



UNIVERSIDADE FEDERAL DE CAMPINA GRANDE
CENTRO DE TECNOLOGIA E RECURSOS NATURAIS
UNIDADE ACADÊMICA DE CIÊNCIAS ATMOSFÉRICAS
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM METEOROLOGIA

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

ESTUDO DA INVERSÃO DA DERIVA ZONAL DE BOLHAS DE PLASMA
IONOSFÉRICAS ATRAVÉS DE IMAGENS DO AIRGLOW

IGO PAULINO DA SILVA

CAMPINA GRANDE – PB
FEVEREIRO/2008

UFCG/BIBLIOTECA

IGO PAULINO DA SILVA

ESTUDO DA INVERSÃO DA DERIVA ZONAL DE BOLHAS DE PLASMA
IONOSFÉRICAS ATRAVÉS DE IMAGENS DO AIRGLOW

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-
Graduação em Meteorologia da Universidade
Federal de Campina Grande em cumprimento
as exigências para obtenção do título de
Mestre em Meteorologia.

UFCG/BIBLIOTECA
DOAÇÃO
Mest Meteorologia

Área de Concentração: Meteorologia de Meso e Grande Escalas
Subárea: Processos Físicos na Atmosfera

Orientadores: Dr. Amauri Fragoso de Medeiros e Dr. Ricardo Arlen Buriti da Costa

Campina Grande – PB
Fevereiro/2008

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA BIBLIOTECA CENTRAL DA UFCG

S586e

2008 Paulino, Igo.

Estudo da inversão da deriva zonal de bolhas de plasma ionosféricas através de imagens do airglow / Igo Paulino.— Campina Grande, 2008. 231f.: il.

Dissertação (Mestrado em Meteorologia) - Universidade Federal de Campina Grande, Centro de Tecnologia e Recursos Naturais.

Referências.

Orientadores : Dr. Amauri Fragoso de Medeiros, Dr. Ricardo Arlen Buriti.

1. Airglow. 2. Bolhas de plasma 3. Ionosfera.. I. Título.

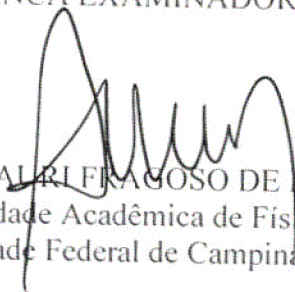
CDU – 550.3:535.37(043)

IGO PAULINO DA SILVA

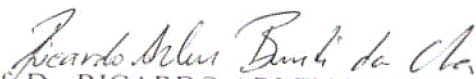
ESTUDO DA INVERSÃO DA DERIVA ZONAL DE BOLHAS DE PLASMA
IONOSFÉRICAS ATRAVÉS DE IMAGENS DE AIRGLOW

DISSERTAÇÃO APROVADA EM 11/02/2008

BANCA EXAMINADORA



Prof. Dr. AMALRI FRAGOSO DE MEDEIROS
Unidade Acadêmica de Física
Universidade Federal de Campina Grande



Prof. Dr. RICARDO ARLEN BURITI DA COSTA
Unidade Acadêmica de Física
Universidade Federal de Campina Grande



Prof. Dr. JÜRGEN WOLFGANG PRECKER
Unidade Acadêmica de Física
Universidade Federal de Campina Grande



Prof. Dr. ENIO PEREIRA DE SOUZA
Unidade Acadêmica de Ciências Atmosféricas
Universidade Federal de Campina Grande

À Ana Roberta (minha esposa),
aos meus avôs Manuel Paulino
e Maria Barbosa (In Memoriam)
e à minha tia Nair Pereira.

AGRADECIMENTOS

Primeiramente, aos meus orientadores, Dr. Amauri Fragoso de Medeiros e Dr. Ricardo Arlen Buriti, pela eficiente orientação e por todos os incentivos durante a construção deste trabalho.

A todo o povo brasileiro que financia nossos estudos através do pagamento de tributos.

A José Augusto pelo inestimável trabalho prestado no OLAP.

Ao Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE) e em especial, ao Dr. Hisao Takahashi pela colaboração científica.

Ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) pela concessão dos recursos financeiros.

Aos meus colegas de estudos por todos os momentos que compartilhamos juntos.

A todos os meus professores pela disposição em dividir seus conhecimentos durante os cursos ministrados.

À Divanete Cruz Rocha Farias (secretária do curso de pós-graduação em meteorologia da UFCG) por toda a atenção dispensada.

Aos meus familiares, Nair, Caio, Sr Manuel (meu avô) e Maria do Socorro (minha sogra) por todo o apoio.

Em especial, à Ana Roberta, pela compreensão, pela ajuda e pela paciência em compartilhar todas as etapas deste trabalho.

Ao Centro Mundial de Dados de Geomagnetismo da Universidade de Kyoto no Japão pela disponibilidade dos dados do índice Dst.

RESUMO

Irregularidades no plasma ionosférico têm sido estudadas recentemente por técnicas de sensoriamento remoto com o objetivo de entender a dinâmica e a morfologia da ionosfera terrestre. Dentre as irregularidades estudadas destacam-se as bolhas de plasma ionosféricas que têm origem na ionosfera noturna tropical, muitos aspectos da dinâmica destas estruturas já são conhecidos e muito outros ainda estão em fase de investigação. A deriva leste-oeste não é muito usual (é mais comum derivas oeste-leste) de ser observada e, até então, poucos casos tinham sido estudados. Com quase sete anos de dados de imagens do OI 630 nm calculou-se as derivas das bolhas através de métodos computacionais e fez-se uma análise do comportamento da deriva leste-oeste das bolhas de plasma. Com o auxílio de dados do índice geomagnético Dst caracterizou-se magneticamente os dias observados. Os principais resultados foram que a deriva leste-oeste pode ser observada tanto em períodos magneticamente calmos como em períodos perturbados e que a maioria das inversões do sentido da deriva aconteceram provavelmente devido à penetração de campos elétricos Hall associados com a taxa de variação da componente horizontal do campo magnético. Uma das inversões observadas deve estar ligada à penetração de energia na ionosfera de uma tempestade magnética intensa e outros dois casos de inversões devem estar relacionados com o período inicial de formação das bolhas.

Palavras Chaves: Airglow, Bolhas de Plasma, Ionosfera.

STUDY OF THE IONOSPHERIC PLASMA BUBBLE ZONAL DRIFT INVERSION THROUGH OF AIRGLOW IMAGES

ABSTRACT

Ionospheric plasma irregularities have been studied recently by remote technique with the purpose to understand the terrestrial ionosphere dynamics and morphology. Of the studies of the ionospheric irregularities we can highlight the plasma bubbles. They have origin in the tropical nighttime ionosphere and, many aspects of the dynamics these structures already are known and many other are over investigation stage. The east-west drift not is usual (it is more usual west-east drift), up to that time, few cases had been studied. Using almost seven years of OI 630 nm images data, it was calculated the plasma bubble drifts through the computational methods and it did an analysis of the east-west plasma bubble drifts. Using the Dst geomagnetic index, it was characterized magnetically the observed days. The mainly results were the east-west drifts can be observed as magnetically quiet periods as magnetically disturbance periods and the greater number of the inversion of the drift direction, probably happened due the prompt penetrations of Hall electric field associated with the variation rate of horizontal magnetic field. One of the inversions can be associated to penetration of strong magnetic storm energy in the ionosphere and two other inversion cases can be related with the initial stage of plasma bubble generation.

Keywords: Airglow, Plasma Bubble, Ionosphere.

SUMÁRIO

Capítulo 1	- 22 -
Introdução.....	- 22 -
Conceitos e Definições.....	- 22 -
Um pouco de História	- 23 -
Estrutura e Objetivos da dissertação	- 27 -
Capítulo 2	- 29 -
Fundamentos da dinâmica do Plasma ionosférico	- 29 -
Equações Básicas do Fluido	- 29 -
A equação de estado.....	- 30 -
Conservação de massa	- 30 -
Conservação da carga.....	- 35 -
Conservação da Quantidade de Movimento ou Conservação do Momentum.....	- 35 -
A força do gradiente de pressão.....	- 36 -
A força gravitacional	- 39 -
Forças Viscosas	- 40 -
A Força de Fricção	- 43 -
Força Eletromagnética.....	- 44 -
Forças inerciais	- 45 -
A equação do movimento completa	- 48 -
O conjunto completo de equações	- 49 -
Movimento do plasma ionosférico devido à aplicação de forças	- 52 -
Geração de campos elétricos	- 62 -
Mapeamento de campos elétricos	- 63 -
Capítulo 3	- 70 -
Eletrodinâmica da região equatorial	- 70 -
Movimentos da região F equatorial	- 70 -
O dínamo da região F equatorial	- 73 -
Teoria do dínamo da região E e o eletrojato equatorial diurno	- 79 -
Relações entre a eletrodinâmica e o vento termosférico	- 88 -

Capítulo 4	- 91 -
Teoria de Instabilidade Rayleigh-Taylor	- 91 -
Teoria Linear de Instabilidade Rayleigh-Taylor	- 91 -
O mecanismo de instabilidade Rayleigh-Taylor na ionosfera	- 91 -
Taxa de crescimento da instabilidade linear RT	- 93 -
A Teoria Generalizada de Instabilidade RT	- 103 -
Capítulo 5	- 106 -
Tempestades Geomagnéticas	- 106 -
O campo magnético terrestre e a magnetosfera	- 106 -
A estrutura do Sol	- 106 -
Radiações solares	- 107 -
O Flare solar	- 108 -
Atividade cíclica solar	- 110 -
O vento solar	- 112 -
O campo magnético interplanetário	- 113 -
O campo geomagnético	- 114 -
A magnetosfera	- 117 -
Tempestades Geomagnéticas	- 118 -
Índices Geomagnéticos	- 119 -
K_p e A_p	- 120 -
AE	- 120 -
O índice Geomagnético Dst	- 121 -
Definições	- 121 -
O índice Dst e as tempestades geomagnéticas	- 121 -
A obtenção do índice Dst	- 124 -
Padrões usados	- 124 -
Eliminação de variações diárias da atividade solar calma	- 126 -
O índice Dst equatorial horário	- 127 -
Observações sobre a determinação do índice Dst	- 127 -
Interpretações do índice Dst	- 128 -
Capítulo 6	- 130 -
Emissões do airglow Ionosférico	- 130 -
As principais emissões do airglow na ionosfera	- 130 -
A LINHA VERDE OI 557,7nm	- 133 -

