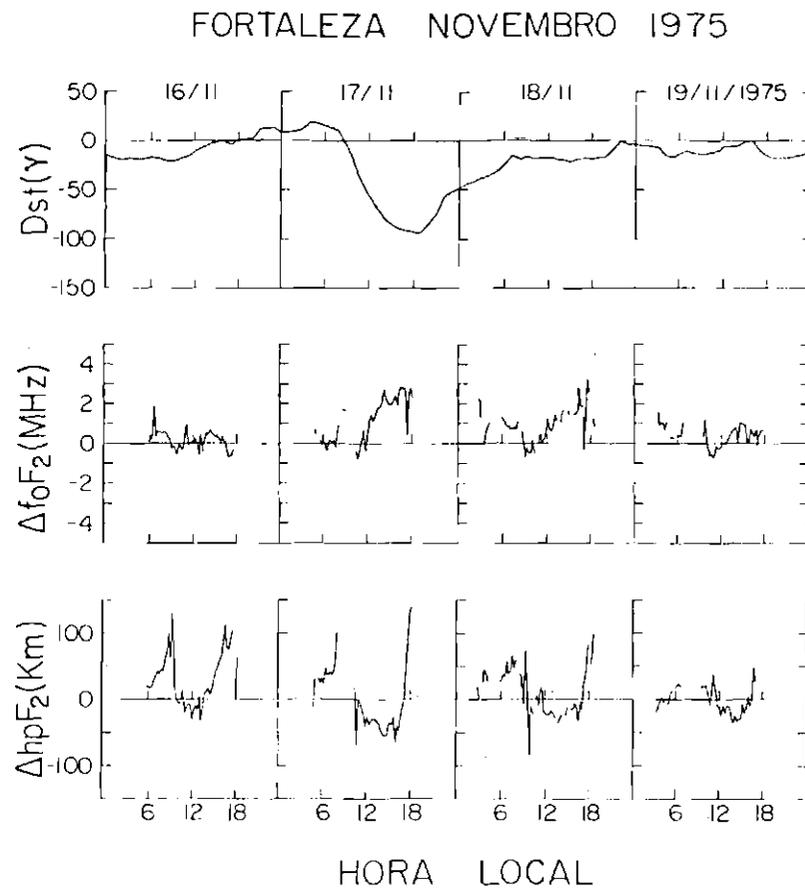
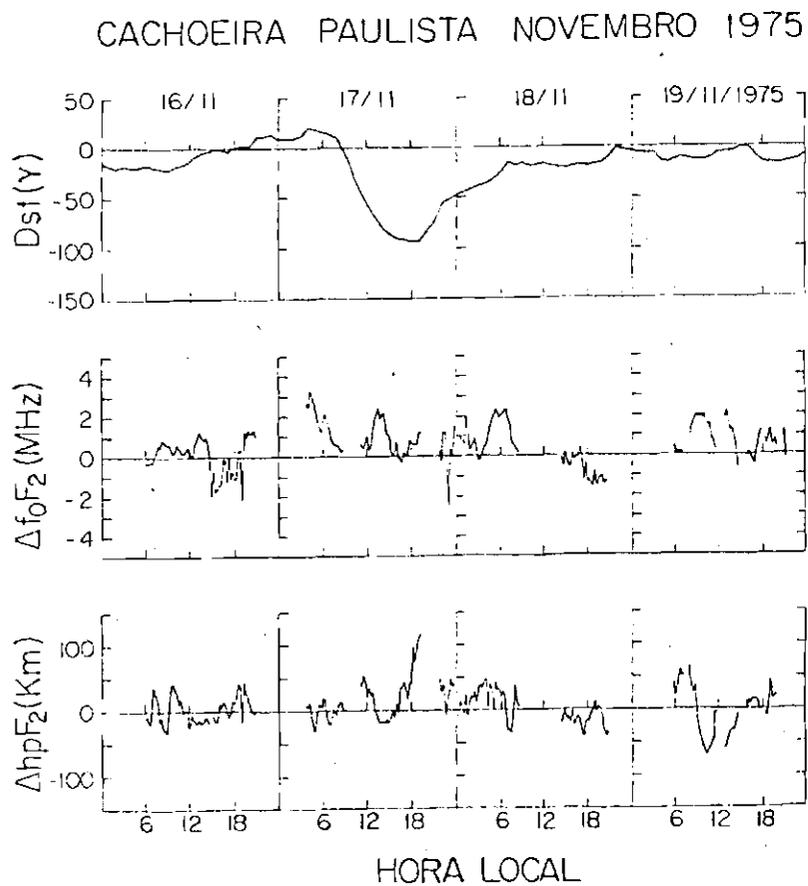


Fig. 3.9 - Índice magnético Dst, $\Delta f_0 F_2$ e $\Delta hp F_2$ de Cachoeira Paulista e Fortaleza para os dias 16 a 19 de novembro de 1975.

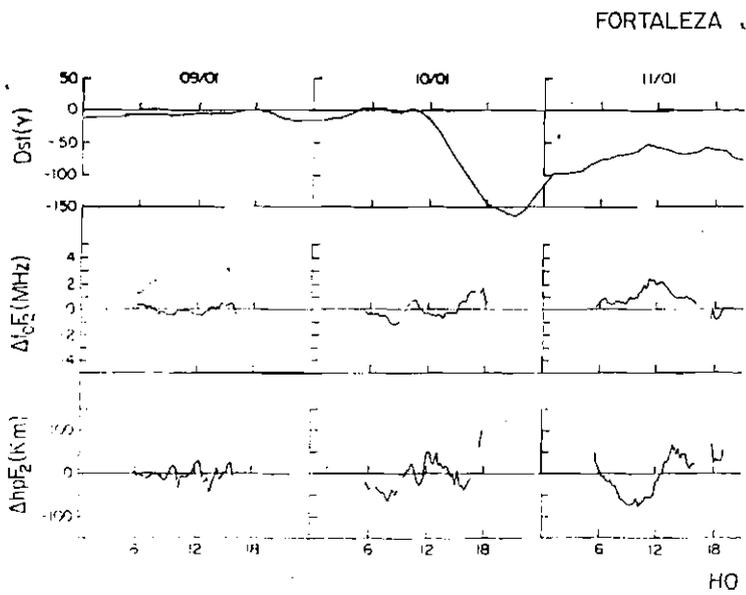
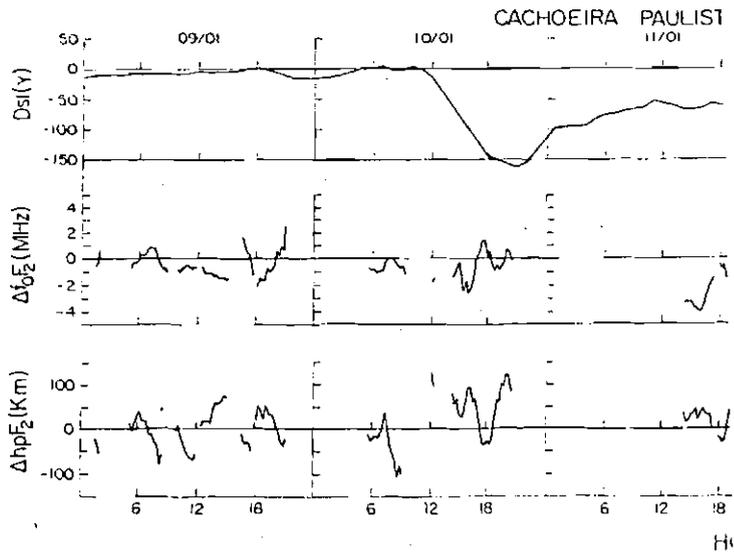


Fig. 3.10 - Índice magnético Dst, $\Delta f_0 F_2$ e $\Delta hp F_2$ de Cachoeira Paulista e Fortaleza para janeiro de 1976.

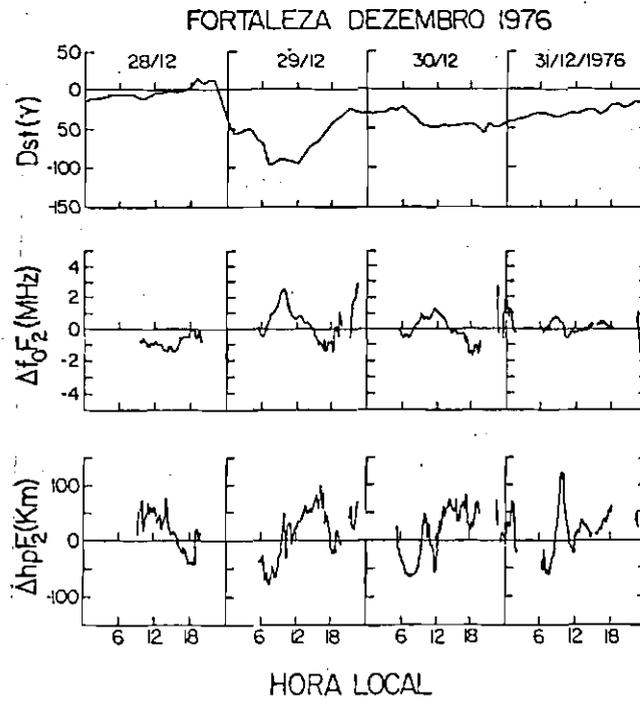
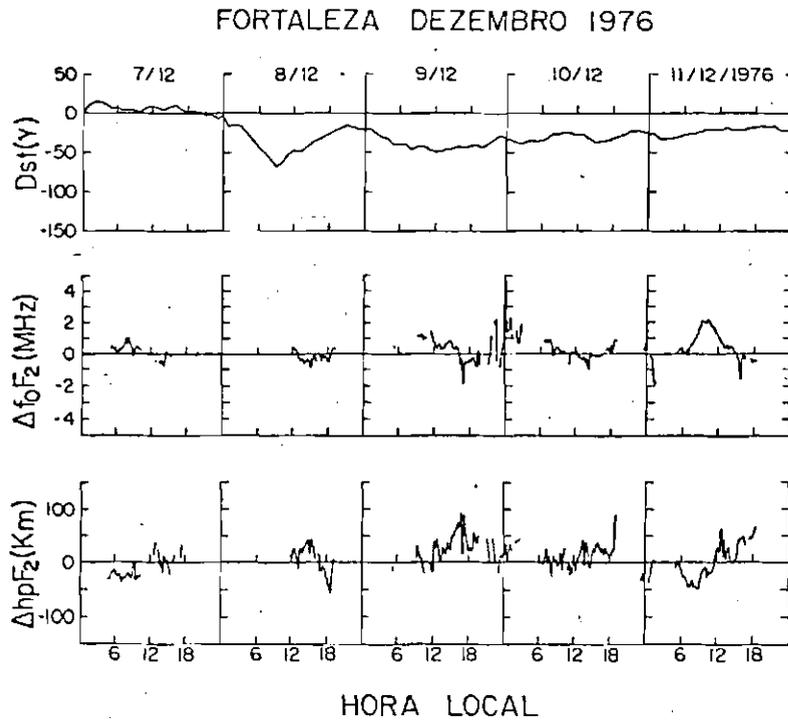


Fig. 3.11 - Índice magnético Dst, $\Delta f_0 F_2$ e $\Delta hp F_2$ de Fortaleza para dezembro de 1976.

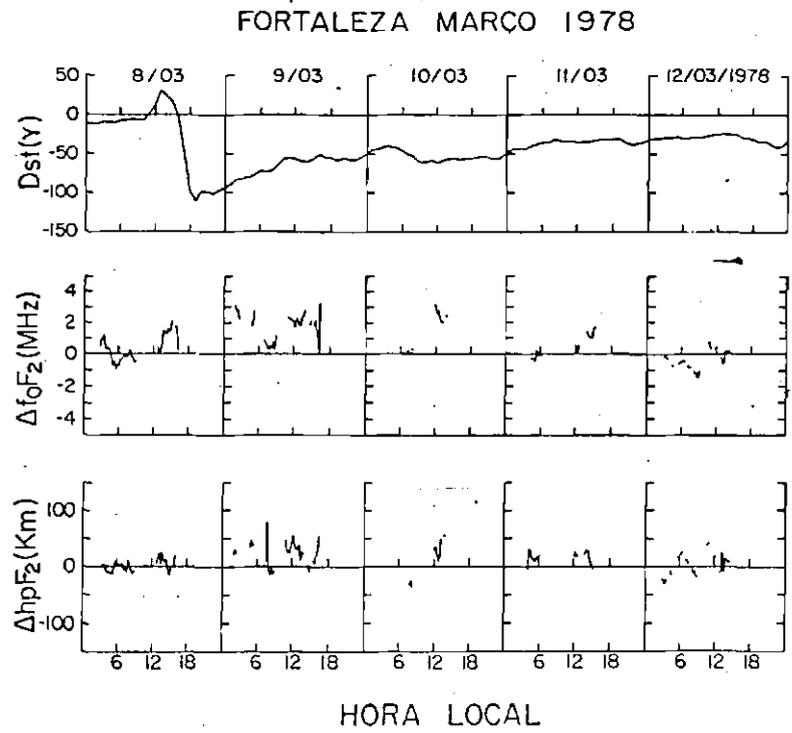
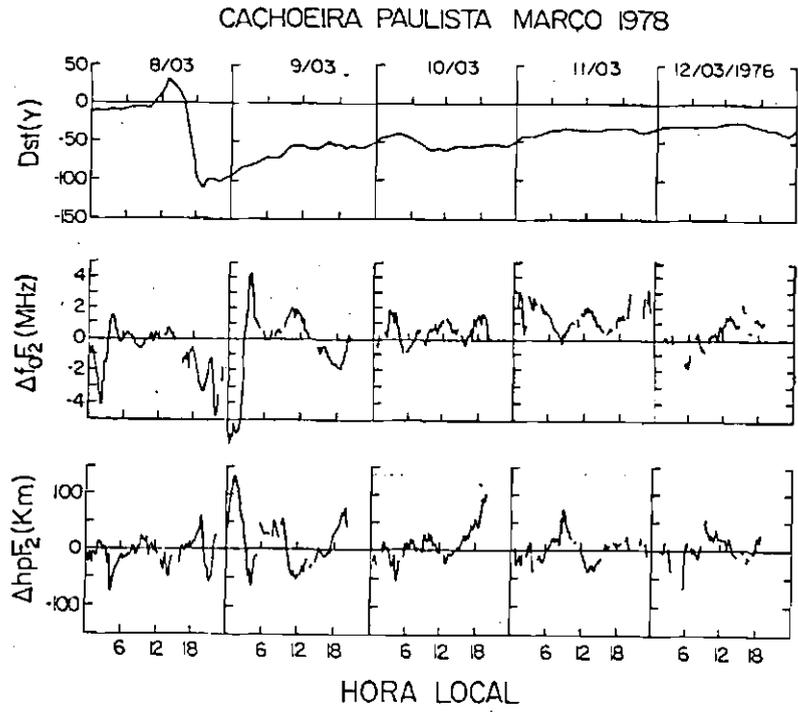


Fig. 3.12 - Índice magnético Dst, $\Delta f_0 F_2$ e $\Delta hp F_2$ de Cachoeira Paulista e Fortaleza para os dias 8 a 12 de março de 1978.

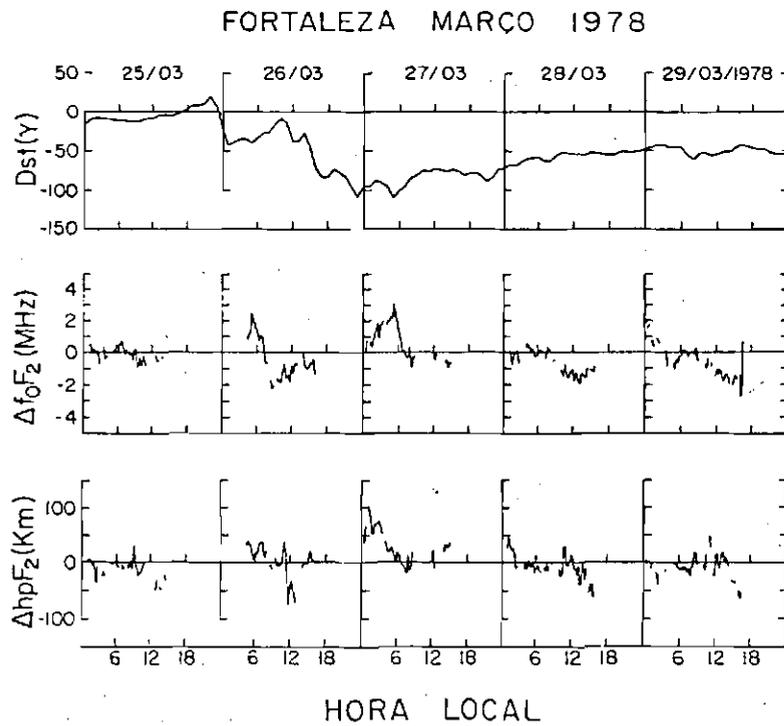
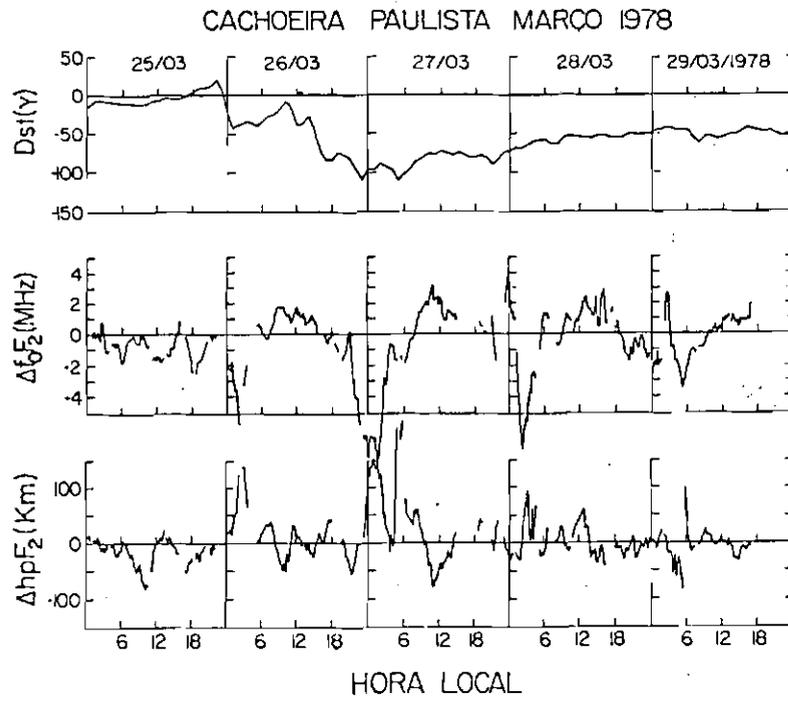


Fig. 3.13 - Índice magnético Dst, $\Delta f_0 F_2$ e $\Delta hp F_2$ de Cachoeira Paulista e Fortaleza para os dias 25 a 29 de março de 1978.

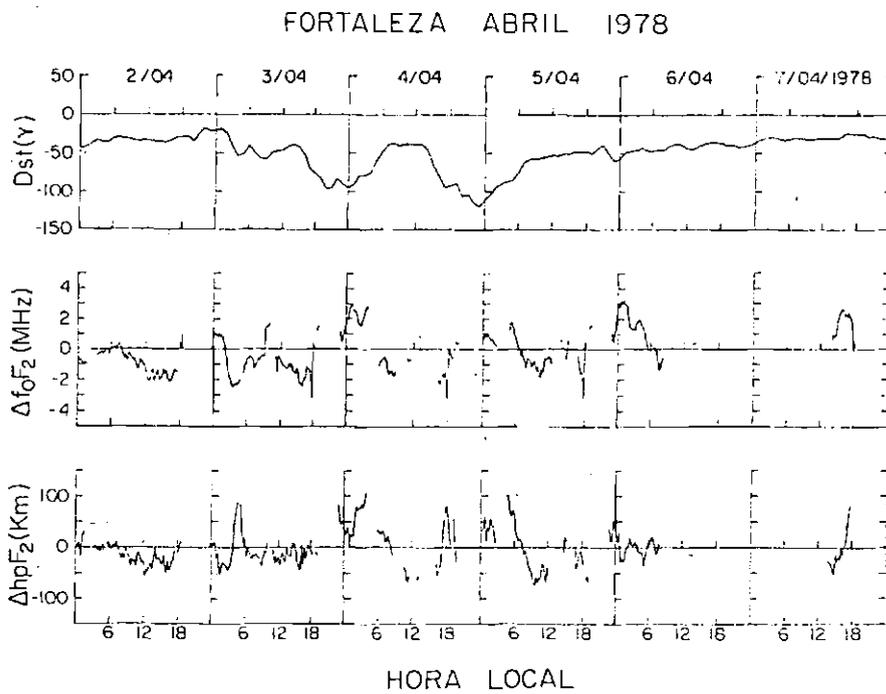
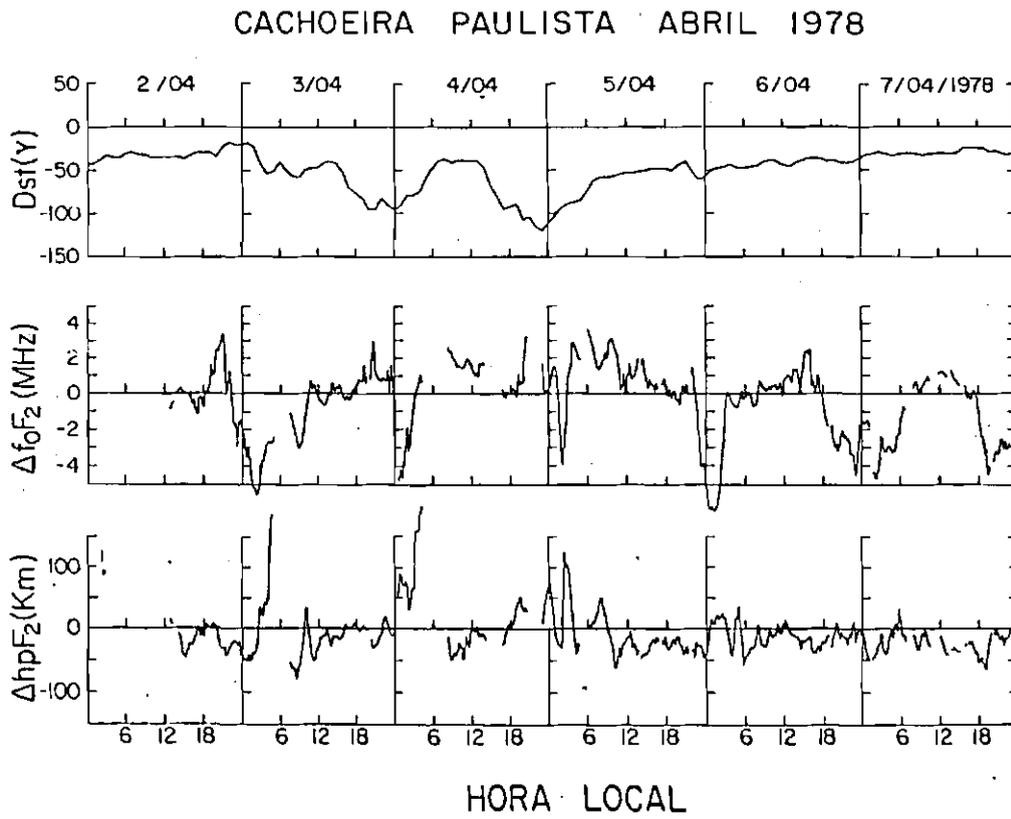


Fig. 3.14 - Índice magnético Dst, $\Delta f_0 F_2$ e $\Delta hp F_2$ de Cachoeira Paulista e Fortaleza para os dias 2 a 7 de abril de 1978.

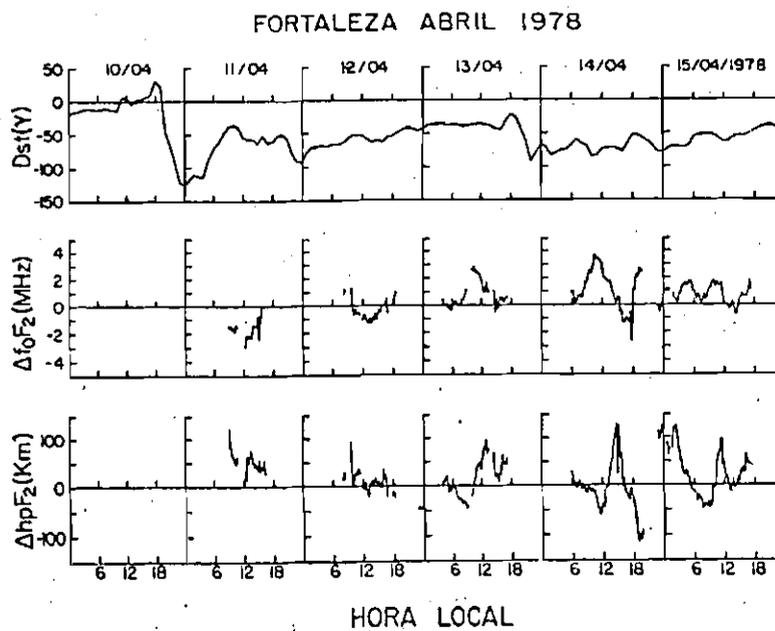
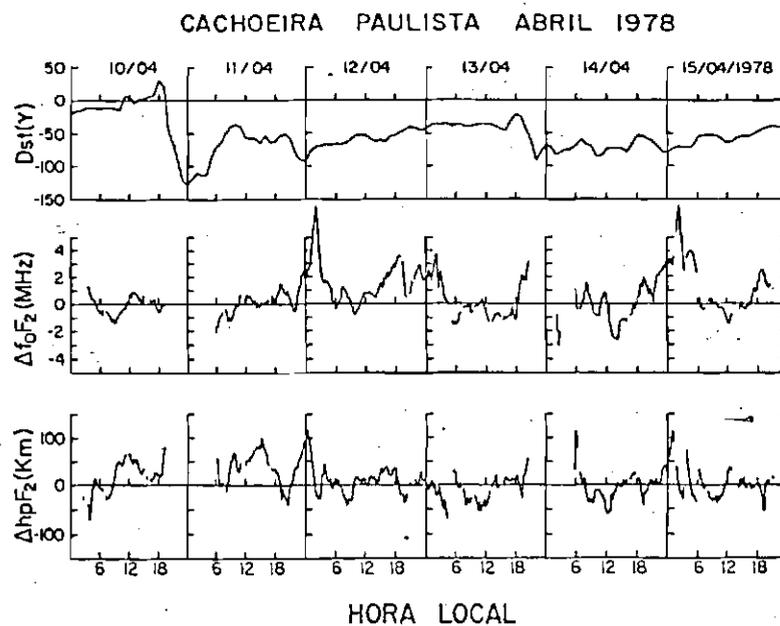


Fig. 3.15 - Índice magnético Dst, Δf_0F_2 e ΔhpF_2 de Cachoeira Paulista e Fortaleza para os dias 10 a 15 de abril de 1978.

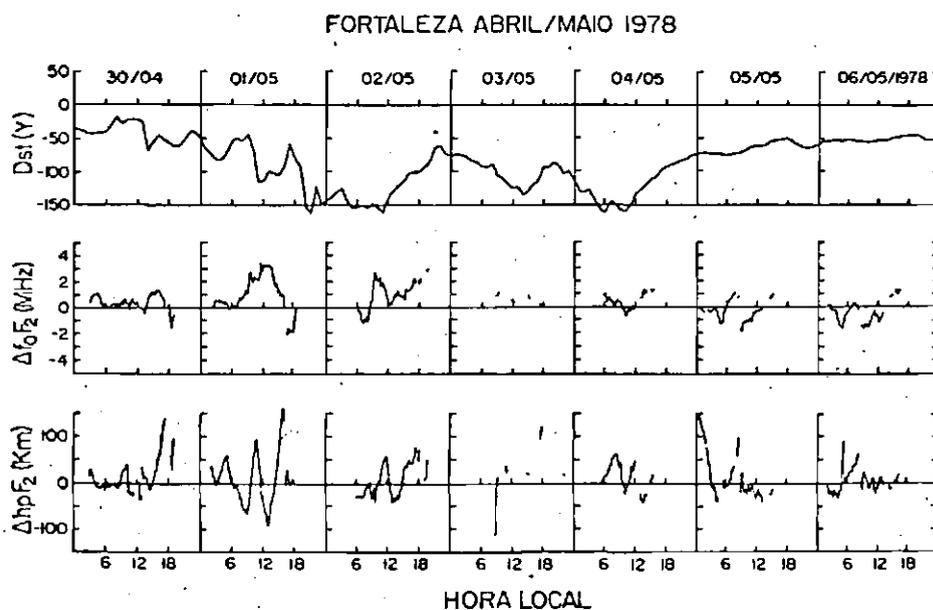
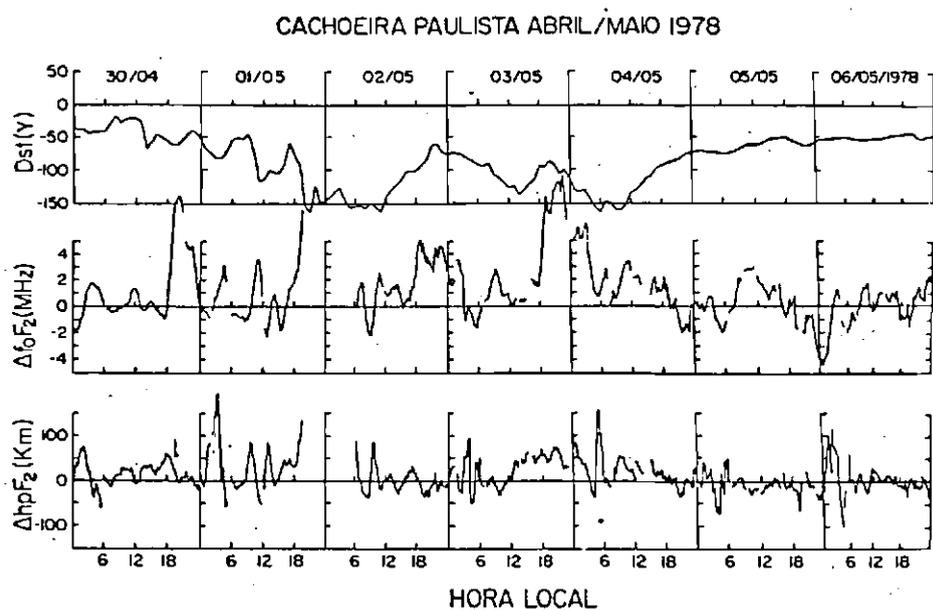


Fig. 3.16 - Índice magnético Dst , $\Delta f_0 F_2$ e $\Delta hp F_2$ de Cachoeira Paulista e Fortaleza para abril/maio de 1978.

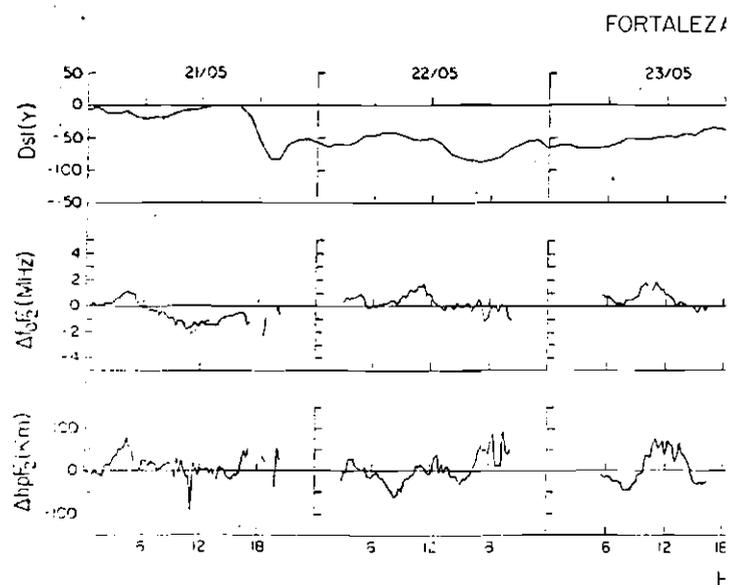
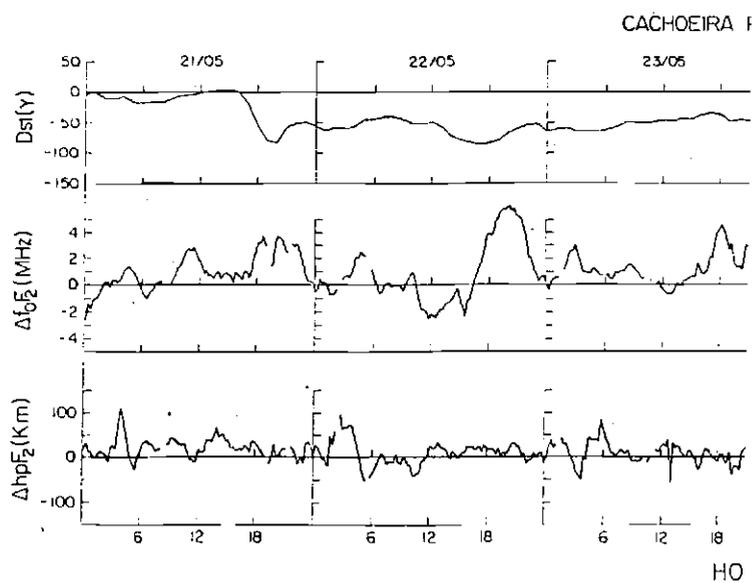


Fig. 3.17 - Índice magnético Dst, Δf_0F_2 e ΔhpF_2 de Cachoeira Paulista e Fortaleza para os dias 21 a 26 de maio de 1978.

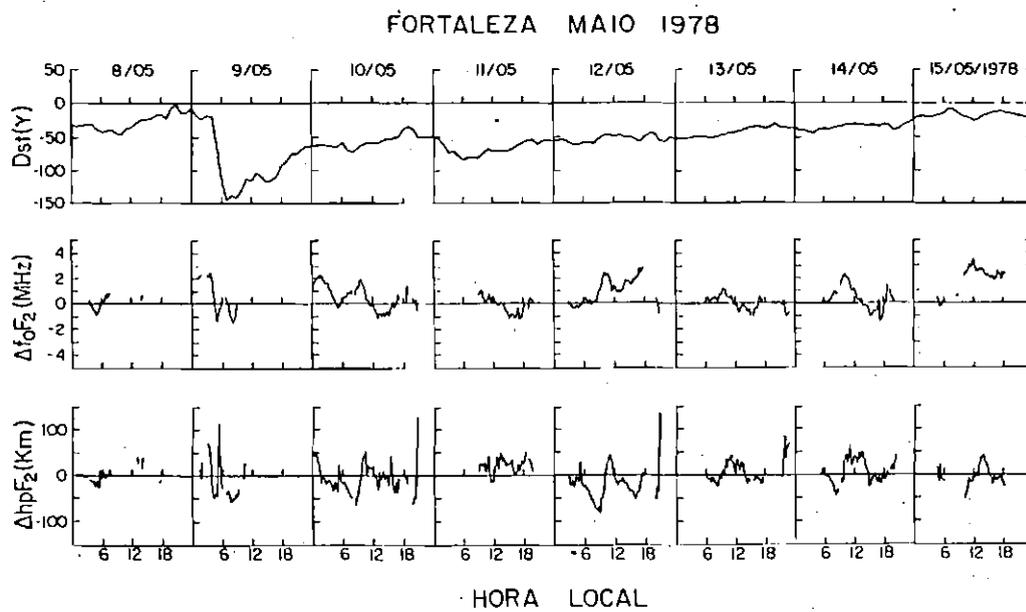
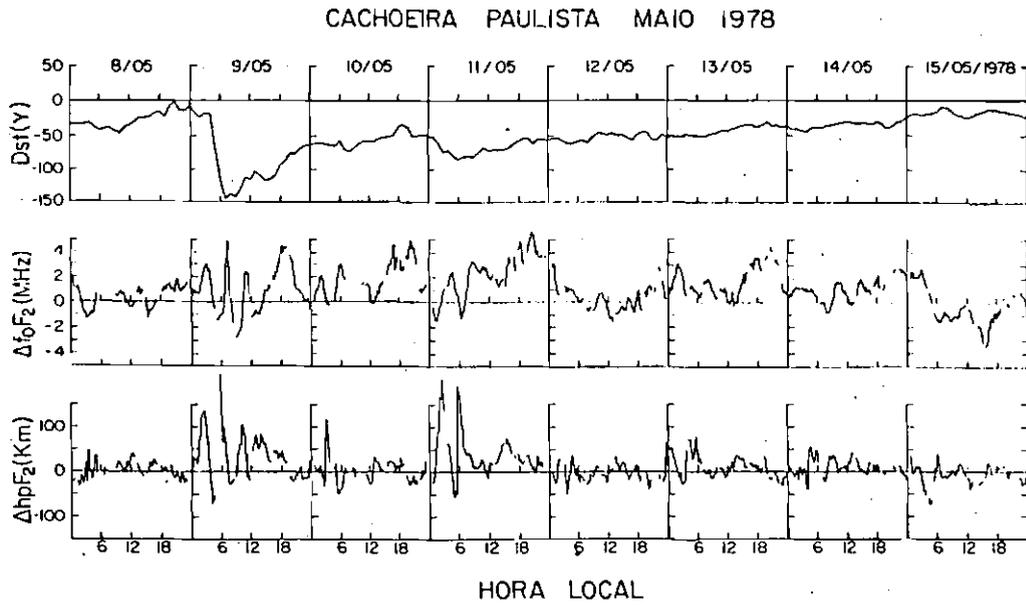


Fig. 3.18 - Índice magnético Dst, $\Delta f_0 F_2$ e $\Delta hp F_2$ de Cachoeira Paulista e Fortaleza para os dias 8 a 15 de maio de 1978.

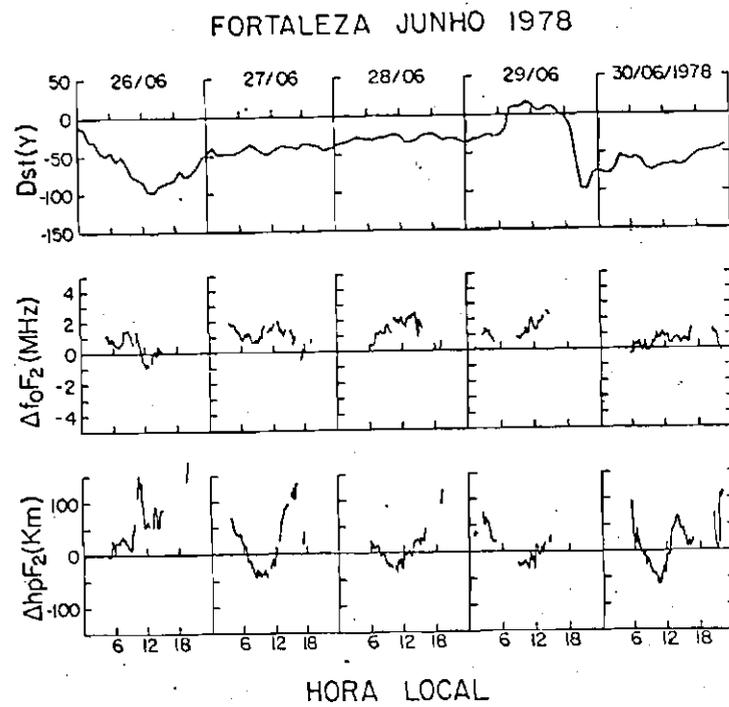
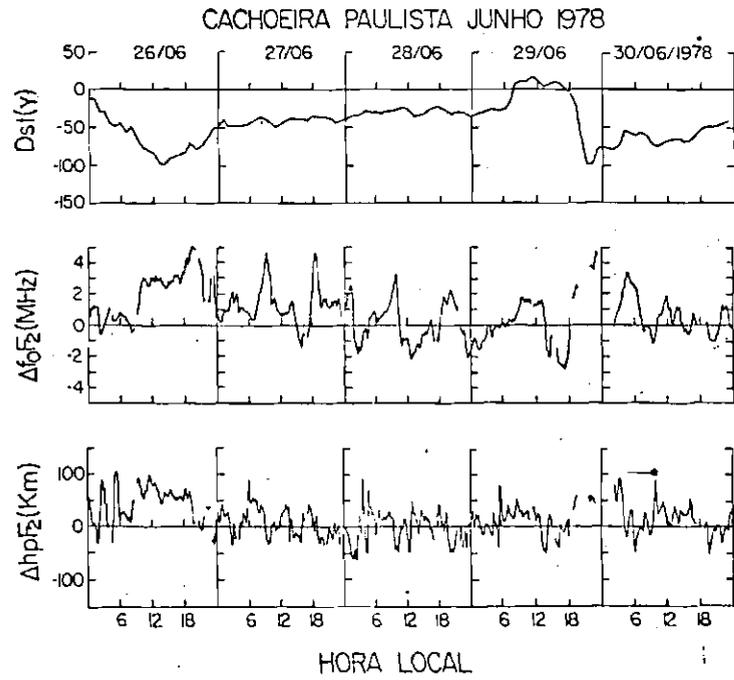


Fig. 3.19 - Índice magnético Dst, $\Delta f_0 F_2$ e $\Delta hp F_2$ de Cachoeira Paulista e Fortaleza para junho de 1978.