A LINHA VERMELHA OI 630,0nm	- 134 -
A LINHA OI 777,4 nm	- 135 -
Capítulo 7	- 138 -
Instrumentação e metodologia	- 138 -
O OLAP	- 138 -
O imageador all sky	- 138 -
Descrição geral do instrumento	- 140 -
A lente olho de peixe	- 142 -
Os filtros de interferência	- 143 -
Sistema óptico	- 145 -
Sistema óptico telecêntrico	- 147 -
Sistema óptico de reconstrução da imagem	- 147 -
A CCD	- 148 -
O sistema de refrigeração	- 152 -
O microcomputador	- 153 -
Análise e Tratamento de dados de imagem do airglow	- 154 -
Visualização das imagens	- 156 -
Linearização das imagens	- 156 -
A retirada das estrelas	- 161 -
Outras considerações sobre as imagens	- 163 -
O tamanho das imagens	- 163 -
Resoluções espaciais sobre as imagens	- 164 -
O método usado no cálculo das velocidades de bolhas de plasma	- 165 -
Classificação de tempestades geomagnéticas a partir do índice Dst	- 172 -
Capítulo 8	- 176 -
Resultados e Discussões	- 176 -
A base de dados	- 176 -
A velocidade zonal de bolhas de plasma	- 177 -
As derivas leste-oeste de bolhas sobre o Cariri	- 183 -
Estatística das derivas leste-oeste de bolhas	- 184 -
Fatores que favorecem o surgimento de campos elétricos verticais	- 190 -
Estudo de Casos	- 193 -
Deriva Leste-Oeste de bolhas em dias de sub-tempestade geomagnética	- 194 -

Sub-tempestades associadas à tempestades magnéticas moderadas	- 194 -
Sub-tempestade associada à tempestade magnética intensa	- 200 -
Deriva Leste-Oeste de bolhas em dias de tempestade magnética moderada	- 201 -
Deriva Leste-Oeste de bolhas em dias de tempestade magnética fraca	- 204 -
Deriva Leste-Oeste de bolhas num dia magneticamente calmo	- 208 -
Capítulo 9	- 210 -
Conclusões	- 210 -
Principais resultados	- 210 -
Comportamento estatístico da velocidade das bolhas em noites magneticamente calmas	- 210 -
Comportamento da deriva zonal leste-oeste de bolhas de plasma	- 211 -
Considerações Finais	- 215 -
Referências	- 216 -
Apêndice A	- 221 -
Os tensores densidade de fluxo de momentum	- 221 -
Apêndice B	- 223 -
Solução de uma Identidade Vetorial	- 223 -
Apêndice C	- 225 -
Campo Magnético de um dipolo	- 225 -

LISTA DE FIGURA

- Figura 1 – Esquema de um volume arbitrário pelo qual passa um fluxo de massa de fluido qualquer..... - 31 -
- Figura 2 – Esquema mostrando como funciona a ação da força do gradiente de pressão..... - 37 -
- Figura 3 – Volume infinitesimal em coordenadas cartesianas..... - 37 -
- Figura 4 – Modelo unidimensional para a força viscosa de um fluido entre duas placas com velocidades distintas..... - 41 -
- Figura 5 – Razão entre as frequências de giro e de colisão. Linha sólida (elétrons) e linha tracejada (íons) - 57 -
- Figura 6 – Esquema Mostrando o movimento de íons e elétrons a) sobre a ação de forças de colisão, b) sem colisões e c) para o caso intermediário - 57 -
- Figura 7 – Direção das condutividades Hall, Pedersen e direta..... - 61 -
- Figura 8 – Esquema do dínamo da região F - 74 -
- Figura 9 – Esquema de lâminas para o dínamo da região E..... - 81 -
- Figura 10 – Esquema bidimensional mostrando o crescimento de uma irregularidade no plasma ionosférico equatorial. Uma perturbação inicial pequena na fronteira entre as regiões de maior e menor densidade pode gerar perturbações de escala bem maior..... - 92 -
- Figura 11 – Classificação das camadas do Sol - 107 -
- Figura 12 – Distribuição espectral da densidade de energia para um corpo negro a uma temperatura de 6000 K. As linhas verticais pontilhadas representam os limites da radiação visível..... - 108 -

Figura 13 – Modelo didático de um flare solar.....	- 109 -
Figura 14 – Um ciclo solar completo medido pelo fluxo solar F10,7 cm diário e pelo número médio diário de manchas solares.	- 112 -
Figura 15 – Esquema do Campo Magnético Interplanetário.....	- 113 -
Figura 16 – Sistema de coordenadas usual na descrição do campo magnético terrestre.....	- 114 -
Figura 17 – Esquema do campo magnético da Terra na aproximação de dipolo.....	- 116 -
Figura 18 – Esquema da magnetosfera.	- 118 -
Figura 19 – Distribuição ao longo do planeta da rede de observatório que são usados para obtenção do índice geomagnético Dst. A linha tracejada é a projeção do equador magnético terrestre e as estações onde se encontra os observatórios são indicadas pelos asteriscos.	- 122 -
Figura 20 – Evolução do Índice Dst durante alguns dias do mês de novembro de 2004.....	- 123 -
Figura 21 – No painel superior evolução do índice Dst para um mês magneticamente calmo (janeiro de 2001). No painel inferior é visto a evolução mensal para o mês de outubro de 2003 onde foi observada uma forte tempestade magnética no fim deste mês.	- 124 -
Figura 22 – Transições espectroscópicas que têm sido observadas no oxigênio atômico tanto na aurora como no airglow	- 133 -
Figura 23 – Na esquerda, esquema do imageador all sky e na direita, fotografias do Imageador de São João do Cariri.	- 141 -
Figura 24 – Fotografia retirada de uma sala com uma câmera com lente olho de peixe.....	- 142 -
Figura 25 – Lente olho de peixe Mamiya 27 mm/F4.5.....	- 143 -

Figura 26 – Esquema do sistema óptico do imageador.....	- 146 -
Figura 27 – Uma CCD típica.....	- 150 -
Figura 28 – Fotografia da Unidade Líquida de Circulação	- 153 -
Figura 29 – Fotografias do airglow obtidas pelo Imageador “all sky”. Na esquerda, imagem da emissão do OH no dia 18/12/2006. Na direita, imagem do airglow da emissão do OI 630 nm no dia 28/09/2000.....	- 155 -
Figura 30 – Esquema mostrando as transformações das coordenadas originais para as coordenadas geográficas.	- 157 -
Figura 31 – Geometria da observação do airglow.	- 159 -
Figura 32 – a) imagens original obtida na CCD e b) imagem corrigida.	- 161 -
Figura 33 – Imagem do OH mostrada na Figura 18. Na esquerda, imagem original. No centro imagem linearizada (512 x 512). Na direita, imagem linearizada e retirada das estrelas.	- 162 -
Figura 34 – Gráfico mostrando a abrangência da imagem em função do ângulo de abertura para camadas do airglow na mesosfera e na termosfera.	- 163 -
Figura 35 – Projeções de imagens do airglow sobre o mapa do Brasil. Na esquerda para imagens obtidas da mesosfera e na direita, para imagens realizadas na termosfera.....	- 164 -
Figura 36 – Ilustração com algumas possíveis resoluções espaciais das imagens.	- 165 -
Figura 37 – Matriz de pixel (imagem do airglow) mostrando bolhas de plasma observadas dia 22/10/2003 na emissão do OI 630,0 nm.	- 166 -
Figura 38 – Mesma imagem da Figura 37, só que linearizada (lado esquerdo). O pedaço em branco da imagem da esquerda é ampliado (lado direito no topo) e mostrado o correspondente em tons de cinza (lado direito inferior).....	- 166 -

Figura 39 – Imagens correspondentes às matrizes acima.	- 168 -
Figura 40 – Exemplos de períodos com atividade magnética calma painel superior, tempestade magnética fraca (segundo painel de cima para baixo), tempestade magnética moderada (terceiro de cima para baixo) e tempestade magnética intensa (painel inferior).	- 174 -
Figura 41 – Distribuição das velocidades médias mensais e da média do fluxo solar F10,7 cm ao longo do período de observação	- 178 -
Figura 42 – Comportamento das velocidades médias de bolhas de plasma ao longo da noite para os quase sete anos de observação.....	- 182 -
Figura 43 – Bolhas de plasma (estrias escuras) observadas nas imagens do OI 630 nm em São João do Cariri no dia 08/11/2004.....	- 184 -
Figura 44 – Distribuição sazonal da ocorrência de bolhas com derivas leste-oeste.....	- 186 -
Figura 45 – Histograma do horário de ocorrência dos eventos de deriva leste-oeste totais (painel superior) e para os meses próximos dos equinócios (painel inferior).....	- 187 -
Figura 46 – Histograma dos eventos com respeito ao fluxo solar F10.7cm na noite de ocorrência dos eventos.....	- 188 -
Figura 47 – Distribuição do número de eventos de derivas para oeste de acordo com a atividade magnética.....	- 189 -
Figura 48 – Evolução noturna da deriva zonal de bolhas (linhas com asteriscos) e do índice Dst (linhas com círculos) em período de sub-tempestade geomagnética. A linha tracejada vertical indica o horário observado da inversão do sentido de propagação das bolhas. a) 08/11/2004-09/11/2004, b) 30/05/2003-31/05/2003, c) 01/06/2003-02/06/2003 e d) 29/07/2005-30/07/2005.	- 195 -
Figura 49 – Esquema mostrando como um campo elétrico Hall produzido na região E é transportado para a região F.....	- 200 -