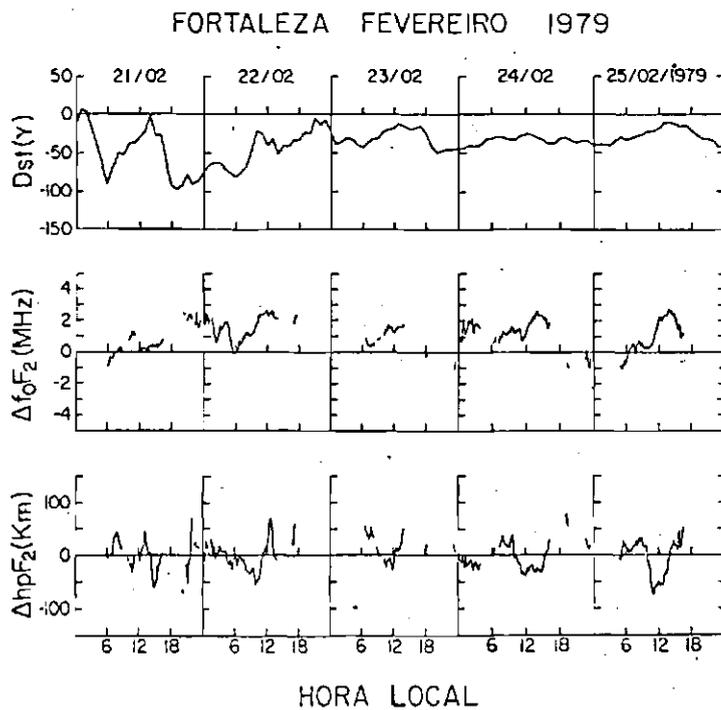
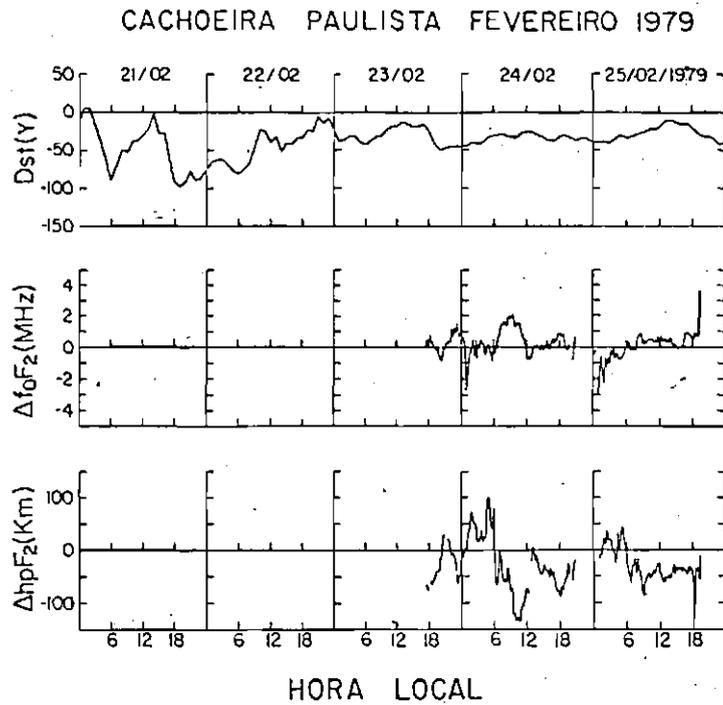


Fig. 3.20 - Índice magnético Dst, $\Delta f_0 F_2$ e $\Delta h_p F_2$ de Cachoeira Paulista e Fortaleza para fevereiro de 1979.

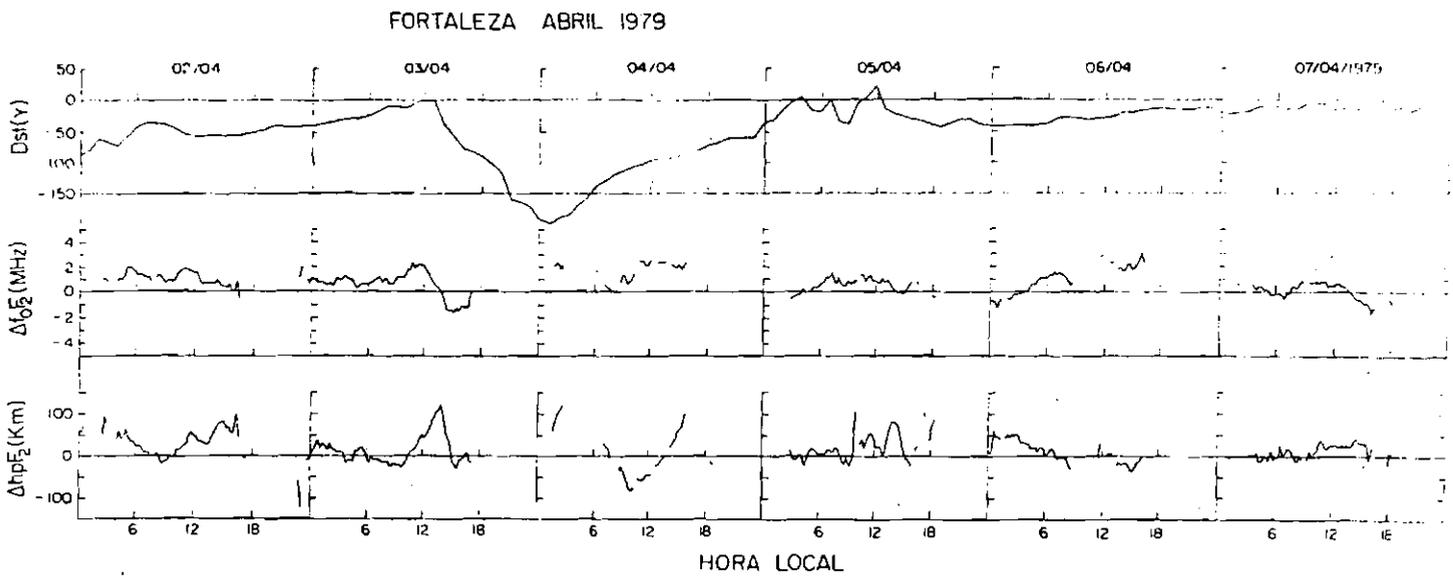
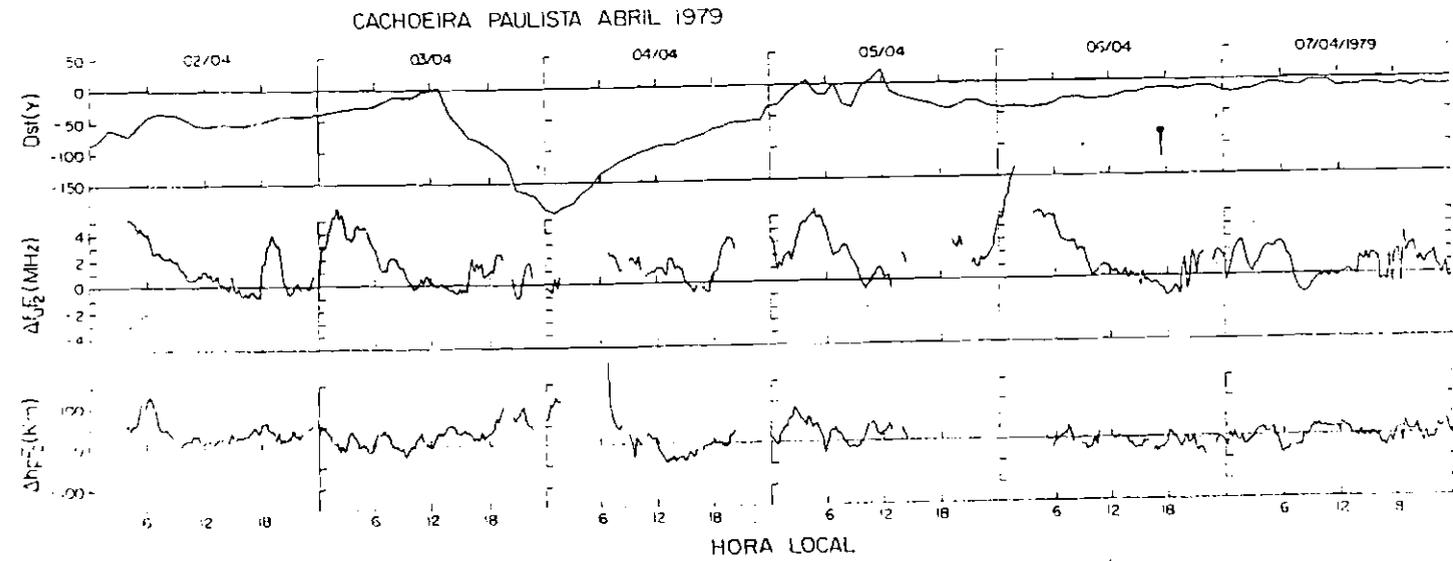


Fig. 3.21 - Índice magnético Dst, Δf_0F_2 e ΔhpF_2 de Cachoeira Paulista e Fortaleza para abril de 1979.

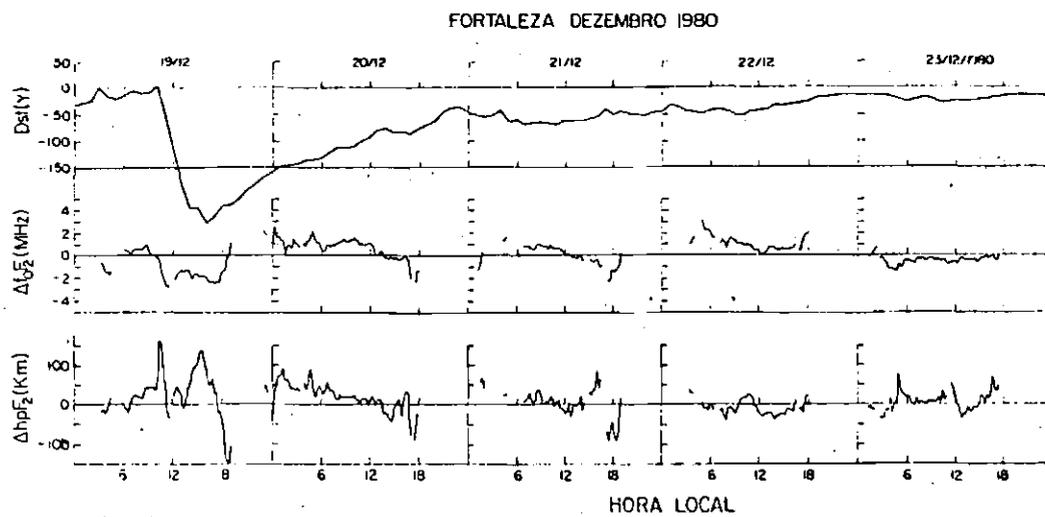
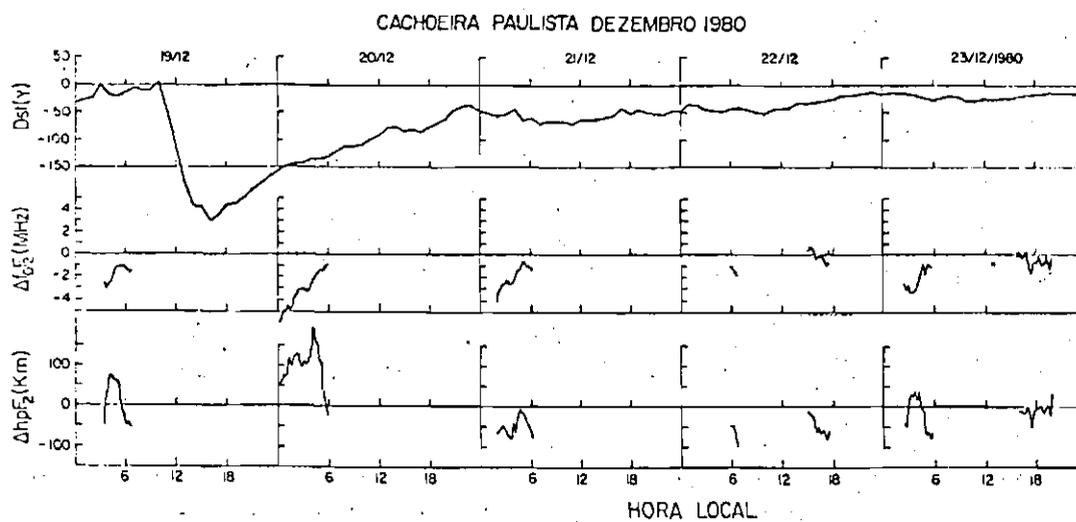


Fig. 3.22 - Índice magnético Dst, $\Delta f_0 F_2$ e $\Delta hp F_2$ de Cachoeira Paulista e Fortaleza para dezembro de 1980.

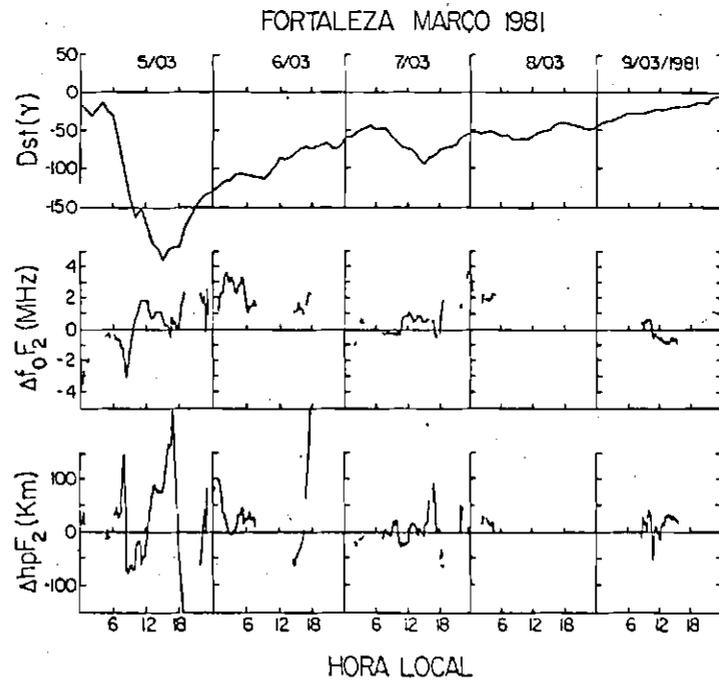
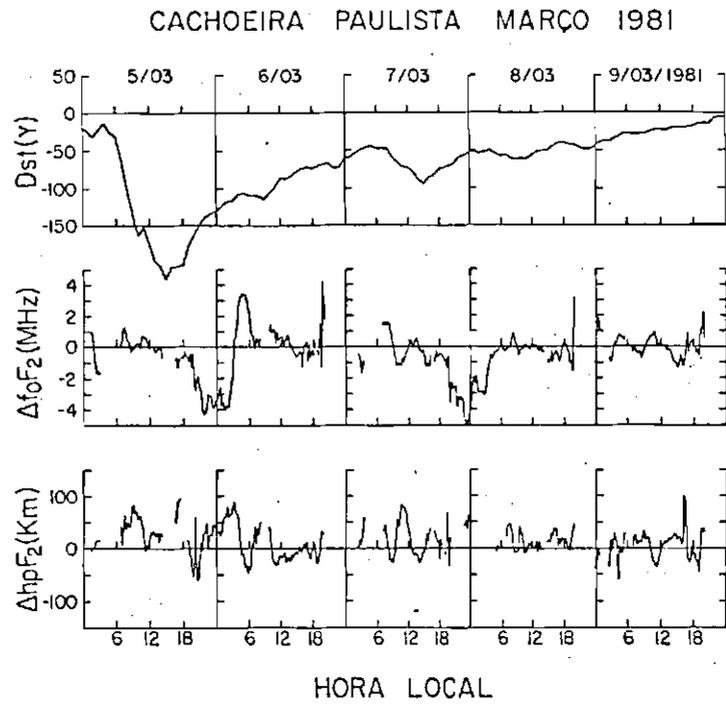


Fig. 3.23 - Índice magnético Dst , $\Delta f_0 F_2$ e $\Delta hp F_2$ de Cachoeira Paulista e Fortaleza para março de 1981.

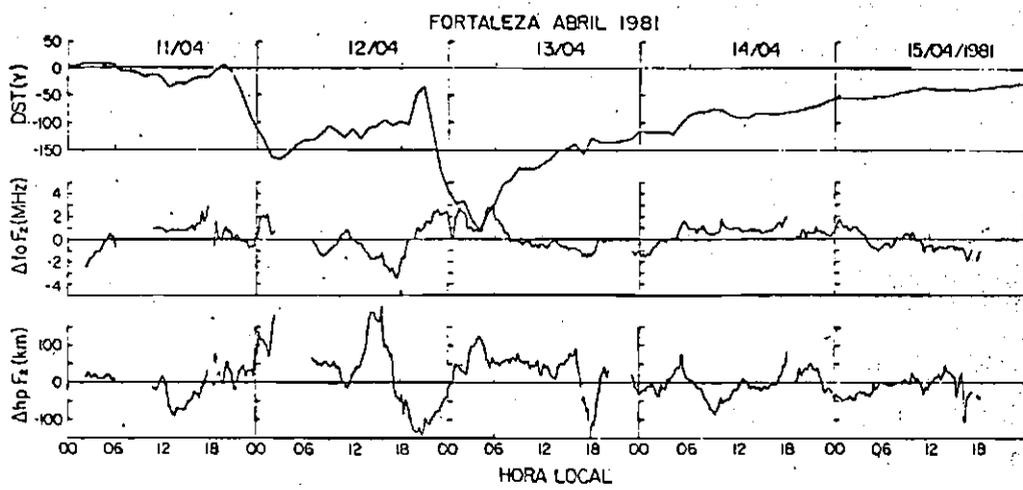
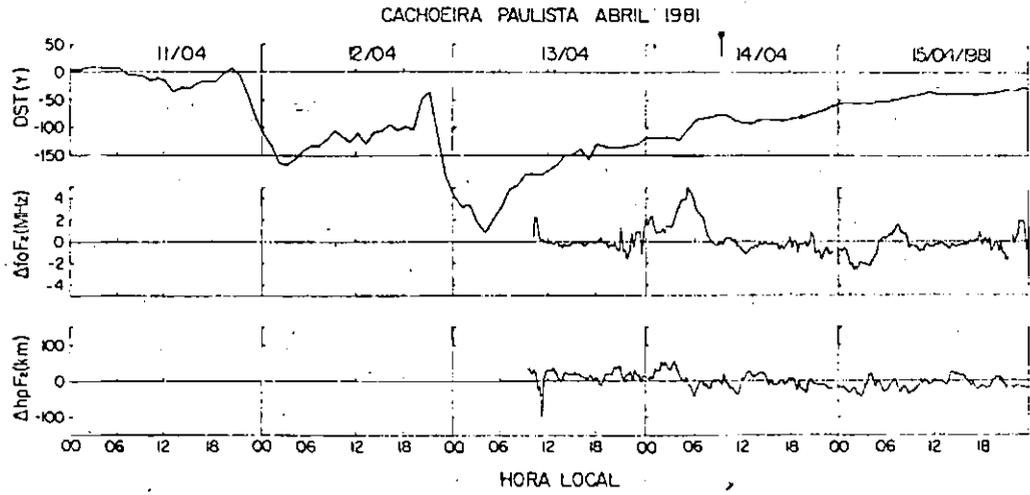


Fig. 3.24 - Índice magnético Dst, $\Delta f_0 F_2$ e $\Delta hp F_2$ de Cachoeira Paulista e Fortaleza para abril de 1981.

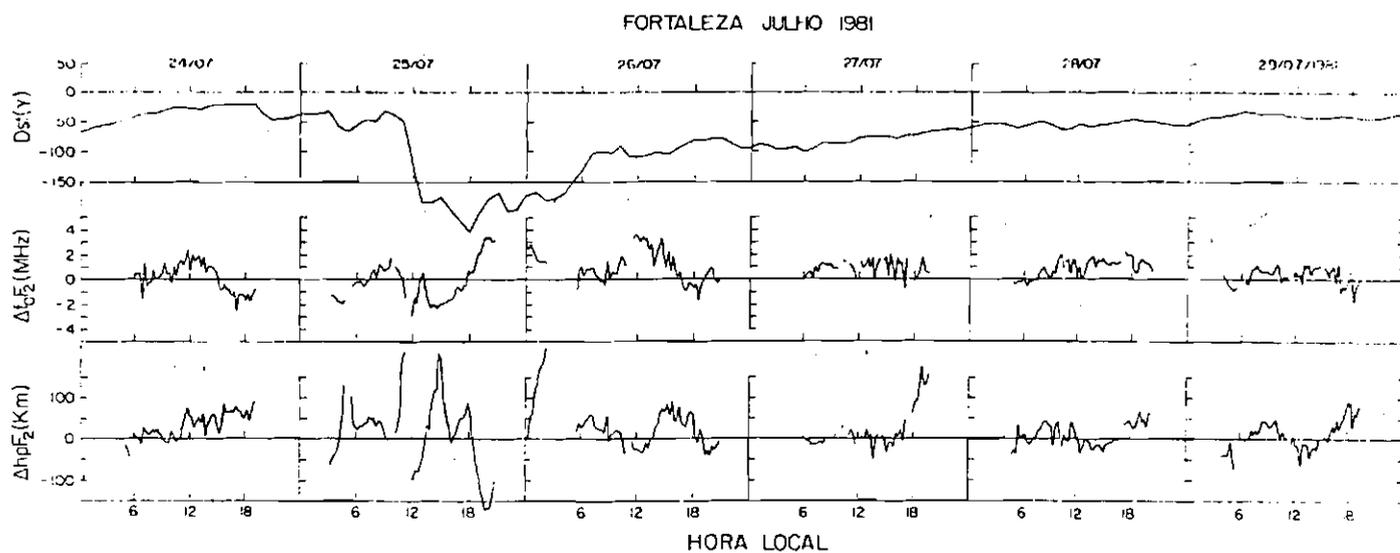
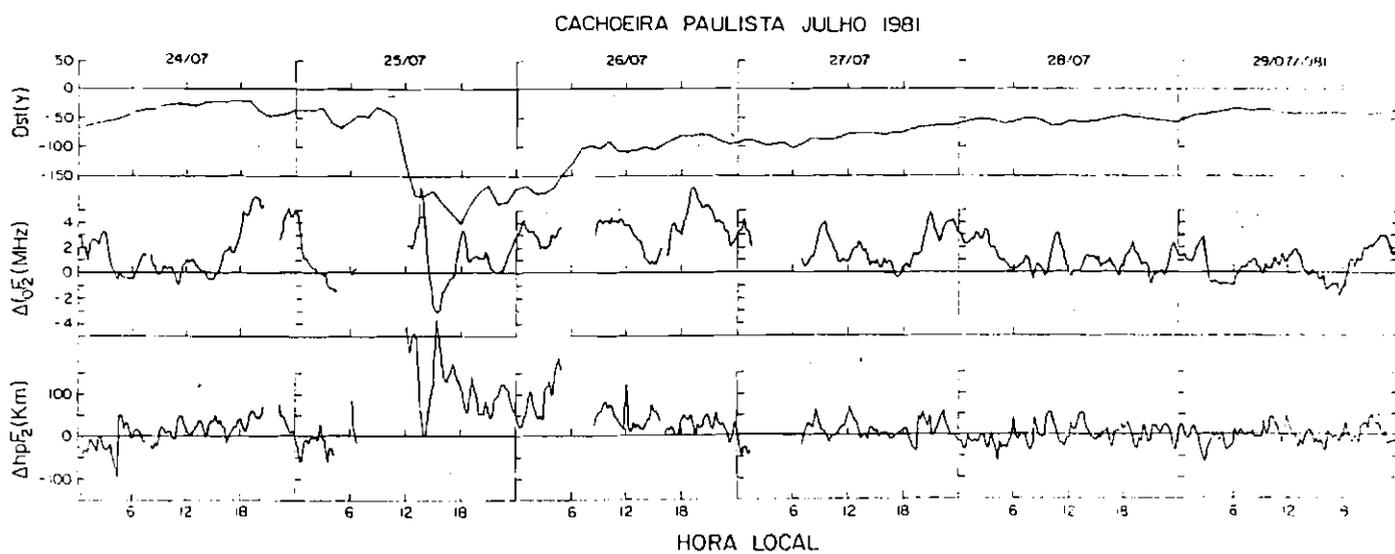


Fig. 3.25 - Índice magnético Dst, $\Delta f_0 F_2$ e $\Delta hp F_2$ de Cachoeira Paulista e Fortaleza para julho de 1981.

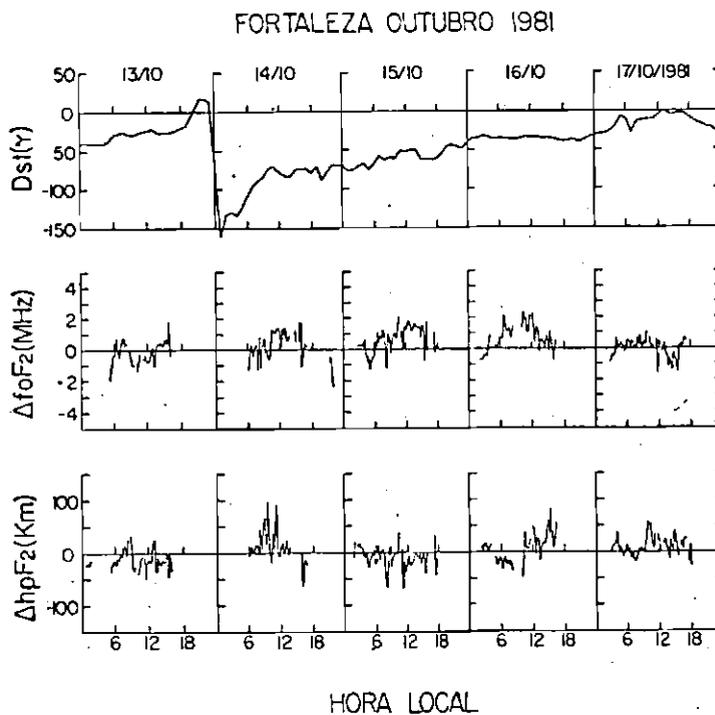
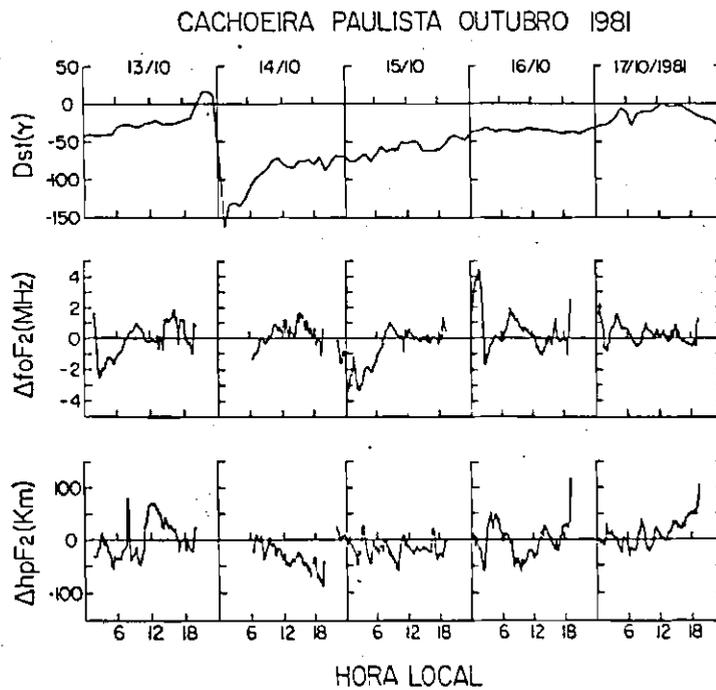


Fig. 3.26 - Índice magnético Dst, $\Delta f_0 F_2$ e $\Delta hp F_2$ de Cachoeira Paulista e Fortaleza para os dias 13 a 17 de outubro de 1981.

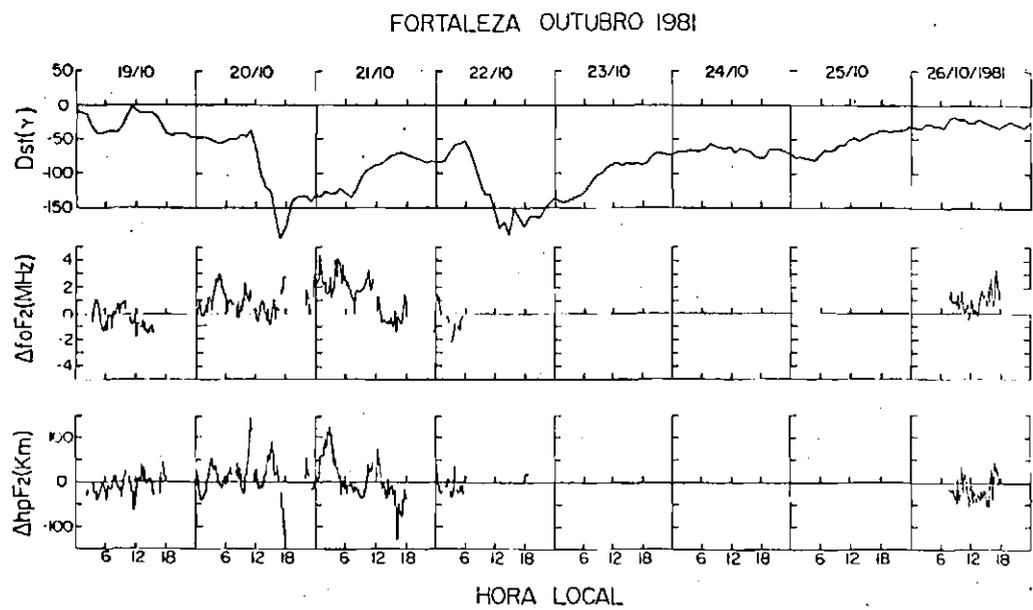
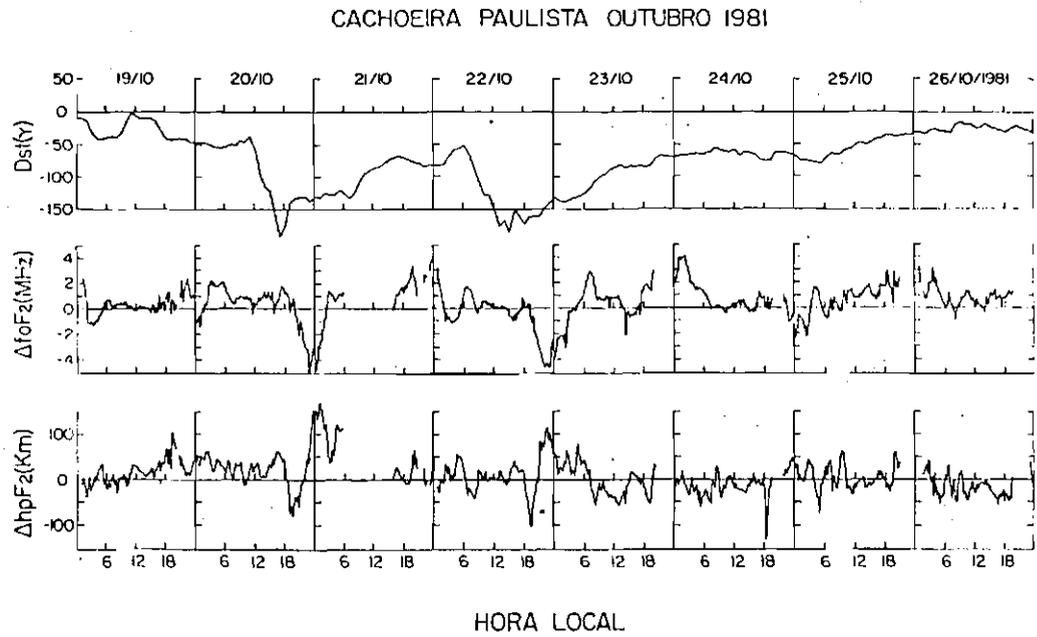


Fig. 3.27 - Índice magnético Dst , $\Delta f_0 F_2$ e $\Delta hp F_2$ de Cachoeira Paulista e Fortaleza para os dias 19 a 26 de outubro de 1981.

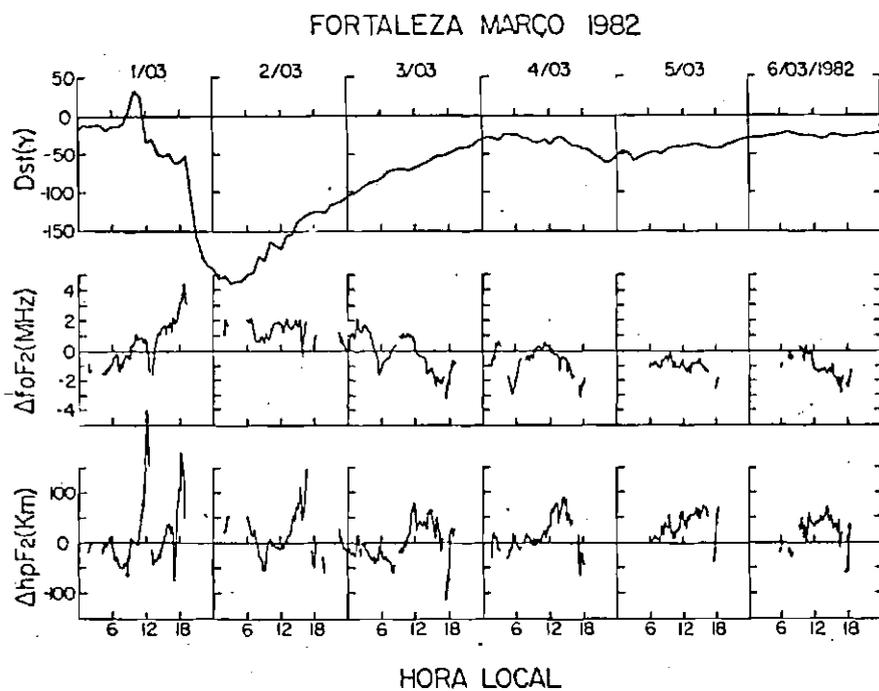
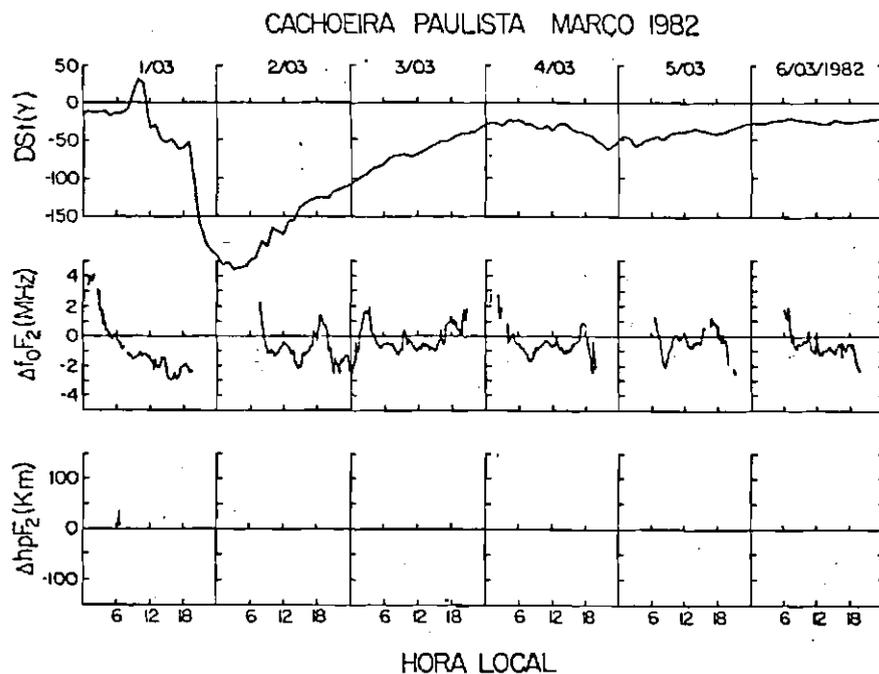


Fig. 3.28 - Índice magnético Dst, $\Delta f_0 F_2$ e $\Delta hp F_2$ de Cachoeira Paulista e Fortaleza para março de 1982.

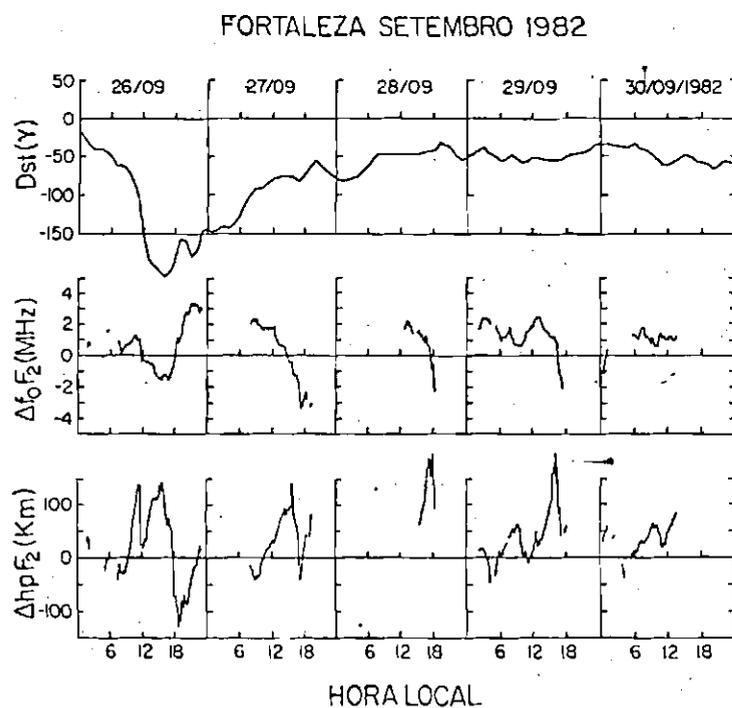
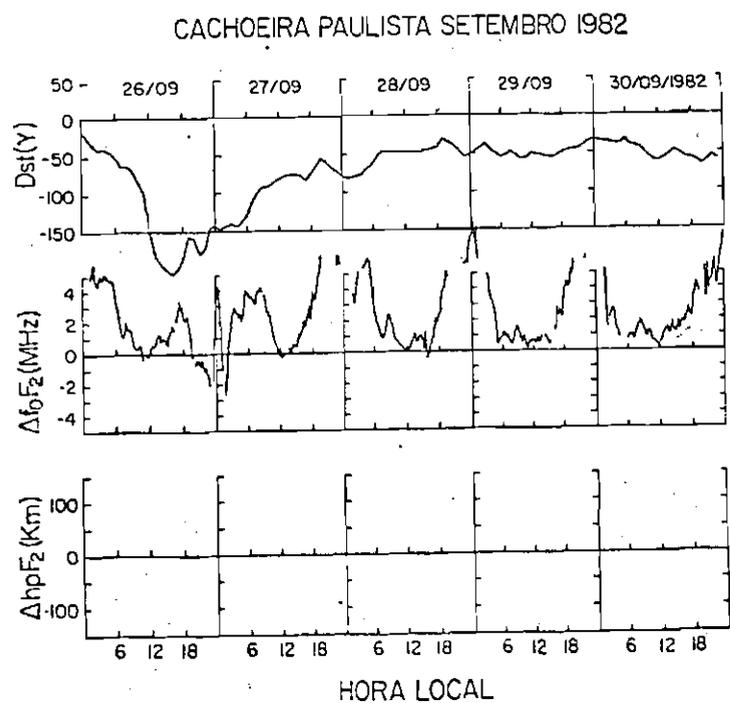


Fig. 3.29 - Índice magnético Dst, $\Delta f_0 F_2$ e $\Delta hp F_2$ de Cachoeira Paulista e Fortaleza para setembro de 1982.

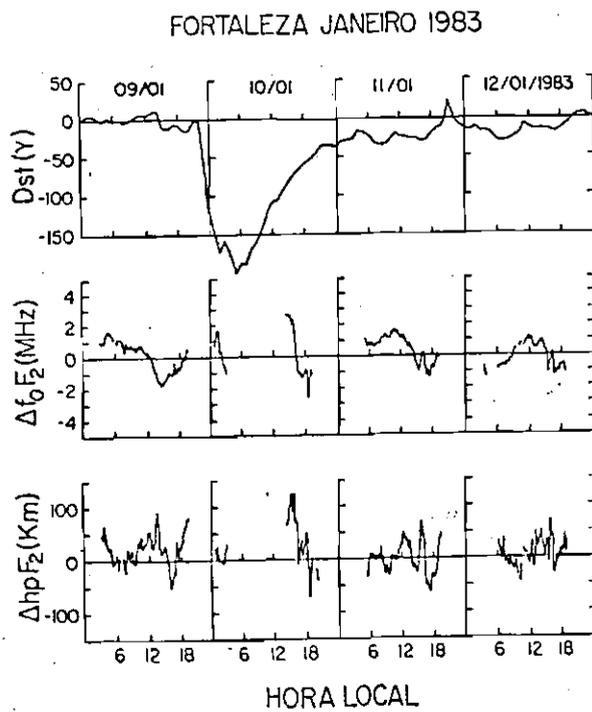
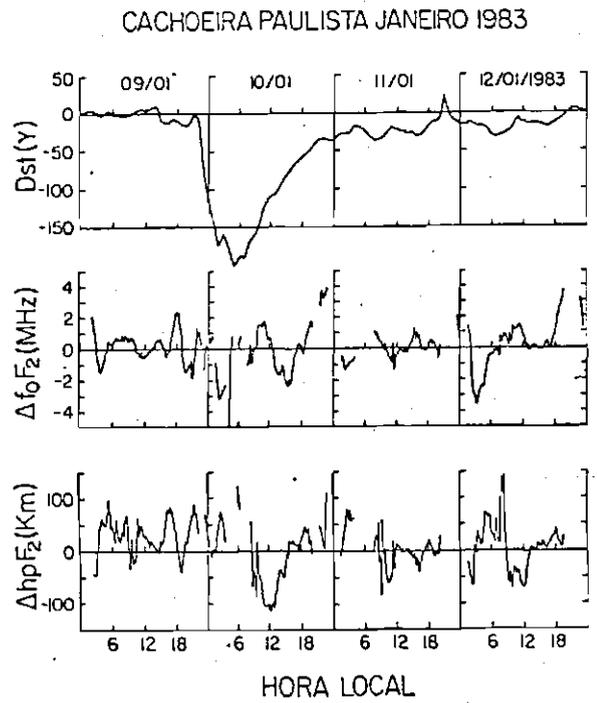


Fig. 3.30 - Índice magnético Dst, $\Delta f_0 F_2$ e $\Delta hp F_2$ de Cachoeira Paulista e Fortaleza para janeiro de 1983.