- Figura 50 – Mesmo que a Figura 48, só que para períodos de tempestade magnética moderada. a) 30/07/2003-31/07/2005, b) 31/07/2003-01/08/2007, c) 23/09/2003-24/09/2003, d) 12/07/2004-13/07/204 e e) 13/10/2004-14/10/2004. - 202 -
- Figura 51 – Mesmo que a Figura 48, só que para períodos de tempestade magnética fraca. a) 06/07/2002-07/07/2002, b) 25/06/2003-26/06/2007, c) 28/06/2003-29/06/2003, d) 12/07/2004-13/07/204, e) 04/07/2005-05/07/2005 e f) e) 19/07/2005-20/07/2005 - 206 -
- Figura 52 – Na esquerda, bolhas se propagando para oeste, observadas na noite 06/07/2002. Na direita, idem, só que para a noite de 25/06/2003. Estas bolhas estão em fase de desenvolvimento e apresentam estruturas pequenas que podem ser vistas onde apontam as setas. - 207 -
- Figura 53 – Evolução noturna da deriva zonal de bolhas (linhas com asteriscos) e do índice Dst (linhas com círculos) entre os dias 09/07/2005 e 10/07/2005..... - 209 -
- Figura 54 – Irregularidade observada na noite 09/07/2005 (região escura). A seta branca indica o sentido de propagação. - 209 -
- Figura 55 – Esquema de uma distribuição volumétrica de corrente elétrica. O volume total representado pelo elipsóide é dividido em partes infinitesimais contendo uma quantidade de carga dq e movendo-se a uma velocidade \vec{v} - 225 -
- Figura 56 – Esquema de circuito C no qual circula uma corrente elétrica I que está gerando um campo magnético numa distância r - 228 -

LISTA DE TABELAS

- Tabela 1 – Características das principais emissões da região F da ionosfera..... - 132 -
- Tabela 2 – Características dos principais filtros de interferência e alturas médias das camadas do airglow..... - 145 -
- Tabela 3 – Classificação da atividade magnética de acordo com valores do Dst..... - 175 -
- Tabela 4 – Informações sobre os meses sem observação do OI 630 nm e os respectivos motivos - 177 -
- Tabela 5 – Classificação dos eventos de deriva leste-oeste de bolhas de acordo com a atividade magnética..... - 194 -

LISTA DE SÍMBOLOS

V	Volume da parcela ou recipiente considerado
s	Superfície
m_{int}	Massa contida no interior da superfície s
m_s	Massa que atravessa a superfície s
$\frac{d}{dt}$	Operador derivada total
$\frac{\partial}{\partial t}$	Operador derivada parcial
$\int d$ curva superfície volume	Operador derivada, que pode ser sobre curva, superfície ou volume
$\oint d$ curva superfície volume	Operador derivada sobre uma curva, superfície ou volume fechado.
ρ	Densidade de partículas neutras
ρ_i	Densidade de espécies carregadas
da	Elemento diferencial de área
dV	Elemento diferencial de volume
∇	Operador gradiente
P_i	Taxa de produção de partículas carregadas por unidade de massa
L_i	Taxa de perda de partículas carregadas por unidade de massa
M_i	Massa das espécies carregadas
\vec{U}	Velocidade do gás neutro
\vec{V}_i	Velocidade das espécies carregadas
p	Pressão sobre o gás
\vec{F}	Forças externas ao gás de plasma

π_m	Densidade fluxo de momentum devido a particulas
π_w	Densidade fluxo de momentum devido a ondas
\hat{n}	Vetor normal ao elemento de área considerado
\sum_k	Somatório sobre todos os elementos indexados por k
M_T	Massa da Terra
R_T	Raio da Terra
\vec{g}_0	Campo gravitacional ao nível do mar
\vec{g}	Campo gravitacional a uma determinada altura na atmosfera
\hat{v}	Vetor unitário na direção do vetor \vec{v}
η	Coefficiente de viscosidade dinâmica
\vec{F}_F	Força de Fricção
\vec{F}_V	Força Viscosa
ν_m	Freqüência de colisão particulas neutras-ions
ν_{ne}	Freqüência de colisão particulas neutras-elétrons
ν_{ie}	Freqüência de colisão ions-elétrons
\vec{F}_E	Força elétrica
n_j	Densidade numérica da espécie j
q_j	Carga elétrica da espécie j
e	Carga elétrica elementar
$\vec{\omega}$	Velocidade angular
\vec{r}	Vetor posição
\vec{F}_g	Força gravitacional
k_B	Constante de Boltzmann
n_j	Densidade numérica da espécie j
n	Densidade numérica do plasma

\vec{E}	Campo elétrico
ρ_v	Densidade volumétrica de carga
\vec{B}	Campo magnético
ϵ_0	Permissividade elétrica no vácuo
μ_0	Permeabilidade magnética no vácuo
\vec{J}	Densidade de corrente elétrica
ϕ	Potencial elétrico
M	Massa dos íons
m	Massa dos elétrons
c	Velocidade da luz no vácuo
\vec{E}'	Campo elétrico no sistema em movimento
\vec{B}'	Campo magnético no sistema em movimento
D_j	Coefficiente de difusão
b_j	Mobilidade elétrica
κ_j	Razão entre a frequência de giro e a frequência de colisão
h_j	Altura de escala da espécie j
Ω	Frequência de giro ou giro-frequência
$\vec{\sigma}$	Tensor condutividade elétrica
$\vec{\Sigma}$	Tensor condutividade elétrica integrado
ν	Pedersen
u	Hall
o	Direto
u	Componente zonal do vento neutro
v	Componente meridional do vento neutro
Σ^F	Condutividade integrada na região F
Σ^E	Condutividade integrada na região E

δA	Variação infinitesimal da variável A
\dot{R}	Vetor de rotação
σ_c	Condutividade elétrica Cowling
$\xi_{\lambda\lambda}$	Condutividade da camada
\dot{W}'_f	Velocidade de um fluido num plasma não-magnetizado
v_f	Velocidade de fase
γ	Taxa de crescimento da instabilidade Rayleigh-Taylor
L	Escala de comprimento
S	Número de manchas solares de Wolf
S_t	Número total de manchas observadas
S_r	Número de regiões de distribuição de manchas
I_f	Número de flares observados durante uma rotação solar
\bar{N}_m	Número médio de manchas solares
D_M	Declinação magnética
I_M	Inclinação Magnética
H	Componente horizontal do campo geomagnético
r'	Vetor posição que localiza a distribuição de cargas/corrente
\dot{A}	Potencial vetorial magnético
m	Momento magnético de um circuito
$A(T)$	A variável A está em função da hora universal
$A(\tau)$	A variável A está em função da hora local
S_g	Variações diárias da atividade solar calma
Dst	Índice geomagnético Dst
K_p	Índice magnético planetário
A_p	Índice magnético A_p
AE	Índice magnético AE

OI	Emissão do oxigênio atômico
OH	Emissão da molécula de hidroxila
$\xrightarrow{\nu_i}$	Reação química com o coeficiente de reação
(i, j)	Coordenadas da CCD
(x, y)	Coordenadas geográficas (zonal, meridional)
(f, g)	Coordenadas padrão
(az, el)	Coordenadas (azimute, elevação)

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

Neste Capítulo serão apresentadas algumas definições sobre a ionosfera, um pouco da história do estudo de irregularidades ionosféricas e, por fim, os objetivos e estrutura da dissertação.

CONCEITOS E DEFINIÇÕES

A atmosfera da Terra apresenta uma extensa região, entre aproximadamente 100 – 1000 km de altitude, que é ionizada, principalmente, devido à absorção de radiação no espectro do extremo ultravioleta e dos raios-X. Essa região da atmosfera é denominada ionosfera.

A hipótese da existência dessa camada condutora foi alicerçada por variações periódicas observadas nas medidas do campo magnético. Os primeiros estudos diretos da ionosfera tiveram início na década de 1920 através de reflexões de ondas de rádio. Atualmente a ionosfera terrestre é objeto de muitos estudos teóricos e experimentais e diversas técnicas têm sido utilizadas para obter informações desta camada.

A ionosfera apresenta irregularidades na sua densidade que varia da escala de centímetros até centenas de quilômetros. Quando estas irregularidades são de grande escala, elas são denominadas de bolhas de plasma ionosféricas. Estas bolhas são geradas próximas ao equador magnético e são mapeadas até médias latitudes através das linhas de campo geomagnético. Elas, geralmente, surgem após o pôr-do-sol e podem ser observadas até depois da meia noite. As bolhas de plasma constituem regiões de menor densidade do plasma ionosférico em relação à vizinhança.

UM POUCO DE HISTÓRIA

Os primeiros estudos realizados sobre a ionosfera almejavam explicar a presença de algumas subcamadas e suas variações com a hora local, latitude, estações do ano, etc. Estes estudos obtiveram grandes resultados através dos avanços do programa espacial com o desenvolvimento de balões, foguetes e satélites que utilizavam instrumentos a bordo para fazer medidas *in situ*. A combinação de medidas *in situ* e de sensoriamento remoto acelerou as pesquisas da ionosfera. A partir de então, muitos trabalhos teóricos foram desenvolvidos, sendo apoiados pelos dados experimentais, na tentativa de explicar a dinâmica e os principais fenômenos que se desenvolvem nesta camada.

O surgimento das bolhas de plasma ionosféricas está relacionado com o movimento vertical da ionosfera ao entardecer. Também existe um consenso de que a instabilidade Rayleigh-Taylor (RT) é o mecanismo responsável pelo desenvolvimento das irregularidades ionosféricas na região F, mas, as condições iniciais que geram o processo de instabilidade ainda não estão completamente

estabelecidas [e.g. (Gentile et al., 2006; Chu et al., 2005; Fejer et al., 2005; Heelis, 2004; Pimenta et al., 2003; Pimenta, 2002; Pimenta et al., 2001b; Bittencourt et al., 1997; Batista et al., 1996)].

Muitos estudos teóricos foram realizados para explicar a dinâmica do plasma espacial de forma geral. Recentemente Vassiliadis (2006) publicou uma revisão com as principais técnicas utilizadas nestes estudos.

A observação de irregularidades ionosféricas iniciou-se na década de 1960 usando radares VHF (do Inglês “very high frequency”). Nestas observações verificou-se que as irregularidades podiam atingir até 400 km de largura leste-oeste e velocidade oeste-leste da ordem de 100 m/s [(Clemesha, 1964) apud (Pimenta, 2002)]. Na década seguinte, as observações foram ampliadas através de radar de espalhamento coerente por Woodman (1970) apud (Pimenta, 2000). Ele verificou que a velocidade vertical do plasma é positiva (para cima) durante o dia e negativa (para baixo) durante a noite.

Estudos da morfologia e dinâmica de bolhas de plasma têm sido feito utilizando-se técnicas ópticas de observação do airglow noturno. Esta técnica tem a vantagem de poder observar dimensões espaciais relativamente grandes e, assim, é possível fazer um mapeamento das irregularidades noturnas com escala que vai desde alguns quilômetros até centenas de quilômetros.

As primeiras observações ópticas foram feitas por Weber et al. (19780) que observaram um alinhamento das bolhas com as linhas de campo geomagnético. No Brasil as primeiras observações ópticas foram feitas por Sobral et al. (1980a e

1980b). Eles verificaram que a presença de bolhas de plasma nas emissões do airglow fazia variar a intensidade da emissão e caracterizam estas bolhas como sendo as regiões de decréscimo abrupto da densidade do plasma.

A partir de então, muitos estudos foram feitos usando esta técnica. *Fagundes et al. (1995a)*, por exemplo, fizeram algumas investigações sobre a variação da intensidade do airglow da região da termosfera durante a passagem de bolhas. Como a dinâmica das bolhas e a dinâmica da termosfera estão muito relacionadas, *Fagundes et al. (1995b)* iniciaram um trabalho observando a relação entre a dinâmica da termosfera (usando dados de vento termosféricos) e a formação de bolhas. *Bittencourt et al. (1997)* foram os primeiros a fazer observações simultâneas de dados de ventos termosféricos e observações de bolhas por imagens de airglow no Brasil.

A forte relação da ionosfera com a magnetosfera já é um fato bem estabelecido e, portanto, a formação e evolução das bolhas não devem estar isenta de perturbações devido à tempestade geomagnética. *Sahai et al. (1998)* estudaram a ocorrência de bolhas de plasma durante o período de distúrbios no campo geomagnético e descobriram, entre outros resultados, que a presença de bolhas entre maio e agosto só acontece quando é observado spread-F nos períodos magneticamente perturbados.

Otsuka et al. (2002) fizeram observações com imageadores em pontos magneticamente conjugados e observaram uma estrutura simétrica para as localidades comprovando que, o mapeamento das bolhas ao longo das linhas de campo magnético, é simétrico com relação ao equador magnético.

Outro ponto que já está bem estabelecido no estudo das bolhas é o padrão sazonal de aparição que elas apresentam. Alguns trabalhos, usando dados de imagens de airglow (*Paulino et al., 2007; Pimenta et al., 2001; Sahai et al., 2000; Sahai et al., 1999*), mostraram que o período preferencial de desenvolvimento das bolhas é de setembro a março e sofrem variações na intensidade das aparições dependendo do nível de atividade solar. *Sobral et al. (2002)* deram uma contribuição significativa para estes estudos observando durante dois ciclos solares a ocorrência de bolhas e ampliaram os estudos fazendo relações também com as atividades geomagnéticas.

O estudo da dinâmica das bolhas usando técnicas ópticas de imageamento do airglow começou a ser feito no Brasil no início desta década. *Santana et al. (2001)* estudaram 72 noites em condições magnéticas calmas e observaram que a velocidade de deriva zonal das bolhas decai ao longo da noite para todas as estações. *Pimenta (2002)* fez uma caracterização da deriva zonal de bolhas na região tropical em noites magneticamente calmas e comparou os resultados com modelos de ventos termosférico. Dentre os mais expressivos resultados, ele encontrou variações das velocidades das bolhas durante períodos de atividade solar alta e baixa e atividade magnética calma. Outro importante trabalho de deriva zonal foi publicado por *Pimenta et al. (2003)* que estudaram o comportamento da deriva zonal desde -25° até -5° de latitude. *Arruda et al. (2006)* publicaram recentemente uma comparação de um modelo simplificado para dinâmica de bolhas com resultados obtidos experimentalmente e observaram uma boa correlação. *Pimenta (2002)* concluiu que em período de tempestades geomagnéticas intensas as bolhas movem-se para oeste e durante tempestades moderadas e fracas, elas movem-se para leste, mas com velocidade de deriva menor do que em períodos calmos.

Com respeito à dinâmica de bolhas, outras técnicas também têm sido utilizadas. Por exemplo, usando dados: de fotômetro (*Terra et al., 2004*); de radar de espelhamento coerente (*Fejer et al., 2005*); de GPS (do Inglês “Global Positioning System”) (*Martinis et al., 2005; De Paula et al., 2002; Mendillo et al., 2000*); de ionossondas (*Bertoni et al., 2006; Reinisch e Huang, 1996*) e de sensores a bordo de foguetes (*Muralikrishna, 2005*).

ESTRUTURA E OBJETIVOS DA DISSERTAÇÃO

Optou-se por uma descrição física e matemática detalhada nos Capítulos de fundamentação teórica para auxiliar os leitores a compreenderem melhor os resultados apresentados. No Capítulo 2 serão discutidas as equações básicas que governam a dinâmica do plasma ionosférico. As principais forças que atuam sobre o fluido ionosférico serão abordadas com intuito de escrever a equação do movimento tanto para o gás neutro quanto para o gás ionizado. Na etapa final será avaliada a importância da condutividade elétrica para as regiões E e F da ionosfera. Dando continuidade, o Capítulo 3 será destinado à geração de correntes ionosféricas através da teoria do dínamo das regiões E e F. Também será introduzido o conceito de eletrojato equatorial. Esse capítulo é muito importante para compreensão da dinâmica do plasma ionosférico equatorial porque o plasma é facilmente perturbado devido à geração de campos eletromagnéticos.

No Capítulo 4 serão discutidos os princípios físicos tratados na teoria de instabilidade Rayleigh-Taylor e o porquê dela ser útil para entender a geração das bolhas de plasma ionosféricas. No capítulo 5 serão apresentados conceitos básicos sobre tempestades geomagnéticas e como fazer para medi-las e identificá-las com

dados obtidos na superfície. Já no Capítulo 6 serão, rapidamente, apresentadas as principais emissões do airglow que podem ser observadas na região da ionosfera em torno de 250 – 300 km de altitude.

O Capítulo 7 apresentará uma discussão básica sobre o imageador “all sky” (o princípio de funcionamento, a construção, a aquisição de dados e o tratamento dos dados). Ainda, neste capítulo, será apresentado o método usado para calcular a deriva zonal de bolhas de plasma e como identificar os períodos magneticamente perturbados.

No Capítulo 8 serão apresentados e discutidos os principais resultados encontrados durante a pesquisa. Dentre eles, o provável motivo da inversão de sentido de propagação das bolhas de plasma observadas durante o período de quase sete anos de observações (setembro de 2000 a abril de 2007). Por fim, no Capítulo 9 serão apresentadas, sumariamente, as conclusões e os pontos identificados que ainda precisam ser estudados para melhor compreensão da dinâmica das bolhas.

CAPÍTULO 2

FUNDAMENTOS DA DINÂMICA DO PLASMA IONOSFÉRICO

Neste Capítulo serão discutidas as principais forças que atuam sobre uma parcela de fluido na ionosfera e serão analisados os princípios de conservação da carga, da massa e do momentum. Como se trata de um fluido, a equação dos gases será escrita de forma apropriada e, por fim, serão discutidas as aproximações que podem ser feitas nas equações de Maxwell para as espécies ionizadas.

EQUAÇÕES BÁSICAS DO FLUIDO

A dinâmica do fluido geoespacial baseia-se nas leis básicas de conservação de massa, momentum e carga. São consideradas interações de natureza gravitacional, colisional, eletromagnética e de viscosidade.

Os ions positivos, elétrons e partículas neutras (que ocasionalmente chamar-se-á de neutros) podem ser considerados, numa primeira aproximação, fluidos independentes acoplados apenas por colisões. Quando ions e elétrons forem tratados em conjunto, serão designados de plasma. Usualmente será tratado o fluido por unidade de volume diferencial, de modo que o volume contenha um número suficiente de partículas para que as técnicas estatísticas possam ser usadas para

definir parâmetros termodinâmicos, densidade e velocidade média do fluxo. Além disso, as partículas estão se colidindo num movimento rápido aleatório.

A EQUAÇÃO DE ESTADO

Numa primeira aproximação, as propriedades termodinâmicas (temperatura, pressão, densidade e volume) dos gases que constituem a ionosfera podem ser governadas pela equação de estado de um gás ideal. Sendo assim a pressão de um gás ideal de íons, elétrons ou neutros pode ser dada por

$$p_j = \frac{\rho_j k_B T_j}{M_j} = n_j k_B T_j, \quad [2.1]$$

O índice j diferencia íons, elétrons e neutros, p_j é a pressão do gás, T_j é a temperatura, n_j é a densidade numérica do gás, ρ_j é a densidade volumétrica, M_j é a massa da espécie que compõe o gás e k_B é a constante de Boltzmann.