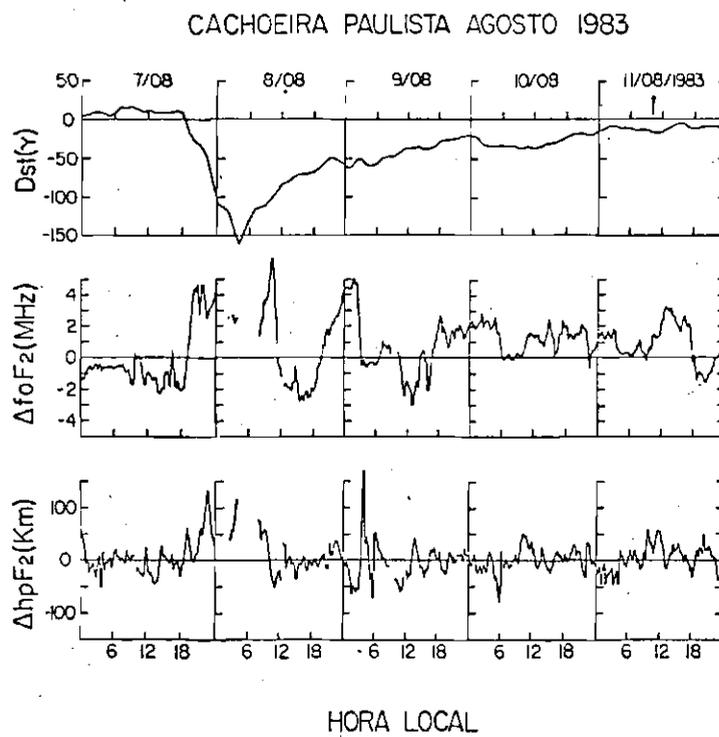
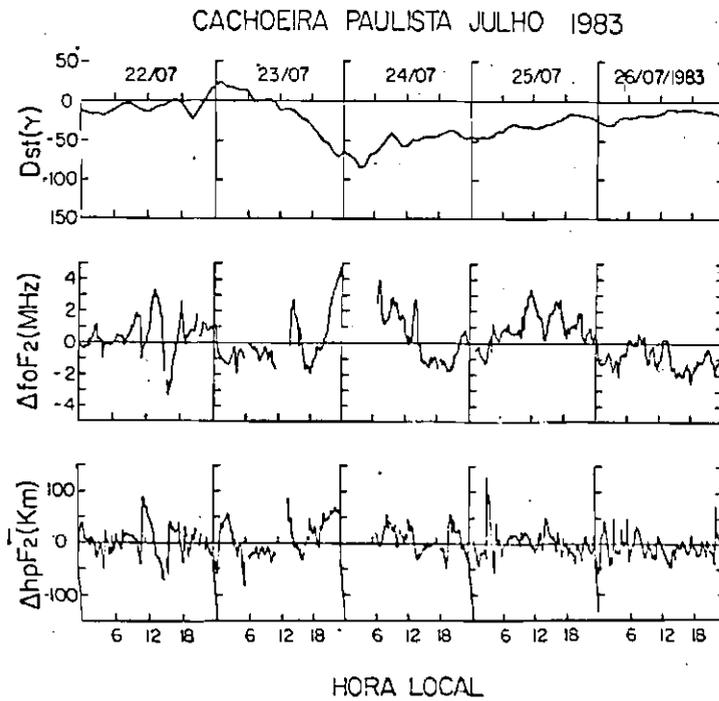


Fig. 3.31 - Índice magnético Dst, Δf_0F_2 e ΔhpF_2 de Cachoeira Paulista para julho e agosto de 1983.

Observa-se das Figuras 3.7 a 3.31 que a região F ionosférica sobre Cachoeira Paulista e sobre Fortaleza apresenta significativas alterações em resposta às tempestades magnéticas, de intensidade moderada a fraca, relativas ao período magneticamente calmo. Em Cachoeira Paulista, em geral, durante a fase principal das tempestades ocorre um aumento na densidade eletrônica em relação à média dos dias calmos, efeito este similar ao observado em latitudes médias. Entretanto, caso a fase principal de uma tempestade ocorra em um período em que ainda não cessaram as influências de outra tempestade, este comportamento se altera e se observam decréscimos de ionização mesmo na fase principal, conforme pode ser observado nas Figuras 3.14 e 3.15 de abril de 1978, um mês em que houve ocorrência de várias tempestades sucessivas. Durante a fase de recuperação das tempestades observa-se um decréscimo, que persiste por vários dias, na ionização relativa à ionização média dos dias calmos, comportamento este também típico de estações de médias altitudes. Entretanto, esta fase negativa durante a fase de recuperação de uma tempestade pode não aparecer ou ser retardada caso ocorram aumentos no Índice Dst, ou seja, a tempestade não apresenta suas fases bem definidas, conforme pode ser observado nas Figuras 3.15, 3.16 e 3.29. A Figura 3.23 é um bom exemplo em que se observa um retardo no surgimento da fase negativa devido à reincidência de novos distúrbios, conforme pode ser observado no Índice Dst. Na Figura 3.14 observa-se que o efeito negativo na densidade eletrônica foi um efeito noturno, constituindo um exemplo interessante, pois os efeitos negativos de uma tempestade em latitudes médias têm sido observado em diferentes horas do dia e em alguns casos tem sido observado principalmente nas horas diurnas (Prölss and Von Zahn, 1977).

Em Cachoeira Paulista a altura virtual do pico da camada F_2 , $h_p F_2$, durante a fase principal das tempestades, sofre fortes flutuações e tende a se elevar, não apresentando contudo comportamento bem definido durante a fase de recuperação. Em muitos casos estas flutuações em $h_p F_2$ mostram variações opostas às variações em $\Delta f_o F_2$, conforme pode-se observar na Figura 3.25, em torno das 14:00 horas do dia 25 de julho de 1981.

Em Fortaleza, durante tempestades magnéticas, prevalecem desvios positivos na densidade eletrônica da camada F_2 durante todas as fases das tempestades. Entretanto, quando ocorrem tempestades muito fortes, como por exemplo a tempestade da Figura 3.28, uma fase negativa na ionização aparece após a fase positiva. Também quando ocorrem vários distúrbios sucessivos, como por exemplo nas Figuras 3.13 e 3.14, surgem desvios negativos na ionização em todas as fases da tempestade. O comportamento da altura $h_p F_2$ da camada F_2 mostra em geral comportamento similar ao de Cachoeira Paulista.

3.2.1 - INFLUÊNCIA DO CICLO SOLAR

Uma característica comum, bem definida, em Fortaleza, para baixa e para alta atividade solar são os desvios positivos na densidade eletrônica em todas as fases das tempestades.

Durante atividade solar mínima parece existir uma menor tendência em aparecer a fase positiva na densidade eletrônica durante a fase principal das tempestades, em Cachoeira Paulista, conforme pode ser observado nas Figuras 3.7 a 3.10. Entretanto, nenhum resultado conclusivo pode ser obtido devido aos poucos dados existentes durante baixa atividade solar.

3.2.2 - INFLUÊNCIA DA HORA LOCAL DO INÍCIO SÚBITO DA TEMPESTADE

Em Fortaleza prevalece a fase positiva na ionização, não importando a hora de início da tempestade.

A maior parte das tempestades apresentou um início súbito no setor da tarde e no setor da noite até aproximadamente 01:00 hora da manhã. Para estes casos, em geral, houve o aparecimento da fase positiva na ionização em Cachoeira Paulista seguida da fase negativa. Uma tempestade em que o início súbito da tempestade ocorreu em torno das 06:00 horas da manhã está apresentada na Figura 3.28. Observa-se neste exemplo que não houve ocorrência de fase positiva. Entretanto, é necessário analisar um número bem maior de tempestades para chegar a re

sultados conclusivos sobre a influência da hora do início súbito no comportamento da região F ionosférica.

O conteúdo eletrônico total ionosférico (CET), o qual se rã analisado no item 3.3, em geral apresenta comportamento similar ao da ionização do pico da região F₂ em Cachoeira Paulista. Foi observado em latitudes médias que o CET exibe geralmente uma fase positiva ao entardecer local, seguida por uma fase negativa, em tempestades magnéticas que apresentam um início súbito durante as horas do dia (Mendillo, 1973; Mendillo and Klobuchar, 1975; Mendillo et alii, 1975; Lanzerotti et alii, 1975). Quando o início súbito ocorre após o pôr do Sol, apenas uma fase negativa é observada, ou a fase positiva é retardada e vista no próximo dia à tarde. Portanto o comportamento ionosférico em função da hora do início súbito parece ser diferente para baixas e para médias latitudes.

3.2.3 - INFLUÊNCIA DA ESTAÇÃO DO ANO

Existe uma maior tendência de ocorrer efeitos negativos na ionização, em Cachoeira Paulista, nos meses de verão, como pode ser observado nas Figuras 3.22 e 3.30.

Durante equinócios e inverno o desenvolvimento das fases positivas e negativas na ionização, em Cachoeira Paulista, ocorre normalmente, caso as fases das tempestades magnéticas sejam bem definidas.

3.2.4 - INFLUÊNCIA DA INTENSIDADE DA TEMPESTADE MAGNÉTICA

Durante uma tempestade magnética forte ocorre uma maior tendência de penetração dos efeitos negativos na ionização em menores latitudes e região equatorial, conforme pode ser notado na Figura 3.28.

Também em uma tempestade forte, durante a fase principal e início da fase de recuperação, em geral, ocorrem novas incidências

de distúrbios, denominados distúrbios polares, que alteram sensivelmente a resposta ionosférica esperada, que seria a fase positiva, seguida da negativa, em baixas latitudes, e uma predominância da fase positiva na região equatorial.

3.2.5 - INFLUÊNCIA DE $\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$

Em alguns exemplos de tempestades em que ocorre uma rápida variação do campo magnético \vec{B} devido à variação na corrente de anel, se origina um campo elétrico que penetra em regiões equatoriais e baixas latitudes (Gonzales et alii, 1979; Fejer, 1981, 1985; Aarons and DasGupta, 1984), alterando sensivelmente o comportamento da deriva vertical na região equatorial. Em Fortaleza, nas Figuras 3.10, 3.17, 3.21, 3.22 e 3.25, observa-se que houve um rápido decréscimo em Dst, ou seja, uma grande variação $d(\text{Dst})/dt$, a qual é bem similar a $\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$, acompanhado simultaneamente de um decréscimo na densidade eletrônica que perdura poucas horas. Este fenômeno dá indicação de um aumento na intensidade do campo zonal para leste, com conseqüente intensificação da deriva vertical para cima. Deve-se notar que estes rápidos decréscimos em Dst ocorreram nas horas do dia, em torno das 12:00 horas (hora local), sendo que apenas na Figura 3.17 o decréscimo ocorreu em torno das 06:00 horas.

3.3 - APRESENTAÇÃO DOS DADOS DE POLARÍMETRO

Dados de polarímetro de Cachoeira Paulista e São José dos Campos, representados pelo ângulo de rotação Faraday, o qual é proporcional ao conteúdo eletrônico total da ionosfera (CET), foram reduzidos de dezembro de 1980 a setembro de 1982 para os meses em que ocorreram tempestades magnéticas mais proeminentes. Nas Figuras 3.32 e 3.33 estão apresentados o índice geomagnético Dst e os ângulos de rotação Faraday, os quais são proporcionais ao conteúdo eletrônico total (CET), em função da hora local para os períodos citados acima. Nestas figuras estão apresentados os ângulos de rotação Faraday (CET) para os dias perturbados juntamente com os ângulos de rotação Faraday (CET) para um dia calmo do mesmo mês que serviu de referência.

Observa-se das Figuras 3.32 e 3.33 que o CET apresenta aumentos durante a fase principal das tempestades e decrêscimos durante a fase de recuperação. Pode-se notar que o surgimento da fase de decrêscimo no CET demora, mesmo até por períodos maiores que um dia, quando comparado com a fase negativa na densidade eletrônica, durante a fase de recuperação de uma tempestade. Este comportamento pode ser observado comparando os dados de outubro de 1981 nas Figuras 3.27 ($\Delta f_0 F_2$) e 3.32 (CET).

Um aspecto interessante observado nos dados de CET em Cachoeira Paulista é um pico secundário que ocorre entre 21:00 e 00:00 horas (hora local). Um exemplo está apresentado na Figura 3.34 para abril de 1981. Este pico secundário, em geral, ocorre nos equinócios e apresenta menores amplitudes durante tempestades magnéticas (Abdu et alii, 1984), indicando uma inibição da deriva vertical na região equatorial nestes períodos. Anderson e Klobuchar (1983) observaram um pico secundário no CET, similar ao de Cachoeira Paulista, nos dados da Ilha de Ascensão (coordenadas geográficas: $8^{\circ}S, 15^{\circ}O$), em setembro de 1979, em torno das 21:00 horas. Tais autores desenvolveram um programa de computador para modelar o CET e conseguiram através deste modelo reproduzir este pico em torno das 21:00 horas e concluíram que tal pico é causado pelo aumento acentuado na deriva vertical da região equatorial que ocorre logo após o pôr do Sol.

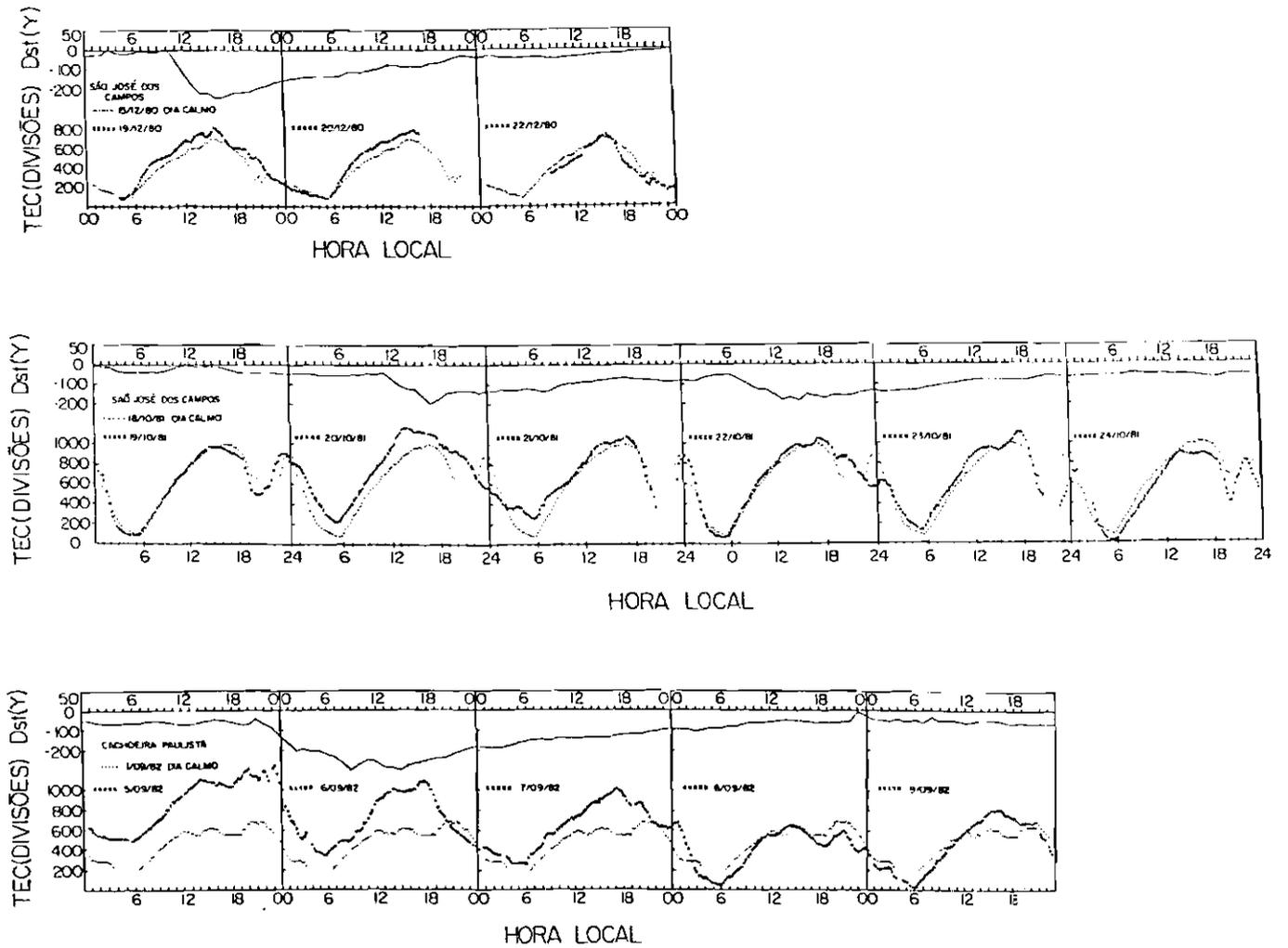


Fig. 3.32 - Índice magnético Dst e conteúdo eletrônico total para de zembro de 1980, outubro de 1981 e setembro de 1982.

- Note-se que cada 100 divisões do CET corresponde a 180° (ângulo de rotação Faraday).

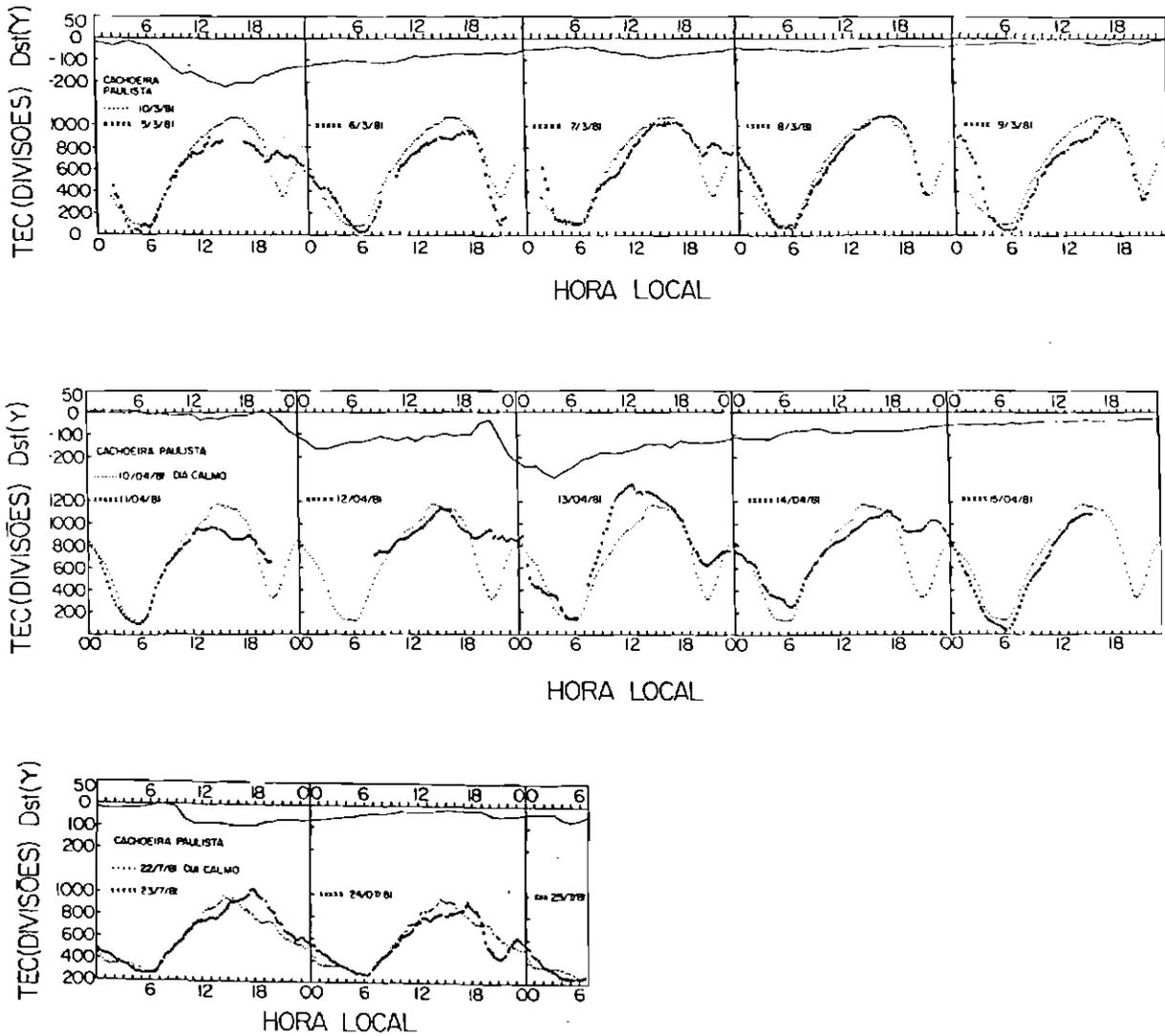


Fig. 3.33 - Índice magnético Dst e conteúdo eletrônico total para março, abril e julho de 1981.

- Note-se que cada 100 divisões do CET corresponde a 180° (ângulo de rotação Faraday).

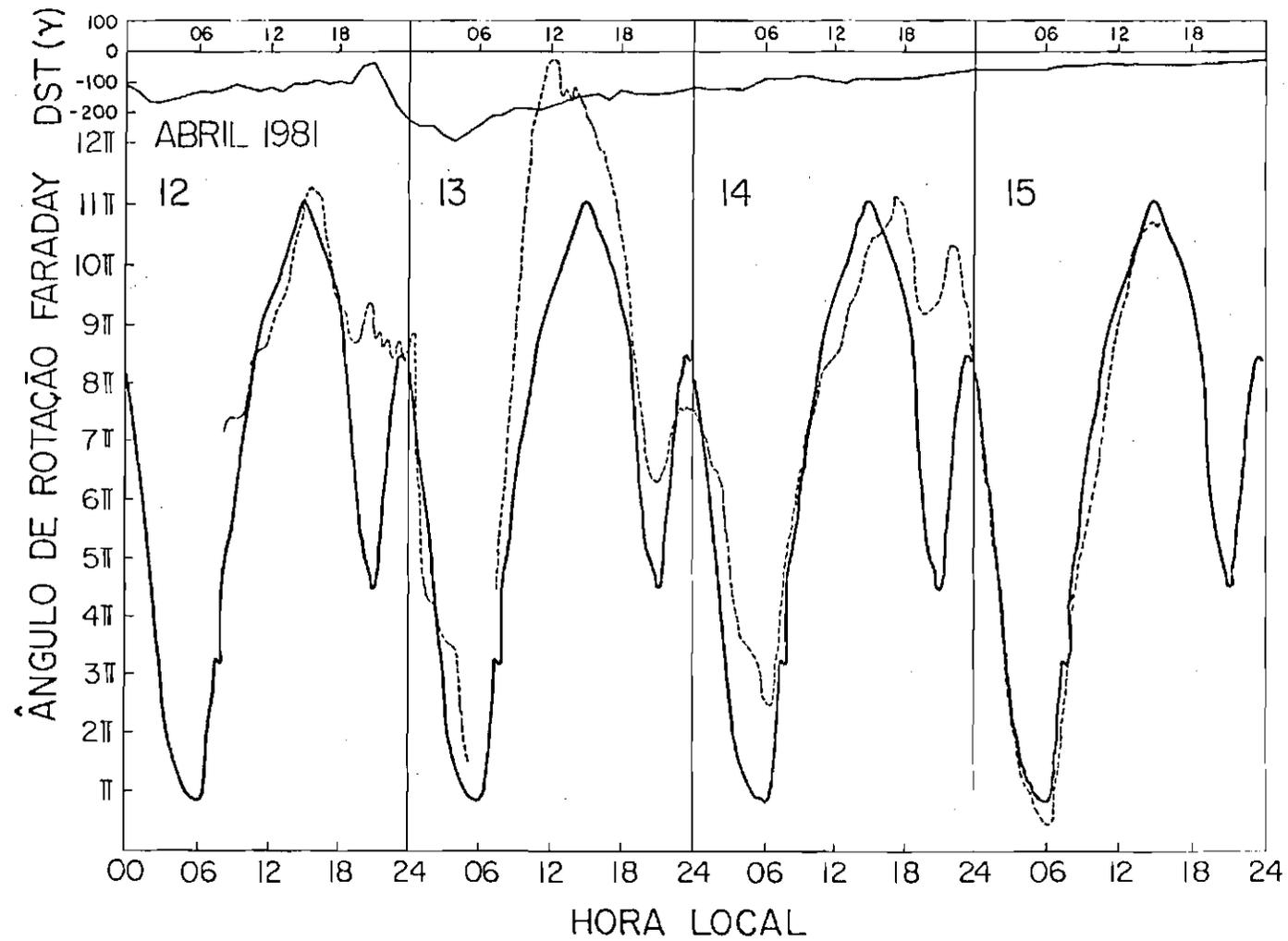


Fig. 3.34 - Índice magnético Dst e conteúdo eletrônico total para abril de 1981, onde a média dos dias calmos está representada pela linha contínua (—) e os dias perturbados estão representados pela linha tracejada (---).

3.4 - DADOS SIMULTÂNEOS DE POLARÍMETRO, IONOSSONDA E FOTÔMETRO

Aumentos na ionização do plasma ionosférico da região F (Abdu et alii, 1980, 1984) e nas emissões de luminescência (Sahai et alii, 1974, 1981) têm sido observados em Cachoeira Paulista durante a fase principal de tempestades moderadas e fortes. Com a finalidade de analisar a tempestade magnética que ocorreu de 7 a 9 de agosto de 1983 são apresentados os dados de polarímetro, ionossonda e fotômetros das noites de 6/7 (magneticamente calma), na Figura 3.35, e de 7/8 (magneticamente perturbada), na Figura 3.36. Observa-se na noite de 7/8 aumentos simultâneos nas intensidades de emissão de luminescência OI6300, OI7774, N_2^+3914 , no conteúdo eletrônico total, na densidade eletrônica de pico da camada $F_2(f_0F_2)$ e na altura h_pF_2 durante a fase principal desta tempestade, relativos aos mesmos dados da noite 6/7. Também são apresentados nestas figuras os índices magnéticos Dst e Kp.

A linha de emissão N_2^+3914 é causada por precipitação de partículas ionizadas e principalmente neutras da corrente de anel. Estes átomos neutros energéticos são produzidos por troca de carga na corrente de anel durante tempestades magnéticas na região de baixas latitudes (Lyons and Richmond, 1978; Tinsley et alii, 1982; Rohrbaugh et alii, 1983).

A linha de emissão OI6300 depende do produto da concentração do oxigênio molecular O_2 e da concentração do íon O^+ .

A linha de emissão OI7774 depende diretamente do quadro da concentração de O^+ em torno do pico camada F_2 (Sahai et alii, 1981; Bittencourt et alii, 1983).

Observa-se, na Figura 3.36, que o pico de emissão da linha N_2^+3914 ocorre quando a corrente de anel é mais intensa, ou seja, quando a incursão negativa do Índice Dst é máxima, e que este pico ocorre várias horas após a ocorrência quase simultânea dos picos em f_0F_2 , CET, OI7774 e OI6300. Conclui-se, portanto, que o efeito de precipita

ção de partículas energéticas da corrente de anel para a ionização da região F ionosférica em baixas latitude é apenas de importância secundária, o que está de acordo com Prölss (1982).

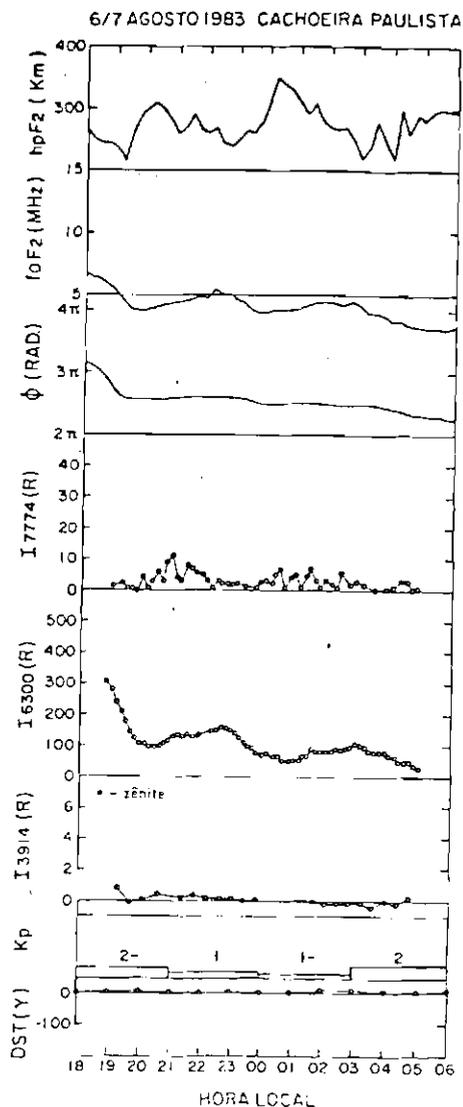


Fig. 3.35 - Índices magnéticos Dst e K_p , linhas de emissão de luminosência I3914, I6300, I7774, ângulo de rotação Faraday ϕ , densidade eletrônica de pico da camada F_2 (f_oF_2) e altura h_pF_2 para a noite 6/7 (calma) de agosto de 1983 para Cachoeira Paulista.

FONTE: Paula et alii (1984), p.5.

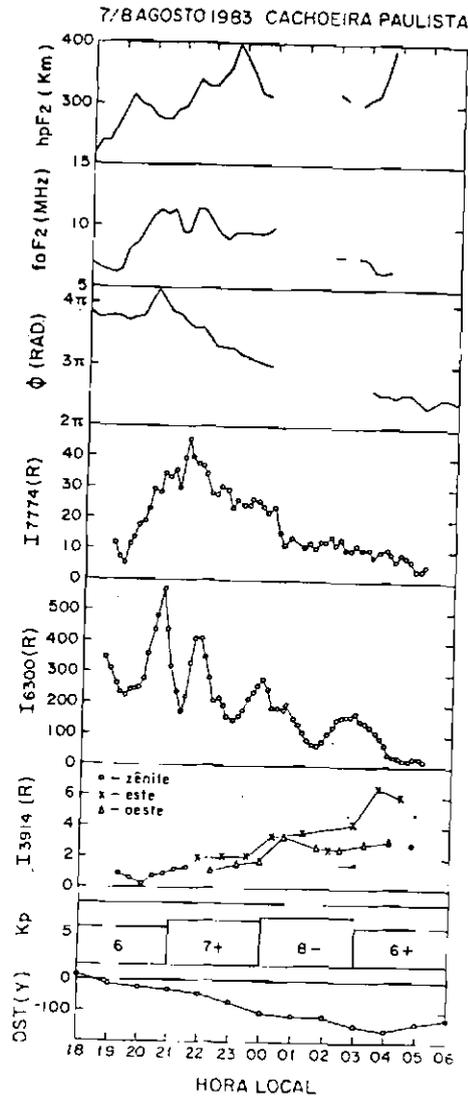


Fig. 3.36 - Índices magnéticos Dst e Kp, linhas de emissão de luminescência I3914, I6300, I7774, ângulo de rotação Faraday ϕ , densidade eletrônica de pico da camada F₂(f₀F₂) e altura hpF₂ para a noite 7/8 (perturbada) de agosto de 1983 para Cachoeira Paulista.

FONTES: Paula et alii (1984), p.7.

CAPÍTULO 4

TEORIA DA REGIÃO IONOSFÉRICA F₂ EM BAIXAS LATITUDES

O estudo do comportamento da região F equatorial e de baixas latitudes durante tempestades magnéticas requer o conhecimento da distribuição de ionização na região da anomalia de Appleton.

Neste Capítulo a teoria envolvida na solução da equação da continuidade dependente do tempo e da equação do movimento do íon O⁺, em baixas latitudes, é apresentada. Também são apresentadas as transformações de coordenadas, que foram utilizadas a fim de simplificar as equações, e o método numérico empregado para obter a solução da equação diferencial da densidade de íon O⁺.

As suposições e o método de Sterling et alii (1969, 1972) foram adotadas neste trabalho.

4.1 - PROCESSOS FÍSICOS

A produção iônica na ionosfera ocorre devido à incidência de radiação eletromagnética e corpuscular. A radiação corpuscular só é importante em altas latitudes, onde não há os efeitos de blindagem magnética. Na região ionosférica F₂ o principal constituinte é o oxigênio atômico; portanto pelo menos 13.6 eV de energia são necessários para cada par elétron-íon criado, e esta energia pode ser fornecida pela radiação solar no extremo ultravioleta (EUV) com comprimentos de onda menores que 911 Å.

A ionização produzida em um determinado volume da ionosfera pode ser perdida por reações químicas ou ser removida por processos de transporte. Neste trabalho serão consideradas reações químicas predominantes no processo de perda as trocas de carga do íon O⁺ com os constituintes O₂ e N₂ da atmosfera neutra. Os três processos relevantes de transporte do íon O⁺ a serem considerados são a difusão ao

longo das linhas de campo magnético, a deriva eletromagnética $\vec{E} \times \vec{B}$, que transporta a ionização perpendicularmente às linhas de campo magnético e ao campo elétrico, e os ventos neutros, que arrastam a ionização ao longo das linhas de campo magnético na direção da componente do vento ao longo da linha.

Produção, perda e transporte de ionização possuem diferentes graus de importância, dependendo da altitude e da hora local consideradas. Na região F_1 e abaixo, durante o dia existe um regime de equilíbrio fotoquímico, uma vez que a constante de tempo de recombinação é suficientemente pequena e processos de transporte são relativamente não importantes. Na região F_2 a constante de tempo de recombinação τ_R aumenta, enquanto a constante de tempo de perda por difusão τ_D decresce. Como consequência, nesta região F_2 ocorre um tempo de recombinação maior e um tempo de difusão menor, e o transporte de ionização predomina. Na altitude onde $\tau_R \approx \tau_D$, ambos processos são comparáveis e menores que a soma em maior e menor altitudes e, portanto, a densidade eletrônica como uma função da altitude alcança seu máximo aproximadamente nesta altitude.

4.2 - EQUAÇÕES BÁSICAS

As equações que governam as densidades dos elétrons e íons na ionosfera são a equação da continuidade e a equação hidrodinâmica do movimento para cada espécie de partículas carregadas. A aproximação do continuum para a equação de Boltzmann é verificada sob a condição de que colisões entre as partículas são tão frequentes que os íons e os elétrons podem ser ambos tratados como fluídos. Normalmente esta condição é muito bem justificada para partículas térmicas na ionosfera, desde que as velocidades térmicas aleatórias, cerca de 1 km.s^{-1} para os íons e de 200 km.s^{-1} para os elétrons (Rishbeth and Garriott, 1969), se cancelem completamente. Mesmo em altitudes acima de 600 km, na exosfera, onde as partículas sofrem poucas colisões, a aproximação hidrodinâmica é aplicável por causa das grandes seções transversais de Coulomb.

4.2.1 - A EQUAÇÃO DA CONTINUIDADE DO PLASMA

A equação da continuidade relaciona a variação na densidade numérica das partículas por unidade de tempo à taxa no tempo da produção e perda por unidade de volume e à divergência do fluxo de partículas. Conforme explicado na introdução deste trabalho será considerado apenas o íon O^+ , portanto a concentração eletrônica N_e será igual à concentração do O^+ , $N(O^+)$. Fazendo $N(O^+) = N_e = N$ a equação da continuidade dos íons O^+ é dada por:

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \vec{v} \cdot (N\vec{v}) = P - L, \quad (4.1)$$

onde:

- N é a densidade numérica de O^+ ;
- \vec{v} é a velocidade média dos íons O^+ ;
- $N\vec{v}$ é o fluxo de O^+ ;
- P é a taxa de produção de O^+ por unidade de volume;
- L é a taxa de perda de O^+ por unidade de volume.

As partículas carregadas podem ter uma velocidade comum de deriva devido a um campo eletrostático externo \vec{E} , não-paralelo à indução geomagnética \vec{B} , a qual é muito efetiva em transportar ionização transversalmente às linhas de campo e também uma velocidade de difusão ao longo das linhas de campo magnético que surge de forças não-eletromagnéticas devido à gravitação, gradientes de pressão e colisões. Estas forças não-eletromagnéticas são incapazes de transportar ionização transversalmente às linhas de campo, desde que a girofrequência magnética das partículas carregadas é muito maior que suas colisões com partículas neutras, efetivamente causando uma guiagem dos íons e elétrons pelo campo magnético. Portanto, é conveniente separar a velocidade média dos íons O^+ , \vec{v} , em componentes paralela e perpendicular às linhas de campo magnético, $\vec{v}_{||}$ e \vec{v}_{\perp} .

Em adição, o sistema de referência natural para expressar o movimento das partículas carregadas é um sistema de coordenadas que se move, com relação a um sistema centrado e fixo na Terra, com velocidade de deriva \vec{V}_\perp do plasma.

A equação da continuidade expressa em componentes paralela e perpendicular às linhas de campo magnético torna-se:

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (N\vec{V}_\perp) + \vec{\nabla} \cdot (N\vec{V}_\parallel) = P - L. \quad (4.2)$$

A divergência do fluxo de plasma perpendicular a \vec{B} pode ser expressa por:

$$\vec{\nabla} \cdot (N\vec{V}_\perp) = \vec{V}_\perp \cdot \vec{\nabla} N + N \vec{\nabla} \cdot \vec{V}_\perp. \quad (4.3)$$

Adicionando a parte advectiva a $\partial N/\partial t$ tem-se:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\partial N}{\partial t} + \vec{V}_\perp \cdot \vec{\nabla} N, \quad (4.4)$$

a qual é a mudança total na densidade numérica de partículas carregadas, por unidade de tempo, em um sistema de referência que se move com a velocidade de deriva \vec{V}_\perp do plasma. Neste sistema todo o movimento do plasma aparece alinhado à linha de campo magnético. Este procedimento foi primeiro usado por Moffett e Hanson (1965) ao resolver a equação da continuidade dos elétrons dependente do tempo, incluindo os efeitos de difusão, deriva, produção e perda.

Substituindo as Equações 4.3 e 4.4 em 4.2 tem-se:

$$\frac{dN}{dt} = P - L - \vec{\nabla} \cdot (N\vec{V}_\parallel) - N \vec{\nabla} \cdot \vec{V}_\perp. \quad (4.5)$$

Esta é a equação para o íon O^+ em um sistema de referência que possui a velocidade \vec{V}_\perp de deriva do plasma. Uma expressão para o fluxo paralelo a \vec{B} , $N_i \vec{V}_i$, é obtida utilizando as equações do movimento para o íon O^+ e para os elétrons, procedimento este que será descrito na próxima seção.

4.2.2 - AS EQUAÇÕES DO MOVIMENTO

Atuam no plasma as forças gravitacional, de gradiente de pressão, elétrica, magnética e colisional. A equação do movimento para o íon O^+ pode ser escrita:

$$m_i \frac{d\vec{V}_i}{dt} = m_i \vec{g} - \frac{1}{N_i} \vec{\nabla} (N_i k T_i) + e (\vec{E} + \vec{V}_i \times \vec{B}) - m_i \nu_{in} (\vec{V}_i - \vec{U}) - m_i \nu_{ie} (\vec{V}_i - \vec{V}_e), \quad (4.6)$$

onde:

- m_i é a massa do íon O^+ ;
- \vec{V}_i é a velocidade do íon O^+ ;
- \vec{g} é a aceleração devido à gravidade;
- N_i é a densidade numérica dos íons O^+ ;
- k é a constante de Boltzmann;
- T_i é a temperatura do íon O^+ ;
- e é a carga do íon O^+ ;
- \vec{E} é a intensidade do campo elétrico;
- \vec{B} é a indução magnética;
- ν_{in} é a frequência de colisão efetiva dos íons com as partículas neutras;
- ν_{ie} é a frequência de colisão efetiva dos íons com os elétrons;
- \vec{U} é a velocidade do vento neutro;
- \vec{V}_e é a velocidade dos elétrons.

A equação do movimento para os elétrons é:

$$m_e \frac{d\vec{V}_e}{dt} = m_e \vec{g} - \frac{1}{N_e} \vec{\nabla} (N_e k T_e) - e (\vec{E} + \vec{V}_e \times \vec{B}) - m_e \nu_{en} (\vec{V}_e - \vec{U}) - m_e \nu_{ei} (\vec{V}_e - \vec{V}_i), \quad (4.7)$$

onde:

m_e é a massa do elétron;

N_e é a densidade numérica dos elétrons;

T_e é a temperatura dos elétrons;

ν_{en} é a frequência de colisão dos elétrons com as partículas neutras;

ν_{ei} é a frequência de colisão efetiva dos elétrons com os íons.