CONSERVAÇÃO DE MASSA

Considere um volume V envolvido por uma superfície fechada S . Seja m_{in} a massa contida no volume envolvido pela superfície S e m_s a massa que atravessa a superfície conforme ilustra a Figura 1. Como a massa nem pode ser criada nem destruída, tem-se

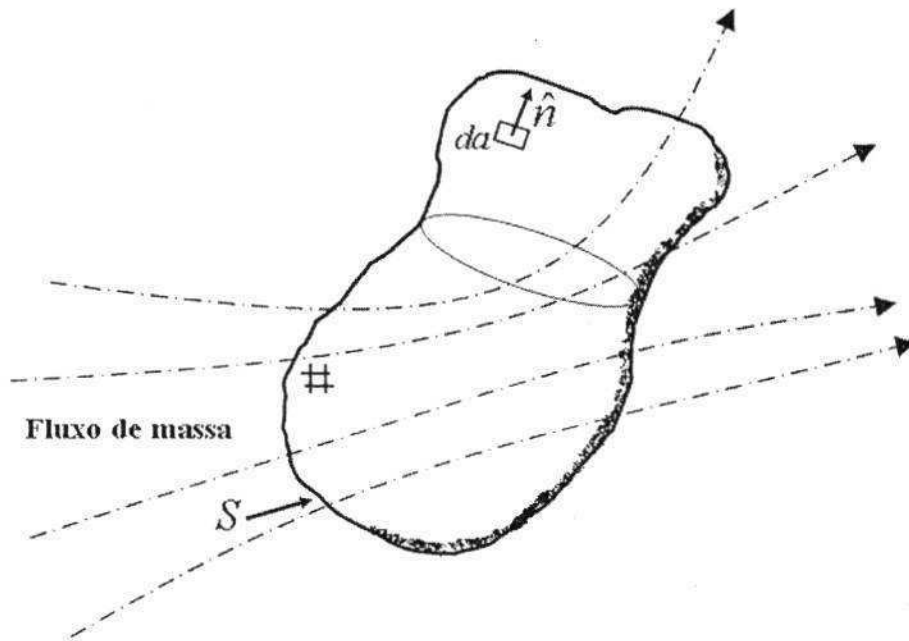


Figura 1 – Esquema de um volume arbitrário pelo qual passa um fluxo de massa de fluido qualquer.

$$\frac{\partial m_{\text{int}}}{\partial t} = -\frac{dm_s}{dt}, \quad [2.2]$$

mas a massa no interior do volume é

$$m_{\text{int}} = \int_V \rho dV, \quad [2.3]$$

e o fluxo de massa por unidade de volume é

$$\frac{dm_s}{dt} = \oint_S \rho \vec{v} \cdot \hat{n} da, \quad [2.4]$$

\hat{n} é o vetor unitário normal a superfície e da é o elemento diferencial de área da superfície considerada.

Usando o teorema da divergência de Gauss

$$\oint_V \rho \vec{v} \cdot \hat{n} da = \int_V (\nabla \cdot \rho \vec{v}) dV, \quad [2.5]$$

∇ é o operador gradiente. Reescrevendo a Equação [2.2], tem-se

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dV &= - \int_V (\nabla \cdot \rho \vec{v}) dV \\ \int_V \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \vec{v} \right) dV &= 0 \end{aligned} \quad [2.6]$$

ou ainda,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \vec{v} = 0. \quad [2.7]$$

Usando a identidade vetorial

$$\nabla \cdot (\alpha \vec{\xi}) = \vec{\xi} \cdot \nabla \alpha + \alpha \nabla \cdot \vec{\xi}, \quad [2.8]$$

α é uma constante e $\vec{\xi}$ é um vetor qualquer, pode-se reescrever a Equação [2.7] da seguinte forma

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \rho + \rho \nabla \cdot \vec{v} = 0, \quad [2.9]$$

mas a derivada total de uma função é dada por

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\partial\rho}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla\rho, \quad [2.10]$$

então, pode-se escrever a Equação [2.9] de uma forma mais usual, ou seja

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \nabla \cdot \vec{v} = 0, \quad [2.11]$$

esta é a equação de conservação de massa, também conhecida por equação da continuidade de massa. Se for considerado um fluido incompressível, ou seja, um fluido no qual a densidade permanece constante ao longo do tempo, tem-se

$$\frac{d\rho}{dt} = 0, \quad [2.12]$$

o que implica em

$$\nabla \cdot \vec{v} = 0, \quad [2.13]$$

ou,

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} = -\vec{v} \cdot \nabla\rho. \quad [2.14]$$

Em alguns modelos usados na ionosfera a simplificação de fluido incompressível não é utilizada, a não ser que a região de interesse de estudos seja restrita a uma camada de espessura delgada em que a densidade não varie muito.

As Equações [2.11] e [2.13] são válidas para um fluxo de massa contínuo ausente de fontes ou sumidouros, portanto elas podem ser usadas em estudos de partículas neutras na ionosfera. Por outro lado, sabe-se que os pares íons-elétrons são produzidos pela incidência de fótons ou partículas energéticas e são perdidos por processos de recombinação. Se P_i é a taxa de produção e L_i é a taxa de perdas de íons positivos por unidade de massa, então a Equação [2.11] (conservação de massa) para cada espécie de íons será

$$\frac{1}{\rho_i} \frac{d\rho_i}{dt} + \nabla \cdot \vec{v}_i = (P_i - L_i) M_i, \quad [2.15]$$

M_i é a massa de cada espécie de íon.

Pode-se ignorar a perda de partículas neutras quando pares de íons-elétrons são formados em altitudes abaixo de alguns milhares de quilômetros porque a densidade do gás neutro é muito superior a densidade de gás de íons e elétrons. Por outro lado, o processo de perda-formação de íons negativos acima de 80 km de altitude não é importante e não será considerado, isso porque a massa dos elétrons é muito menor que as das outras espécies.

Seja \vec{U} a velocidade do gás neutro e \vec{V}_i a velocidade das espécies de íons, a equação da continuidade, neste caso, fica

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \nabla \cdot \vec{U} &= 0 \quad \text{Para o gás neutro} \\ \frac{1}{\rho_i} \frac{d\rho_i}{dt} + \nabla \cdot \vec{V}_i &= (P_i - L_i) M_i \quad \text{Para os íons} \end{aligned} \quad [2.16]$$

CONSERVAÇÃO DA CARGA

Considerando que o gás de espécies carregadas é formado a partir da ionização do gás neutro, a carga tem que ser conservada, ou seja, a quantidade de cargas dos íons positivos formados deve ser igual à quantidade de elétrons produzidos, ou

$$\sum_{i=1}^N P_i - L_i = P_e - L_e, \quad [2.17]$$

o índice "i" representa a espécie de íons positivo (e. g. N^+ , He^+ , O_2^+ , O^+ , N_2^+ , NO^+ e H^+) e o índice "e" refere-se ao elétrons.

CONSERVAÇÃO DA QUANTIDADE DE MOVIMENTO OU CONSERVAÇÃO DO MOMENTUM

A equação de estado e a equação da continuidade precisam ser suplementadas por uma equação dinâmica que relaciona a velocidade com as forças que atuam no fluido. Usar-se-ão as leis de Newton para discutir quais são as principais forças que atuam numa parcela de fluido ionosférico.

A advecção de uma quantidade vetorial não difere muito da advecção de uma quantidade escalar (como é o caso da conservação da massa), apenas a notação tensorial precisa ser introduzida. Sendo assim, a equação equivalente a Equação [2.6] para a troca de momentum num volume arbitrário será:

$$\int_V \frac{\partial}{\partial t} (\rho \vec{U}) dV = \int_V (-\nabla p) dV + \int_V \vec{F} dV - \int_V \pi_m \cdot \hat{n} da - \int_V \pi_w \cdot \hat{n} da, \quad [2.18]$$

\vec{F} é a força externa, p é a pressão (que pode ser de diferentes tipos dependendo do tratamento considerado), π_m é a densidade do fluxo de momentum devido a movimentos materiais (e.g. partículas) e π_w é a densidade do fluxo de momentum devido a movimentos ondulatórios. Aplicando mais uma vez o teorema da divergência de Gauss nos dois últimos termos do lado direito da Equação [2.18], tem-se

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \vec{U}) = -\nabla p + \vec{F} - \nabla \cdot \pi_m - \nabla \cdot \pi_w, \quad [2.19]$$

é importante lembrar que π_m e π_w são tensores e que a divergência de um tensor é um vetor e isso é necessário para satisfazer a igualdade da Equação [2.19]. Mais detalhes sobre os tensores densidade de fluxo de momento pode ser visto no Apêndice A.

A FORÇA DO GRADIENTE DE PRESSÃO

A diferença de pressão em pontos separados do fluido produz uma força que o movimentam de regiões com pressões mais elevadas para regiões de menor pressão, esta força é denominada de força do gradiente de pressão. Um esquema pode ser visto na Figura 2, observe que a força do gradiente de pressão é contrária à direção do fluxo do fluido. Considere ainda um elemento diferencial de fluido em coordenadas cartesianas $dV = dx dy dz$ centrado no ponto (x_0, y_0, z_0) como indicado na Figura 3.

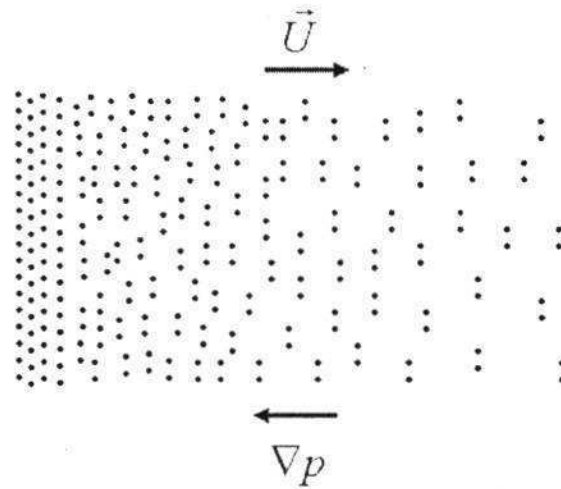


Figura 2 – Esquema mostrando como funciona a ação da força do gradiente de pressão.

Adaptado: Kelley (1979).