Nas equações do movimento dos elétrons e dos íons O^+ foi suposto que a pressão escalar, NkT , pode substituir o tensor tensão desde que a distribuição de velocidade microscópica é isotrópica. Em ambas as equações o termo de aceleração é pequeno comparado com termos colisionais, pois as escalas de tempo para variação de \vec{V}_i e \vec{V}_e são da ordem de horas, enquanto tempos de colisão são da ordem de segundos. De acordo com Rishbeth e Garriott (1969) $\nu_{en}/\nu_{in} \approx 40$ em alturas da região F e como $m_i/m_e \approx 10^4$ o termo de colisões $m_e \nu_{en} (\vec{V}_e - \vec{U})$ é pequeno comparado com $m_i \nu_{in} (\vec{V}_i - \vec{U})$. Também é suposto $\vec{V}_i = \vec{V}_e = \vec{V}$. Somando as Equações 4.6 e 4.7 e utilizando as aproximações acima descritas obtêm-se:

$$m_i \nu_{in} (\vec{V} - \vec{U}) = m_i \vec{g} - \frac{1}{N} \vec{\nabla} (NkT_i + NkT_e). \quad (4.8)$$

Nesta equação sã permaneceram contribuições de forças não-eletromagnéticas e como estas podem apenas transportar efetivamente ionização paralelamente às linhas de campo magnético tem-se:

$$m_i v_{in} (\vec{V}_n - \vec{U}_n) = m_i \vec{g}_n - \frac{1}{N} \vec{\nabla}_n (NkT_i + NkT_e). \quad (4.9)$$

Portanto:

$$\vec{V}_n - \vec{U}_n = \frac{1}{m_i v_{in}} \left[m_i \vec{g}_n - \frac{1}{N} \vec{\nabla}_n (NkT_i + NkT_e) \right]. \quad (4.10)$$

A velocidade das partículas carregadas relativa à velocidade das partículas neutras é a velocidade de difusão \vec{V}_{DiF} e se o coeficiente de difusão ambipolar é definido por:

$$D_a = \frac{k(T_e + T_i)}{m_i v_{in}} = \frac{2kT_i}{m_i v_{in}} = \frac{2kT_\infty}{m_i v_{in}}, \quad (4.11)$$

onde foi assumido $T_i = T_e = T_\infty$, obtêm-se:

$$N \vec{V}_{DiF} = D_a \left[\frac{Nm_i \vec{g}_n}{\alpha k T_i} - \frac{1}{\alpha T_i} \vec{\nabla}_n (\alpha N T_i) \right], \quad (4.12)$$

onde:

$$\alpha = \frac{T_i + T_e}{T_i}. \quad (4.13)$$

Para a determinação de \vec{g}_n e $\vec{\nabla}_n$ será considerada a geometria da Figura 4.1.

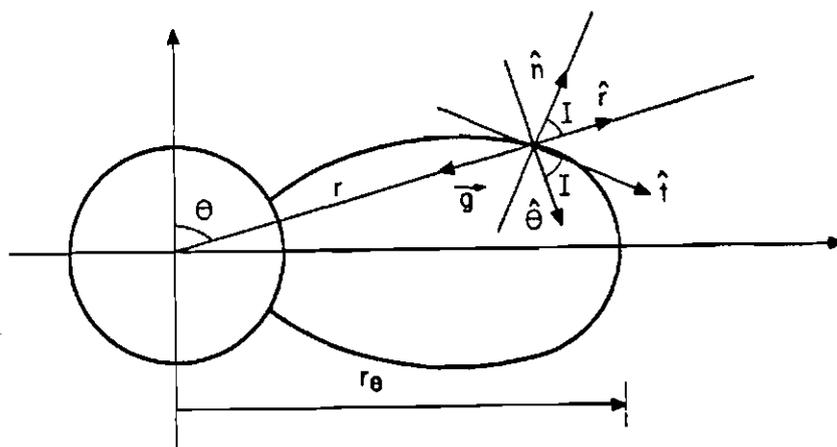


Fig. 4.1 - Geometria utilizada para a determinação do vetor unitário \hat{n} , de \vec{g}_u e de \vec{v}_u .

Na Figura 4.1 está representada uma linha de campo magnético dada por um dipolo centrado e alinhado com o eixo de rotação da Terra, a qual possui apenas componentes radial e meridional. Para esta configuração dipolar a equação de uma linha de campo magnético é:

$$r = r_e \text{sen}^2 \theta. \quad (4.14)$$

Também, para uma configuração dipolar no plano $r - \theta$ obtêm-se:

$$\text{sen } I = \frac{B_r}{|\vec{B}|} = \frac{2 \cos \theta}{\sigma^{1/2}} \quad (4.15)$$

e

$$\cos I = \frac{B_\theta}{|\vec{B}|} = \frac{\text{sen } \theta}{\sigma^{1/2}}, \quad (4.16)$$

onde:

B_r é a componente de B na direção e sentido de \hat{r} ;

B_θ é a componente de B na direção e sentido de $\hat{\theta}$;

$$\sigma = 1 + 3 \cos^2 \theta. \quad (4.17)$$

Será adotado o sistema de coordenadas esférico-polar.

Na Figura 4.1:

θ é a colatitude;

r é a distância radial a um ponto qualquer da linha de campo;

r_e é a distância radial da linha de campo no equador;

\hat{r} é o vetor unitário de r ;

$\hat{\theta}$ é o vetor unitário de θ ;

\hat{n} é o vetor unitário normal à linha de campo no plano $r-\theta$;

I é a inclinação magnética;

\hat{t} é o vetor unitário tangente à linha de campo, o qual é definido de modo que para pontos no Hemisfério Norte ele está acima da horizontal e aponta para o equador magnético.

Da Figura 4.1 obtêm-se:

$$\hat{t} = \sin I \hat{r} + \cos I \hat{\theta}. \quad (4.18)$$

As expressões de \vec{g}_n e \vec{v}_n são:

$$\vec{g}_n = (\vec{g} \cdot \hat{t}) \hat{t}; \quad (4.19)$$

$$\vec{v}_n = (\hat{t} \cdot \vec{\nabla}) \hat{t} = \hat{t} \frac{a}{aS}. \quad (4.20)$$

Na equação 4.20 S é o comprimento de arco da linha de campo magnético.

Desenvolvendo as Equações 4.19 e 4.20 obtêm-se:

$$\vec{g}_{||} = -g \text{ sen } I \hat{t} \quad (4.21)$$

e

$$\vec{\nabla}_{||} = \left[\text{sen } I \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\cos I}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \right] \hat{t}. \quad (4.22)$$

A contribuição do vento neutro termosférico ao transporte de ionização ao longo da linha de campo magnético é dada pela componente vetorial de \vec{U} na direção do campo magnético, $\vec{U}_{||}$, cuja expressão é:

$$\vec{U}_{||} = (U_r \text{ sen } I + U_{\theta} \cos I) \hat{t}, \quad (4.23)$$

onde:

U_r é a velocidade radial do vento neutro devido à expansão e a contração diurna da atmosfera;

U_{θ} é a componente meridional da velocidade horizontal do vento neutro relativo à Terra.

Então:

$$N \vec{U}_{||} = N(U_r \text{ sen } I + U_{\theta} \cos I) \hat{t} \quad (4.24)$$

é o fluxo de plasma paralelo à linha de campo devido ao vento termosférico.

Adicionando $N \vec{U}_{||}$ a $N \vec{V}_{DIF}$ (Equação 4.12) obtêm-se o fluxo de plasma paralelo a \vec{B} , $N \vec{V}_{||}$:

$$N \vec{V}_n = -D_a \left\{ \frac{N \operatorname{sen} I}{\alpha H} + \frac{1}{\alpha T_j} \left[\operatorname{sen} I \frac{\partial}{\partial r} (\alpha N T_j) + \frac{\cos I}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (\alpha N T_j) \right] \right\} \hat{e} + N(U_r \operatorname{sen} I + U_\theta \cos I) \hat{e}, \quad (4.25)$$

onde:

αH é a altura de escala do íon O^+ .

A seguir será determinada uma expressão para o fluxo de plasma perpendicular à linha de campo magnético.

4.2.3 - FLUXO DE PLASMA PERPENDICULAR À LINHA DE CAMPO MAGNÉTICO E VENTO NEUTRO

Na presença de um campo elétrico \vec{E} , normal a \vec{B} , o fluxo de plasma, na região F, que deriva perpendicularmente às linhas de campo magnético é dado por (Baxter and Kendall, 1968).

$$N \vec{V}_\perp = N \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2}. \quad (4.26)$$

O campo elétrico responsável por esta deriva pode ser separado em duas partes:

$$\vec{E} = \vec{E}_{\text{cor}} + \vec{E}_d, \quad (4.27)$$

onde:

\vec{E}_d é o campo elétrico associado com o sistema dinamo ionosférico;

\vec{E}_{cor} é tal que a velocidade $\vec{E}_{\text{cor}} \times \vec{B} / B^2$ dá a co-rotação do plasma com a Terra, isto é:

$$\frac{\vec{E}_{\text{cor}} \times \vec{B}}{B^2} = r \Omega \sin \theta \hat{\phi}, \text{ sendo } \Omega \text{ a velocidade angular de rota\c{c}o\~{a} da Terra e } \hat{\phi} \text{ o unit\~{a}rio na dire\c{c}\~{a}o azimutal (oeste-leste).}$$

A velocidade de deriva do plasma pode portanto ser dada por:

$$\vec{V}_\perp = \hat{n} V_n + \hat{\phi}(V_\phi + r \Omega \sin \theta), \quad (4.28)$$

onde:

V_n \e{e} a velocidade de deriva do plasma normal \a{a} linha de campo;
 V_ϕ \e{e} a velocidade de deriva do plasma na dire\c{c}\~{a}o leste-oeste, relativa \a{a} Terra.

Sterling et alii (1969) mostraram que o efeito de V_ϕ nas solu\c{c}\~{o}es \e{e} desprez\i{v}el, de modo que neste trabalho sup\~{o}e-se $V_\phi = 0$.

Ent\~{a}o:

$$\vec{V}_\perp = \hat{n}V_n + \hat{\phi} r \Omega \sin \theta. \quad (4.29)$$

Tomando o divergente de \vec{V}_\perp tem-se:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{V}_\perp = \vec{\nabla} \cdot (\hat{n}V_n) + \vec{\nabla} \cdot (\hat{\phi} r \Omega \sin \theta). \quad (4.30)$$

Como:

$$\vec{\nabla} \cdot (\hat{\phi} r \Omega \sin \theta) = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} (r \Omega \sin \theta) = 0, \quad (4.31)$$

segue:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{V}_\perp = \vec{\nabla} \cdot (\hat{n}V_n) = \vec{\nabla} \cdot \vec{V}_n. \quad (4.32)$$

Para a determinação de V_n , seguindo o procedimento de Baxter (1964) e Moffett e Hanson (1965), os quais consideram que as linhas de força magnética se encontram congeladas no plasma, possuindo portanto uma velocidade igual à velocidade de deriva do plasma, obtêm-se para a divergência de \vec{V}_n :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{V}_n = \frac{\partial V_n^0}{\partial r_e} + \frac{4 V_n^0}{r \sigma^2} (6 \cos^6 \theta - 3 \cos^4 \theta - 4 \cos^2 \theta + 1), \quad (4.33)$$

onde:

V_n^0 é o valor equatorial de V_n .

A deriva vertical no equador do dipolo (Sterling et alii, 1972) é:

$$V_n^0 = V_0 \left(\frac{r}{r_0 + 300} \right)^2 = V_0 \left(\frac{r}{6670} \right)^2, \quad (4.34)$$

onde:

r é a distância radial dada em km;

V_0 é a velocidade de deriva do plasma a 300 km de altitude acima do equador do dipolo;

$r_0 = 6370$ km é o raio da Terra.

A dependência com o quadrado do raio em V_n^0 foi escolhida de modo que o fluxo magnético no tubo de campo magnético seja conservado quando o plasma se move verticalmente. Portanto, substituindo as Equações 4.34 em 4.33 tem-se:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{V}_n = \frac{2 r \operatorname{sen}^2 \theta V_0}{(6670)^2} + \frac{4 r V_0}{(6670)^2 \sigma^2} (6 \cos^6 \theta - 3 \cos^4 \theta - 4 \cos^2 \theta + 1). \quad (4.35)$$

Será a seguir determinada a expressão de U_r que é a velocidade radial do vento de ar neutro devido à expansão e contração diurna da atmosfera.

Quando a atmosfera sofre expansão e contração térmica, a velocidade vertical de uma superfície de pressão constante é dada por:

$$U_r = \frac{\Omega T}{g} \int_{z_0}^z \frac{g}{T^2} \frac{\partial T}{\partial \phi} dz', \quad (4.36)$$

onde:

$z_0 = 120 \text{ km}$ é a altitude na qual a pressão foi suposta ser constante, ou seja, a superfície de pressão constante não se desloca;

g é a aceleração da gravidade.

Considerando a temperatura T igual à temperatura exosférica T_∞ , independente da altitude z (Sterling et alii, 1969) e tomando:

$$g = \frac{g_0}{\left[1 + \frac{z}{r_0}\right]^2}, \quad (4.37)$$

onde:

g_0 é a aceleração da gravidade na superfície terrestre, obtém-se

$$U_r = \frac{\Omega}{T_\infty} \frac{\partial T_\infty}{\partial \phi} \frac{(z - z_0)}{(r_0 + z_0)} r. \quad (4.38)$$

Os diferentes modelos para U_θ e V_θ utilizados nos cálculos, serão discutidos no próximo capítulo.

4.2.4 - FOTOIONIZAÇÃO E QUÍMICA DO ÍON O^+

Neste trabalho será considerado que apenas o oxigênio atômico absorve a radiação solar para formar o par elétron-íon O^+ . A taxa de fotoionização em uma atmosfera com apenas uma espécie, o oxigênio atômico O , por bandas de radiação é dada por (Bittencourt, 1975):

$$P = \sum_k \bar{\Phi}_\infty(\lambda_k) \exp[-\tau(\lambda_k, r, \chi)] \sigma^{(i)}(\lambda_k) n(O), \quad (4.39)$$

onde:

$\bar{\Phi}_\infty(\lambda_k)$ é o fluxo de radiação solar no extremo ultravioleta (EUV) na banda de comprimento de onda λ_k , no topo da atmosfera, onde a profundidade ótica é nula;

$\sigma^{(i)}(\lambda_k)$ é a seção transversal de ionização do oxigênio atômico;

r é a distância radial;

$n(O)$ é a densidade numérica do oxigênio atômico;

- χ é o ângulo zenital solar;
- \sum é o somatório de todas as bandas de comprimento de onda da radiação solar incidente.

A parte exponencial representa a atenuação da radiação solar pela atmosfera acima da altitude considerada. A profundidade ótica pode ser expressa por:

$$\tau(\lambda_k, r, \chi) = \sum_j \int_r^\infty \sigma_j^{(a)}(\lambda_k) n_j(r') \text{Ch}(r'/H_j, \chi) dr' , \quad (4.40)$$

onde:

- H_j é a altura de escala no constituinte j ;
- $\text{Ch}(r'/H_j, \chi)$ é a função de Chapman, a qual leva em consideração a esfericidade da Terra;
- $\sigma_j^{(a)}(\lambda_k)$ é a seção transversal de absorção na banda de comprimento λ_k para a espécie j .

A Equação 4.40 para a profundidade ótica pode ser aproximada por:

$$\tau(\lambda_k, r, \chi) = \sum_j \sigma_j^{(a)}(\lambda_k) n_j(r) H_j \text{Ch}(r/H_j, \chi) . \quad (4.41)$$

Neste trabalho, seguindo o procedimento de Anderson (1971), são consideradas as espécies oxigênio atômico O e nitrogênio molecular N_2 no cálculo da profundidade ótica. Portanto:

$$\begin{aligned} \tau(\lambda_k, r, \chi) = & \sigma^{(a)}(O) n(O) H(O) \text{Ch}(r/H(O), \chi) \\ & + \sigma^{(a)}(N_2) n(N_2) H(N_2) \text{Ch}(r/H(N_2), \chi) . \end{aligned} \quad (4.42)$$

Para as horas da noite em que a incidência direta de radiação solar não mais ocorre, foi escolhido um valor de $P = 0,1 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ para levar em conta a luminescência noturna do hidrogênio e do hélio (Ogawa and Tohmatsu, 1966).

As fontes e sumidouros químicos para a ionização da região F são governados pelas taxas dos coeficientes dos processos ion-neutro relevantes. Neste trabalho não são consideradas fontes químicas para a ionização do oxigênio atômico e como processo de perda dos íons O^+ será considerada a troca de carga de O^+ com os constituintes O_2 e N_2 da atmosfera neutra na região F (Anderson, 1971):



onde K_1 e K_2 são dados pelas equações (Torr, 1985).

$$K_1 = 1,25 \times 10^{-17} T^2 - 3,70 \times 10^{-14} T + 3,10 \times 10^{-11}, \quad (4.45)$$

$$K_2 = 1,533 \times 10^{-12} - 5,92 \times 10^{-13} \left(\frac{T}{300} \right) + 8,60 \times 10^{-14} \left(\frac{T}{300} \right)^2, \quad (4.46)$$

onde:

T é a temperatura em graus Kelvin da atmosfera neutra em cada distância radial r .

Portanto, a taxa de perda do íon O^+ por unidade de volume é dada por:

$$L(O^+) = [O^+] [O_2] K_1 + [O^+] [N_2] K_2, \quad (4.47)$$

onde a concentração do O^+ , $[O^+] = N$. Portanto,

$$L(O^+) = N \left[K_1 [O_2] + K_2 [N_2] \right]. \quad (4.48)$$

As concentrações do N_2 , $[N_2]$ e do O_2 , $[O_2]$ e a temperatura T são dadas pelo modelo de atmosfera neutra, o qual será descrito no próximo capítulo.

4.2.5 - TRANSFORMAÇÕES DAS COORDENADAS r, θ, t PARA p, q, t

Kendall (1962) mostrou que as equações são grandemente simplificadas quando se passa do sistema de coordenadas esférico-polar para um sistema cujas coordenadas definem direções paralela e perpendicular às linhas de campo magnético. Portanto, um sistema de coordenadas curvilíneas é definido por:

$$p = \frac{r}{r_0 \sin^2 \theta} \quad (4.49)$$

e

$$q = \frac{r_0^2 \cos \theta}{r^2}. \quad (4.50)$$

Neste sistema de coordenadas $p=\text{constante}$ dá a família de curvas que representam as linhas de campo magnético, enquanto $q=\text{constante}$ dá a família de superfícies equipotenciais magnéticas.

A Equação 4.22 de $\vec{\nabla}_{||}$ passa a ser dada por:

$$\vec{\nabla}_{||} = \left[-\frac{\sigma^{1/2} r_0^2}{r^3} \frac{\partial}{\partial q} \right] \hat{t}. \quad (4.51)$$

A Equação 4.12 de $N\vec{V}_{DIF}$ fica:

$$N\vec{V}_{DIF} = -D_a \left\{ \frac{N \operatorname{sen} I}{\alpha H} - \frac{1}{\alpha T_i} \left[\frac{\sigma^{1/2} r_0}{r^3} \frac{\partial}{\partial q} (\alpha N T_i) \right] \right\} \vec{e}. \quad (4.52)$$

4.2.6 - OPERADORES D_{DIF} , D_{U_r} , D_{U_T}

A equação da continuidade 4.5, de acordo com a Equação 4.32, é dada por:

$$\frac{dN}{dt} = P - L - \vec{\nabla} \cdot (N\vec{V}_n) - N \vec{\nabla} \cdot \vec{V}_n. \quad (4.53)$$

Como:

$$N\vec{V}_n = N\vec{V}_{DIF} + N\vec{U}_n,$$

tem-se:

$$\frac{dN}{dt} = P - L - \vec{\nabla} \cdot (N\vec{V}_{DIF}) - \vec{\nabla} \cdot (N\vec{U}_n) - N\vec{\nabla} \cdot \vec{V}_n. \quad (4.54)$$

Portanto, da Equação 4.24 tem-se:

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} = P - L - \vec{\nabla} \cdot (N\vec{V}_{DIF}) - \vec{\nabla} \cdot (N U_r \operatorname{sen} I \vec{e}) \\ - \vec{\nabla} \cdot (N U_\theta \cos I \vec{e}) - N \vec{\nabla} \cdot \vec{V}_n. \end{aligned} \quad (4.55)$$

Fazendo:

$$\vec{\nabla} \cdot (N\vec{V}_{DIF}) = -D_a D_{DIF} N, \quad (4.56)$$

$$\vec{\nabla} \cdot (N U_r \text{ sen } I \vec{e}) = D_{U_r} N , \quad (4.57)$$

$$\vec{\nabla} \cdot (N U_\theta \text{ cos } I \vec{e}) = D_{U_T} N , \quad (4.58)$$

tem-se:

$$\frac{dN}{dt} = P - L + D_a D_{DIF} N - D_{U_r} N - D_{U_T} N - N \vec{\nabla} \cdot \vec{V}_n . \quad (4.59)$$

4.2.6.1 - OPERADOR D_{DIF}

Nas Equações 4.56, 4.57 e 4.58 o operador $\vec{\nabla}$ pode ser substituído por $\vec{\nabla}_n$, pois a integração destas equações se faz ao longo das linhas de campo magnético. Portanto:

$$\begin{aligned} D_a D_{DIF} N &= \vec{\nabla}_n \cdot (-N \vec{V}_{DIF}) = \vec{\nabla}_n \cdot (-N V_{DIF} \vec{e}) \\ &= \vec{e} \vec{\nabla}_n (-N V_{DIF}) - N V_{DIF} \vec{\nabla}_n \cdot \vec{e} . \end{aligned} \quad (4.60)$$

Desenvolvendo os termos desta equação e colocando o operador D_{DIF} na seguinte forma:

$$D_{DIF} = A_{DIF} \frac{\partial^2}{\partial q^2} + B_{DIF} \frac{\partial}{\partial q} + C_{DIF} , \quad (4.61)$$

pode-se identificar A_{DIF} , B_{DIF} e C_{DIF} como:

$$A_{DIF} = \frac{\sigma r_0^4}{r^6} , \quad (4.62)$$

$$B_{DIF} = \frac{r_0^2}{r^3} \left[\frac{2 \cos \theta}{D_a} \frac{\partial D_a}{\partial r} + \frac{\sin \theta}{r D_a} \frac{\partial D_a}{\partial \theta} + \frac{2 \cos \theta}{\alpha H} + \frac{\sin \theta}{r T_\infty} \frac{\partial T_\infty}{\partial \theta} \right] \quad (4.63)$$

$$C_{DIF} = \frac{4 \cos^2 \theta}{\sigma \alpha D_a} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{D_a}{H} \right) + \frac{2 \sin \theta \cos \theta}{r \alpha D_a \sigma} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{D_a}{H} \right) + \frac{\sin \theta \cos \theta}{\sigma D_a} \frac{1}{T_\infty} \frac{\partial T_\infty}{\partial \theta} \left[2 \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{D_a}{r} \right) + \frac{D_a}{\sigma r^2} (15 \cos^2 \theta + 13) \right] + \frac{\sin^2 \theta}{\sigma r^2 D_a} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{D_a}{T} \frac{\partial T_\infty}{\partial \theta} \right) + \frac{2(15 \cos^4 \theta + 10 \cos^2 \theta - 1)}{\alpha H r \sigma^2} \quad (4.64)$$

Na determinação destas equações foi seguido o procedimento de Sterling et alii (1969), os quais assumiram $T_i = T_e = T_\infty$, sendo T_∞ independente de r . Portanto, da Equação 4.13 tem-se:

$$\alpha = \frac{T_i + T_e}{T_i} = 2 \quad (4.65)$$

Assim, foi considerado $\alpha = 2$ em todas as equações ao fazer os cálculos.

As derivadas que aparecem nas Equações 4.63 e 4.64 foram deduzidas do modelo da atmosfera neutra.

4.2.6.2 - OPERADOR D_{U_r}

Da Equação 4.57:

$$\vec{\nabla}_{11} \cdot (N U_r \text{ sen } I \vec{e}) = D_{U_r} N,$$

obtêm-se:

$$\begin{aligned} D_{U_r} = & - 2 \cos \theta \frac{r_0^2}{r^3} U_r \frac{\partial}{\partial q} + \frac{2 U_r}{r \sigma^2} (15 \cos^4 \theta + 10 \cos^2 \theta - 1) \\ & + \frac{4 \cos^2 \theta}{\sigma} \frac{\partial U_r}{\partial r} + \frac{2 \cos \theta \text{ sen } \theta}{\sigma r} \frac{\partial U_r}{\partial \theta}. \end{aligned} \quad (4.66)$$

As derivadas $\frac{\partial U_r}{\partial r}$ e $\frac{\partial U_r}{\partial \theta}$ são dadas por:

$$\frac{\partial U_r}{\partial r} = \frac{\Omega}{T_\infty} \frac{\partial T_\infty}{\partial \phi} \frac{1}{r_0 + z_0} (z - z_0 + r), \quad (4.67)$$

$$\frac{\partial U_r}{\partial \theta} = \frac{\Omega(z - z_0)r}{r_0 + z_0} \left\{ - \frac{1}{T_\infty^2} \frac{\partial T_\infty}{\partial \theta} \frac{\partial T_\infty}{\partial \phi} + \frac{1}{T_\infty} \frac{\partial^2 T_\infty}{\partial \theta \partial \phi} \right\}. \quad (4.68)$$

4.2.6.3 - OPERADOR D_{U_T}

Da Equação 4.58 tem-se:

$$\vec{\nabla}_{11} \cdot (N U_\theta \cos I \vec{e}) = D_{U_T} N.$$

Desenvolvendo esta equação chegou-se a:

$$D_{U_T} = - \frac{r_0^2 \operatorname{sen} \theta}{r^3} \left(U_\theta \frac{\partial}{\partial q} + \frac{\partial U_\theta}{\partial q} \right) + \frac{U_\theta \operatorname{sen} \theta}{r \sigma^2} (15 \cos^3 \theta + 13 \cos \theta). \quad (4.69)$$

Esta equação de D_{U_T} foi obtida por Hanson e Moffett (1966).

Na Equação 4.69, o modelo de U_θ , o qual será descrito em detalhes no próximo capítulo, é dado por:

$$U_\theta = \mp \frac{175}{1 - \operatorname{sen} 60} [1 - \operatorname{sen}(\theta + \Delta)] [\cos(\phi + \phi_0) - 0,25], \quad (4.70)$$

onde:

o sinal $-$ deve ser usado se $(\theta + \Delta) \leq 90^\circ$ e o sinal $+$ deve ser usado se $(\theta + \Delta) > 90^\circ$; ϕ_0 é a fase da longitude, ou seja, determina a hora local na qual o vento neutro alcança sua velocidade máxima; ϕ é a longitude; θ é a colatitude; Δ é a latitude do ponto em que os ventos termosféricos divergem (dia) ou convergem (noite).

A expressão de $\frac{\partial U_\theta}{\partial q}$ é:

$$\frac{\partial U_\theta}{\partial q} = \mp \frac{175 r^2 \cos(\theta + \Delta)}{r_0^2 \operatorname{sen} \theta (1 - \operatorname{sen} 60)} [\cos(\phi + \phi_0) - 0,25]. \quad (4.71)$$

4.2.7 - TRANSFORMAÇÕES DE VARIÁVEIS

Serão feitas a seguir três transformações de coordenadas (Sterling et alii, 1969; Anderson, 1971; Bittencourt, 1975; Moffett, 1979), as quais melhoram a estabilidade da solução numérica em N , diminuem o tempo de computação e facilitam a interpretação dos resultados.

4.2.7.1 - TRANSFORMAÇÃO DA VARIÁVEL INDEPENDENTE t PARA A LONGITUDE ϕ

Do lado esquerdo da Equação 4.59 a variável t representa tempo quando o movimento do tubo de fluxo magnético é seguido em uma representação lagrangeana. Para transformar t para ϕ utiliza-se a equação do movimento de um ponto localizado no equador. Se a distância radial deste ponto é r_e , então:

$$r_e \frac{d\phi}{dt} = v_{\phi}^{eq} + \Omega r_e, \quad (4.72)$$

onde:

v_{ϕ}^{eq} é a velocidade de deriva do plasma sobre o equador na direção leste-oeste, relativa à Terra.

Portanto:

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{v_{\phi}^{eq}}{r_e} + \Omega, \quad (4.73)$$

e como:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{d\phi}{dt} \frac{dN}{d\phi}, \quad (4.74)$$

segue:

$$\frac{dN}{dt} = \left[\frac{v_{\phi}^{eq}}{r_e} + \Omega \right] \frac{dN}{d\phi} . \quad (4.74)$$

Se não há deriva leste-oeste do tubo de fluxo magnético relativo à Terra, este tempo t pode ser equivalente à hora local ϕ (Moffett, 1979). Neste trabalho será considerada a velocidade azimutal $v_{\phi} = 0$ (Sterling et alii, 1969), portanto fazendo $v_{\phi}^{eq} = 0$ tem-se:

$$\frac{dN}{dt} = \Omega \frac{dN}{d\phi} . \quad (4.76)$$

Esta transformação é muito útil, pois permite uma interpretação direta dos resultados em horas locais específicas.

4.2.7.2 - TRANSFORMAÇÃO DA VARIÁVEL DEPENDENTE N PARA G

Esta transformação substitui a variável dependente N pela variável G definida por:

$$G = N \exp \left[\int_{r_0}^r \frac{dr}{\alpha H_i} \right], \quad (4.77)$$

onde:

$$\alpha = 1 + \frac{T_e}{T_i} = 2;$$

αH_i é a altura de escala do íon O^+ .

Esta transformação foi empregada por Hanson e Moffett (1966) e por Baxter (1967) para melhorar a estabilidade das soluções numéricas desde que, em grandes altitudes, onde N varia de uma maneira exponencial, G é essencialmente constante ao longo de uma linha de campo magnético.

Considerando:

$$H_i = \frac{K T_\infty}{m(O^+) g}, \quad (4.78)$$

onde:

K é a constante de Boltzmann;

$m(O^+) = m(O)$ é a massa do íon O^+ ,

e que T_∞ é independente de r , tem-se da Equação 4.77:

$$N = G \exp \left[-W \frac{z}{\alpha T_\infty r} \right], \quad (4.79)$$

onde:

$z = r - r_0$ é a altitude;

$$W = \frac{m(O) g(r_0) r_0}{K}. \quad (4.80)$$

A dedução detalhada das equações de $\frac{\partial N}{\partial q}$ e de $\frac{\partial^2 N}{\partial q^2}$ pode ser encontrada em Sterling et alii (1969).

4.2.7.3 - TRANSFORMAÇÃO DA VARIÁVEL INDEPENDENTE q PARA Y

Esta transformação mapeia o parâmetro q em um parâmetro Y , definido por:

$$Y = \frac{\sinh(\Gamma q)}{\sinh(\Gamma q_{\max})}, \quad (4.81)$$

onde:

- Γ é um número adequadamente escolhido;
- q_{\max} é o valor de q no terminal norte da linha de campo magnético, onde $r = r_b$, sendo r_b um valor base de r .

Neste trabalho será considerado $r_b = 120$ km e $\Gamma = 10$ (Sterling et alii, 1969; Bittencourt, 1975). Baxter e Kendall (1968) e Sterling et alii (1969) acharam que iguais incrementos em q dão muitos pontos em altas altitudes e um número insuficiente de pontos próximos do pico da camada F_2 . Esta transformação 4.81 mapeia a linha de campo magnético em linhas retas com $Y = 1$ no terminal norte da linha ($q = q_{\max}$), $Y = 0$ no equador do dipolo e $Y = -1$ no terminal sul da linha ($q = -q_{\max}$). Obtém-se com esta transformação uma distribuição mais conveniente dos pontos ao longo de uma determinada linha de campo.

O desenvolvimento detalhado das equações envolvidas nesta transformação pode ser encontrado em Sterling et alii (1969).

4.2.8 - EQUAÇÃO DIFERENCIAL DA DENSIDADE DO ION O^+

Após substituir os operadores D_{DIF} , D_{U_r} e D_{U_T} na Equação 4.59 e efetuar as transformações de coordenadas já descritas obtém-se:

$$\frac{\partial G}{\partial \phi} = A_0 + B_0 G + C_0 \frac{\partial G}{\partial Y} + D_0 \frac{\partial^2 G}{\partial Y^2}, \quad (4.82)$$

onde as equações dos coeficientes A_0 , B_0 , C_0 e D_0 são dadas no Apêndice A.

Esta Equação 4.82 é uma equação diferencial parcial, parabólica, não-homogênea, linear, de 2ª ordem na variável independente Y e de 1ª ordem na variável independente ϕ , onde G , a densidade do íon O^+ ou eletrônica, é a incógnita. Na próxima seção será descrito em detalhes o método numérico utilizado para obter a sua solução.

4.2.9 - SOLUÇÃO NUMÉRICA DA EQUAÇÃO DA CONTINUIDADE

Nesta seção são descritos os procedimentos utilizados para obter a solução da equação diferencial parcial em G .

4.2.9.1 - DISCRETIZAÇÃO DA EQUAÇÃO DIFERENCIAL UTILIZANDO DIFERENÇAS FINITAS

A fim de determinar a solução G , e a seguir N , a equação da continuidade do íon O^+ deve ser integrada numericamente. O procedimento de integração consiste em primeiro lugar escrever a equação diferencial em uma forma de diferenças finitas e a seguir selecionar o método mais adequado para resolver esta equação. Para escrever a equação 4.82 em uma forma de diferenças finitas, uma grade de pontos no espaço (Y) e no tempo (ϕ) adequada deve ser selecionada em primeiro lugar. Nesta grade cada dois pontos adjacentes são separados por ΔY no espaço Y e $\Delta \phi$ no tempo ϕ . A Figura 4.2 ilustra a grade dos pontos.

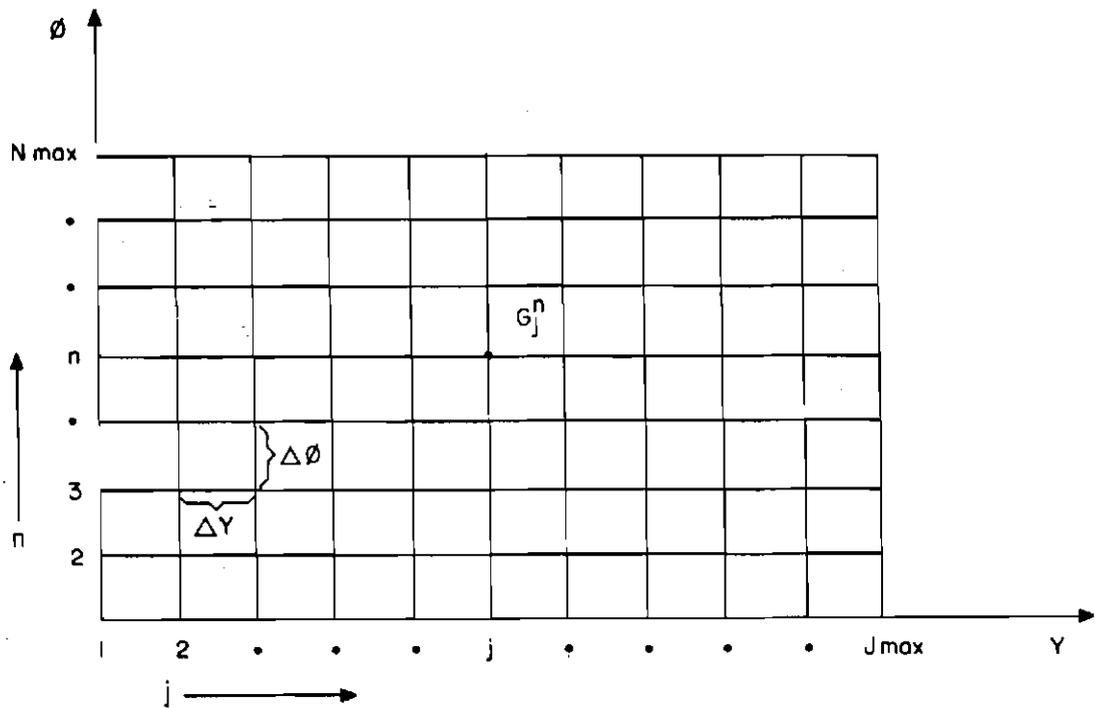


Fig. 4.2 - Grade dos pontos utilizados no esquema de diferenciação finita.

Neste trabalho foram adotados 100 passos em Y , 50 passos em cada hemisfério, sendo o ponto sobre o equador comum a ambos hemisférios. Em $j = 1$ tem-se $Y = -1$ (terminal sul da linha de campo magnético), em $j = 51$ tem-se $Y = 0$ (equador magnético) e em $j = j_{\max} = 101$ tem-se $Y = 1$ (terminal norte da linha de campo magnético). Portanto, o valor de ΔY é 0,02. O número de passos em n é dado por:

$$N = \frac{\phi_{\text{final}} - \phi_{\text{inicial}}}{\Delta\phi} \quad (4.83)$$

Portanto:

$$N_{\max} = N + 1. \quad (4.84)$$

As fórmulas discretizadas das derivadas de primeira e segunda ordem da equação diferencial são obtidas da expansão da função G em séries de Taylor em torno do ponto (j,n) :

$$\begin{aligned} G_{j+1}^n &= G(Y_j + \Delta Y, \phi) = G(Y, \phi)_j^n \\ &+ \Delta Y G_j'^n + \frac{(\Delta Y)^2}{2} G_j''^n + \dots, \end{aligned} \quad (4.85)$$

$$\begin{aligned} G_{j-1}^n &= G(Y_j - \Delta Y, \phi) = G(Y, \phi)_j^n \\ &- \Delta Y G_j'^n + \frac{(\Delta Y)^2}{2} G_j''^n - \dots \end{aligned} \quad (4.86)$$

Subtraindo G_{j-1}^n de G_{j+1}^n tem-se:

$$\frac{\partial G^n}{\partial Y_j} = \frac{G_{j+1}^n - G_{j-1}^n}{2 \Delta Y}. \quad (4.87)$$

Somando G_{j-1}^n e G_{j+1}^n tem-se:

$$\frac{\partial^2 G^n}{\partial Y_j^2} = \frac{G_{j+1}^n - 2 G_j^n + G_{j-1}^n}{(\Delta Y)^2}. \quad (4.88)$$

Na determinação destas equações usaram-se diferenças finitas centrais e o erro deste método é da ordem de grandeza dos termos desprezados na expansão.

4.2.9.2 - CONDIÇÕES INICIAIS E DE CONTORNO

Foi considerado que a ionização é nula ao longo da linha de campo inicial e também no nível base de 120 km. Portanto:

Condições iniciais:

$$G_j^1 = 0 \quad \text{para } j = 2, 3, \dots, J_{\max} - 1, \quad (4.89)$$

Condições de contorno:

$$G_1^n = 0 \quad \text{para todo } n \quad (4.90)$$

e

$$G_{J_{\max}}^n = 0 \quad \text{para todo } n. \quad (4.91)$$

4.2.9.3 - SOLUÇÃO DA EQUAÇÃO DIFERENCIAL DISCRETIZADA

Para a solução da equação diferencial discretizada foi adotado o mesmo procedimento de Bittencourt (1975) e Anderson (1971), que é o método 3 de Crank e Nicholson (1947). Este método pesa as soluções no tempo $(n+1)\Delta t$ igualmente com aquelas no tempo $n\Delta t$, é implícito e é estável para todos os valores da razão:

$$\lambda = \frac{\Delta\phi}{(\Delta Y)^2}, \quad (4.92)$$

e converge com erro de discretização da ordem de $O [(\Delta\phi)^2 + (\Delta Y)^2]$ (Carnahan et alii, 1969).

Utilizando as Equações 4.87 e 4.88 e o método 3 de Crank e Nicholson (1947) a equação discretizada fica:

$$\begin{aligned}
 \frac{G_j^{n+1} - G_j^n}{\Delta\phi} &= \frac{1}{2} \left[D_j^{n+1} \frac{G_{j+1}^{n+1} - 2 G_j^{n+1} + G_{j-1}^{n+1}}{(\Delta Y)^2} + \right. \\
 &\quad \left. + C_j^{n+1} \frac{G_{j+1}^{n+1} - G_{j-1}^{n+1}}{2 \Delta Y} + B_j^{n+1} G_j^{n+1} + A_j^{n+1} \right] \\
 &\quad + \frac{1}{2} \left[D_j^n \frac{G_{j+1}^n - 2 G_j^n + G_{j-1}^n}{(\Delta Y)^2} \right. \\
 &\quad \left. + C_j^n \frac{G_{j+1}^n - G_{j-1}^n}{2 \Delta Y} + B_j^n G_j^n + A_j^n \right], \quad (4.93)
 \end{aligned}$$

onde os coeficientes A_0 , B_0 , C_0 e D_0 da Equação 4.82 foram trocados por A , B , C e D para simplificar a notação. Estes coeficientes devem ser determinados em todos os pontos da grade da Figura 4.2, exceto nos contornos e na linha inicial. Agrupando os termos em $n+1$ do lado esquerdo da Equação 4.93 tem-se:

$$-Q_j^{n+1} G_{j+1}^{n+1} + S_j^{n+1} G_j^{n+1} - W_j^{n+1} G_{j-1}^{n+1} = Z_j^n, \quad (4.94)$$

onde:

$$Q_j^{n+1} = \frac{1}{2} \left(\frac{D_j^{n+1}}{(\Delta Y)^2} + \frac{C_j^{n+1}}{2 \Delta Y} \right), \quad (4.95)$$

$$S_j^{n+1} = \frac{1}{\Delta\phi} + \frac{D_j^{n+1}}{(\Delta Y)^2} - \frac{B_j^{n+1}}{2}, \quad (4.96)$$

$$W_j^{n+1} = \frac{1}{2} \left[\frac{D_j^{n+1}}{(\Delta Y)^2} - \frac{C_j^{n+1}}{2 \Delta Y} \right], \quad (4.97)$$

$$\begin{aligned} Z_j^n &= \frac{1}{2} \left[\frac{D_j^n}{(\Delta Y)^2} + \frac{C_j^n}{2 \Delta Y} \right] G_{j+1}^n \\ &+ \left[\frac{1}{\Delta \phi} - \frac{D_j^n}{(\Delta Y)^2} + \frac{B_j^n}{2} \right] G_j^n \\ &+ \frac{1}{2} \left[\frac{D_j^n}{(\Delta Y)^2} - \frac{C_j^n}{2 \Delta Y} \right] G_{j-1}^n + \frac{1}{2} \left[A_j^{n+1} + A_j^n \right]. \end{aligned} \quad (4.98)$$

A Equação 4.94 é um conjunto de equações algébricas lineares que possui um conjunto de soluções G_j^{n+1} ($j = 2, \dots, J_{\max} - 1$), as quais podem ser determinadas resolvendo o sistema de equações simultaneamente. Colocando a Equação 4.94 na seguinte forma:

$$-W_j^{n+1} G_{j-1}^{n+1} + S_j^{n+1} G_j^{n+1} - Q_j^{n+1} G_{j+1}^{n+1} = Z_j^n, \quad (4.99)$$

dando valores a j de 2 a $J_{\max} - 1$, para cada n e colocando o sistema de equações em forma matricial, observa-se que a matriz de S , Q e W é tridiagonal:

$$\begin{bmatrix}
 S_2^{n+1} & -Q_2^{n+1} & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 \\
 -W_3^{n+1} & S_3^{n+1} & -Q_3^{n+1} & \dots & 0 & 0 & 0 \\
 \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\
 0 & 0 & 0 & \dots & -W_{99}^{n+1} & S_{99}^{n+1} & -Q_{99}^{n+1} \\
 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & -W_{100}^{n+1} & S_{100}^{n+1}
 \end{bmatrix}
 \begin{bmatrix}
 G_2^{n+1} \\
 G_3^{n+1} \\
 \dots \\
 G_{99}^{n+1} \\
 G_{100}^{n+1}
 \end{bmatrix}
 =
 \begin{bmatrix}
 Z_2^n + W_2^{n+1} G_1^{n+1} \\
 Z_3^1 \\
 \vdots \\
 Z_{99}^n \\
 Z_{100}^n + Q_{100}^{n+1} G_{100}^{n+1}
 \end{bmatrix}
 \quad (4.100)$$

Para a obtenção da solução deste sistema de equações, utiliza-se o método de eliminação de Gauss (veja-se por exemplo Dahlquist e Björck, 1974). Neste método, através de operações algébricas elementares, os elementos abaixo da diagonal principal da Equação 4.100 são anulados; cada elemento da diagonal principal é substituído por F_j^n e cada elemento da matriz coluna do lado direito da igualdade é substituído por K_j^n . As expressões de F_j^n e K_j^n são dadas a seguir. Para $J = 2$ tem-se:

$$F_j^{n+1} = S_j^{n+1} \quad (4.101)$$

e

$$K_j^{n+1} = Z_j^n + W_j^{n+1} G_{j-1}^{n+1} \quad (4.102)$$

Para j de 2 a $J_{\max} - 1$ tem-se:

$$F_j^{n+1} = S_j^{n+1} - \frac{W_j^{n+1} Q_{j-1}^{n+1}}{F_{j-1}^{n+1}} . \quad (4.103)$$

Para j de 2 a $J_{\max} - 2$ tem-se:

$$K_j^{n+1} = Z_j^n + \frac{W_j^{n+1} K_{j-1}^{n+1}}{F_{j-1}^{n+1}} . \quad (4.104)$$

Finalmente, para $J = J_{\max} - 1$ tem-se:

$$K_j^{n+1} = Z_j^n + \frac{W_j^{n+1} K_{j-1}^{n+1}}{F_{j-1}^{n+1}} + Q_j^{n+1} G_{j+1}^{n+1} . \quad (4.105)$$

A solução da equação diferencial em G é dada por:

$$G_j^{n+1} = \frac{K_j^{n+1}}{F_j^{n+1}} , \quad (4.106)$$

para $j = J_{\max} - 1$, e por:

$$G_j^{n+1} = \frac{1}{F_j^{n+1}} \left[K_j^{n+1} + Q_j^{n+1} G_{j+1}^{n+1} \right] , \quad (4.107)$$

para j de 2 a $J_{\max} - 2$.

No programa de computador o procedimento para cálculo de G_j^n consiste em varrer cada linha n de $j = 2$ a $j = J_{\max} - 1$ calculando os valores de F_j^n e K_j^n a partir da condição de contorno em $j = 1$, e a seguir varrer de $j = J_{\max} - 1$ a $j = 2$ calculando os valores de G_j^n a partir da condição de contorno em $j = J_{\max}$. Deve-se notar que ao calcular os valores de G_j^n de cada linha n são utilizados os valores de G_j^n da linha anterior $n - 1$. Como os valores iniciais de G_j^n são fornecidos, as primeiras linhas de soluções G_j^n sofrerão uma influência destes valores iniciais.

Os cálculos numéricos foram efetuados no computador Cyber 170/750 do Instituto de Estudos Avançados (IEAv) do CTA e para a obtenção de um perfil de densidade eletrônica, para determinadas condições de entrada, foram gastos em média 22 minutos de processamento (CPU). No Apêndice B está apresentado o diagrama de blocos do programa de computador que foi desenvolvido nesta simulação numérica da ionosfera.

CAPÍTULO 5

MODELOS UTILIZADOS NO PROGRAMA DE COMPUTADOR

A fim de determinar as densidades do íon O^+ é necessário utilizar como dados de entrada certos parâmetros e modelos. Em particular, modelos da temperatura do gás neutro, concentrações das espécies neutras, ventos neutros termosféricos e deriva vertical do plasma ionosférico são discutidos, bem como valores utilizados para os fluxos de radiação solar incidente no extremo ultravioleta (EUV), seções transversais de absorção e ionização e taxas de difusão e de frequência de colisão.

5.1 - ATMOSFERA NEUTRA

Foi utilizado o modelo de atmosfera neutra de Jacchia (1977) para determinação da temperatura exosférica T_{∞} e as expressões analíticas de Walker (1965) para determinação dos perfis de temperatura e de densidade das espécies neutras.

5.1.1 - TEMPERATURA EXOSFÉRICA

A temperatura exosférica é dada por (Jacchia, 1977):

$$T'_{\infty} = T_{1/2} \left\{ 1 + C_1 \frac{\delta_{\Theta}}{\epsilon} \cos \Theta + C_2 \sin \Theta \left[f(H) - \frac{1}{2} \right] \right\}, \quad (5.1)$$

onde:

$$T_{1/2} = 5,48 \bar{F}^{0,8} + 101,8 F^{0,4}, \quad (5.2)$$

onde:

F é o fluxo solar em 10,7cm;

\bar{F} é a média do fluxo solar em 10,7 cm de seis rotações solares;

$$C_1 = 0,15;$$

$$C_2 = 0,24;$$

δ_θ é a declinação do Sol;

ϵ é a obliquidade da eclíptica e foi considerada igual a $23,44^\circ$;

θ é a colatitude;

$$f(H) = \cos^3 \frac{1}{2} (H + \beta) + C_3 \cos [3 (H + \beta) + \chi] ; \quad (5.3)$$

onde:

H é o ângulo horário do Sol no zenite;

$$\beta = -60^\circ;$$

$$C_3 = 0,08;$$

$$\chi = -75^\circ.$$

Uma vez calculada a temperatura exosférica T'_∞ , calcula-se a variação nesta temperatura devido à variação na atividade magnética, a qual é dada por:

$$\Delta_G T'_\infty = A \text{sen}^m \phi_I, \quad (5.4)$$

onde:

$$m = 4;$$

ϕ_I é a latitude magnética invariante;

$$A = 57,5 K_p [1 + 0,027 \exp(0,4 K_p)], \quad (5.5)$$

onde:

K_p é o índice magnético planetário.

Finalmente a temperatura exosférica é dada por:

$$T_\infty = T'_\infty + \Delta_G T'_\infty. \quad (5.6)$$

5.1.2 - PERFIL DE TEMPERATURA

O perfil de temperatura \bar{T} é calculado da seguinte equação (Walker, 1965):

$$T = T_{\infty} - (T_{\infty} - T_{120}) \exp(-\sigma_T \xi), \quad (5.7)$$

onde:

T_{120} é a temperatura a 120 km de altitude;
 σ_T é uma função analítica de T_{∞} dada (em km^{-1}) por:

$$\sigma_T = 0,0291 \exp\left[-\frac{X^2}{2}\right] + (r_0 + 120)^{-1}, \quad (5.8)$$

onde:

r_0 é o raio da Terra em km;

$$X = \frac{(T_{\infty} - 800)}{750 + 1,722 \times 10^{-4} (T_{\infty} - 800)^2}; \quad (5.9)$$

ξ é a altura geopotencial dada (em km) por:

$$\xi = \frac{(z - 120) (r_0 + 120)}{(r_0 + z)}, \quad (5.10)$$

onde:

z é a altitude do ponto considerado.

Para todos os cálculos as temperaturas dos elétrons e dos íons foram consideradas iguais à temperatura do gás neutro.

5.1.3 - PERFIS DE DENSIDADE NEUTRA

Os perfis de densidade das espécies neutras são dados por (Walker, 1965):

$$n_j(z) = n_j(120) \left[\frac{(1-a)}{1 - a \exp(-\sigma_T \xi)} \right]^{(1+\gamma)} \exp(-b \sigma_T \xi), \quad (5.11)$$

onde:

$$a = \frac{T_\infty - T_{120}}{T_\infty}; \quad (5.12)$$

$$b = \frac{m_j g_{120}}{\sigma_T K T_\infty}; \quad (5.13)$$

onde:

- K é a constante de Boltzmann;
- g_{120} é a aceleração da gravidade no nível base de 120km;
- m_j é a massa do constituinte j;
- $n_j(120)$ é a densidade de partículas neutras em 120km (cm^{-3});
- $\gamma = 45^\circ$ (deve entrar no programa em radianos).

Os valores dos parâmetros da atmosfera neutra usados nos cálculos são dados na Tabela 5.1.

TABELA 5.1

PARÂMETROS DA ATMOSFERA NEUTRA EM 120km

Temperatura	T = 355 K
Densidade numérica das partículas neutras	n(0) = 7,6 x 10 ¹⁰
	n(O ₂) = 7,5 x 10 ¹⁰
	n(N ₂) = 4,0 x 10 ¹¹

5.1.4 - ALTERAÇÕES DO MODELO DE ATMOSFERA NEUTRA PARA SIMULAR TEMPESTADES MAGNÉTICAS E ESTAÇÕES DO ANO, DURANTE ALTA E BAIXA ATIVIDADES SOLARES

São parâmetros de entrada do modelo de atmosfera neutra o K_p , que é o índice da atividade magnética planetária, o fluxo solar em 10.7 cm (F), a média do fluxo solar em 10,7 cm de seis rotações solares (\bar{F}), o dia juliano modificado (AMJD) e a declinação solar (δ_\odot). Considerou-se que apenas K_p é alterado durante tempestades magnéticas e a Tabela 5.2 mostra os valores de K_p ao longo de um dia calmo (KP1) e ao longo de um dia perturbado (KP2).

TABELA 5.2

VALORES DE K_p PARA DIA CALMO E PARA DIA PERTURBADO

	HORA LOCAL							
	1-3	4-6	7-9	10-12	13-15	16-18	19-21	22-00
KP1	2	2	2	2	2	2	2	2
KP2	2	4	6	8,33	9,33	8,33	6	4

Para simular as estações do ano (hemisfério sul) foram alterados os parâmetros F , \bar{F} , AMJD e δ_\odot , e para simular alta e baixa atividade solar foram alterados os valores de F , \bar{F} e AMJD. Na Tabela 5.3 são mostrados os modelos de atmosfera neutra que foram utilizados neste trabalho para as três estações do ano, para alta e baixa atividade solar e para períodos magneticamente calmos e perturbados.

TABELA 5.3

MODELOS DE ATMOSFERA NEUTRA UTILIZADOS NA SIMULAÇÃO

MODELO	K _p	F	F̄	AMJD	ε _θ	ESTAÇÃO DO ANO	ATIVIDADE SOLAR
A1	KP1	147	141	43674,48	23,26°	INVERNO	ALTA
A2	KP1	184	180	43947,48	0	EQUINÓCIO	ALTA
A3	KP2	184	180	43947,48	0	EQUINÓCIO	ALTA
A4	KP1	100	90	42487,48	0	EQUINÓCIO	BAIXA
A5	KP2	100	90	42487,48	0	EQUINÓCIO	BAIXA
A6	KP1	170	150	43857,48	-23,26°	VERÃO	ALTA

5.2 - VENTOS NEUTROS

O modelo de vento neutro meridional U_{θ} usado no programa foi o mesmo de Sterling et alii (1969). Ele é representado por uma função co-seno na dependência em hora local e uma amplitude que cresce com a latitude. Não há variação da velocidade do vento com altitude. A equação que representa este modelo é:

$$U_{\theta} = u_0 \frac{1 - \text{sen}(\theta + \Delta)}{(1 - \text{sen} \theta_0)} \left[\cos(\phi + \phi_0) + \epsilon_v \right] \quad (5.14)$$

onde:

$u_0 = \pm 175 \text{ m.s}^{-1}$; onde o sinal - deve ser usado se $(\theta + \Delta) \leq 90^{\circ}$ e o sinal + deve ser usado se $(\theta + \Delta) > 90^{\circ}$;

θ é a colatitude;

Δ é a latitude da qual o vento neutro diverge (dia) ou converge (noite);

θ_0 é um parâmetro arbitrário de normalização, o qual foi considerado igual a 60° ;

ϕ é a longitude, que é igual ao ângulo horário do Sol, neste trabalho;

- ϕ_0 é a fase da longitude e, portanto, determina a hora na qual o vento alcança sua velocidade máxima;
- ϵ_v é um parâmetro utilizado para produzir uma assimetria diurna no vento neutro (menores velocidades nas horas do dia, quando comparadas com as velocidades nas horas da noite) devido ao maior arrasto iônico durante o dia, que foi considerado igual a -0,25.

Portanto, introduzindo os parâmetros já escolhidos, tem-se:

$$U_{\theta} = \mp 175 \frac{1 - \text{sen}(\theta + \Delta)}{1 - \text{sen } 60} [\cos(\phi + \phi_0) - 0,25]. \quad (5.15)$$

A Figura 5.1 apresenta a velocidade do vento neutro, para o Hemisfério Norte como uma função da hora local para diferentes latitudes geográficas, durante o equinócio, obtida da Equação 5.15 com $\Delta = 0$ (equinócio) e $\phi_0 = -15^{\circ}$ (modelo V1) e $\phi_0 = 75^{\circ}$ (modelo V2). As velocidades no Hemisfério Norte são positivas em direção ao equador e no Hemisfério Sul são negativas em direção ao equador. As horas locais de inversão do vento neutro são 08:00 e 18:00 horas no modelo V1 e 02:00 e 12:00 horas no modelo V2.

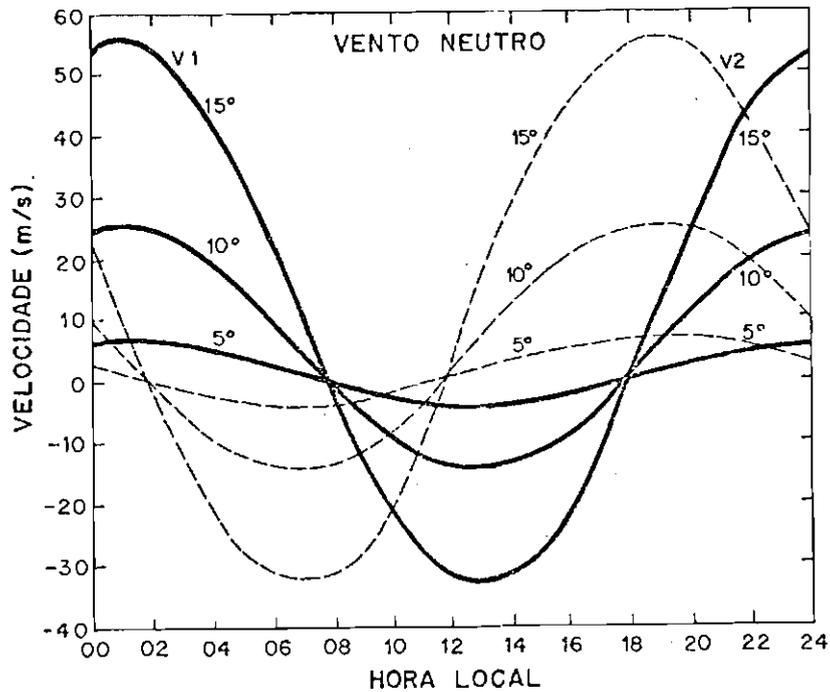


Fig. 5.1 - Velocidade do vento neutro para o Hemisfério Norte, como uma função da hora local, para diferentes latitudes geográficas, durante equinócio, para modelo V1 ($\phi_0 = -15^\circ$) e para modelo V2 ($\phi_0 = 75^\circ$).

FONTE: Sterling et alii (1969), p. 1010.

5.2.1 - ALTERAÇÕES DO MODELO DE VENTO PARA SIMULAR TEMPESTADES MAGNÉTICAS E ESTAÇÕES DO ANO

Os parâmetros de entrada do modelo de vento neutro atmosférico são a fase da longitude (ϕ_0) e a latitude da qual o vento diverge ou converge (Δ). Para condições magneticamente perturbadas utilizou-se $\phi_0 = 75^\circ$ que corresponde a 07:00 horas (hora local), com inversão do vento às 02:00 e às 12:00 horas (hora local) (modelo V2 da Figura 5.1). Neste modelo de vento V2, o vento meridional sopra em direção ao equador a partir das 12:00 horas (hora local) para simular uma inversão do vento durante as horas do dia, o que pode ser causado por uma deposição de energia em altas latitudes (Hernandez and Roble, 1976; Sipler and Biondi, 1979; Richmond, 1979) durante uma tempestade magnética. Para simular uma intensificação do vento meridional, que sopra em direção ao equador à noite, adicionou-se a amplitude do modelo V1

(magneticamente calmo) o valor de 100 m.s^{-1} de 19:00 às 22:00 horas (hora local) (modelo V4) e de 00:00 às 03:00 horas (hora local) (modelo V5).

Para simular as estações do ano alterou-se o valor de Δ , ou seja, $\Delta = 23,26^\circ$ para inverno no Hemisfério Sul, $\Delta = 0^\circ$ para equinócio e $\Delta = -23,26^\circ$ para verão no Hemisfério Sul. Na Tabela 5.4 são mostrados os modelos de vento neutro que foram utilizados para as três estações do ano e para alta e baixa atividades magnéticas. Deve-se observar que foram utilizados os mesmos modelos de vento neutro para a alta e para baixa atividade solar.

TABELA 5.4

MODELOS DE VENTO NEUTRO UTILIZADOS NA SIMULAÇÃO

MODELO	ϕ_0	Δ	ESTAÇÃO DO ANO	ATIVIDADE MAGNÉTICA	ADICIONA 100 m/s A U_0
V1	-15°	0°	EQUINÓCIO	BAIXA	NÃO
V2	75°	0°	EQUINÓCIO	ALTA	NÃO
V3	-15°	$-23,26^\circ$	VERÃO	BAIXA	NÃO
V4	-15°	0°	EQUINÓCIO	BAIXA	SIM (19 às 22 horas)
V5	-15°	0°	EQUINÓCIO	BAIXA	SIM (0 às 3 horas)
V6	-15°	$23,26^\circ$	INVERNO	BAIXA	NÃO

5.3 - DERIVA VERTICAL DO PLASMA IONOSFÉRICO

Os modelos de deriva vertical do plasma ionosférico na região equatorial utilizados neste trabalho foram baseados nos dados do radar de Jicamarca (Fejer et alii, 1979a). Estas derivas verticais são praticamente independentes da altura (Woodman, 1970). Abdu et alii (1981) e Batista (1986), analisando dados das derivas verticais de Jicamarca e Fortaleza, observaram diferenças significativas quanto ao com

portamento sazonal do pico da deriva que ocorre ao entardecer. Estas diferenças foram atribuídas aos diferentes ângulos de declinação magnética nas duas localidades, o que faz com que o horário do pôr do Sol nas duas regiões E conjugadas tenha uma dependência sazonal distinta em cada localidade e acarrete diferentes taxas de aumento do campo elétrico de polarização da região F (Batista, 1986). Portanto, para estas horas ao entardecer os valores das derivas verticais de Jicamarca foram substituídos por valores de derivas verticais calculadas utilizando ionogramas de Fortaleza (Batista, 1986). Os valores de $h'F$ (altura virtual mínima do traço ordinário) reduzidos de ionogramas de Fortaleza, a cada 15 minutos, permitem deduzir a variação temporal da altura da camada, ou seja, sua velocidade vertical aparente. Bittencourt e Abdu (1981) mostraram teoricamente que esta velocidade aparente da camada só é representativa de sua deriva vertical eletromagnética quando a camada está acima de, aproximadamente, 300 km de altura. Ao entardecer ocorre uma subida rápida da camada F, quando alturas acima de 300 km são freqüentemente atingidas. Portanto, nestas horas a ionossonda pode ser usada para inferir derivas verticais eletromagnéticas do plasma ionosférico equatorial (Batista, 1986).

Neste trabalho, nos cálculos da modelagem ionosférica, utilizaram-se como modelos de deriva as derivas determinadas no inverno e no verão durante alta atividade solar e nos equinócios de alta e baixa atividades solares (ciclo solar). Os dados de deriva vertical de Jicamarca, para baixa atividade solar, foram obtidos no período de 1975 a 1976 e para alta atividade solar, no período de 1968 a 1971, enquanto os dados de Fortaleza, utilizados nos horários do pico pré-reversão, foram obtidos no período de outubro de 1978 a setembro de 1979 para alta atividade solar. Nelson (1984), utilizando dados da ionossonda de Fortaleza, calculou a velocidade de deriva vertical do pico V_{zp} para baixa atividade solar (outubro de 1975 a janeiro de 1976) e para alta atividade solar (outubro de 1978 a janeiro de 1979) e observou que V_{zp} para baixa atividade solar foi de cerca de 50% do valor de V_{zp} para alta atividade solar. Portanto, neste trabalho, foi considerada uma redução de 50% no valor da deriva vertical máxima (V_{zp}) da atividade

de solar máxima de Fortaleza para representar condições de atividade solar mínima, e a curva nos horários próximos a este período foi ajustada convenientemente. A Figura 5.2 mostra os modelos de deriva para alta atividade solar para inverno (D1), equinócio (D2) e verão (D8) (não utilizado nos cálculos de modelagem) e para baixa atividade solar, equinócio (D3). Os demais modelos serão explicados na próxima seção

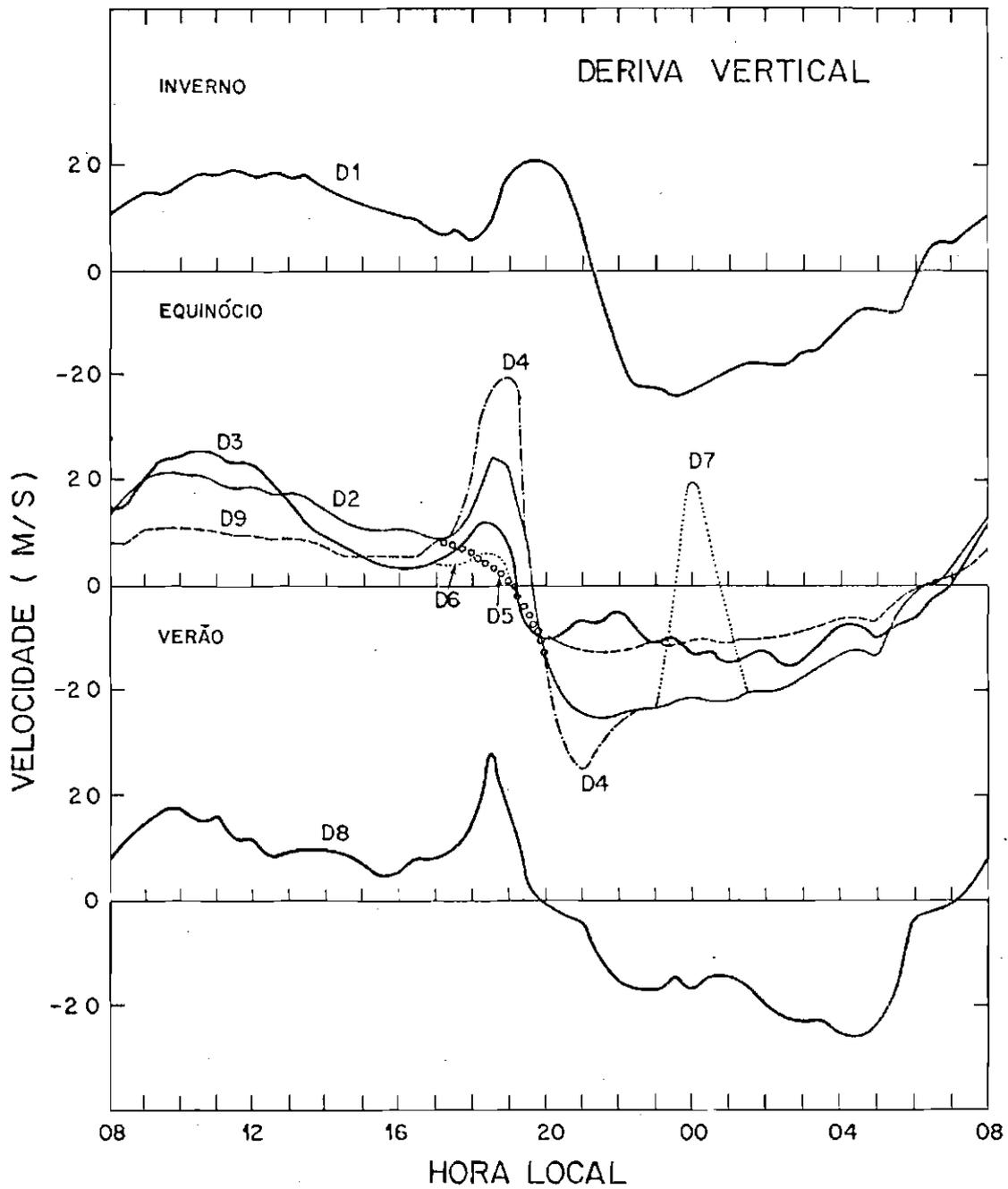


Fig. 5.2 - Derivas verticais na região equatorial para alta e baixa atividade magnética e para ciclos solares máximo e mínimo (equinócio).

- Vide texto para explicação dos modelos.

5.3.1 - ALTERAÇÕES NOS VALORES DA DERIVA VERTICAL UTILIZADOS PARA SIMULAR TEMPESTADES MAGNÉTICAS

Conforme discutido no Capítulo 2, normalmente ocorre uma inibição na deriva vertical da região equatorial, em torno do horário do pico pré-reversão durante períodos de atividade magnética alta, o que indica penetração em regiões equatoriais de campos elétricos zonais (Fejer, 1985), com sentido de leste para oeste, provenientes de altas latitudes. Buchau et alii (1983) utilizando dados de uma digisson localizada perto de Natal (coordenadas geográficas: $5,9^{\circ}\text{S}$, $35,3^{\circ}\text{O}$), durante a campanha BIME (Brazil Ionospheric Modification Experiment) em setembro de 1982, observaram uma inibição na deriva vertical em torno das 18:00 horas do dia 6 de setembro quando uma tempestade magnética forte ocorreu, tendo o Índice Dst atingido -303 gamas e ΣKp atingido 62. Utilizando dados da ionossonda de Fortaleza, foi calculada a velocidade de deriva vertical às 18:15 horas (hora local) dos dias 1 a 12 de setembro de 1982 e também observou-se uma inibição na deriva vertical no dia 6, conforme pode ser notado na Figura 5.3 (linha contínua), a qual apresenta também ΣKp de cada dia (linha tracejada). A redução na velocidade de deriva vertical ocorrida no dia 2 não está correlacionada com alta atividade magnética, conforme pode ser constatado pelo ΣKp deste dia.

Durante uma tempestade magnética a deriva vertical da região equatorial pode ser intensificada (Fejer, 1985; Gonzales et alii, 1979) nas horas do dia ou pode se inverter, chegando a atingir valores positivos (para cima) nas horas da noite. Isto indica penetração em baixas latitudes de campos elétricos zonais, com sentido de oeste para leste, provenientes de altas latitudes.

Os modelos de deriva de equinócio, correspondentes a períodos magneticamente calmos (D2 e D3), foram alterados convenientemente para simular estas penetrações em baixas latitudes de campos elétricos durante tempestades magnéticas. Todos os modelos de deriva utilizados na simulação estão apresentados na Figura 5.2. Para simular uma inibição na deriva vertical nos horários do pico pré-reversão, este pico foi eliminado no modelo D5 (ooo), correspondente à alta atividade solar e inibido no modelo D6 (...), correspondente à baixa atividade solar. Uma intensificação da deriva equatorial foi simulada introduzindo um pico na deriva em torno das horas do pico pré-reversão, modelo D4 (----) e outra introduzindo um pico na deriva em torno da 00:00 hora local, modelo D7 (...), ambos modelos correspondentes à alta atividade solar.

A influência de uma diminuição de 50% nas derivas de alta atividade solar, equinócio, de Jicamarca (08:00 às 16:30 horas (hora local) e 20:30 às 08:00 horas (hora local)), também foi analisada utilizando o modelo D9 (---), onde as derivas de Fortaleza, nas horas do pico pré-reversão (17:00 às 20:00 horas (hora local)), permaneceram inalteradas.

Deve-se observar que as alterações nos modelos de deriva utilizados para simular efeitos de tempestades magnéticas se limitaram a intervalos de poucas horas, permanecendo inalterado o modelo de deriva para as outras horas (equinócio alta atividade solar ou equinócio baixa atividade solar).

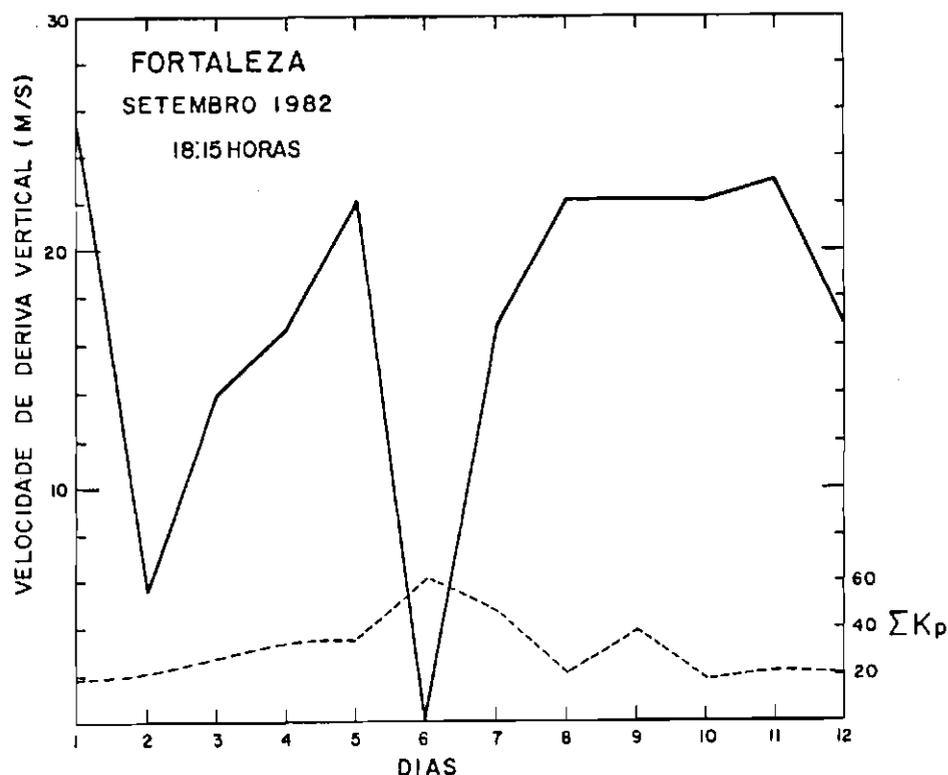


Fig. 5.3 - Velocidades de derivas verticais de Fortaleza, às 18:15 horas de 1 a 12 de setembro de 1982 (linha contínua) e ΣK_p para cada dia (linha tracejada).

- Note-se que a escala de ΣK_p se encontra no eixo vertical da direita.

5.4 - FLUXO DE RADIAÇÃO SOLAR E SEÇÕES TRANSVERSAIS DE ABSORÇÃO E IONIZAÇÃO

O fluxo de radiação solar incidente no extremo ultravioleta e as seções transversais de absorção e ionização para condições solares mínimas (modelo F2) foram obtidas de Hinteregger et alii (1965), os quais são baseados em observações de satélites e de foguetes.

Os mesmos parâmetros para condições solares máximas (modelo F1) foram obtidos de Torr et alii (1979).

5.5 - DIFUSÃO AMBIPOLAR E FREQUÊNCIA DE COLISÃO

Na ionosfera os íons se difundem através dos gases da atmosfera neutra e entre si. Neste trabalho, o qual considera apenas

o íon O^+ , é considerada apenas a difusão deste íon através do constituinte neutro O . De acordo com a Equação 4.11, o coeficiente de difusão ambipolar é dado por:

$$D_a = \frac{2 k T_\infty}{m_i \nu_{in}}, \quad (5.16)$$

onde ν_{in} é a frequência de colisão íon-neutro que é dada por:

$$\nu_{in} = \frac{k T_\infty n(0)}{m_i b_{in}}, \quad (5.17)$$

onde b_{in} é o parâmetro de colisão binária, o qual para o íon O^+ e o constituinte neutro O foi considerado como tendo o valor $3,7 \times 10^{16} \text{cm}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ (Bittencourt, 1975).

Então:

$$D_a = \frac{2 b_{in}}{n(0)}, \quad (5.18)$$

Seguindo o procedimento de Bittencourt (1975), será considerada a dependência do parâmetro de colisão binária com a temperatura T_n da atmosfera neutra como $(T_n/300)^{1/2}$. Portanto, substituindo b_{in} na Equação 5.18 por $b_{in} (T_n/300)^{1/2}$, tem-se:

$$D_{a1} = \frac{2 b_{in} (T_n/300)^{1/2}}{n(0)}. \quad (5.19)$$

Além do mais, de acordo com Sterling et alii (1969) e Anderson (1971) é adicionada a concentração $n_0 = 10^5 \text{ cm}^{-3}$ a $n(0)$ no denominador da Equação 5.19 com a finalidade de melhorar a estabilidade numérica. Portanto, nos cálculos foi utilizada a seguinte expressão para o coeficiente de difusão ambipolar:

$$D_{a2} = \frac{2 b_{in} (T/300)^{1/2}}{n(0) + n_0} \quad (5.20)$$

5.6 - IDENTIFICAÇÃO DOS MODELOS DE DERIVA, VENTO NEUTRO, ATMOSFERA NEUTRA E FLUXO SOLAR INCIDENTE (EUV) UTILIZADOS NA SIMULAÇÃO

Abaixo, são apresentados, de uma maneira resumida, todos os modelos de entrada do programa de computador da simulação ionosférica:

Derivas verticais da região equatorial:

- D1 - inverno, alta atividade solar, magneticamente calmo;
- D2 - equinócio, alta atividade solar, magneticamente calmo;
- D3 - equinócio, baixa atividade solar, magneticamente calmo;
- D4 - D2 com pico pré-reversão acentuado;
- D5 - D2 com pico pré-reversão suprimido;
- D6 - D3 com pico pré-reversão inibido;
- D7 - D2 com pico em torno da 00:00 hora local;
- D8 - verão, alta atividade solar, magneticamente calmo;
- D9 - D2 com derivas de Jicamarca multiplicadas por 0,5.

Ventos neutros:

- V1 - equinócio, magneticamente calmo;
- V2 - equinócio, magneticamente perturbado;
- V3 - verão, magneticamente calmo;
- V4 - V1 mais um pulso de 100 m.s^{-1} de 19:00 às 20:00 horas (hora local) dirigido para o equador;

- V5 - V1: mais um pulso de 100 m.s^{-1} de 00:00 às 03:00 horas (hora local) dirigido para o equador;
V6 - inverno, magneticamente calmo.

Atmosfera neutra:

- A1 - inverno; alta atividade solar, magneticamente calmo;
A2 - equinócio, alta atividade solar, magneticamente calmo;
A3 - equinócio, alta atividade solar, magneticamente perturbado ($\bar{s}0$ Kp);
A4 - equinócio, baixa atividade solar, magneticamente calmo;
A5 - equinócio, baixa atividade solar, magneticamente perturbado ($\bar{s}0$ Kp);
A6 - verão, alta atividade solar, magneticamente calmo.

Fluxo solar incidente (EUV):

- F1 - alta atividade solar;
F2 - baixa atividade solar.

5.7 - MODELOS UTILIZADOS NA SIMULAÇÃO

A Tabela 5.5 apresenta todas as combinações dos modelos descritos na Seção anterior que foram utilizados na simulação com a descrição dos parâmetros que foram analisados. Deve-se observar que apenas os modelos M14 a M19 correspondem à baixa atividade solar.

TABELA 5.5

MODELOS UTILIZADOS NA SIMULAÇÃO

MODELO	DERIVA	FLUXO SOLAR (EUV)	VENTO NEUTRO	ATMOSFERA NEUTRA	A N A L I S E D E:
M1	D2	F1	V1	A2	Referência: alta atividade solar, equinócio, magneticamente calmo.
M2	D1	F1	V1	A2	Deriva de inverno, atmosfera neutra e vento de equinócio.
M3	D2	F1	V1	A1	Atmosfera neutra de inverno, vento e deriva de equinócio.
M4	D2	F1	V6	A1	Atmosfera neutra e vento de inverno, deriva de equinócio.
M5	D1	F1	V6	A1	Atmosfera neutra, vento e deriva de inverno.
M6	D2	F1	V1	A6	Atmosfera neutra de verão, vento e deriva de equinócio.
M7	D2	F1	V3	A6	Atmosfera neutra e vento de verão, deriva de equinócio.
M8	D5	F1	V1	A2	Atmosfera neutra e vento de equinócio, deriva com pico pré-reversão suprimido.
M9	D2	F1	V2	A2	Atmosfera neutra e deriva de equinócio, vento magneticamente perturbado.
M10	D2	F1	V1	A3	Deriva e vento de equinócio, atmosfera neutra magneticamente perturbada.
M11	D5	F1	V2	A3	Atmosfera neutra, vento e deriva magneticamente perturbados.
M12	D7	F1	V1	A2	Atmosfera neutra e vento de equinócio, pico na deriva em torno de 00:00 hora.
M13	D4	F1	V1	A2	Atmosfera neutra e vento de equinócio, pico pré-reversão acentuado.
M14	D2	F2	V1	A4	Atmosfera neutra e vento de equinócio B.A.S.* e deriva de equinócio A.A.S.**
M15	D3	F2	V1	A4	Referência: B.A.S.* equinócio, magneticamente calmo.
M16	D3	F2	V2	A4	Atmosfera neutra e deriva de equinócio, vento magneticamente perturbado.
M17	D3	F2	V1	A5	Deriva e vento de equinócio, atmosfera neutra magneticamente perturbada.
M18	D6	F2	V1	A4	Atmosfera neutra e vento de equinócio, deriva com pico pré-reversão inibido.
M19	D6	F2	V2	A5	Atmosfera neutra, vento e deriva magneticamente perturbados.
M20	D9	F1	V1	A2	Atmosfera neutra e vento de equinócio, derivas de Jicamarca x 0,5.
M21	D2	F1	V4	A2	Atmosfera neutra e deriva de equinócio, pulso no vento de 19:00 às 22:00 horas, dirigido para o equador.
M22	D2	F1	V5	A2	Atmosfera neutra e deriva de equinócio, pulso no vento de 00:00 às 03:00 horas, dirigido para o equador.

B.A.S.* - baixa atividade solar

A.A.S.** - alta atividade solar

CAPÍTULO 6

RESULTADOS DA MODELAGEM IONOSFÉRICA

6.1 - INTRODUÇÃO

Nos cálculos da simulação ionosférica que se iniciaram às 05:00 horas (hora local) e terminaram às 05:00 horas do outro dia, utilizou-se um passo em ϕ de $7,5^{\circ}$ (meia hora). No programa de computador são dados de entrada a altitude equatorial inicial de cada linha de campo magnético e as horas (ϕ) inicial e final que limitam a evolução no tempo da linha de campo em função da deriva equatorial, pois se considera que as linhas de campo magnético estão congeladas no plasma ionosférico. A densidade eletrônica é então calculada ao longo de cada linha de campo a cada intervalo de tempo de meia hora. Estabeleceu-se para cada modelo de deriva analisado determinado número de linhas de campo magnético que, subindo ou descendo (dependendo da hora) junto com o plasma ionosférico, permitiram cobrir o perfil eletrônico com resolução de 30 km da altura, em torno do pico da densidade eletrônica, nas latitudes de interesse deste trabalho, que foram -1° (Fortaleza) e -13° (Cachoeira Paulista). Foram feitas interpolações em latitude (-1° e -13°) e foram obtidos os perfis eletrônicos para estas latitudes. A seguir, para cada perfil vertical eletrônico obtido, foram feitas interpolações, a cada 5 km de altura, e as frequências críticas de cada perfil e suas correspondentes alturas foram então obtidas. As curvas de f_0F_2 e hmF_2 , assinaladas, são apresentadas de 06:00 às 05:00 horas (hora local). Os primeiros passos da integração possuem influências das condições iniciais que foram densidades eletrônicas nulas ao longo da linha de campo inicial. Neste trabalho consideraram-se as curvas de f_0F_2 e hmF_2 de equinócio, alta atividade solar e magneticamente calmo (modelo M1, de acordo com a Tabela 5.5), como as curvas de referências, e procurou-se analisar o efeito da variação de cada parâmetro de entrada na obtenção de f_0F_2 e hmF_2 relativo a estas curvas.