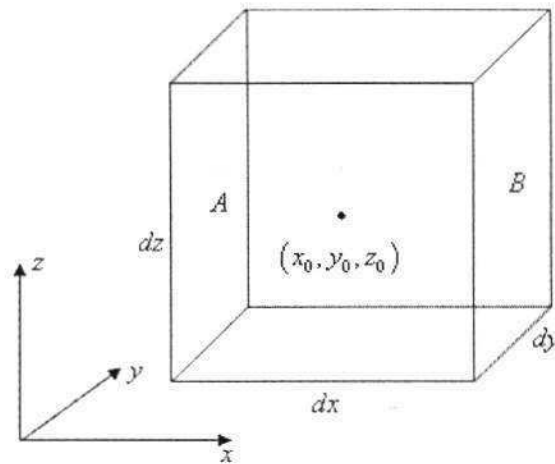


Figura 3 – Volume infinitesimal em coordenadas cartesianas.

Fonte: Holton (1992).

Considerando que as partículas do fluido estão desenvolvendo um movimento aleatório dentro do volume, as transferências de momentum por unidade de área, por unidade de tempo é apenas a pressão exercida nas paredes do fluido. Por questões de simplificações considera-se apenas a variação da pressão ao longo de uma direção. Seja $p(x_0)$ a pressão exercida no centro do volume, então a pressão

em um ponto arbitrário ao longo da direção x pode ser escrito, usando expansão de Taylor, por

$$p(x) = p(x_0) + \left. \frac{\partial p}{\partial x} \right|_{x_0} (x - x_0) + \frac{1}{2!} \left. \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \right|_{x_0} (x - x_0)^2 + \dots \quad [2.20]$$

Em primeira aproximação (aproximação linear) podem-se desprezar os termos de ordem superior da Equação [2.20]. A pressão exerce uma força na parede A ($dydz$) do volume de controle é dada por

$$F_{Ax} = - \left(p_0 + \frac{\partial p}{\partial x} \frac{dx}{2} \right) dydz . \quad [2.21]$$

Analogamente, na parede B a força será

$$F_{Bx} = \left(p_0 - \frac{\partial p}{\partial x} \frac{dx}{2} \right) dydz . \quad [2.22]$$

Somando as Equações [2.21] e [2.22] obtém-se a força ao longo da direção x , ou seja

$$F_x = F_{Ax} + F_{Bx} = - \frac{\partial p}{\partial x} dx dy dz , \quad [2.23]$$

sendo m a massa do elemento diferencial de volume e ρ a densidade volumétrica de massa, pode-se escrever a força por unidade de massa ao longo de x da seguinte forma

$$\frac{F_x}{m} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad [2.24]$$

o resultado é análogo para as direções y e z , em assim sendo, tem-se

$$\frac{\vec{F}}{m} = -\frac{1}{\rho} \nabla p, \quad [2.25]$$

esta é a equação da força do gradiente de pressão. Em dinâmica dos fluidos é muito comum utilizar a força por unidade de massa, isto se deve ao fato de que é muito difícil medir a massa de uma parcela de fluido na atmosfera. Em muitos casos, a força por unidade de massa é referida apenas como força.

A FORÇA GRAVITACIONAL

A lei da gravitação de Newton diz que quaisquer dois corpos de massa no universo se atraem mutuamente com uma força proporcional ao produto de suas massas e inversamente proporcional ao quadrado da distância que os separa. Para dois corpos de massas M e m separados por uma distância r dos centros de suas massas, tem-se

$$\vec{F}_g = -\frac{GMm}{r^2} \hat{r} \quad [2.26]$$

G é a constante universal da gravitação e \hat{r} o vetor unitário na direção do eixo que une as duas massas. Seja M_T a massa da Terra e m a massa de um elemento da

atmosfera, então a força gravitacional por unidade de massa que a Terra exerce sobre uma parcela de ar na atmosfera é

$$\frac{\vec{F}_g}{m} = -\frac{GM_T}{r^2} \hat{r}. \quad [2.27]$$

Nos estudos de ciências atmosféricas é mais comum usar como coordenada vertical a altura com respeito ao nível do mar. Se o raio da Terra é designado por R_E e a altura vertical com respeito ao nível do mar por z , então a Equação [2.27] fica

$$\frac{\vec{F}_g}{m} = \frac{\dot{g}_0}{\left(1 + \frac{z}{R_E}\right)^2} = \dot{g}, \quad [2.28]$$

sendo

$$\dot{g}_0 = -\frac{GM_T}{R_E^2} \hat{r}, \quad [2.29]$$

o valor da força gravitacional, por unidade de massa, ao nível do mar.

FORÇAS VISCOSAS

A força viscosa de colisões é um processo dissipativo. A energia no fluxo médio é convertida em calor quando a viscosidade é importante. A forma exata do tensor densidade de fluxo de momentum é muito complexa. Uma forma simplificada pode ser ilustrada a partir de um experimento no qual uma camada de fluido

incompressível é confinado entre duas placas horizontais separadas por uma distância l como ilustra a Figura 4. Neste esquema a placa superior desloca-se com velocidade constante u_0 na direção x , enquanto que a placa inferior permanece parada.

As partículas do fluido que estão em contato com a placa superior também se movem com velocidade u_0 e o fluido em $z = 0$ permanece parado.

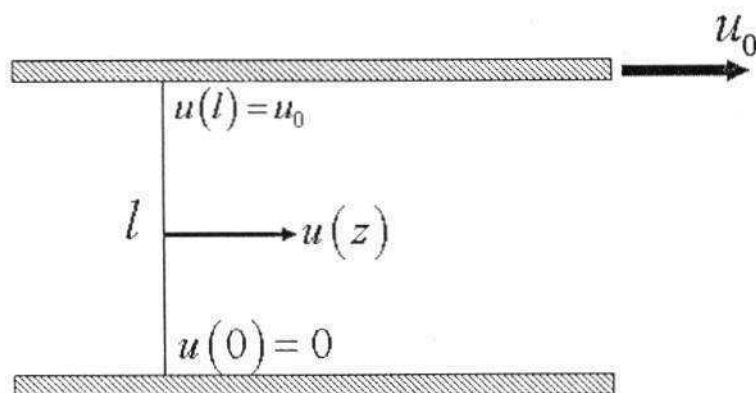


Figura 4 – Modelo unidimensional para a força viscosa de um fluido entre duas placas com velocidades distintas.

Adaptado: Holton (1992).

A força tangencial na placa superior deve ser proporcional à área da placa e a velocidade do fluido e inversamente proporcional a distância de separação entre as duas placas, ou seja

$$\text{Força viscosa} = \mu \frac{A u_0}{l}, \quad [2.30]$$

μ é conhecido como coeficiente de viscosidade dinâmica. (força igual à força exercida por uma placa de fluido a uma altura z numa placa de fluido imediatamente

inferior). Todas as camadas de fluidos horizontais de espessura Δz devem exercer a mesma força no fluido abaixo, sendo assim pode-se reescrever a equação [2.30] da seguinte forma

$$\text{Força viscosa} = \mu A \frac{\Delta u}{\Delta z}, \quad [2.31]$$

neste caso,

$$\Delta u = \frac{u \Delta z}{l}, \quad [2.32]$$

sendo assim, a força viscosa por unidade de área será definida por

$$\tau_{zx} = \lim_{\Delta z \rightarrow 0} \mu \frac{\Delta u}{\Delta z} = \mu \frac{\partial u}{\partial z}, \quad [2.33]$$

os subscritos de τ_{zx} indicam que esta é a componente x da força viscosa por unidade de área devida ao cisalhamento vertical do vento. Semelhantemente como foi calculada a força do gradiente de pressão por unidade de massa, pode-se calcular a força viscosa por unidade de massa na direção x devida ao cisalhamento vertical do vento. O resultado é o seguinte

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial z} \right). \quad [2.34]$$

Definindo η como sendo

$$\eta = \frac{\mu}{\rho}, \quad [2.35]$$

o coeficiente de viscosidade cinemática. Analogamente a força viscosa tem mais duas componentes para a direção x , uma para o cisalhamento ao longo do eixo x e outra para o cisalhamento do vento ao longo do eixo y . Sendo assim a força viscosa por unidade de massa, para um fluido incompressível, pode ser dada por

$$\vec{F}_v = \eta \nabla^2 \vec{U}, \quad [2.36]$$

Para um fluido compressível uma força bem usual para a força viscosa é

$$\vec{F}_v = \eta \nabla^2 \vec{U} + \eta' \nabla (\nabla \cdot \vec{U}), \quad [2.37]$$

η' é uma constante de proporcionalidade.

A FORÇA DE FRICÇÃO

Na termosfera as forças externas representadas por \vec{F} na equação do movimento inclui também a força de fricção \vec{F}_f do gás neutro devido à existência do plasma na ionosfera. Esta força é transmitida por colisões entre partículas quando há movimentos relativos entre o gás neutro e o plasma. A força por unidade de volume no gás neutro devido o plasma é frequentemente chamada de arraste iônico e pode é escrita da forma

$$\vec{F}_F = -\rho v_m (\vec{U} - \vec{V}_i), \quad [2.38]$$

v_m é a frequência de colisão neutro-íon, \vec{V}_i é a velocidade média dos íons. Por questão de simplicidade, assume-se que apenas uma espécie de íon está presente. Mas, colisões mútuas irão ocorrer porque existem nesta camada várias espécies de íons, então a força de fricção, por unidade de volume, será

$$\vec{F}_F = -\sum_{\substack{k \\ j \neq k}} \rho_j v_{jk} (\vec{V}_j - \vec{V}_k). \quad [2.39]$$

FORÇA ELETROMAGNÉTICA

Por se tratar de um meio ionizado, a ionosfera está sujeita a ação de campos elétricos que podem ser gerados internamente para garantir a não-divergência de correntes elétricas ou podem ser campos elétricos externos resultantes da penetração de partículas carregadas e/ou radiação ionizante do vento solar. A força elétrica por unidade de volume é dada por

$$\vec{F}_E = n_j q_j \vec{E}, \quad [2.40]$$

q_j é a carga e n_j é a densidade numérica da j -ésima espécie.

Se for assumido que o plasma está inserido num campo magnético \vec{B} e que as partículas carregadas se movem com velocidade \vec{V}_j , a força magnética, por unidade de volume, a que estas partículas estarão sujeitas será

$$\vec{F}_M = n_i q_i (\vec{V}_i \times \vec{B}). \quad [2.41]$$

Sendo assim, a força eletromagnética resultante ou força de Lorentz (por unidade de volume) será

$$\vec{F}_L = n_i q_i (\vec{E} + \vec{V}_i \times \vec{B}). \quad [2.42]$$

FORÇAS INERCIAIS

Até agora se discutiu a equação do movimento para uma parcela de fluido movendo-se num sistema inercial. A Terra, porém, move-se num movimento circular em torno do seu eixo arrastando consigo a atmosfera, portanto, é necessário relacionar o sistema não-inercial com um sistema inercial.

Num sistema de referência (R) em rotação com velocidade angular $\vec{\omega}$, a taxa temporal de troca de um vetor está relacionada com um sistema inercial (I) da forma que segue: Seja \vec{A} um vetor em coordenadas cartesianas

$$\vec{A} = \hat{x}A_x + \hat{y}A_y + \hat{z}A_z. \quad [2.43]$$

E sejam as componentes de \vec{A} num sistema em rotação com velocidade angular $\vec{\omega}$

$$\vec{A} = \hat{x}'A_x' + \hat{y}'A_y' + \hat{z}'A_z'. \quad [2.44]$$

Derivando \vec{A} com respeito à t no sistema inercial,

$$\left(\frac{d\vec{A}}{dt}\right)_I = \hat{x} \frac{dA_x}{dt} + \hat{y} \frac{dA_y}{dt} + \hat{z} \frac{dA_z}{dt}, \quad [2.45]$$

ou,

$$\left(\frac{d\vec{A}}{dt}\right)_I = \hat{x}' \frac{dA_x'}{dt} + \hat{y}' \frac{dA_y'}{dt} + \hat{z}' \frac{dA_z'}{dt} + \frac{d\hat{x}'}{dt} A_x' + \frac{d\hat{y}'}{dt} A_y' + \frac{d\hat{z}'}{dt} A_z' \quad [2.46]$$

mas,

$$\hat{x}' \frac{dA_x'}{dt} + \hat{y}' \frac{dA_y'}{dt} + \hat{z}' \frac{dA_z'}{dt} \equiv \left(\frac{d\vec{A}}{dt}\right)_R. \quad [2.47]$$

Por outro lado, $\frac{d\hat{x}'}{dt}$ é a velocidade de \hat{x}' na rotação, ou seja:

$$\frac{d\hat{x}'}{dt} = \vec{\omega} \times \hat{x}'. \quad [2.48]$$

Portanto,

$$\left(\frac{d\vec{A}}{dt}\right)_I = \left(\frac{d\vec{A}}{dt}\right)_R + \vec{\omega} \times \vec{A}. \quad [2.49]$$

Sendo assim, num sistema em rotação a derivada temporal da velocidade deve ser substituída por

$$\frac{d\vec{U}_I}{dt} = \frac{d\vec{U}_R}{dt} + \vec{\omega} \times \vec{U}_I. \quad [2.50]$$

Por outro lado,

$$\vec{U}_I = \vec{U}_R + \vec{\omega} \times \vec{r}. \quad [2.51]$$

Assumindo que $\vec{\omega}$ é constante (o que é uma aproximação válida para dinâmica de longo período) a derivada da Equação [2.51], num sistema inercial, será

$$\left(\frac{d\vec{U}_I}{dt} \right)_I = \left(\frac{d\vec{U}_R}{dt} \right)_I + \vec{\omega} \times \left(\frac{d\vec{r}}{dt} \right)_I. \quad [2.52]$$

Usando o resultado das Equações [2.50] e [2.51] em [2.52], tem-se:

$$\left(\frac{d\vec{U}_I}{dt} \right)_I = \left(\frac{d\vec{U}_R}{dt} \right)_R + \vec{\omega} \times \vec{U}_R + \vec{\omega} \times \left[\left(\frac{d\vec{r}}{dt} \right)_R + \vec{\omega} \times \vec{r} \right]. \quad [2.53]$$

Isto porque para uma partícula movendo-se através da superfície $\frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{U}_R$, logo

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\vec{U}_I}{dt} \right)_I &= \left(\frac{d\vec{U}_R}{dt} \right)_R + \vec{\omega} \times \vec{U}_R + \vec{\omega} \times [\vec{U}_R + \vec{\omega} \times \vec{r}] \\ &= \left(\frac{d\vec{U}_R}{dt} \right)_R + 2\vec{\omega} \times \vec{U}_R + \vec{\omega} \times \vec{\omega} \times \vec{r} \\ &= \left(\frac{d\vec{U}_R}{dt} \right)_R + 2\vec{\omega} \times \vec{U}_R + \omega^2 \vec{r} \end{aligned} \quad [2.54]$$

o segundo termo do lado direito é a força de Coriolis, por unidade de massa, e o último termo é a força centrífuga, por unidade de massa, que geralmente é combinado com a força de gravidade para descrever a força gravitacional efetiva, por unidade de massa, que continuará sendo denotando por \vec{g} .

A EQUAÇÃO DO MOVIMENTO COMPLETA

A conservação do momentum, como já foi dito, complementa a equação da continuidade e a equação de estado de forma que relaciona a variação da velocidade com as forças que atuam no fluido. Matematicamente, para o gás neutro tem-se:

$$\frac{d\vec{U}}{dt} = -\nabla p + \vec{F} - \nabla \cdot \pi_w - 2\rho(\vec{\omega} \times \vec{U}), \quad [2.55]$$

\vec{F} são as forças externas discutidas anteriormente, ou seja:

$$\vec{F} = \vec{F}_e + \vec{F}_i + \vec{F}_g + \text{força centrífuga}, \quad [2.56]$$

sendo assim, a Equação [2.55] fica

$$\rho \frac{d\vec{U}}{dt} = -\nabla p - \rho v_m (\vec{U} - \vec{V}_i) + \eta \nabla^2 \vec{U} + \rho \vec{g} - \nabla \cdot \pi_w - 2\rho(\vec{\omega} \times \vec{U}), \quad [2.57]$$

Para um gás de íons a equação é análoga, por questões de simplificação será desprezado a viscosidade e o momentum transferidos por ondas. Outra observação

é que nas forças externas \vec{F} será acrescida o termo devido às interações eletromagnéticas e a força de fricção deve considerar as interações mútuas entre as várias espécies de ions, ou seja

$$\rho_i \frac{d\vec{V}_i}{dt} = -\nabla p_i - \sum_k \rho_j \nu_{jk} (\vec{V}_j - \vec{V}_k) + \rho \vec{g} + n_i q_i (\vec{E} + \vec{V}_i \times \vec{B}). \quad [2.58]$$

O CONJUNTO COMPLETO DE EQUAÇÕES

Para o gás neutro

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \nabla \cdot \vec{v} &= 0 \\ \rho \frac{d\vec{U}}{dt} &= -\nabla p - \rho \nu_m (\vec{U} - \vec{V}_i) + \eta \nabla^2 \vec{U} + \rho \vec{g} - \nabla \cdot \pi_w - 2\rho (\vec{\omega} \times \vec{U}). \quad [2.59] \\ p &= \frac{\rho k_B T_n}{M_n} = n_n k_B T_n \end{aligned}$$

Para as espécies ionizadas, o conjunto de equações fica:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho_i} \frac{d\rho_i}{dt} + \nabla \cdot \vec{V}_i &= (P_i - L_i) M_i \\ \rho_i \frac{d\vec{V}_i}{dt} &= -\nabla p_i - \sum_k \rho_j \nu_{jk} (\vec{V}_j - \vec{V}_k) + \rho \vec{g} + n_i q_i (\vec{E} + \vec{V}_i \times \vec{B}). \quad [2.60] \\ p_i &= \frac{\rho_i k_B T_i}{M_i} = n_i k_B T_i \end{aligned}$$

Para tratar os campos elétricos e magnéticos, as equações de Maxwell são necessárias. Este conjunto de equações é dado por

$$\begin{aligned}
\nabla \cdot \dot{E} &= \frac{\rho_c}{\epsilon_0} \\
\nabla \times \dot{E} &= -\frac{\partial \dot{B}}{\partial t} \\
\nabla \cdot \dot{B} &= 0 \\
\nabla \times \dot{B} &= \mu_0 \left(\dot{J} + \epsilon_0 \frac{\partial \dot{E}}{\partial t} \right)
\end{aligned}
\tag{2.61}$$

ϵ_0 é a permissividade elétrica, μ_0 é permeabilidade elétrica, ρ_c é a densidade volumétrica de carga que é dada por $\rho_c = \sum_i n_i q_i$ e \dot{J} é a densidade de corrente elétrica $\dot{J} = \sum_i n_i q_i \dot{V}_i$. A primeira equação deste conjunto é a lei de Gauss para o campo elétrico, a segunda equação é a lei de Faraday, a terceira é a lei de Gauss para o magnetismo e a última é a lei de Ampère-Maxwell.