6.2 - COMPARAÇÕES DE MEDIDAS DE IONOSSONDA COM MODELOS

As médias mensais e os desvios padrões, para cada hora, dos valores de f_0F_2 e h_pF_2 de Cachoeira Paulista e Fortaleza, obtidos por ionossonda, foram calculados para março de 1979 e setembro de 1978. Estas medidas são representativas de equinócio, alta atividade solar, magneticamente calmo (são os dias calmos foram considerados no cálculo das médias) e são apresentadas nas Figuras 6.1, 6.2, 6.3 e 6.4, juntamente com os resultados da modelagem de equinócio, alta atividade solar, magneticamente calmo (modelo M1). Neste modelo M1 os parâmetros de entrada da atmosfera neutra são de março de 1979, enquanto o fluxo de radiação solar incidente (EUV) (Torr et alii, 1979) foi medido no dia 22 de janeiro de 1979. Na Figura 6.1 observa-se que os valores de f_0F_2 do modelo M1 (—) de Cachoeira Paulista apresentam uma variação diurna semelhante às medidas, situando-se entre as medidas de março de 1979 (ooo) e setembro de 1978 (...), entre 06:00 e 20:00 horas. Entretanto o modelo apresenta uma queda mais rápida nos valores de f_0F_2 a partir das 21:00 horas. As alturas h_mF_2 do modelo, conforme pode ser observado na Figura 6.2, acompanham a variação diurna das medidas (h_pF_2) de 06:00 às 14:00 horas e a partir daí são mais altas. Os valores de f_0F_2 medidos de Fortaleza (Figura 6.3), de março de 1979 e de setembro de 1978, são mais altos, nas horas do dia, que os do modelo M1. Isto evidencia que os valores de deriva vertical utilizados no modelo M1 para estas horas são mais altos que as derivas reais de Fortaleza, pois quanto maior o valor da deriva vertical mais ionização é retirada das regiões equatoriais, com consequente diminuição de f_0F_2 , e transportada para baixas latitudes pelo efeito fonte. Entretanto, outros parâmetros devem ser considerados, como por exemplo, o vento neutro. À noite, quanto maior (em módulo) o valor da deriva vertical menor o valor de f_0F_2 em Fortaleza. As alturas h_mF_2 do modelo, de Fortaleza, de acordo com a Figura 6.4, apresentam um comportamento diurno bem semelhante ao das medidas (h_pF_2) de setembro de 1978; porém se encontram bem abaixo das medidas (h_pF_2) de março de 1979. Observa-se nas Figuras 6.1 a 6.4 que as medidas, principalmente as de março de 1979, apresentam falhas nas horas da noite, em Fortaleza, devido à presença

do traço F espalhado que impede a redução dos ionogramas nestas horas. Observou-se também, nestas figuras, que o número de medidas, principalmente em Fortaleza, em muitos horários é muito pequeno.

Para analisar a influência de valores de deriva mais baixos que os usados nos modelos M1, considerou-se o modelo M20, no qual as derivas de 20:30 às 16:30 horas (de Jicamarca) foram reduzidas de 50%. Os resultados deste modelo M20 (+++) são também apresentados nas Figuras 6.1 a 6.4. Na Figura 6.1 observa-se que f_0F_2 do modelo M20 se aproxima mais de f_0F_2 medidos nas horas da noite, ou seja, maior ionização foi mantida nestes horários; entretanto, os valores de f_0F_2 deste modelo em geral ficaram abaixo das medidas. Na Figura 6.3, de Fortaleza, observa-se que nas horas do dia os valores de f_0F_2 para o modelo M20 (+++) situaram-se entre os valores medidos de março de 1979 e setembro de 1978. Houve melhor concordância entre as alturas obtidas por este modelo M20 e as alturas medidas em Cachoeira Paulista e em Fortaleza, comparadas com as alturas obtidas pelo Modelo M1.

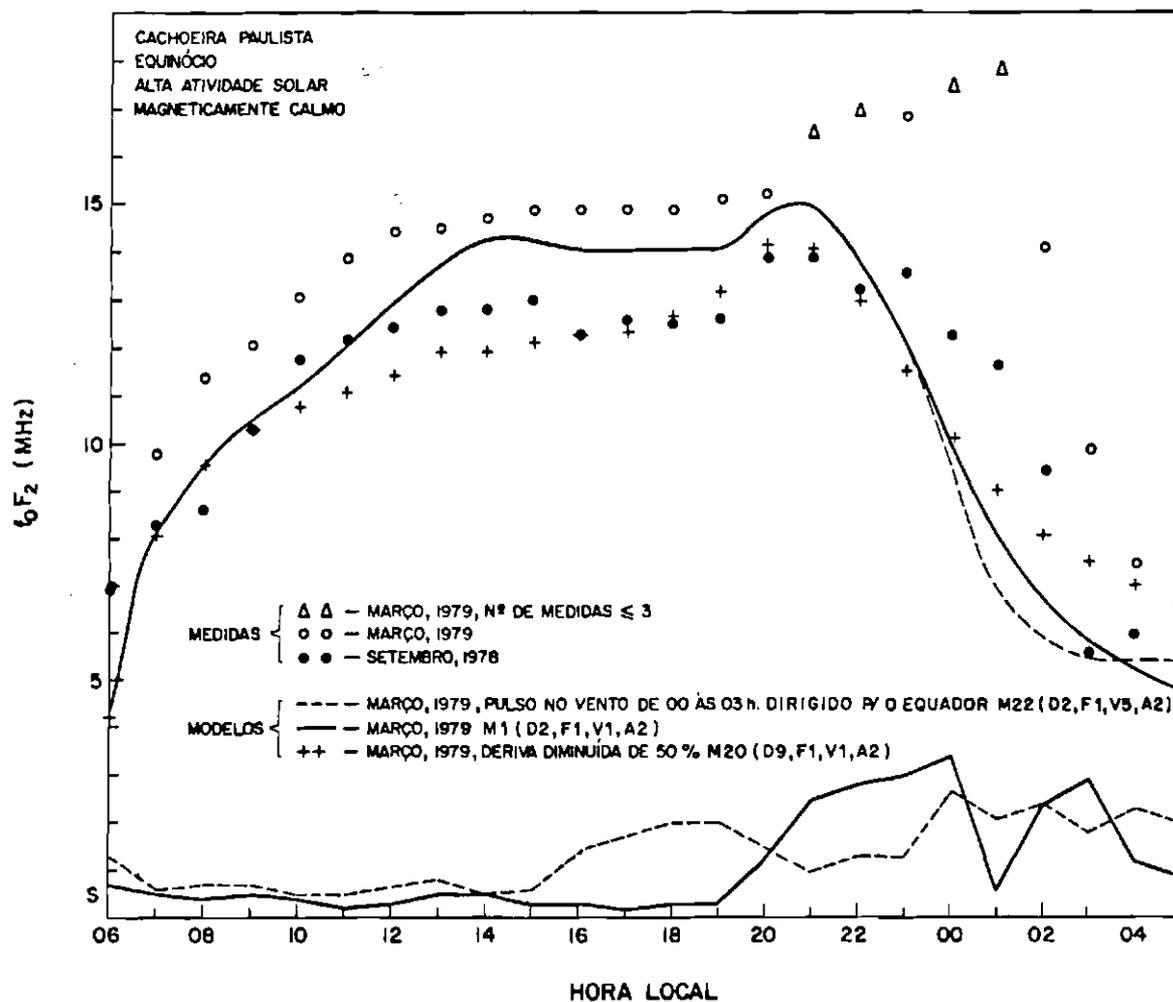


Fig. 6.1 - Comparação entre as médias mensais das frequências f_0F_2 medidas pela ionossonda de Cachoeira Paulista e as frequências f_0F_2 calculadas pela simulação numérica.

- Mostram-se também, na parte inferior do gráfico, os desvios padrões das medidas de março de 1979 (—) e de setembro de 1978 (---).

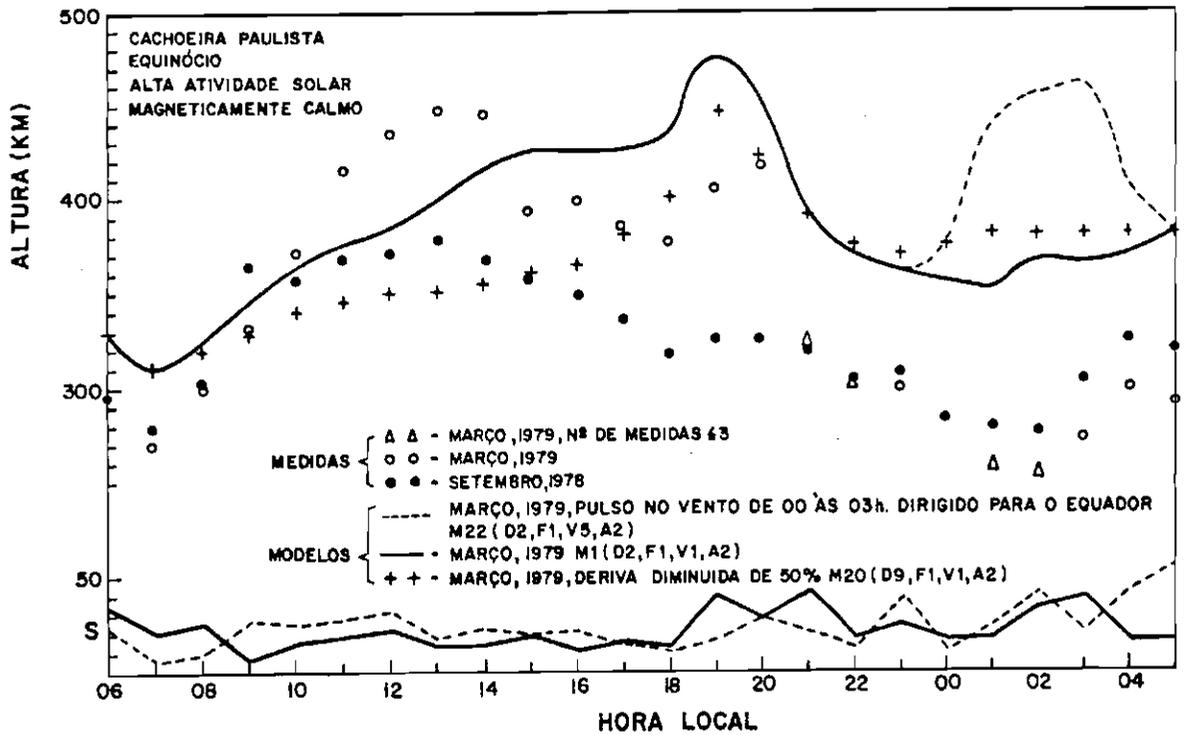


Fig. 6.2 - Comparação entre as médias mensais das alturas $h_p F_2$ medidas pela ionossonda de Cachoeira Paulista e $h_m F_2$ calculadas pela simulação numérica.

- Mostram-se também, na parte inferior do gráfico, os desvios padrões das medidas de março de 1979 (—) e de setembro de 1978 (---).

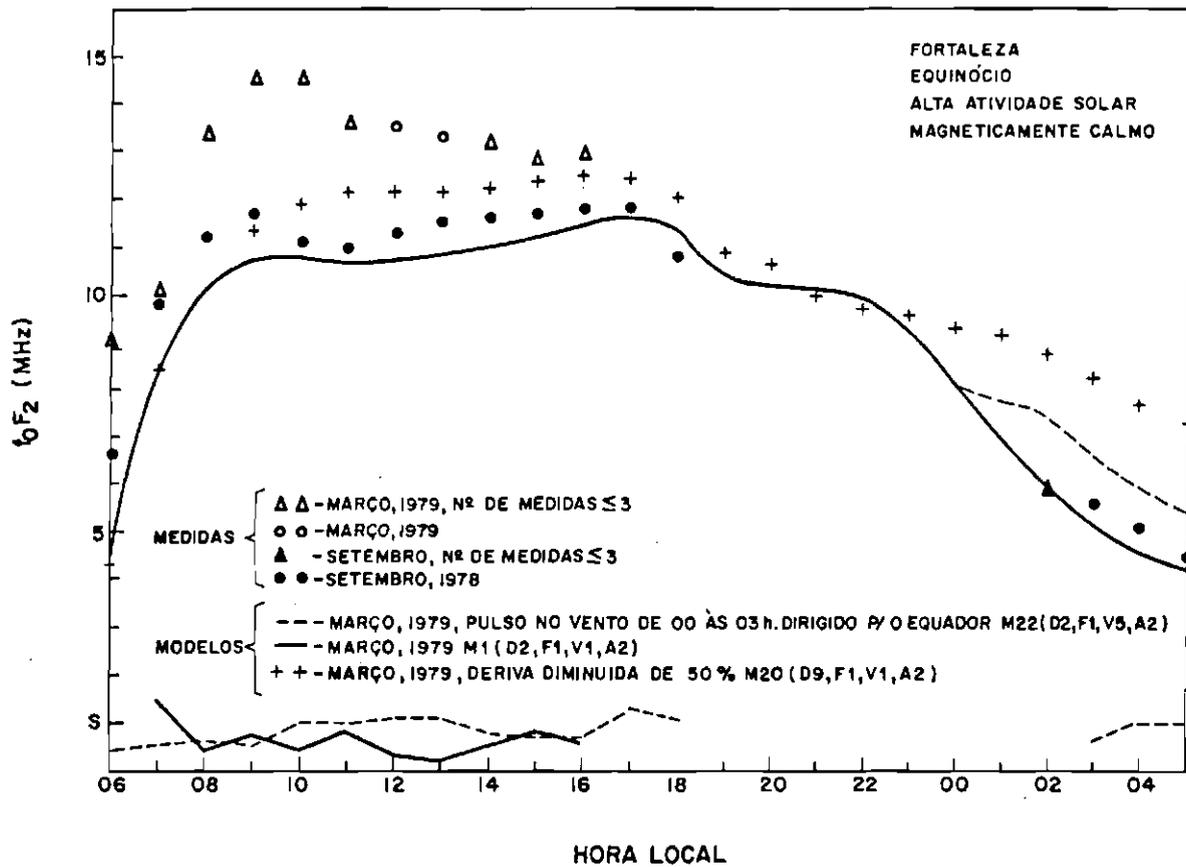


Fig. 6.3 - Comparação entre as médias mensais das frequências f_0F_2 medidas pela ionossonda de Fortaleza e as frequências f_0F_2 calculadas pela simulação numérica.

- Mostram-se também, na parte inferior do gráfico, os desvios padrões das medidas de março de 1979 (—) e de setembro de 1978 (---).

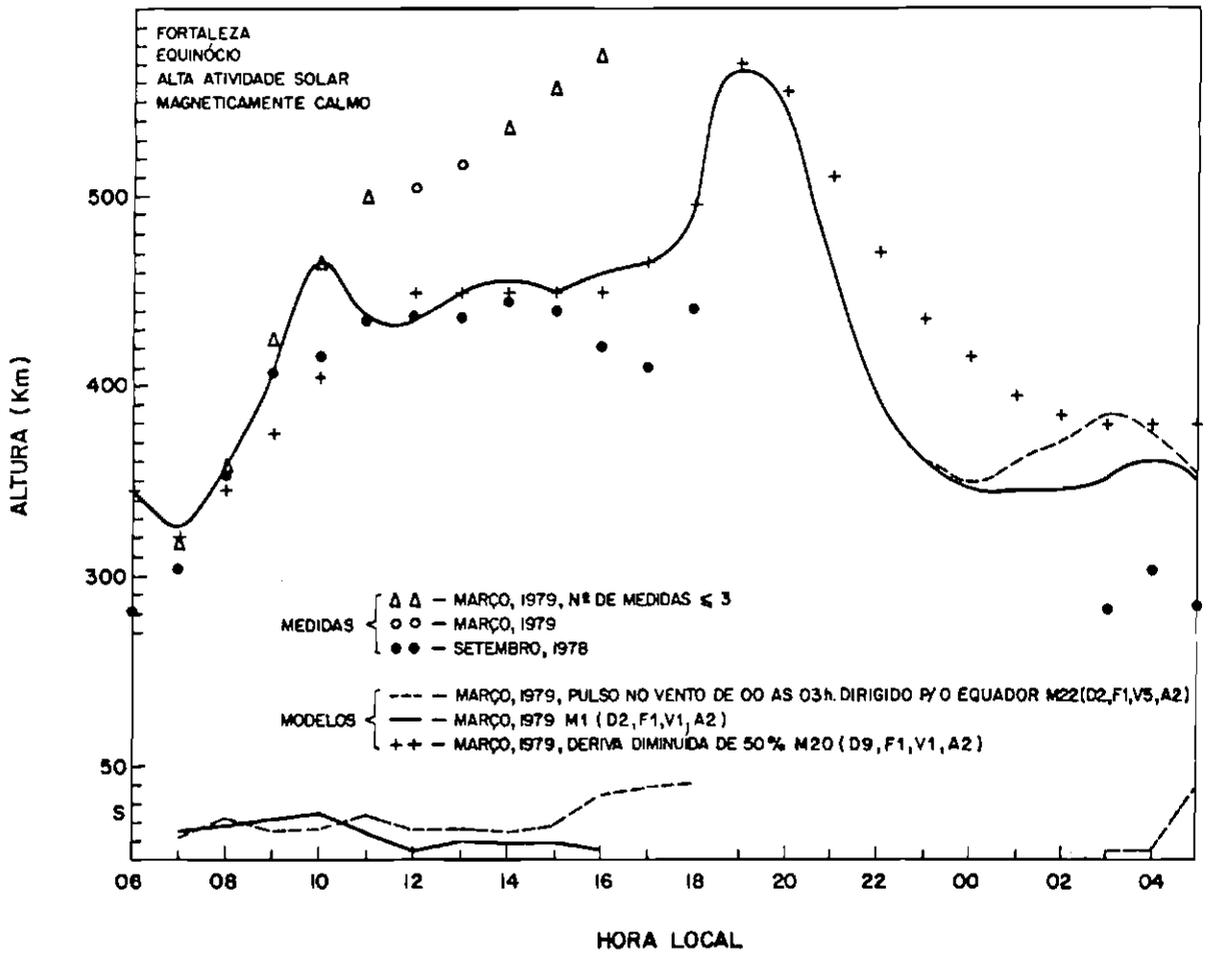


Fig. 6.4 - Comparação entre as médias mensais das alturas $h_p F_2$ medidas pela ionossonda de Fortaleza e $h_m F_2$ calculadas pela simulação numérica.

- Mostram-se também, na parte inferior do gráfico, os desvios padrões das medidas de março de 1979 (—) e de setembro de 1978 (---).

A influência do vento neutro meridional na obtenção de f_0F_2 e hmF_2 foi analisada introduzindo um pulso no vento de 100 m.s^{-1} de 00:00 às 03:00 horas, soprando em direção ao equador (modelo M22) e também através de um pulso no vento de igual amplitude e sentido, de 19:00 às 22:00 horas (modelo M21). Os resultados do modelo M22 estão apresentados nas Figuras 6.1 a 6.4 (---). Observa-se na Figura 6.1 que este pulso no vento (modelo M22) abaixou ainda mais a ionização de Cachoeira Paulista, se comparada com a do modelo M1, apesar de as alturas hmF_2 do modelo M22 para esta localidade terem se elevado substancialmente, conforme pode ser constatado pela Figura 6.2. Observa-se nas Figuras 6.3 e 6.4, de Fortaleza, que a densidade de pico e a altura do pico da camada subiram entre 00:00 e 05:00 horas, relativo ao modelo M1. Esta diminuição da densidade em Cachoeira Paulista e o aumento em Fortaleza podem ser explicados por transporte de ionização ao longo das linhas de campo magnético pela ação do pulso no vento neutro que sopra em direção ao equador, os quais possuem forte dependência da distribuição latitudinal do pico da ionização. Estando o pico da anomalia de Appleton (efeito fonte) entre Cachoeira Paulista e Fortaleza, um vento soprando em direção ao equador, como é o caso do modelo M22, abaixaria a ionização máxima em Cachoeira Paulista e a subiria em Fortaleza, elevando a altura do pico da densidade máxima nas duas estações. Este fenômeno ocorre porque a densidade presente em Cachoeira Paulista é transportada para latitudes mais baixas e é substituída por uma densidade, cujo pico de densidade era menor, proveniente de latitudes maiores, enquanto o contrário ocorre em Fortaleza. Provavelmente é o que ocorreu devido à presença deste pulso no vento de 00:00 às 03:00 horas.

6.3 - INFLUÊNCIA NOS VALORES DE f_0F_2 e hmF_2 DE UM PULSO NO VENTO DE 19:00 ÀS 22:00 HORAS

Na Figura 6.5 estão apresentados f_0F_2 e hmF_2 do modelo M21 (pulso no vento de 19:00 às 22:00 horas) e do modelo M1 (alta atividade solar, equinócio, magneticamente calmo). Observa-se nesta figura que f_0F_2 de Cachoeira Paulista do modelo M21 é inferior ao f_0F_2 do

modelo M1 de 19:00 às 22:30 horas e a partir deste horário é superior até às 05:00 horas, sendo que f_0F_2 de Fortaleza apresenta comportamento bem semelhante. A altura hmF_2 elevou-se tanto em Cachoeira Paulista quanto em Fortaleza, porém de um valor bem maior em Cachoeira Paulista, devido ao pulso no vento neutro. Aparentemente, em Cachoeira Paulista o efeito fonte ainda estava atuando, ou seja, a ionização estava sendo transportada das regiões equatoriais para baixas latitudes nestes horários e o papel do vento foi inibir o desenvolvimento do pico do efeito fonte em torno das 21:00 horas. Como a camada se elevou, a ionização foi preservada nos outros horários fora do pico da anomalia (22:30 às 05:00 horas). Foi também analisada a influência de um pico no vento neutro, de 100 m.s^{-1} , soprando em direção aos pólos, de 19:00 às 22:00 horas e de 00:00 às 03:00 horas. O efeito de ambos foi diminuir sensivelmente f_0F_2 a partir do horário em que este pulso passou a agir, perdurando esta redução ao longo da noite. Portanto, o valor da maior densidade das medidas em Cachoeira Paulista, a partir das 21:00 horas (Figura 6.1), não pode ser explicado, nestas simulações, por um pulso de curta duração no vento neutro.

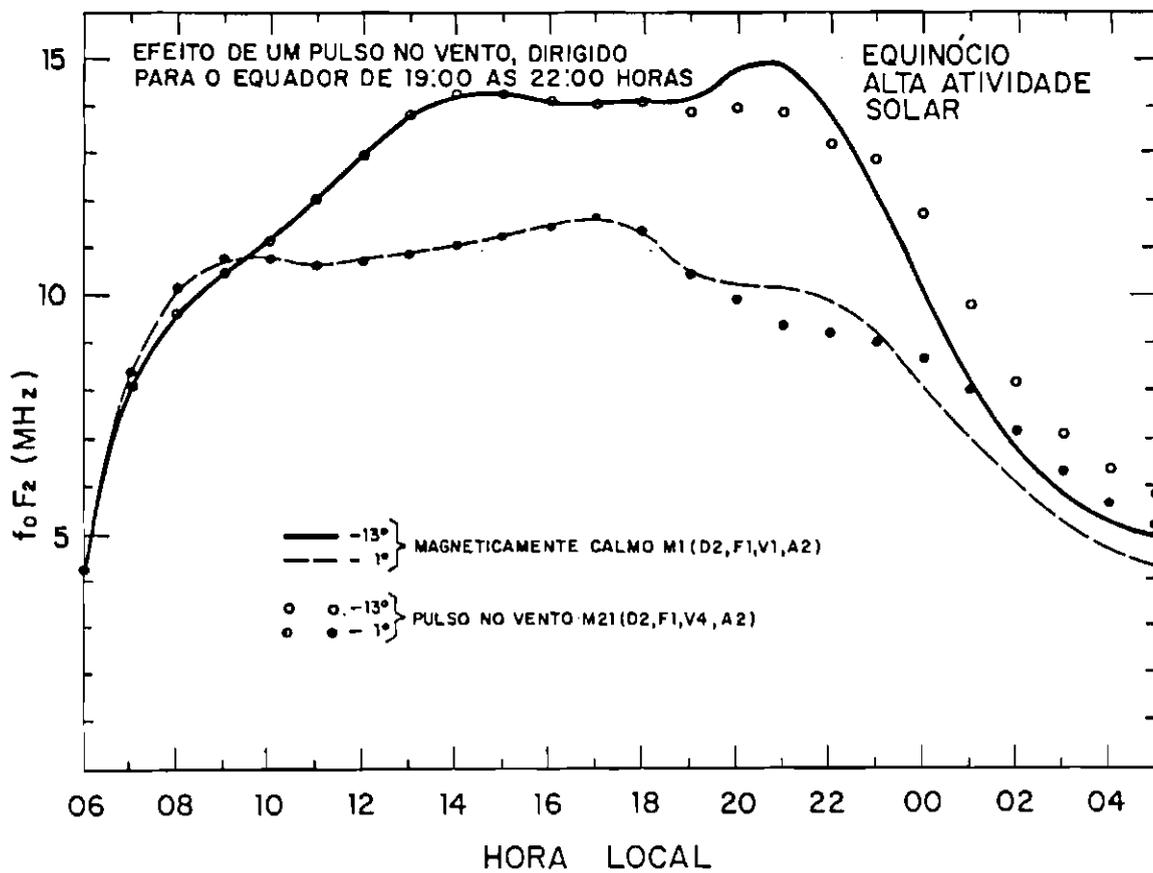
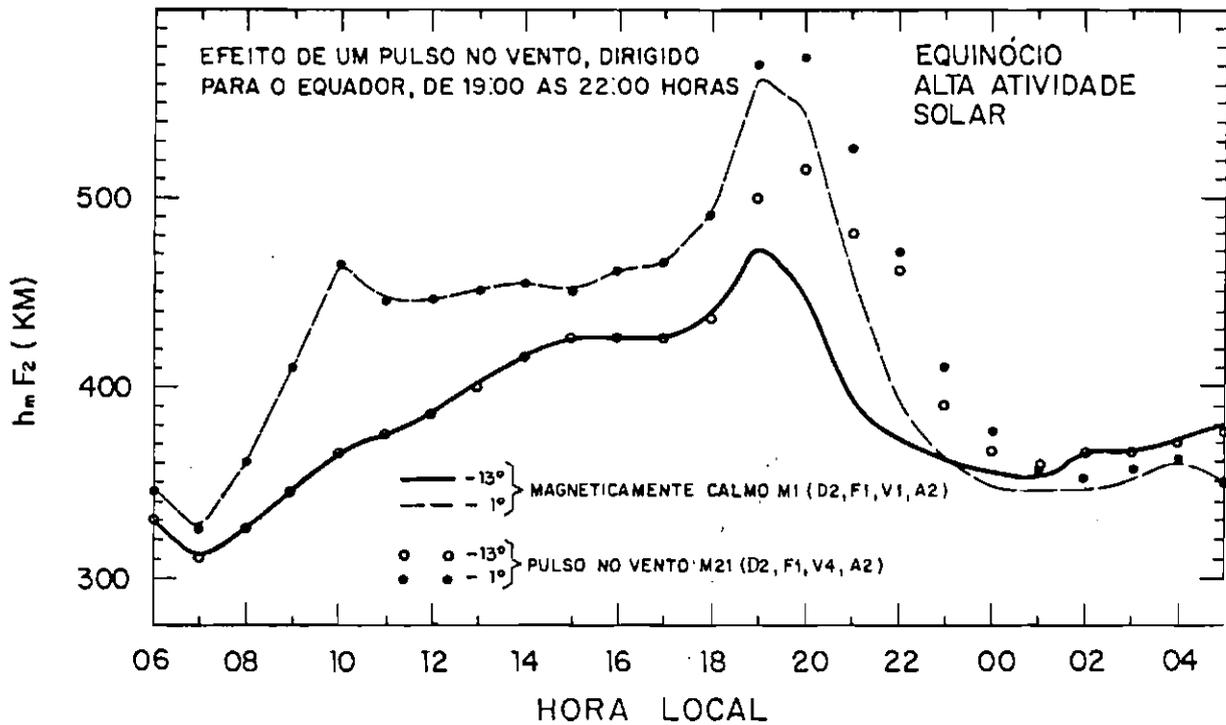


Fig. 6.5 - Parâmetros $f_o F_2$ e $h_m F_2$ calculados utilizando o modelo M21 que possui um pulso de 100 m.s^{-1} no vento, atuando de 19:00 às 22:00 horas e utilizando o modelo M1.

6.4 - SIMULAÇÃO DAS ESTAÇÕES DO ANO

As estações do ano, inverno e verão, foram simuladas apenas para a alta atividade solar e magneticamente calmo. Os modelos de deriva vertical utilizados na simulação, correspondentes a períodos magneticamente calmos e à alta atividade solar, foram obtidos de medidas de ionossonda de Fortaleza, nas horas em torno do pico pré-reversão, e de medidas de radar de espalhamento incoerente de Jicamarca nas demais horas. Conforme pode ser observado na Figura 5.2, a deriva de inverno apresenta um comportamento bem diferente da deriva de equinócio, alta atividade solar, principalmente com relação ao horário da inversão que é em torno de 21:15 horas, enquanto para equinócio este horário é 19:30 horas. A deriva de verão não apresenta grandes diferenças com relação à deriva de equinócio, alta atividade solar, e portanto não foi utilizada nos cálculos. As comparações são sempre relativas ao modelo M1; portanto, este modelo não será mais citado como referência, daqui por diante.

6.4.1 - SIMULAÇÃO DE f_0F_2 E hmF_2 DE INVERNO

6.4.1.1 - EFEITO DA DERIVA DE INVERNO

Inicialmente utilizou-se o modelo M2, que possui atmosfera neutra e vento de equinócio, alta atividade solar, porém possui deriva de inverno. Os resultados deste modelo estão apresentados nas Figuras 6.6 e 6.7, junto com os resultados do modelo M1. Observa-se que o efeito de utilizar o modelo M2 com deriva de inverno, que possui hora de inversão mais tarde que da deriva de equinócio, foi elevar a densidade do pico da camada F_2 (Figura 6.6), atrasar o pico diurno (23:00 horas) e manter a ionização mais alta nas horas da noite, para Cachoeira Paulista, enquanto em Fortaleza mais ionização foi retirada entre 19:00 e 00:00 horas. As alturas hmF_2 , do modelo M2, foram maiores em Cachoeira Paulista e Fortaleza (Figura 6.7) entre 19:30 e 02:00 horas.

Uma deriva que apresentasse uma inversão mais tarde que 19:30 horas, nos dias em que se calculou a média dos valores medidos de f_0F_2 (Figura 6.1), poderia fornecer resultados de modelagem que se aproximassem melhor das médias das medidas a partir das 21:00 horas. Entretanto, verificando os dados ($h'F$) utilizados nos cálculos das derivas de Fortaleza, constatou-se que o horário de inversão, nestes dias, esteve em torno de 19:00 horas.

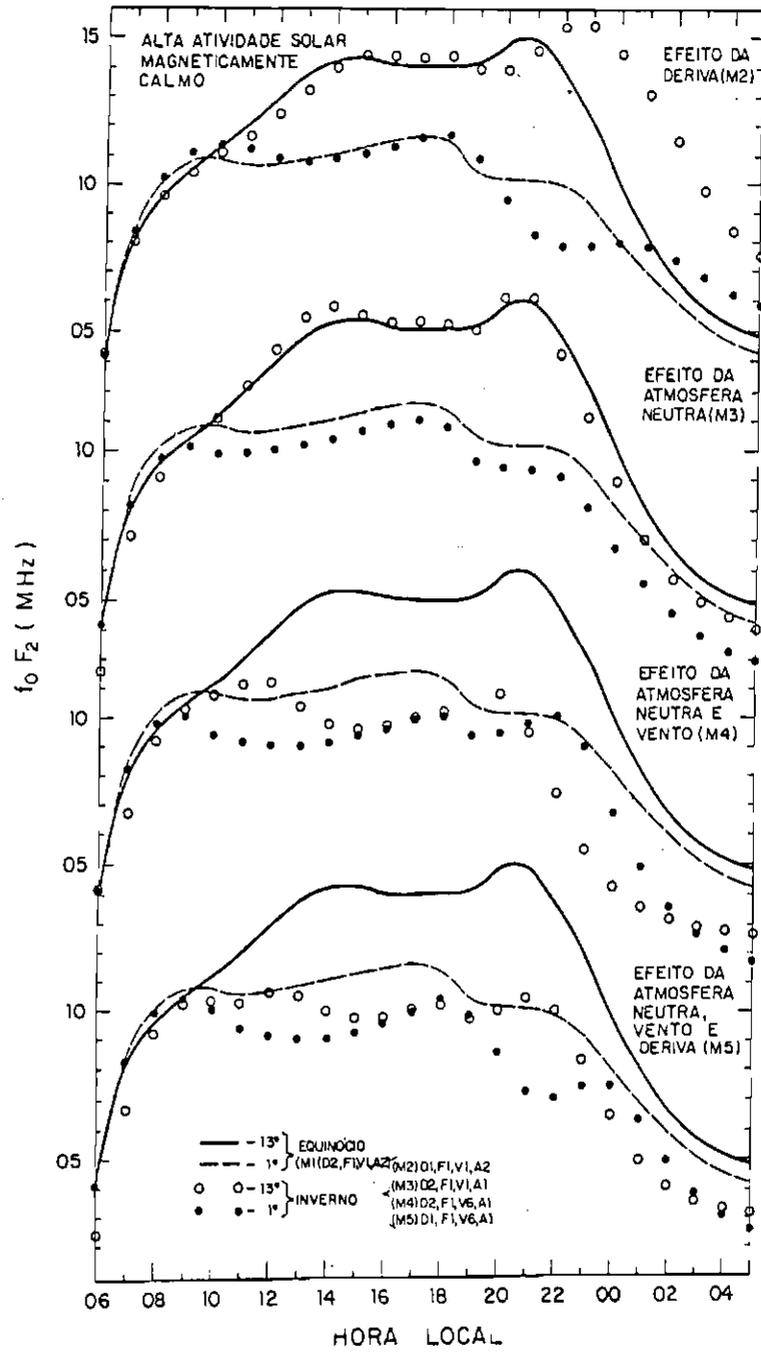


Fig. 6.6 - Parâmetro f_0F_2 calculado utilizando os modelos M2, M3, M4 e M5, de inverno, e utilizando o modelo M1.

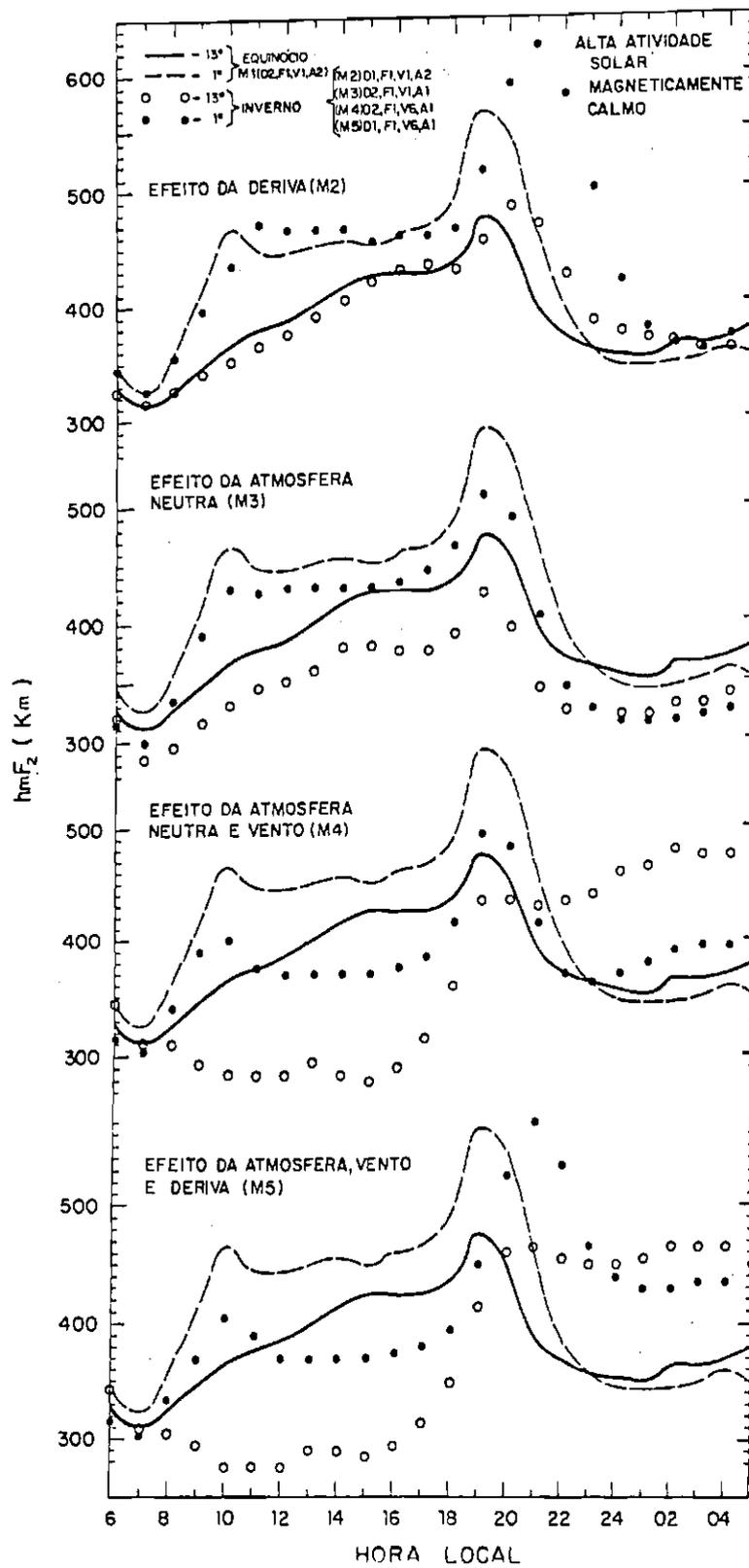


Fig. 6.7 - Parâmetro hmF_2 calculado utilizando os modelo M2, M3, M4 e M5 de inverno, e utilizando o modelo M1.

6.4.1.2 - EFEITO DA ATMOSFERA NEUTRA DE INVERNO

Utilizando o modelo M3, o qual possui apenas os parâmetros da atmosfera neutra de inverno e vento e deriva de equinócio, observa-se na Figura 6.6 que a densidade de pico (f_0F_2) em Fortaleza abaixou em todos os horários, enquanto em Cachoeira Paulista f_0F_2 só abaixou nos horários da noite e apresentou pequenos acréscimos nas horas do dia. A altura hmF_2 (Figura 6.7) abaixou em todos os horários para Fortaleza e para Cachoeira Paulista.

6.4.1.3 - EFEITO DA ATMOSFERA NEUTRA E VENTO DE INVERNO

Utilizando o modelo M4, o qual possui atmosfera neutra e vento de inverno e deriva de equinócio, observa-se na Figura 6.6 que a inclusão do vento abaixou sensivelmente f_0F_2 de Cachoeira Paulista e Fortaleza, pois a amplitude do vento cresce com a latitude a partir do ponto subsolar. Na Figura 6.7 observa-se que o vento neutro abaixou sensivelmente a altura do pico (hmF_2) nas horas do dia, quando sopra em direção aos pólos no Hemisfério Sul, e elevou hmF_2 , também substancialmente nas horas da noite, quando sopra em direção ao equador, tanto em Cachoeira Paulista quanto em Fortaleza.

6.4.1.4 - EFEITO DA ATMOSFERA NEUTRA, VENTO E DERIVA DE INVERNO

Utilizando o modelo M5, o qual possui todos os parâmetros de inverno, observa-se nas Figuras 6.6 e 6.7 que o efeito da deriva de inverno foi retardar (21:00 horas) os picos noturnos de f_0F_2 e hmF_2 presentes em Cachoeira Paulista e Fortaleza, comparados com os resultados do modelo M4.

6.4.2 - SIMULAÇÃO DE f_0F_2 e hmF_2 DE VERÃO

6.4.2.1 - EFEITO DA ATMOSFERA NEUTRA DE VERÃO

Utilizando o modelo M6, o qual possui atmosfera neutra de verão e vento e deriva de equinócio, observa-se na Figura 6.8 que f_0F_2 e hmF_2 abaixaram tanto em Cachoeira Paulista quanto em Fortaleza.

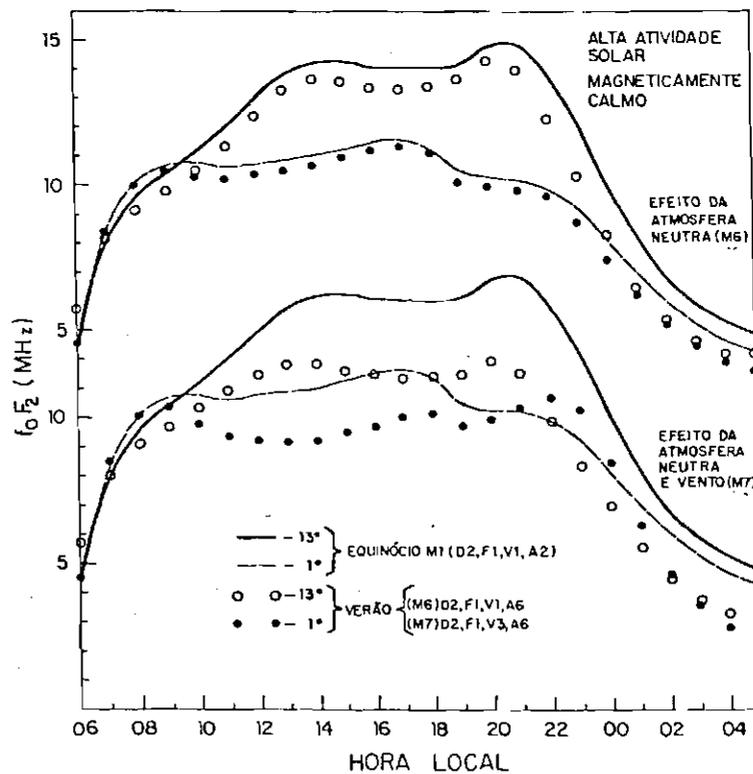
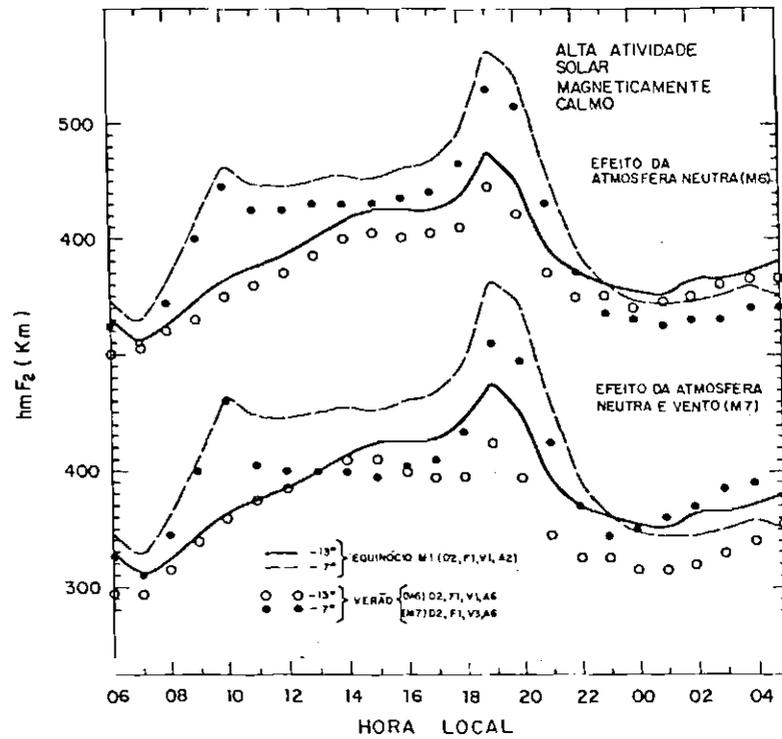


Fig. 6.8 - Parâmetros f_0F_2 e hmF_2 calculados utilizando os modelos M6 e M7, de verão, e utilizando o modelo M1.

6.4.2.2 - EFEITO DA ATMOSFERA NEUTRA E VENTO DE VERÃO

Utilizando o modelo M7, que possui atmosfera neutra e vento de verão e deriva de equinócio, observa-se que o efeito do vento (Figura 6.8) foi abaixar ainda mais f_0F_2 até 20:30 horas, formar um pico em torno das 22:00 horas e abaixar ainda mais f_0F_2 nas horas da noite, em Fortaleza, enquanto em Cachoeira Paulista o efeito do vento foi abaixar f_0F_2 em todos os horários. A altura de hmF_2 abaixou nas horas do dia e elevou nas horas da noite em Fortaleza, enquanto em Cachoeira Paulista abaixou a partir das 17:00 horas.

6.5 - SIMULAÇÃO DAS TEMPESTADES MAGNÉTICAS PARA ALTA ATIVIDADE SOLAR

As tempestades magnéticas foram simuladas para o equinócio e alta atividade solar. Procurou-se analisar o efeito da variação de cada parâmetro separadamente e o efeito da ação de todos os parâmetros agindo simultaneamente, sempre relativos ao modelo de equinócio, alta atividade solar e magneticamente calmo (modelo M1).

6.5.1 - EFEITO DA ATMOSFERA NEUTRA MAGNETICAMENTE PERTURBADA

Observa-se na Figura 6.9 que o efeito do modelo M10, o qual possui atmosfera neutra magneticamente perturbada e deriva e vento de equinócio magneticamente calmos, foi de apenas abaixar levemente a ionização de pico em Fortaleza e Cachoeira Paulista. Na Figura 6.10 observa-se que as alturas hmF_2 praticamente permaneceram inalteradas quando se utilizou o modelo M10. O aumento em K_p equivalente a um aumento na temperatura exosférica, o que causa uma maior expansão da atmosfera neutra.

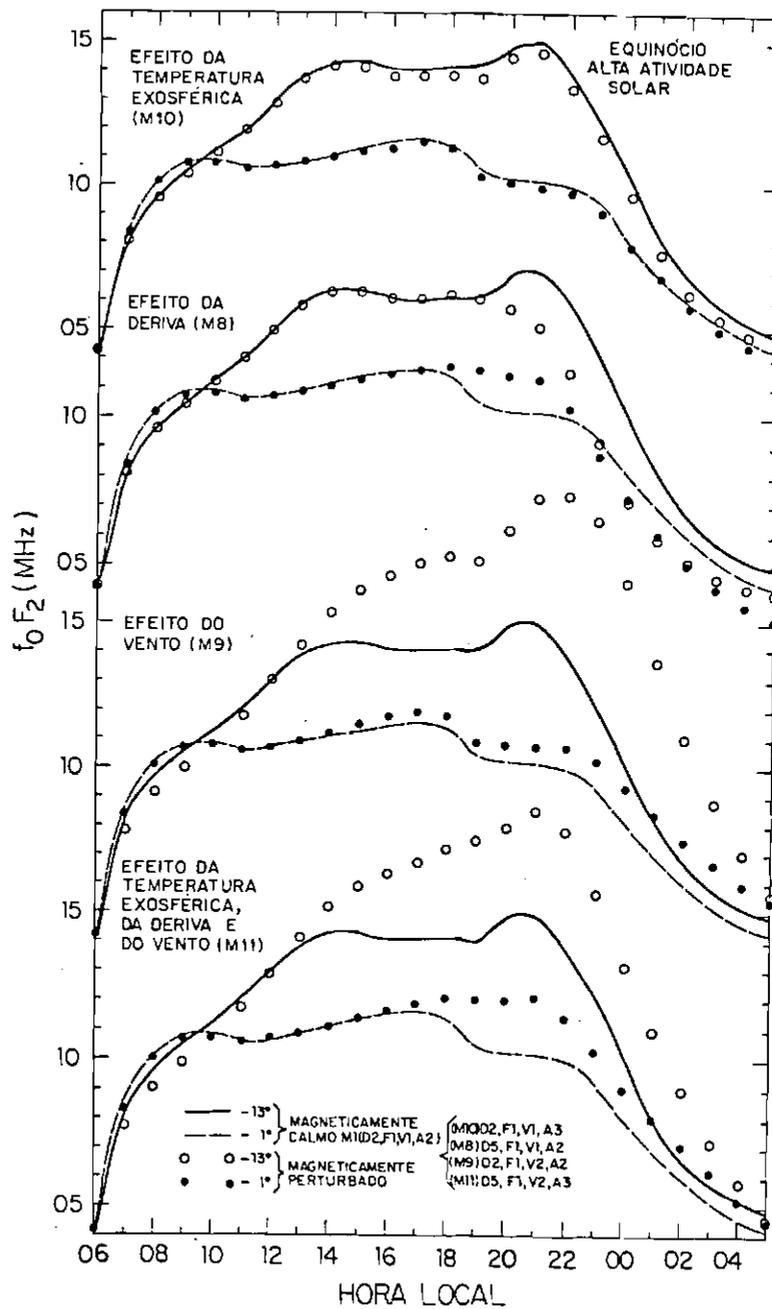


Fig. 6.9 - Parâmetro f_0F_2 calculado utilizando os modelos M10, M8, M9 e M11, magneticamente perturbados e de alta atividade solar e utilizando o modelo M1.

6.5.2 - EFEITO DA DERIVA COM PICO PRÉ-REVERSÃO SUPRIMIDO

Observa-se na Figura 6.9 que o efeito do modelo M8, que possui deriva com pico pré-reversão suprimido e atmosfera neutra e vento de equinócio, magneticamente calmos foi de aumentar f_0F_2 em Fortaleza (apenas de 18:00 às 22:00 horas) e diminuir em Cachoeira Paulista após 18:00 horas, ou seja, houve uma inibição do efeito fonte, o que fez com que menos ionização fosse jogada para latitudes mais baixas. Na Figura 6.10 observa-se que hmF_2 abaixou substancialmente em Cachoeira Paulista e Fortaleza a partir do horário em que o pico pré-reversão foi suprimido.

6.5.3 - EFEITO DO VENTO MAGNETICAMENTE PERTURBADO

Utilizando o modelo M9, o qual possui vento neutro magneticamente perturbado (soprando em direção ao equador a partir das 12:00 horas) e atmosfera neutra e deriva de equinócio, magneticamente calmos, observa-se na Figura 6.9 que o efeito deste vento neutro foi aumentar a partir das 12:00 horas levemente a ionização em Fortaleza e substancialmente em Cachoeira Paulista, tendo f_0F_2 para esta localidade atingido 19,5 MHz às 22:00 horas. Este vento neutro, soprando em direção ao equador, elevou a ionização e conseqüentemente f_0F_2 para maiores alturas (Figura 6.10), onde a taxa de recombinação é bem menor, o que preservou a ionização com um valor alto durante as horas do dia e da noite. Pode-se observar também que deriva vertical de Fortaleza foi levemente inibida, pois maior ionização permaneceu em latitudes equatoriais.

Um vento neutro, soprando em direção ao equador, com duração de várias horas, como o de modelo M9, pode portanto simular uma ionização bem alta a partir das 21:00 horas, como a que foi observada nas medidas de Cachoeira Paulista (Figura 6.1). Pode-se notar também que houve um atraso no horário de ocorrência deste pico noturno.

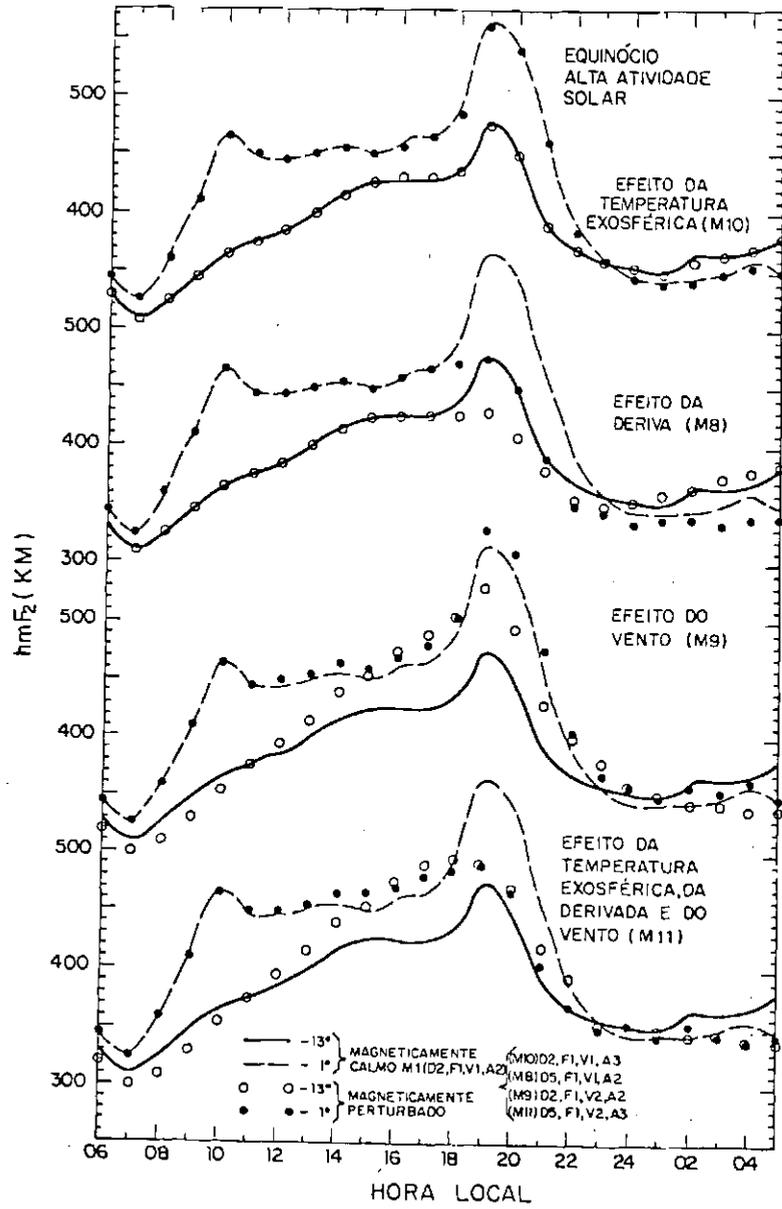


Fig. 6.10 - Parâmetro hmF_2 calculado utilizando os modelos M10, M8, M9 e M11, magneticamente perturbados e de alta atividade solar, e utilizando o modelo M1.

6.5.4 - EFEITO DA ATMOSFERA NEUTRA, VENTO E DERIVA PERTURBADOS

Observa-se na Figura 6.9 que o efeito do modelo M11, que possui atmosfera neutra, vento e deriva magneticamente perturbados, foi o de aumentar a ionização, a partir das 12:00 horas, tanto em Fortaleza, quanto em Cachoeira Paulista, obtendo-se portanto uma simulação da fase positiva na ionização durante uma tempestade magnética. Observa-se que tanto o efeito de uma inibição na deriva (Seção 6.5.2) quanto o efeito de um vento soprando em direção ao equador (Seção 6.5.3) é de aumentar a densidade eletrônica em Fortaleza, o que está coerente com as medidas de f_0F_2 de Fortaleza durante tempestades magnéticas, conforme pode ser observado no Capítulo 3. Na Figura 6.10 observa-se que hmF_2 subiu nas horas do dia e permaneceu mais alta até aproximadamente 23:00 horas em Cachoeira Paulista, enquanto em Fortaleza ela esteve mais alta até 18:00 horas, quando a deriva inibida passou a agir, baixando substancialmente o valor de hmF_2 .

6.6 - SIMULAÇÃO DE EQUINÓCIO PARA BAIXA ATIVIDADE SOLAR

6.6.1 - EFEITO DA ATMOSFERA NEUTRA E VENTO DE EQUINÓCIO, BAIXA ATIVIDADE SOLAR E DERIVA DE EQUINÓCIO, ALTA ATIVIDADE SOLAR

Observa-se na Figura 6.11 que o efeito do modelo M14, o qual possui atmosfera neutra e vento de equinócio, baixa atividade solar e deriva de equinócio, alta atividade solar, foi abaixar substancialmente f_0F_2 e hmF_2 conforme era esperado.

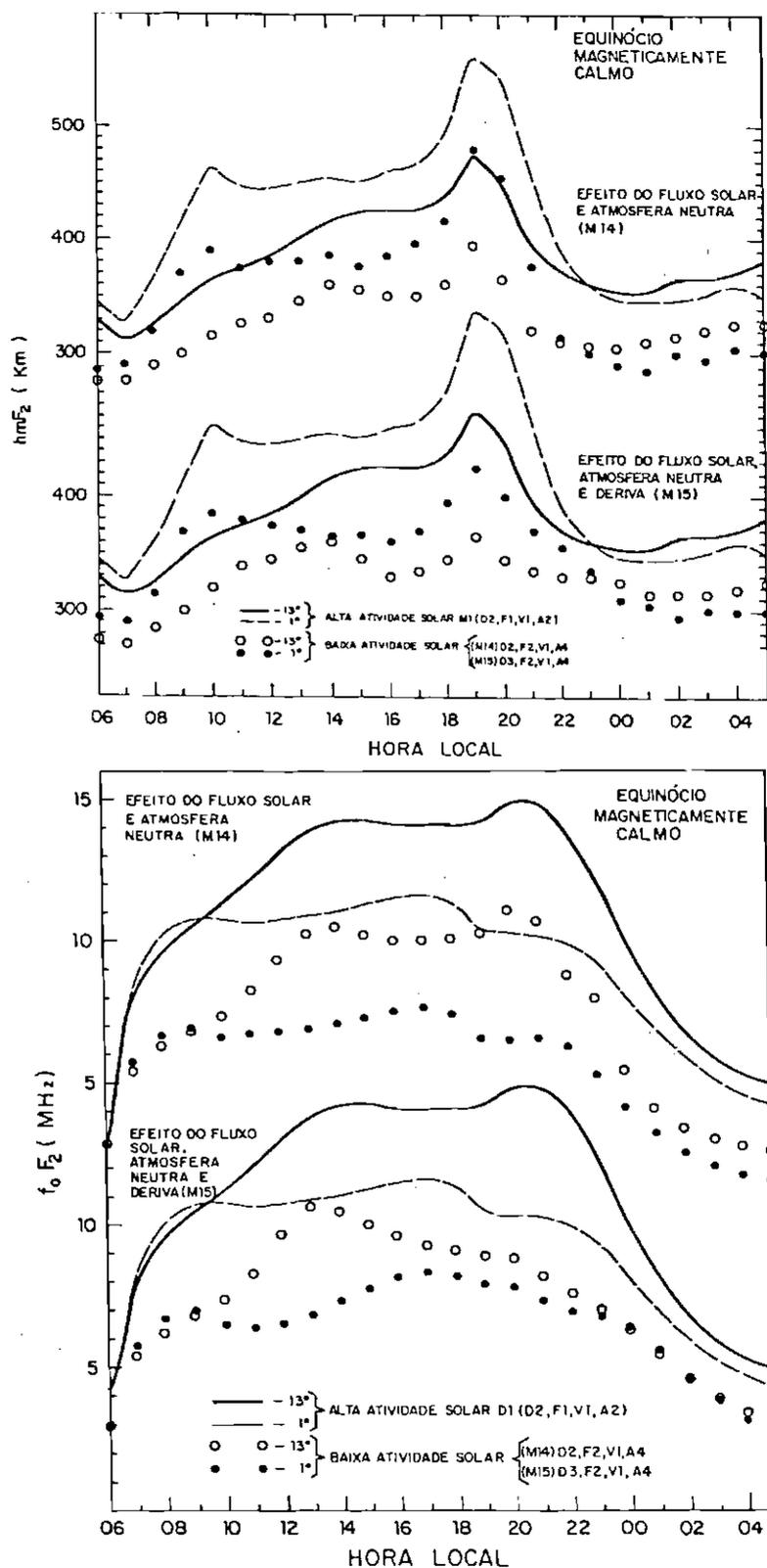


Fig. 6.11 - Parâmetros f_0F_2 e hmF_2 calculados utilizando os modelos M14 e M15, de equinócio, baixa atividade solar e magneticamente calmos, e utilizando o modelo M1.

6.6.2 - EFEITO DA ATMOSFERA NEUTRA, VENTO E DERIVA DE EQUINÓCIO, BAIXA ATIVIDADE SOLAR

Observa-se na Figura 6.11 que o efeito do modelo M15, o qual possui atmosfera, vento e deriva de equinócio para baixa atividade solar, foi abaixar substancialmente f_0F_2 e hmF_2 de Fortaleza e de Cachoeira Paulista. A introdução da deriva adequada de baixa atividade solar (D3 na Figura 5.3) abaixou os valores de f_0F_2 e hmF_2 a partir das 18:00 horas, suavizando o pico de f_0F_2 neste horário, comparando-se com os resultados do modelo M14 (Seção 6.6.1).

6.7 - SIMULAÇÃO DAS TEMPESTADES MAGNÉTICAS PARA BAIXA ATIVIDADE SOLAR

A mesma sequência de variação dos parâmetros foi seguida para simular tempestades magnéticas para baixa atividade solar, equinócio, com os modelos M16 e M19, sendo o modelo M15 a referência para as variações observadas. Os resultados estão apresentados nas Figuras 6.12 e 6.13 e pode-se notar que os efeitos observados são semelhantes aos correspondentes à alta atividade solar, porém com amplitudes menores.

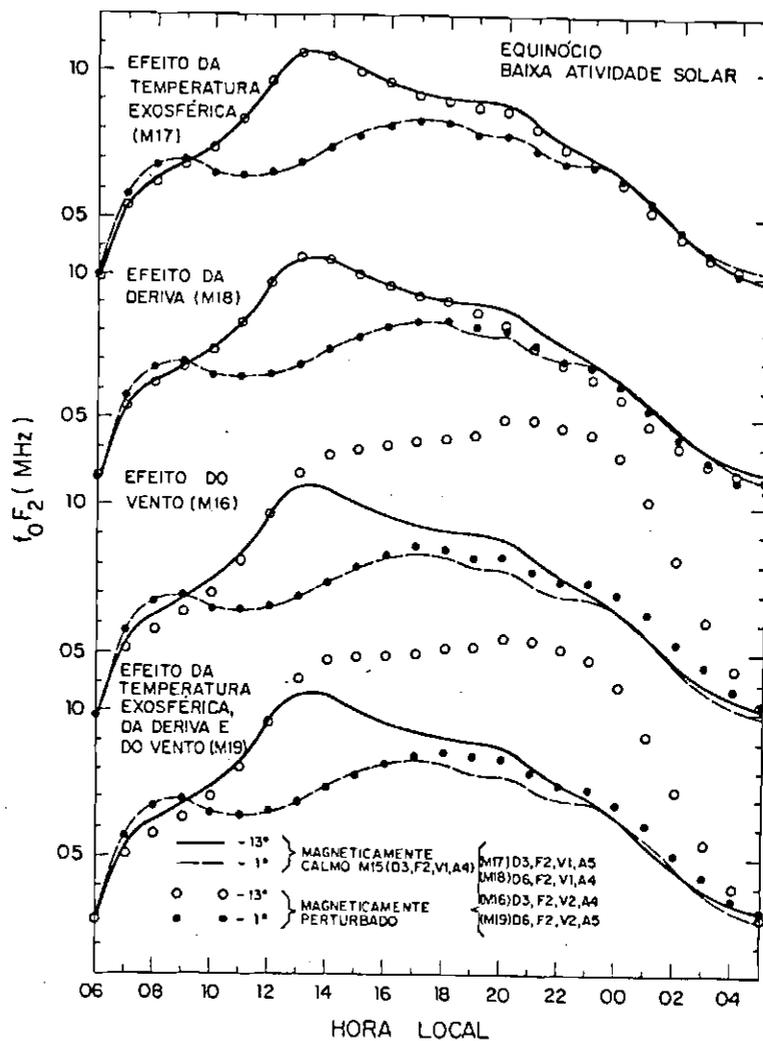


Fig. 6.12 - Parâmetro f_0F_2 calculado utilizando os modelos M17, M18, M16 e M19, magneticamente perturbados e de baixa atividade solar, e utilizando o modelo M15.

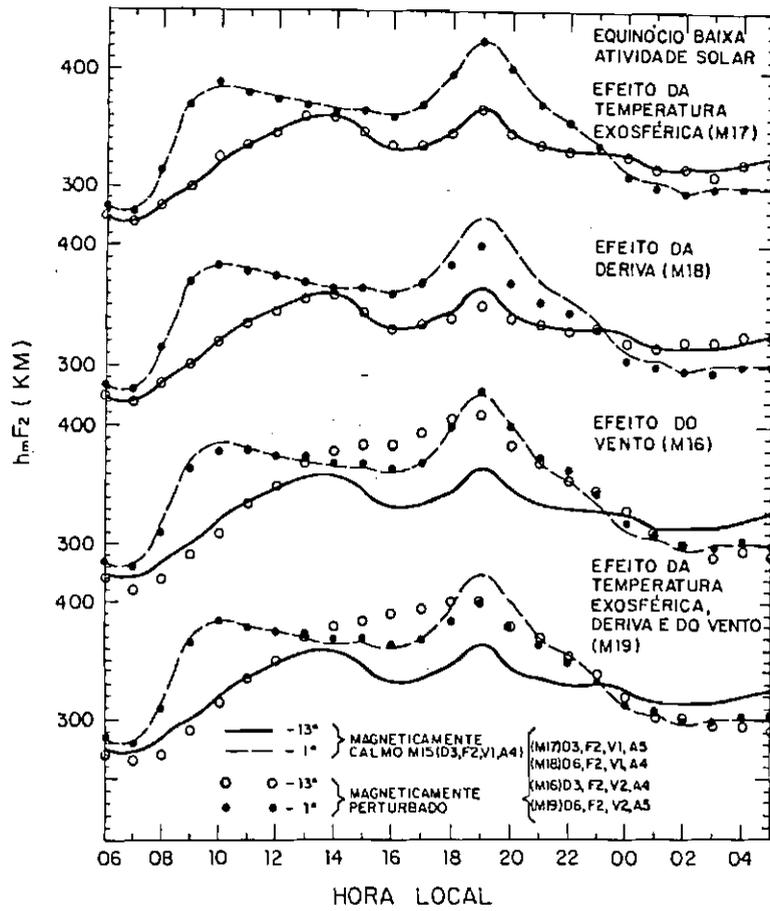


Fig. 6.13 - Parâmetro $h_m F_2$ calculado utilizando os modelos M14, M18, M16 e M19, magneticamente perturbados e de baixa atividade solar, e utilizando o modelo M15.

6.8 - SIMULAÇÃO DA PENETRAÇÃO DE CAMPOS ELÉTRICOS

6.8.1 - EFEITO DE UM PICO PRÉ-REVERSÃO ACENTUADO

A introdução de um pico pré-reversão acentuado equivale à simulação da penetração em baixas latitudes de campos elétricos de altas latitudes, dirigidos de oeste para leste. A Figura 6.14 mostra os efeitos, em f_0F_2 e h_pF_2 , de um pico pré-reversão acentuado, para equinócio e alta atividade solar (modelo M13). Observa-se na Figura 6.14 que o f_0F_2 de Cachoeira Paulista apresenta um pico às 21:00 horas (2 horas após o pico na deriva conforme pode ser observado no modelo D4 da Figura 5.2) e os valores de f_0F_2 permaneceram um pouco mais altos ao longo da noite. O valor de f_0F_2 de Fortaleza cai a partir das 18:00 horas, com desvio máximo às 20:00 horas. Isto mostra que o efeito fonte foi intensificado e retirou ionização de latitudes equatoriais, jogando-a em baixas latitudes. A altura h_mF_2 , de Cachoeira Paulista e Fortaleza aumentou nas horas em que o pico pré-reversão foi acentuado.

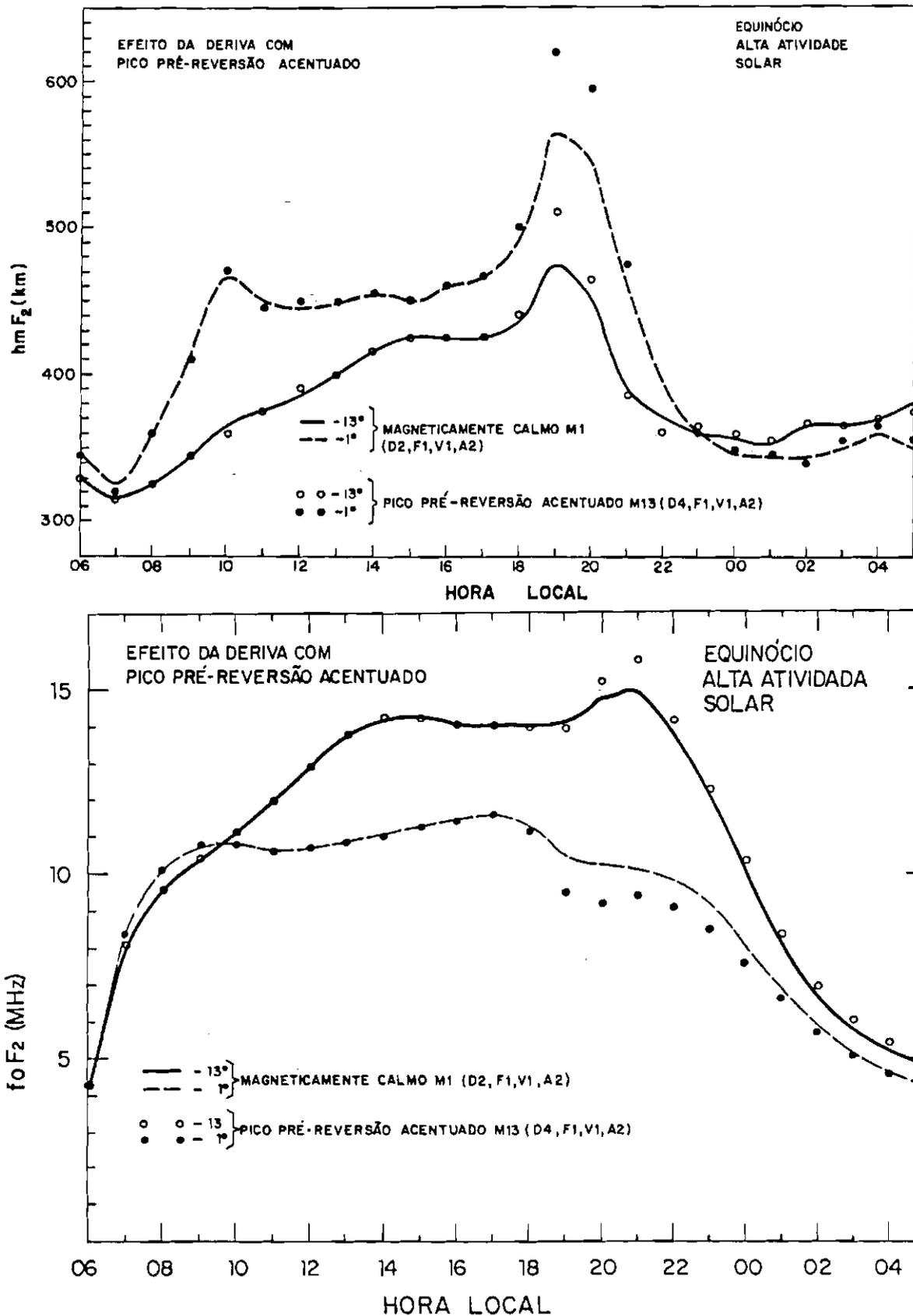


Fig. 6.14 - Parâmetros f_oF_2 e hmF_2 calculados utilizando o modelo M13, que possui um pico pré-reversão acentuado, e utilizando o modelo M1.

6.8.2 - EFEITO DE UM PICO NA DERIVA EM TORNO DE 00:00 HORA

Analisou-se o efeito de um pico na deriva em torno da 00:00 hora, ou seja, a penetração em baixas latitudes de campos elétricos de altas latitudes que se dirigem de oeste para leste, em horas em que o efeito fonte não mais estava atuando. Observa-se na Figura 6.15 que os valores de f_0F_2 apresentam, tanto em Cachoeira Paulista quanto em Fortaleza, acréscimos, com maiores valores em torno das 02:00 horas, quando se introduz um pico (modelo M12) na deriva em torno da 00:00 hora (modelo de deriva D7 na Figura 5.2). A ionização é jogada para maiores altitudes, conforme pode ser observado nas curvas de hmF_2 (Figura 6.15), onde a taxa de recombinação é bem menor.

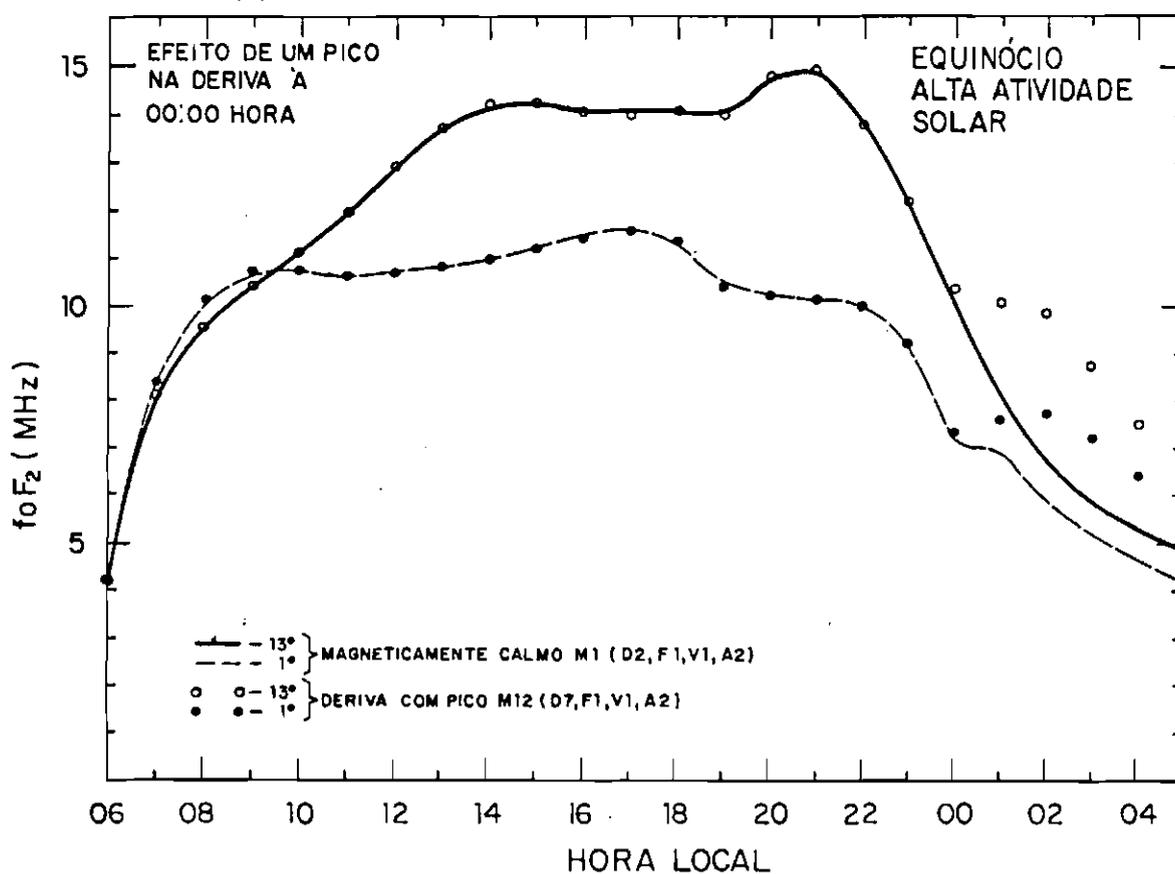
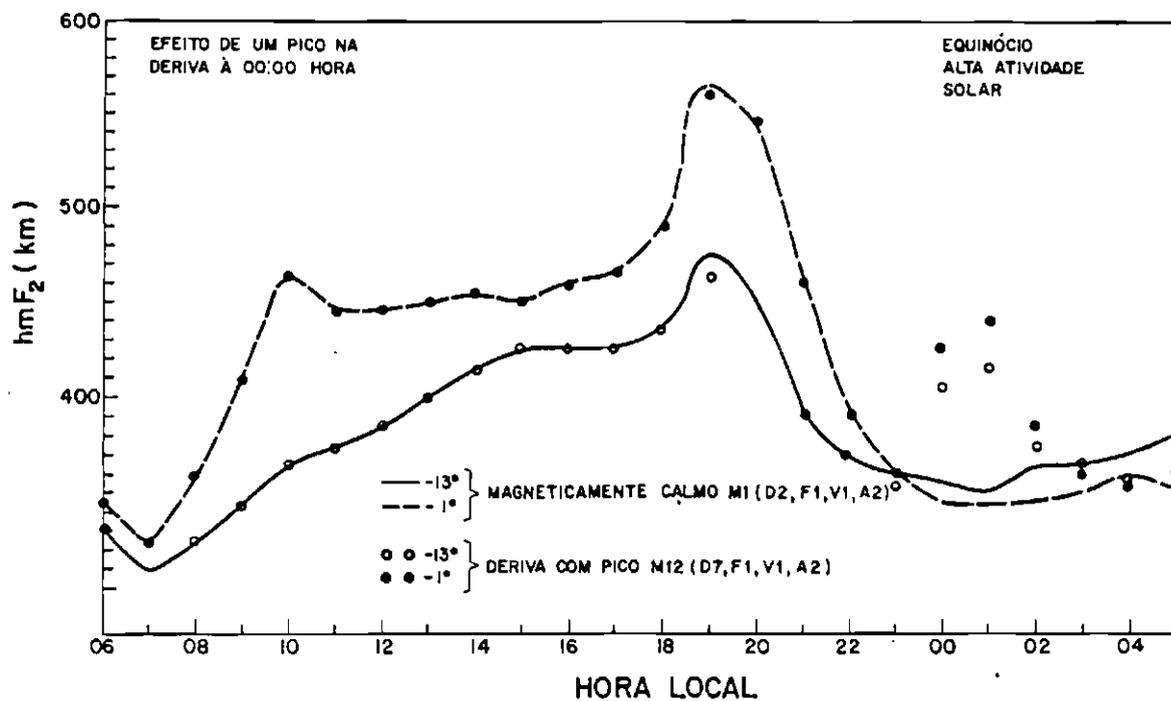


Fig. 6.15 - Parâmetros f_0F_2 e hmF_2 calculados utilizando o modelo M12, que possui um pico na deriva em torno de 00:00 hora, e utilizando o modelo M1.

6.9 - RESUMO DOS EFEITOS DOS PARÂMETROS DE ENTRADA, MAGNETICAMENTE PERTURBADOS E DE ALTA ATIVIDADE SOLAR, EM f_0F_2 E hmF_2 SIMULADOS

A Tabela 6.1 mostra um resumo dos efeitos dos parâmetros de entrada, magneticamente perturbados e de alta atividade solar, em f_0F_2 e hmF_2 simulados relativos ao modelo M1 (magneticamente calmo, equinócio, alta atividade solar).

TABELA 6.1

EFEITOS DOS MODELOS DE ENTRADA, MAGNETICAMENTE PERTURBADOS E DE ALTA ATIVIDADE SOLAR, EM f_0F_2 e hmF_2 SIMU
LADOS RELATIVOS AO MODELO M1 (MAGNETICAMENTE CALMO, EQUINÓCIO, ALTA ATIVIDADE SOLAR)

MODELOS DE ENTRADA MAGNETICAMENTE PERTURBADOS	CACHOEIRA PAULISTA		FORTALEZA	
	f_0F_2	hmF_2	f_0F_2	hmF_2
Aumento da temperatura exosférica T_m (aumento de K_p) (M10)	Diminuição bem pequena em todas as horas	Inalterada	Diminuição bem pequena em todas as horas	Inalterada
Deriva vertical com pico pré-reversão suprimido (M8)	Diminuição a partir das 19:00 horas	Diminuição de 18:00 às 23:00 horas	Aumento de 18:00 às 22:00 horas e diminuição a partir de 23:00 horas	Diminuição a partir de 18:00 horas
Deriva vertical com pico pré-reversão acentuado (M13)	Aumento a partir das 20:00 horas	Aumento de 18:00 às 20:00 horas	Diminuição a partir das 18:00 horas	Aumento de 18:00 às 21:00 horas
Pico na deriva em torno de 00:00 hora (M12)	Aumento a partir de 00:00 hora	Aumento de 00:00 às 02:00 horas	Aumento a partir de 00:00 hora	Aumento de 00:00 às 03:00 horas
Vento neutro soprando em direção ao equador a partir de 12:00 horas (M9)	Aumento acentuado a partir das 13:00 horas e atraso no pico noturno	Aumento de 12:00 às 00:00 hora	Aumento pequeno a partir das 14:00 horas	Aumento a partir das 12:00 horas
Ação conjunta de aumento em T_m , deriva com pico pré-reversão suprimido e vento neutro em direção ao equador a partir de 12:00 horas (M11)	Aumento substancial a partir das 13:00 horas	Aumento de 12:00 às 22:00 horas	Aumento (menos substancial do que em Cachoeira Paulista) a partir das 16:00 horas	Aumento pequeno de 11:00 às 17:00 horas e diminuição a partir de 18:00 horas

CAPÍTULO 7

DISCUSSÕES E CONCLUSÕES

O comportamento ionosférico, conforme pode ser observado no Capítulo 3, durante tempestades magnéticas é bem complexo, pois depende de muitos fatores tais como intensidade da tempestade, posição geomagnética, hora local, estação do ano, ciclo solar, hora local do início súbito das tempestades, campos elétricos de origem ionosférica e magnetosférica e campo magnético interplanetário. Também influencia bastante a ocorrência ou não de outras tempestades magnéticas precedendo aquela em estudo, fazendo com que as fases de uma tempestade magnética não sejam bem definidas. Portanto se faz necessário, caso se queira uma análise mais profunda da resposta da ionosfera às tempestades, fazer uma classificação de inúmeras tempestades de acordo com cada fator citado acima. Neste trabalho, devido ao pequeno número de tempestades analisadas, não foi possível classificá-las adequadamente. Também, o traço F espalhado, presente principalmente em Fortaleza, nas primeiras horas da noite, impossibilitou a redução dos ionogramas neste horário. Utilizando os dados de ionossonda do Capítulo 3, estabeleceram-se alguns comportamentos bem definidos da densidade de pico da camada F_2 e sua altura durante tempestades magnéticas, os quais serão discutidos a seguir, juntamente com os resultados da simulação ionosférica do Capítulo 6, mais adequados para explicar estes comportamentos ionosféricos observados.

FASE POSITIVA NA IONIZAÇÃO DE PICO (f_0F_2) EM FORTALEZA

Conforme pode ser observado no Capítulo 3, a fase positiva na ionização em Fortaleza prevaleceu em quase todas as tempestades magnéticas observadas. De acordo com as discussões das Seções 6.5.2 e 6.5.3, uma inibição na deriva vertical da região equatorial (modelo M8) e um vento neutro meridional (modelo M9) soprando em direção ao equador, o que é normalmente observado durante as tempestades magnéticas,

podem explicar esta fase positiva na ionização (ver Figura 6.9) nas regiões equatoriais. Em alguns exemplos (Figuras 3.13, 3.14 e 3.28) em que houve ocorrência de fortes tempestades magnéticas, observa-se também um efeito negativo, o que indica a penetração em latitudes equatoriais de uma composição termosférica alterada, trazida pelos ventos termosféricos soprando em direção ao equador. Esta fase negativa na ionização será discutida com mais detalhes a seguir. A altura $h_p F_2$, em Fortaleza, tende a se elevar, principalmente nas horas do dia, durante tempestades magnéticas.

FASE POSITIVA NA IONIZAÇÃO DE PICO ($f_o F_2$) SEGUIDA DA NEGATIVA, EM CACHOEIRA PAULISTA

Uma fase positiva na ionização (durando várias horas), durante a fase principal das tempestades, seguida por uma fase negativa (vários dias) na ionização durante a fase de recuperação das tempestades, é um comportamento da ionização em Cachoeira Paulista em muitas tempestades (Figuras 3.9, 3.14, 3.16, 3.17, 3.19, 3.21, 3.25 e 3.31). A fase positiva na ionização em Cachoeira Paulista, conforme simulado na Figura 6.9, é causada principalmente por um vento meridional soprando em direção ao equador, conforme foi discutido na Seção 6.5.3. Este vento meridional, soprando em direção ao equador por várias horas após o início de uma tempestade, eleva a ionização para maiores altitudes onde a taxa de perda é bem menor. A seguir, este vento altera a composição termosférica em latitudes médias, baixas e até equatoriais (tempestades fortes), pois transporta de altas latitudes um ar neutro com uma maior concentração de N_2 , o que reduz a razão $[O]/[N_2]$, que é proporcional à densidade eletrônica. Esta concentração neutra alterada causa a fase negativa na ionosfera e perdura por vários dias. Pode ser observado nas Figuras do Capítulo 3 citadas acima que $h_p F_2$ tende a se elevar durante a fase principal das tempestades.

DESVIO NEGATIVO NA IONIZAÇÃO DO PICO (f_0F_2) EM CACHOEIRA PAULISTA, EM TORNO DE 00:00 HORA

Observa-se em vários exemplos (Figuras 3.12, 3.13, 3.14, 3.23 e 3.27) desvios negativos acentuados de curta duração, em torno de 00:00 hora, com subida simultânea em h_pF_2 , em Cachoeira Paulista. Em Fortaleza (deve-se somar cerca de 28 minutos à hora local lida devido à não-correção com a longitude, que é $38^{\circ}0'$) observa-se o crescimento de f_0F_2 e h_pF_2 em torno da 00:00 hora local, nas Figuras 3.13, 3.14, 3.23 e 3.27, respectivamente nas noites 26/27 de março de 1978, 3/4 de abril de 1979, 5/6 de março de 1981 e 20/21 de outubro de 1981. Uma subida simultânea da camada (h_pF_2) em Cachoeira Paulista e Fortaleza se deve provavelmente a efeito de um campo elétrico. A introdução de um pico da deriva vertical na simulação ionosférica (modelo M12) em torno de 00:00 hora elevou a camada nas latitudes de Cachoeira Paulista e Fortaleza, simultaneamente, conforme a Figura 6.15; entretanto na modelagem a ionização de pico também subiu nas duas localidades. Este abaixamento da ionização de pico simultâneo com uma subida da camada em Cachoeira Paulista se deve, provavelmente, a uma deformação rápida do perfil de densidade, devido talvez a uma ação conjunta de deriva vertical e vento termosférico.

DESVIO POSITIVO NA IONIZAÇÃO DE PICO (f_0F_2) EM CACHOEIRA PAULISTA, EM TORNO DE 19:00 HORAS

As Figuras 3.16, 3.17, 3.18, 3.19 e 3.21 apresentam exemplos em que ocorre um desvio positivo em f_0F_2 , de curta duração, em torno de 19:00 horas em Cachoeira Paulista, o que evidencia uma intensificação da deriva vertical, ou seja, a penetração de um campo elétrico dirigido de oeste para leste nas horas do pico pré-reversão, simultâneo com um desvio negativo de f_0F_2 em Fortaleza. Este efeito foi simulado pelo modelo M13, cujos resultados estão mostrados na Figura 6.14.

Das discussões deste Capítulo 7 e do Capítulo 6 observa-se que durante a fase principal das tempestades a deriva eletromagnética

ca e o vento são fatores que influenciam apreciavelmente no comportamento da densidade de pico da camada F_2 e sua altura, enquanto a atmosfera neutra teve pouca influência nesta fase da tempestade, conforme pode ser notado nas Figuras 6.9 e 6.10, devido ao aumento do K_p . Também quando se passa de equinócio para verão (Figura 6.8) e de equinócio para inverno (Figura 6.6), o efeito da atmosfera neutra é pequeno. Ao se passar de equinócio para verão ou aumentar o K_p , o efeito consiste em aumentar a temperatura exosférica, o que diminui a razão $[O]/[N_2]$ no modelo de atmosfera neutra de Jacchia 1977 utilizado no programa. Por exemplo, no modelo de Jacchia 1977, a 350 km de altitude, ao passar de uma temperatura exosférica de 800 K (inverno) para 1200 K (verão) a razão $[O]/[N_2]$ passa de 21,73 para 6,36, portanto diminui de 3,4. O modelo de Jacchia 1977 considera que a atmosfera neutra se encontra em equilíbrio difusivo. A grande importância da atmosfera neutra é durante a fase de recuperação das tempestades neutras, quando a razão $[O]/[N_2]$, conforme pode ser constatado na Figura 2.8, decresce consideravelmente, devido ao crescimento da densidade de N_2 , o qual é transportado de altas para baixas latitudes pelo vento termosférico meridional.

No modelo ionosférico desenvolvido neste trabalho, o efeito do vento termosférico zonal está incluído implicitamente nos modelos (valores) de deriva utilizados pois é a ação deste vento que, ao soprar perpendicularmente às linhas de campo magnético, dá origem às correntes do dínamo da região F (Batista, 1986) que afetam consideravelmente as derivas verticais nas horas da noite.

O modelo ionosférico utilizado neste trabalho foi um instrumento muito valioso para analisar o comportamento da ionosfera durante tempestades magnéticas, pois permitiu verificar o efeito, separadamente e em conjunto, de cada parâmetro de entrada, na ionização de pico da camada F_2 e sua altura calculados pelo modelo.

Nas últimas duas décadas, numerosos esforços têm sido feitos para modelar numericamente a distribuição de ionização em baixas latitudes (Anderson, 1971; Bittencourt, 1975; Chan and Walker, 1984),

bem como para modelar o acoplamento polar-equatorial durante períodos magneticamente ativos (Nopper and Carovillano, 1978; Kamide and Matsushita, 1981; Matsushita and Kamide, 1981). Fejer (1981, 1985) destaca a importância de modelos numéricos que acoplem as regiões polares e equatoriais, principalmente para obter uma melhor compreensão do acoplamento entre os campos elétricos aurorais e equatoriais.

Os modelos numéricos de ionosfera têm sido aprimorados recentemente. Por exemplo, Chan e Walker (1984) desenvolveram um modelo numérico da anomalia equatorial ionosférica no qual foi introduzido um modelo realístico do campo magnético da Terra, e no qual os ventos neutros foram calculados de uma maneira auto-consistente. Estes autores conseguiram explicar com este modelo as assimetrias da ionização equinociais. Moffett (1985, comunicação pessoal) sugere que as temperaturas dos elétrons e dos íons sejam calculadas autoconsistentemente e ressalta que este procedimento é uma importante consideração no nascer e no pôr do Sol nos solstícios. O modelo de Sethia et alii (1985), que não considerou a deriva equatorial $\vec{E} \times \vec{B}$, introduz esta consideração, e foi baseado no modelo de Bailey (1983). O modelo de Poulter et alii (1984) introduz o cálculo das temperaturas dos elétrons e dos íons, bem como a deriva $\vec{E} \times \vec{B}$. No trabalho de Sethia et alii (1985) foi incluído um fluxo inter-hemisférico de plasma para investigar a influência deste fluxo no conteúdo eletrônico total em latitudes médias e na protonosfera. Em todos estes modelos mais recentes foi considerada a transição de íons O^+ para o íon H^+ em altas altitudes. No modelo de Anderson e Klobuchar (1983) sempre que, na ionosfera em altas altitudes, a densidade eletrônica cai abaixo de 10^4 elétrons. cm^{-3} , é suposto este valor para simular a transição do íon O^+ para íon H^+ .

O modelo desenvolvido neste trabalho é simplificado, pois considera apenas o íon O^+ e um modelo dipolar para o campo magnético; entretanto ele fornece com boa aproximação perfis eletrônicos, em baixas altitudes, entre aproximadamente 200 e 600 km, e permite estudar esta região ionosférica em função de vários modelos e parâmetros de entrada. Uma melhoria deste modelo é a inclusão dos íons O_2^+ , NO^+ , N_2^+ e

N^+ , o que permitiria a obtenção de densidades eletrônicas em menores altitudes.

Para um melhor entendimento dos mecanismos que atuam na ionosfera de baixas latitudes durante tempestades magnéticas, é necessário:

- analisar um número bem grande de tempestades ionosféricas e classificá-las adequadamente;
- analisar perfis eletrônicos em função da altura real;
- ter medidas de parâmetros ionosféricos ao longo de um meridiano magnético;
- analisar criteriosamente a penetração em baixas latitudes de campos elétricos magnetosféricos;
- desenvolver modelos ionosféricos mais sofisticados que permitam acoplar as ionosferas de altas e baixas latitudes.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- AARONS, J.; DasGUPTA, A. Equatorial scintillations during the major magnetic storm of April 1981. *Radio Science*, 19(3):731-739, May/Jun. 1984.
- ABDU, M.A.; BATISTA, I.S.; BITTENCOURT, J.A. Magnetic declination control of the equatorial F region dynamo electric field development and spread F. *Journal of Geophysical Research*, 86(A13):11443-11446, Dec. 1981.
- ABDU, M.A.; BITTENCOURT, J.A.; PAULA, E.R. de. *Nighttime enhancements in the TEC, and magnetic storm response, of the tropical F-region over Brasil*. São José dos Campos, INPE, Mar. 1984. 9p. (INPE-3038-PRE/469).
- ABDU, M.A.; KANTOR, I.J.; PAULA, E.R. de; GIESE, A.C. *Ionospheric F-region response to geomagnetic storms, over Brazilian low latitude*. São José dos Campos, INPE, Jul. 1980. 20p. (INPE-1835-PRE/197).
- AKASOFU, S.-I.; CHAPMAN, S. Magnetic storms. The simultaneous development of main phase (DR) and of polar magnetic substorms (DP). *Journal of Geophysical Research*, 68(10):3155-3158, Oct. 1963.
- AKASOFU, S.-I. The development of geomagnetic storms without a preceding enhancement, of the solar plasma pressure. *Planetary and Space Science*, 13(SF):297-301, 1965.
- *Polar and magnetospheric substorms*. Dordrecht, Holland, D. Reidel, 1968.
- AKASOFU, S.-I.; CHAPMAN, S. *Solar terrestrial physics*. London, Oxford University Press, 1972.
- AKASOFU, S.-I. *Physics of magnetospheric substorms*. Dordrecht, Holland, D. Reidel, 1977.
- What is a magnetospheric substorm? IN: Akasofu, S.-I.; ed. *Dynamics of the magnetosphere*, 1980. p. 447-460.

- ANDERSON, D.N. *Daily variation of the ionospheric F_2 equatorial anomaly in the American and Asian sectors.* Ph.D. Thesis. Colorado, CO, University of Colorado, 1971.
- ANDERSON, D.N.; KLOBUCHAR, J.A. Modelling the total electron content observations over Ascencion Island. *Journal of Geophysical Research*, 88(10):8020-8024, Oct. 1983.
- BAILEY, G.J. The effect of meridional $\vec{E} \times \vec{B}$ drift on the thermal plasma at $L = 1.4$. *Planetary and Space Science*, 31(4):389-409, 1983.
- BANKS, P.M. Observations of Joule and particle heating in the auroral zone. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 39(2):179-193, Feb. 1977.
- BATISTA, I.S. *Dinamo da região F equatorial: assimetrias sazonais e longitudinais no setor americano.* Tese de doutorado em Ciência Espacial. São José dos Campos, INPE, jan. 1986. 169p. (INPE-3760-TDL/206).
- BAXTER, R.G. On the theoretical effects of electrodynamic drift in the equatorial F_2 -layer. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 26(sf):711-720, 1964.
- A numerical solution of the time-varying diffusion equation for the F_2 -layer. *Planetary and Space Science*, 15(sf):701-713, 1967.
- BAXTER, R.G.; KENDALL, P.C. A theoretical technique for evaluating the time dependent effects of general electrodynamic drifts in the F_2 -layer of the ionosphere. *Proceedings of the Royal Society of London*, série A(304):171-185, 1968.
- BITTENCOURT, J.A. *Determination of tropical F-region winds from atomic oxygen airglow emissions.* Ph.D Thesis, Dallas, The University of Texas, Texas, May 1975.
- BITTENCOURT, J.A.; ABDU, M.A. A theoretical comparison between apparent and real vertical ionization drift velocities in the equatorial F-region. *Journal of Geophysical Research*, 86(A4): 2451-2454, Apr. 1981.

- BITTENCOURT, J.A.; TEIXEIRA, N.R.; SAHAI, Y.; TAKAHASHI, H. Mapping of ionospheric F-region parameters from atomic oxygen airglow emissions. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 45(10):697-705, Oct. 1983.
- BLANC, M. Mid-latitude convection electric fields and their relation to ring current development. *Geophysical Research Letters*, 5(3): 203-206, Mar. 1978.
- BLANC, M.; RICHMOND, A.D. The ionospheric disturbance dynamo. *Journal of Geophysical Research*, 85(A4):1669-1686, Apr. 1980.
- BLUM, P.W.; WULF-MATHIES, C.; TRINKS, H. Local composition changes in the thermosphere at high latitudes during moderate geomagnetic conditions. *Space Research*, 15:203-207, 1975.
- BUCHAU, J.; REINISH, B.W.; BIBLE, K.; WAARAMAA, J.B. Overview of the ionospheric conditions at Natal during the September 1982 Bime/ Coloured bubbles campaign. In: 3-5 March 1983 BIME/COLOURED BUBBLES; PRELIMINARY DATA REVIEW MEETING, Hanscom, Mar., Apr. 1983. *Proceedings*. Hanscom, MA, Air Force Geophysics Laboratory, p.983, p.110-128.
- BURGE, J.; ECCLES, D.; KING, J.W.; RUSTER, R. The effects of the thermospheric winds on the ionosphere at low and middle latitudes during magnetic disturbances. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 35(4):617-623, Apr. 1973.
- CARNAHAN, B.; LUTHER, H.A.; WILKES, J.O. *Applied numerical methods*. New York, John Willey, 1969.
- CHAN, H.F.; WALKER, G.O. Computer simulation of the ionospheric equatorial anomaly in east Asia for equinoctial, solar minimum conditions. In: International Symposium on Equatorial Aeronomy, 7, Hong Kong, Mar. 22-29, 1984. *Conference Digest*. Hong Kong, University of Hong Kong, 1984, v. 1. p. 2.8-6.8.
- COLE, K.D. Energy deposition in the thermosphere caused by the solar wind. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 37(6/7): 939-949, June/July, 1975.

- CRANK, J.; NICHOLSON, P. A practical method for numerical evaluation of solutions of partial differential equations of the heat-conduction type. *Cambridge Phil. Soc. Proc.*, 43, 50-67, 1947.
- DAHLQUIST, G.; BJÖRCK, A. *Numerical methods*. Englewood Cliffs, NJ, Prentice-Hall, 1974.
- EGELAND, H.; HOLTER, Ø.; OMHOLT, A. *Cosmical geophysics*. Oslo, Scandinavian University Books, 1973.
- EVANS, J.V. The causes of storm-time increases of the F-layer at mid-latitudes. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 35(4):593-616, 1973.
- FÄLTHAMMAR, C.-G. Electric fields in the magnetosphere. *Advances in Space Research*, 1(2):19-24, Feb. 1982.
- FEJER, B.G. The equatorial ionospheric electric fields. A review. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 43(5/6):377-386. May/July, 1981.
- Equatorial ionospheric electric fields associated with magnetospheric disturbances. Proceedings of Chapman Conference on Solar Wind-Magnetosphere Coupling, Pasadena, CA, Feb., 12-15, 1985.
- FEJER, B.G.; FARLEY, D.T.; WOODMAN, R.F.; CALDERON, C. Dependence of equatorial F-region vertical drifts on season and solar cycle. *Journal of Geophysical Research*, 84(A10):5792-5796, Oct. 1979a.
- FEJER, B.G.; GONZALES, C.A.; FARLEY, D.T.; KELLEY, M.C. Equatorial electric fields during magnetically disturbed conditions 1. The effect of the interplanetary magnetic field. *Journal of Geophysical Research*, 84(A10):5797-5802, Oct. 1979b.
- FEJER, B.G.; LARSEN, M.F.; FARLEY, D.T. Equatorial disturbance dynamo electric fields. *Geophysical Research Letters*, 10(7):537-540, July, 1983.

- FOSTER, J.C.; St.-MAURICE, J.-P.; ABREU, V.J. Joule heating at high latitudes. *Journal of Geophysical Research*, 88(A6):4885-4896, Jun. 1983.
- GIESE, A.C. *Programa para redução de ionogramas - análise do comportamento ionosférico sobre Cachoeira Paulista durante tempestades magnéticas*. Dissertação de mestrado em Ciência Espacial. São José dos Campos, INPE, jul. 1979. 115p. (INPE-1522-TDL/011).
- GONZALES, C.A.; KELLEY, M.C.; FEJER, B.G.; VICKREY, J.F.; WOODMAN, R.F. Equatorial electric fields during magnetically disturbed conditions 2. Implications of simultaneous auroral and equatorial measurements. *Journal of Geophysical Research*, 84(A10):5803-5812, Oct. 1979.
- GREENWALD, R.A. Recent advances in magnetosphere-ionosphere coupling. *Reviews of Geophysical and Space Physics*, 20(3):577-538, Aug. 1982.
- Electric fields in the ionosphere and magnetosphere. *Space Science Reviews*, 34(3):305-315, Mar. 1983.
- GRIFFIS, M.; NISBET, J.S.; BLEULER, E. Particle and Joule heating of the neutral polar thermosphere in the cusp region using Atmosphere Explorer-C Satellite measurements. *Advances in Space Research*, 1(12):27-30, 1981.
- HANSON, W.B.; MOFFETT, R.J. Ionization transport effects in the equatorial F-region. *Journal of Geophysical Research*, 71(23): 5559-5572, Dec. 1966.
- HARGREAVES, J.K.; BAGENAL, F. The behavior of electron content during ionospheric storms: A new method of presentation and comments on the positive phase. *Journal of Geophysical Research*, 82(4): 731-733, 1977.
- HEDIN, A.E.; BAUER, P.; MAYR, H.G.; CARIGNAN, G.R.; BRACE, L.H.; BRINTON, H.C.; PARKS, A.D.; PELZ, D.T. Observations of neutral composition and related ionospheric variations during a magnetic storm in February, 1974. *Journal of Geophysical Research*, 82(22): 3183-3189, Aug. 1977.

- HEELIS, R.A. The polar ionosphere. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 20(3):567-576, Aug. 1982.
- HERNANDEZ, G.; ROBLE, R.G. Direct measurements of nighttime thermospheric winds and temperatures, 2. Geomagnetic storms. *Journal of Geophysical Research*, 81(A28):5173-5181, Oct. 1976.
- HINTEREGGER, H.E.; HALL, L.A.; SCHMIDTKE, G. Solar XUV radiation and neutral particle distribution in the July, 1963 thermosphere. In: International Space Science Symposium, 5., Florence, May. 12-16, 1964. *Proceedings*. Amsterdam, North-Holland, 1965, p.1175-1190.
- IIJIMA, T.; POTEMRA, T.A. The amplitude distribution of field aligned currents at northern high latitudes observed by TRIAD. *Journal of Geophysical Research*, 81(13):2165-2174, May 1976.
- JACCHIA, L.G. *Thermospheric temperature, density and composition: new models*. Cambridge, MA, Smithsonian Institution Astrophysical Observatory, Mar., 1977. 106p. (Sao Special Report n^o 375).
- JONES, K.L. Wind, electric field and composition perturbations of the mid-latitude F-region during magnetic storm. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 35(8):1515-1527, Aug. 1973.
- JONES, K.L.; RISHBETH, H. The origin of the storm increase of mid-latitude F-layer electron concentrations. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 33(3):391-401, Mar. 1971.
- KAMIDE, Y. Relationship between substorms and storms. In: Akasofu, S.-I., ed. *Dynamics of the magnetosphere*, Dordrecht, Holland, D. Reidel, 1980. p.425-443.
- KAMIDE, Y.; MATSUSHITA, S. Penetration of high latitude electric fields into low latitudes. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 43(5/6):411-425, May/June 1981.
- KAN, J.R.; AKASOFU, S.-I.; LEE, L.C. Physical processes for the onset of magnetospheric substorms. In: Akasofu, S.-I. ed. *Dynamics of the magnetosphere*, Dordrecht, Holland, D. Reidel, 1980. p.351-368.

- KELLEY, M.C.; GONZALES, C.A.; MOZER, F.S.; WOODMAN, R.F. Simultaneous measurements of the electric field in the auroral zone and at the equator during intense magnetic activity. *International Symposium on Equatorial Aeronomy*, 5., Townsville, Australia, Aug. 1976.
- KELLEY, M.C.; FEJER, B.G.; GONZALES, C.A. An explanation for anomalous equatorial ionospheric electric fields associated with a northward turning of the interplanetary field. *Geophysical Research Letters*, 6(4):301-304, Apr. 1979.
- KENDALL, P.C. Geomagnetic control of diffusion in the F₂-region of the ionosphere, I. The form of the diffusion operator. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 24(sf):805-811, 1962.
- KIKUSHI, T.; ARAKI, T.; MAEDA, H.; MAEKAWA, K. Transmission of ionospheric electric fields to the equator. *Nature*, 273(5665): 650-651, June 1978.
- KNUTSON, J.R.; KAYSER, D.C.; POTTER, W.E. Mass spectrometric measurements of thermospheric wind. *Journal of Geophysical Research*, 82(32):5253-5256, Nov. 1977.
- LANZEROTTI, L.J.; COGGER, L.L.; MENDILLO, M. Latitude dependence of ionospheric total electron content: observations during sudden commencement storms. *Journal of Geophysical Research*, 80(10): 1287-1306, Apr. 1975.
- LYONS, L.R.; RICHMOND, A.D. Low-latitudes E region ionization by energetic ring current particles. *Journal of Geophysical Research*, 83(A5):2201-2204, May 1978.
- MATSUSHITA, S. A study of the morphology of ionospheric storms. *Journal of Geophysical Research*, 64(3):305-321, Mar. 1959.
- MATSUSHITA, S.; KAMIDE, Y. Electromagnetic interactions between high and low latitudes shown by computer simulation movie. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 43(5/6):403-410, May/June 1981.

- MAYR, H.G.; HEDIN, A.E. Significance of large-scale circulation in magnetic storm characteristics with application to AE-C neutral composition data. *Journal of Geophysical Research*, 82(7):1227-1234, Mar. 1977.
- MAYR, H.G.; HARRIS, I.; SPENCER, N.W. Some properties of upper atmosphere dynamics. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 16(4): 539-565, Nov. 1978.
- MENDILLO, M. A study of the relationship between geomagnetic storms and ionospheric disturbance at mid-latitudes. *Planetary and Space Science*, 21(3): 349-358, Mar. 1973.
- MENDILLO, M.; KLOBUCHAR, J.A. Investigation of the ionospheric F-region using multistation total electron content observations. *Journal of Geophysical Research*, 80(4): 643-650, Feb. 1975.
- MENDILLO, M.; HAWKINS, G.S.; KLOBUCHAR, J.A. A sudden vanishing of the ionospheric F-region due to the launch of Skylab. *Journal of Geophysical Research*, 80(16): 2217-2228, Jun. 1975.
- MILLER, N.J.; GREBOWSKY, J.M.; MAYR, H.G.; HARRIS, I.; TULUNAY, Y.K. F layer positive response to a geomagnetic storm-June 1972. *Journal of Geophysical Research*, 84(A11):6493-6500, Nov. 1979.
- MOFFETT, R.J. The equatorial anomaly in the electron distribution of the terrestrial F-region. *Fundamentals of Cosmic Physics*, 4: 313-391, 1979.
- MOFFETT, R.J.; HANSON, W.B. Effect of ionization transport on the equatorial F-region. *Nature*, 206(4985):704-706, May 1965.
- MOZER, F.S.; TORBERT, R.B. An average parallel electric field deduced from the latitude and altitude variations of the perpendicular electric field below 8000 kilometers. *Geophysical Research Letters*, 7(3):219-221, Mar. 1980.
- NOPPER, R.W.; CAROVILLANO, R.L. Polar-equatorial coupling during magnetically active periods. *Geophysical Research Letters*, 5(8): 699-702, Aug. 1978.

- NELSON, O.R. *Distribuição temporal e latitudinal das irregularidades ionosféricas no Brasil, através de análise de dados de cintilação em VLF e ionogramas*. Tese de mestrado em Ciência Espacial. São José dos Campos, INPE, jul. 1984. 96p. (INPE-3179-TDL/172).
- OGAWA, T.; TOHMATSU, T. Photoelectronic processes in the upper atmosphere, II. The hydrogen and helium ultraviolet glow as an origin of the nighttime ionosphere. *Report of Ionosphere and Space Research in Japan*, 20:395-417, 1966.
- PAPAGIANNIS, M.D. *Space physics and space astronomy*. New York, Gordon and Breach Science, 1978.
- PAPAGIANNIS, M.D.; MENDILLO, M.; KLOBUCHAR, J.A. Simultaneous storm-time increases of the ionospheric total electron content and the geomagnetic field in the dusk sector. *Planetary and Space Science*, 19(5/6):503-511, May/July 1971.
- PAULA, E.R. de; ABDU, M.A. *Comportamento da região ionosférica F em baixas latitudes e região equatorial do Brasil durante fortes tempestades magnéticas, no período 1978-1983*. São José dos Campos. INPE, ago. 1984. 18p. (INPE-3231-PRE/581).
- PAULA, E.R. de; ABDU, M.A.; KANTOR, I.J. *Efeitos das tempestades magnéticas na região F da ionosfera equatorial no Brasil*. São José dos Campos, INPE, dez. 1982. 14p. (INPE-2610-PRE/252).
- *Comportamento do conteúdo eletrônico total da ionosfera em São José dos Campos durante tempestades magnéticas em 1980*. São José dos Campos, INPE, jul. 1983. 15p. (INPE-2810-PRE/368).
- PAULA, E.R. de; SAHAI, Y.; ABDU, M.A.; TEIXEIRA, N.R. *Aumentos noturnos na ionização da região F em baixa latitude no Brasil durante tempestades magnéticas*. São José dos Campos, set. 1984. 17p. (INPE-3271-PRE/596).
- POTEMRA, T.A.; IIJIMA, T.; SAFLEKOS, N.A. Large-scale characteristics of Birkeland currents. In : Akasofu, S.-I., ed. *Dynamics of magnetosphere*, Dordrecht, Holland, D. Reidel, 1980. p.165-199.

- POULTER, E.M.; ANDREWS, N.K.; BAILEY, G.J.; MOFFETT, R.J. Radial plasma drifts deduced from VLF whistler mode signals: a modeling study. *Planetary and Space Science*, 32(5):525-544, 1984.
- PRÖLSS, G.W. Magnetic storm associated perturbation of the upper atmosphere: Recent results obtained by satellite-borne gas analyzers. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 18(1):183-202, Feb. 1980.
- Latitudinal structure and extension of the polar atmospheric disturbance. *Journal of Geophysical Research*, 86(4):2285-2396, Apr. 1981.
- Perturbation of the low-latitude upper atmosphere during magnetic substorm activity. *Journal of Geophysical Research*, 87(7):5260-5266, Jul. 1982.
- PRÖLSS, G.W.; von ZAHN, U. On the global morphology of negative ionospheric storms. *Space Research*, 17:433-438, 1977.
- On the local time variation of atmospheric-ionospheric disturbances. *Space Research*, 18:159-162, 1978.
- RAJARAM, G. Structure of the equatorial F-region topside and bottom-side - a review. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 39(9/10):1125-1144, Sep./Oct. 1977.
- RICHMOND, A.D. Thermospheric heating in a magnetic storm: dynamics transport of energy from high to low latitudes. *Journal of Geophysical Research*, 84(A9):5259-5266, Sep. 1979.
- RISHBETH, H. F-region storms and thermospheric circulation. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 37(6/7):1055-1064, Jun/Jul, 1975.
- Thermospheric winds and the F-region: A review. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 34(1):1-47, 1972.
- RISHBETH, H.; GARRIOTT, O.K. *Introduction to ionospheric physics*, New York San Francisco London, Academic, 1969.
- ROBLE, R.G.; DICKINSON, R.E.; RIDLEY, E.C. Seasonal and solar cycle variations of the zonal mean circulation in the thermosphere. *Journal of Geophysical Research*, 82(35):5493-5504, Dec. 1977.

- ROHRBAUGH, R.P.; TINSLEY, B.A.; RASSOUR, H.; SAHAI, Y.; TEIXEIRA, N.R.; TULL, R.G.; DOSS, D.R.; COCHRAN, A.L.; COCHRAN, W.P.; BAKER, E.S. Observations of optical emissions from precipitation of energetic neutral atoms and ions from the ring current. *Journal of Geophysical Research*, 88(8):6317-6330, Aug. 1983.
- ROSENBAUER, H. The solar wind plasma. *Advances in Space Research*, 2(1):47-50, Jan. 1982.
- ROSTOKER, G. Geomagnetic indices. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 10(4):935-950, Nov. 1972.
- SAHAI, Y.; BITTENCOURT, J.A.; TEIXEIRA, N.R.; TAKAHASHI, H. Simultaneous observations of OI7774 \AA emissions and correlative study with ionospheric parameters. *Journal of Geophysical Research*, 86(A6):3657-3660, 1981.
- SAHAI, Y.; TEIXEIRA, N.R.; ANGREJI, P.D.; BITTENCOURT, J.A.; TAKAHASHI, H. Tropical F-region nightglow enhancement in the Brazilian sector, *Annales de Geophysique*, 30(3):397-403, 1974.
- SETHIA, G.C.; BAILEY, G.J.; MOFFETT, R.J.; HARGREAVES, J.K. Mid-latitude electron content modelling: the role of interhemispheric coupling. *Planetary and Space Science*, 33(3):321-332, 1985.
- SINHA, A.K.; CHANDRA, S. Seasonal and magnetic storm related changes in the thermosphere induced by eddy mixing. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 36(11):2055-2066, Nov. 1974.
- SIPLER, D.P.; BIONDI, M.A. Midlatitude F-region neutral winds and temperature during the geomagnetic storm of March 26, 1976. *Journal of Geophysical Research*, 84(A1):37-40, Jan. 1979.
- SMIDDY, M.; BURKE, W.J.; KELLEY, M.C.; SAFLEKOS, N.A.; GUSSENHOVEN, M.S.; HARDY, D.A.; RICH, S.J. Effects of high-latitudes conductivity on observed convection electric fields and Birkeland currents. *Journal of Geophysical Research*, 85(A12):6811-6818, Dec. 1980.
- SMITH, P.H.; BEWTRA, N.K.; HOFFMANN, R.A. Inference of the ring current ion composition by means of charge exchange decay. *Journal of Geophysical Research*, 86(A5):3470-3480, May 1981.

- SPENCER, N.W.; THEIS, R.F.; WHARTON, L.E.; CARIGNAN, G.R. Local vertical motions and kinetic temperature from AE-C as evidence for aurora-induced gravity waves. *Geophysical Research Letters*, 3(6): 313-316, June 1976.
- STERLING, D.L.; HANSON, W.B.; MOFFETT, R.J.; BAXTER, R.G. Influence of electromagnetic drifts and neutral air winds on some features of the F₂-region. *Radio Science*, 4(11):1005-1023, Nov. 1969.
- STERLING, D.L.; HANSON, W.B.; WOODMANN, R.F. Synthesis of data obtained at Jicamarca, Peru, during the September 11, 1969, eclipse. *Radio Science*, 7(2):279-289, Feb. 1972.
- STERN, D.P. Large-scale electric fields in the Earth's magnetosphere. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 15(2):156-194, May 1977.
- TAEUSCH, D.R. Structure of electrodynamic and particle heating in the disturbed polar thermosphere. *Journal of Geophysical Research*, 82(4):455-460, Apr. 1977.
- TINSLEY, B.A.; ROHRBAUGH, R.P.; SAHAI, Y.; TEIXEIRA, N.R. Energetic oxygen precipitation as a source of vibrationally excited N₂⁺ 1N emissions observed at low latitudes. *Geophysical Research Letters*, 9(5):543-546, May 1982.
- TORR, D.G. The photochemistry of the upper atmosphere. In: *The Photochemistry of Atmospheres, Earth, the other Planets, and Comets*. New York, Academic, 1985.
- TORR, M.R.; TORR, D.G.; ONG, R.A.; HINTEREGGER, H.E. Ionization frequencies for major thermospheric constituents as a function of solar cycle 21. *Geophysical Research Letters*, 6(10):771-774, Oct. 1979.
- TURUNEN, T.; RAO, M.M. Examples of the influence of strong magnetic storms on the equatorial F-layer. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 42(4):323-330, Apr. 1980.
- VOLLAND, H. Dynamics of the disturbed ionosphere. *Space Science Reviews*, 34(3):327-335, 1983.

- WALKER, J.C.G. Analytic representation of upper atmosphere densities based on Jacchia's static diffusion models. *Journal of Atmospheric Sciences*, 22(sf):462-463, 1965.
- WHITTEN, R.C.; POPPOFF, I.G. *Fundamentals of Aeronomy*. New York, John Willey, 1971.
- WILLIAMS, D.J. Ring current composition and sources. In: Akasofu, S.-I., ed. *Dynamics of the magnetosphere*, Dordrecht, Holland, D. Reidel, 1980. p.407-424.
- Phase space variations of near equatorially mirroring ring current ions. *Journal of Geophysical Research*, 86(A1): 189-194, Jan. 1981.
- The Earth's ring current: causes, generation, and decays. *Space Science Reviews*, 34(3):223-234, 1983.
- WOLF, R.A.; HAREL, M. Dynamics of magnetospheric plasma. In: Akasofu, S.-I., ed. *Dynamics of the magnetosphere*. Dordrecht, Holland, D-Reidel, 143-163, 1980.
- WOODMAN, R.F. Vertical drift velocities and east-west electric fields at the magnetic equator. *Journal of Geophysical Research*, 75 (A31): 6249-4259, Nov. 1970.
- WORLD DATA CENTER (WDC-A). *U.R.S.I. handbook of ionogram interpretation and reduction*. 2.ed. Asheville, NC, NOAA; 1972. (Report UAG-23).
- YAGI, T.; DYSON, P.L. Observations of the mid-latitude neutral atmosphere and ionosphere during the storm of 5 Marh 1981. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 47(11):1075-1080, Nov. 1985.

APÊNDICE A

COEFICIENTES DA EQUAÇÃO DIFERENCIAL

A Equação 4.82 é dada por:

$$\frac{\partial G}{\partial \phi} = A_0 + B_0 G + C_0 \frac{\partial G}{\partial Y} + D_0 \frac{\partial^2 G}{\partial Y^2} . \quad (A.1)$$

Neste apêndice serão descritas as expressões dos coeficientes A_0 , B_0 , C_0 e D_0 desta equação.

A.1 - COEFICIENTE A_0

O coeficiente A_0 é dado por:

$$A_0 = \frac{P}{\Omega} \exp \left(W \frac{Z}{2 T_\infty r} \right) , \quad (A.2)$$

onde as expressões das variáveis envolvidas já foram dadas no Capítulo 4.

A.2 - COEFICIENTE B_0

O coeficiente B_0 é dado por:

$$B_0 = \frac{W r_0 v_0 \sin^4 \theta}{2 \sigma T_\infty \Omega (6670 \times 10^5)^2} - \frac{W Z}{2 r T_\infty^2} \frac{\partial T_\infty}{\partial \phi} + \frac{W Z V_0 \sin^3 \theta \cos \theta}{\sigma T_\infty^2 \Omega (6670 \times 10^5)^2} \frac{\partial T_\infty}{\partial \theta} + \frac{H}{\Omega} - \frac{\eta}{\Omega} W \epsilon + \frac{D_a \sigma r_0^4}{\Omega r^6} (W^2 \epsilon^2 - W \gamma) , \quad (A.3)$$

onde:

$$\begin{aligned}
 H = & \frac{2 \cos^2 \theta}{\sigma} \left[\frac{1}{H} \frac{\partial D_a}{\partial r} + D_a \frac{\partial(1/H)}{\partial r} \right] \\
 & + \frac{\sin \theta \cos \theta}{r \sigma} \left[\frac{1}{H} \frac{\partial D_a}{\partial \theta} + D_a \frac{\partial(1/H)}{\partial \theta} \right] \\
 & + \frac{\sin \theta \cos \theta}{r \sigma} \frac{1}{T_\infty} \frac{\partial T_\infty}{\partial \theta} \left[2 \frac{\partial D_a}{\partial r} - 2 \frac{D_a}{r} + \frac{D_a (15 \cos^2 \theta + 13)}{r \sigma} \right] \\
 & + \frac{\sin^2 \theta}{r^2 \sigma} \left[\frac{D_a}{T_\infty} \frac{\partial^2 T_\infty}{\partial \theta^2} + \frac{\partial T_\infty}{\partial \theta} \frac{\partial(D_a/T_\infty)}{\partial \theta} \right] \\
 & + \frac{D_a}{r \sigma^2 H} (15 \cos^4 \theta + 10 \cos^2 \theta - 1) \\
 & - \frac{2}{\sigma^2 r} U_r (15 \cos^4 \theta + 10 \cos^2 \theta - 1) - \frac{4 \cos^2 \theta}{\sigma} \frac{\partial U_r}{\partial r} \\
 & - \frac{2 \sin \theta \cos \theta}{\sigma r} \frac{\partial U_r}{\partial \theta} + \frac{r_0^2 \sin \theta}{r^3} \frac{\partial U_\theta}{\partial q} \\
 & - \frac{\sin \theta}{r \sigma^2} U_\theta (15 \cos^3 \theta + 13 \cos \theta) \\
 & - \frac{2 r \sin^2 \theta V_0}{(6670 \times 10^5)^2} - \frac{4 r V_0}{(6670 \times 10^5)^2 \sigma^2} (6 \cos^6 \theta - 3 \cos^4 \theta - 4 \cos^2 \theta + 1) \\
 & - K_1 n(O_2) - K_2 n(N_2) ; \tag{A.4}
 \end{aligned}$$

$$\eta = \frac{2 \cos \theta r_0^2}{r^3} U_r + \frac{r_0^2 \sin \theta}{r^3} U_\theta - \frac{r_0^2}{r^3} \left[2 \cos \theta \frac{\partial D_a}{\partial r} + \frac{\sin \theta}{r} \frac{\partial D_a}{\partial \theta} + \cos \theta \frac{D_a}{H} + \frac{\sin \theta D_a}{r T_\infty} \frac{\partial T_\infty}{\partial \theta} \right]; \quad (\text{A.5})$$

$$\epsilon = \frac{r}{2 r_0 \sigma T_\infty} \left[-2 \cos \theta + \frac{\sin \theta Z}{r_0 T_\infty} \frac{\partial T_\infty}{\partial \theta} \right]; \quad (\text{A.6})$$

$$\begin{aligned} \gamma = & - \frac{r^3}{2 r_0^3 \sigma^2 T_\infty} \left\{ -2 \left[2 \cos^2 \theta + \frac{\sin^2 \theta}{\sigma} (3 \cos^2 \theta - 1) \right] \right. \\ & + \frac{4 \sin \theta \cos \theta}{T_\infty} \frac{\partial T_\infty}{\partial \theta} \\ & + \frac{Z}{r_0} \frac{\sin \theta}{T_\infty} \cos \theta \left[5 + \frac{6 \sin^2 \theta}{\sigma} \right] \frac{\partial T_\infty}{\partial \theta} \\ & - \frac{2 Z}{r_0} \frac{\sin^2 \theta}{T_\infty^2} \left[\frac{\partial T_\infty}{\partial \theta} \right]^2 \\ & \left. + \frac{Z}{r_0} \frac{\sin^2 \theta}{T_\infty} \frac{\partial^2 T_\infty}{\partial \theta^2} \right\}. \quad (\text{A.7}) \end{aligned}$$

A.3 - COEFICIENTE C_0

O coeficiente C_0 é dado por:

$$C_0 = \frac{\eta}{\Omega} r \frac{\cosh(rq)}{\sinh(rq_{\max})}$$

$$\begin{aligned}
 & - \frac{2 D_a \sigma r_0^4}{\Omega r^6} \frac{W \eta \Gamma \cosh(\Gamma q)}{\sinh(\Gamma q_{\max})} \\
 & + \frac{D_a \sigma r_0^4}{\Omega r^6} \frac{\Gamma^2 \sinh(\Gamma q)}{\sinh(\Gamma q_{\max})} \\
 & + \frac{V_0 r^2 r_0^2}{(6670 \times 10^5)^2 \Omega} \frac{\Gamma \sinh(\Gamma q) \operatorname{cotgh}(\Gamma q_{\max})}{2 \sinh(\Gamma q_{\max}) q_{\max} p^2 r_b^3}, \quad (A.8)
 \end{aligned}$$

onde:

$$q_{\max} = \frac{r_0^2}{r_b^2} \left[1 - \frac{r_b}{r_0 p} \right]^{1/2}. \quad (A.9)$$

A.4 - COEFICIENTE D_0

O coeficiente D_0 é dado por:

$$D_0 = \frac{D_a \sigma r_0^4}{\Omega r^6} \frac{\Gamma^2 \cosh^2(\Gamma q)}{\sinh^2(\Gamma q_{\max})}. \quad (A.10)$$

Deve-se observar que estes coeficientes A_0 , B_0 , C_0 e D_0 são calculados em todos os pontos da malha. Para cada p , o qual é da do por:

$$p = \frac{r_e}{r_0}, \quad (A.11)$$

e para cada Y determina-se o valor de r e de θ em cada ponto da ma lha. No programa de computador foi utilizado o sistema cgs de unidades, motivo pelo qual aparece o fator 10^5 em A.3, A.4 e A.8.

APÊNDICE B

DIAGRAMA DE BLOCOS DO PROGRAMA DE COMPUTADOR