Analogamente a dedução da equação da continuidade de massa, pode-se obter a equação da continuidade de carga, ou seja:

$$\frac{\partial \rho_c}{\partial t} + \nabla \cdot j = 0.
\tag{2.62}$$

Na ionosfera a corrente elétrica de condução é muito maior que corrente elétrica de deslocamento, assim a lei de Ampère-Maxwell é tomada apenas diagnóstica. Dada certa corrente \dot{J} , pode-se achar a perturbação no campo magnético. Em muitos casos podem-se aproximar as variações do campo magnético da Terra como sendo nulo, ou seja $\frac{\partial \dot{B}}{\partial t} = 0$. Num meio ionizado, muitas cargas diferentes são criadas, mas

deve existir uma neutralidade de carga em larga escala, ou seja, deve existir um padrão de correntes estacionárias, ou seja:

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = -\frac{\partial \rho_c}{\partial t} = 0, \quad [2.63]$$

isto implica num resultado muito importante que é o número de elétrons por unidade de volume deve ser igual ao número de íons positivos de todos os tipos, ou

$$n_e = \sum_j n_j, \quad [2.64]$$

e, sendo assim, pode-se definir a densidade do plasma n igual a

$$n = n_e = \sum_j n_j. \quad [2.65]$$

Com isso, o conjunto das equações de Maxwell fica

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \dot{\mathbf{E}} &= \frac{\rho_c}{\epsilon_0} \\ \nabla \times \dot{\mathbf{E}} &= -\frac{\partial \dot{\mathbf{B}}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \dot{\mathbf{B}} &= 0 \\ \nabla \times \dot{\mathbf{B}} &= \mu_0 \mathbf{j} \\ \nabla \cdot \dot{\mathbf{j}} &= 0 \end{aligned} \quad [2.66]$$

Por fim, tem-se o conjunto de equações dinâmicas e eletrodinâmicas para o plasma ionosférico

$$\begin{aligned}
\frac{1}{\rho_i} \frac{d\rho_i}{dt} + \nabla \cdot \vec{V}_i &= (P_i - L_i) M_i \\
\rho_i \frac{d\vec{V}_i}{dt} &= -\nabla p_i - \sum_{k, k \neq i} \rho_i \nu_{ik} (\vec{V}_i - \vec{V}_k) + \rho \vec{g} + n_i q_i (\vec{E} + \vec{V}_i \times \vec{B}) \\
p_i &= \frac{\rho k_B T_i}{M_i} = n_i k_B T_i \\
\nabla \cdot \vec{E} &= \frac{\rho_c}{\epsilon_0} \\
\nabla \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\
\nabla \cdot \vec{B} &= 0 \\
\nabla \times \vec{B} &= \mu_0 \vec{J} \\
\nabla \cdot \vec{J} &= 0
\end{aligned} \tag{2.67}$$

MOVIMENTO DO PLASMA IONOSFÉRICO DEVIDO À APLICAÇÃO DE FORÇAS

Será analisada, inicialmente, a equação do movimento do conjunto de Equações [2.67] e, portanto, serão derivadas as equações que determinam a resposta eletrodinâmica de um plasma parcialmente ionizado devido à aplicação de forças. Considerando a equação do movimento com uma distribuição especificada de pressão do plasma. Pode-se prever que a resposta do plasma para troca de forças ocorre muito rápida, ou seja:

$$\frac{d\vec{V}}{dt} \approx 0. \tag{2.68}$$

Sendo assim, a equação do movimento fica

$$0 = -\nabla(n_i k_B T_i) - \sum_{k, k \neq i} n_i M_i \nu_{ik} (\vec{V}_i - \vec{V}_k) + n_i M_i \vec{g} + n_i q_i (\vec{E} + \vec{V}_i \times \vec{B}). \tag{2.69}$$

A frequência de colisão ν_{jk} desempenha um papel importante no plasma parcialmente ionizado. Uma aproximação utilizada para as frequências de colisão dos ions é dada por [mais detalhes ver Kelley (1989)]

$$\nu_{jk} = 2,6 \cdot 10^{-9} (n_n + n_i) A^{-\frac{1}{2}}, \quad [2.70]$$

A é a média da massa molecular do gás neutro em unidade de massa atômica.

Para as frequências de colisões dos elétrons, usa-se a aproximação

$$\nu_e = \nu_{en} + \nu_{ei} = 5,4 \cdot 10^{-10} n_n T_e^{\frac{1}{2}} + \left[34 + 4,18 \ln \left(\frac{T_e^3}{n_e} \right) \right] n_e T_e^{-\frac{3}{2}}, \quad [2.71]$$

por questões de simplificação, considera-se as colisões elétrons-neutros mais comum que elétrons-ions. Isto é aceitável, pois, além dos processos dinâmicos, a difusão ambipolar faz com que elétrons e ions se propaguem juntos no gás, colidindo-se mais comumente com as partículas neutras.

Para ter uma idéia dos efeitos das forças externas sobre a dinâmica do plasma utiliza-se uma simplificação considerando-se os ions simples e de mesma espécie tendo massa M , usa-se a massa dos elétrons m e carga elementar com sendo e , as equações do movimento para os ions e elétrons serão, respectivamente:

$$\begin{aligned} 0 &= -k_B T_i \nabla n - n M \nu_m (\vec{V}_i - \vec{U}) + n M \vec{g} + ne (\vec{E} + \vec{V}_i \times \vec{B}) \\ 0 &= -k_B T_e \nabla n - n m \nu_{en} (\vec{V}_e - \vec{U}) + n m \vec{g} - ne (\vec{E} + \vec{V}_e \times \vec{B}) \end{aligned} \quad [2.72]$$

o índice "e" refere-se aos elétrons e o índice "i" aos íons. Usa-se a densidade $n = n_e = n_i$ como sendo a densidade do plasma.

O campo elétrico nesta equação deve ser medido num ponto fixo na Terra. É mais usual têm-se medidas de campos elétricos "in situ", isto é, em experimentos ionosféricos. Com isso, é bastante instrutivo expressar essas equações num sistema de referência movendo-se com o vento neutro \vec{U} . Transformações entre dois sistemas de coordenadas movendo-se com velocidade relativa \vec{U} não deixa o campo elétrico invariante sempre que $|\vec{U}| \ll c$, c é a velocidade da luz no vácuo.

Sendo assim os campos elétrico e magnético tomam a seguinte forma

$$\begin{aligned} \vec{E}' &= \frac{(\vec{E} + \vec{U} \times \vec{B})}{\sqrt{1 + \frac{U^2}{c^2}}} \\ \vec{B}' &= \frac{\left(\vec{B} - \frac{\vec{U} \times \vec{E}}{c^2}\right)}{\sqrt{1 + \frac{U^2}{c^2}}} \end{aligned} \quad [2.73]$$

mas,

$$\frac{\vec{U} \times \vec{E}}{c^2} \ll \vec{B}, \quad [2.74]$$

para valores de \vec{U} e \vec{E} na ionosfera terrestre. Entretanto $\vec{U} \times \vec{B}$ é da mesma magnitude de \vec{E} . Para $|\vec{U}| \ll c$, tem-se

$$\begin{aligned}\vec{E}' &= \vec{E} + \vec{U} \times \vec{B} \\ \vec{B}' &= \vec{B}\end{aligned}\quad [2.75]$$

Desde que $\vec{V}'_i = \vec{V}_i - \vec{U}$ a Equação [2.69] fica

$$\begin{aligned}0 &= -k_B T_i \nabla n - n M_i \nu_{jk} (\vec{V}'_i + \vec{U} - \vec{U}) + n M_i \bar{g} + n q_i [\vec{E}' - \vec{U} \times \vec{B} + \vec{V}'_i \times \vec{B}] \\ 0 &= -k_B T_i \nabla n - n M_i \nu_{jk} \vec{V}'_i + n M_i \bar{g} + n q_i \vec{E}' + n q_i [(\vec{V}'_i - \vec{U}) \times \vec{B}]\end{aligned}\quad [2.76]$$

$$0 = -k_B T_i \nabla n - n M_i \nu_{jk} \vec{V}'_i + n M_i \bar{g} + n q_i \vec{E}' + n q_i (\vec{V}'_i \times \vec{B}), \quad [2.77]$$

toda a expressão está num sistema de referência em movimento (nota-se que ∇n e \bar{g} são invariantes numa transformação relativística). Se dividir a expressão [2.77] por $n M_i \nu_{jk}$, tem-se

$$\vec{V}'_i - \frac{q_i}{M_i \nu_{jk}} (\vec{V}'_i \times \vec{B}) = -\frac{k_B T_i}{n M_i \nu_{jk}} \nabla n + \frac{\bar{g}}{\nu_{jk}} + \frac{q_i}{M_i \nu_{jk}} \vec{E}', \quad [2.78]$$

neste caso,

$$\frac{k_B T_i}{M_i \nu_{jk}} \equiv D_i \rightarrow \text{coeficiente de difusão}, \quad [2.79]$$

$$\frac{q_i}{M_i \nu_{jk}} \equiv b_i \rightarrow \text{mobilidade elétrica}, \quad [2.80]$$

$$\frac{q_i B}{M_i \nu_{jk}} \equiv \kappa_i \rightarrow \text{razão entre as freqüências de giro e de colisão,} \quad [2.81]$$

$$\frac{k_B T_i}{M_i g} \equiv H_i \rightarrow \text{altura de escala,} \quad [2.82]$$

com as definições [2.79] - [2.82], pode-se reescrever [2.78] da seguinte forma

$$\vec{V}'_i - \kappa_i (\vec{V}'_i \times \hat{B}) = -D_i \frac{\nabla n}{n} + \frac{D_i}{H_i} \hat{g} + b_i \vec{E}' = \vec{W}'_i, \quad [2.83]$$

neste caso \hat{B} e \hat{g} são vetores unitários que apontam na direção dos campos magnético e gravitacional, respectivamente. \vec{W}'_i é a velocidade que um fluido deve assumir num plasma não-magnetizado sujeito a forças similares.

Se κ_i (razão entre as freqüências de giro e de colisão) é pequeno o movimento é paralelo a força aplicada, se κ_i é muito grande, o movimento é perpendicular a força. Se κ_i é igual a um, o movimento faz 45° com o campo elétrico. Na Figura 5 pode ser visto um gráfico com as razões entre as freqüências de giro e de colisão para íons (linha tracejada) e para elétrons (linha sólida). κ_e assume valor igual a 1 para altitudes em torno de 150 km, para alturas maiores que esta a freqüência de colisão é menos significativa que a freqüência de giro e para altitudes menores que 150 km a freqüência de colisão predomina. Para os íons o comportamento de κ_i é

muito semelhante, só que valores próximos a unidade são encontrados próximos a 90 km de altitude.

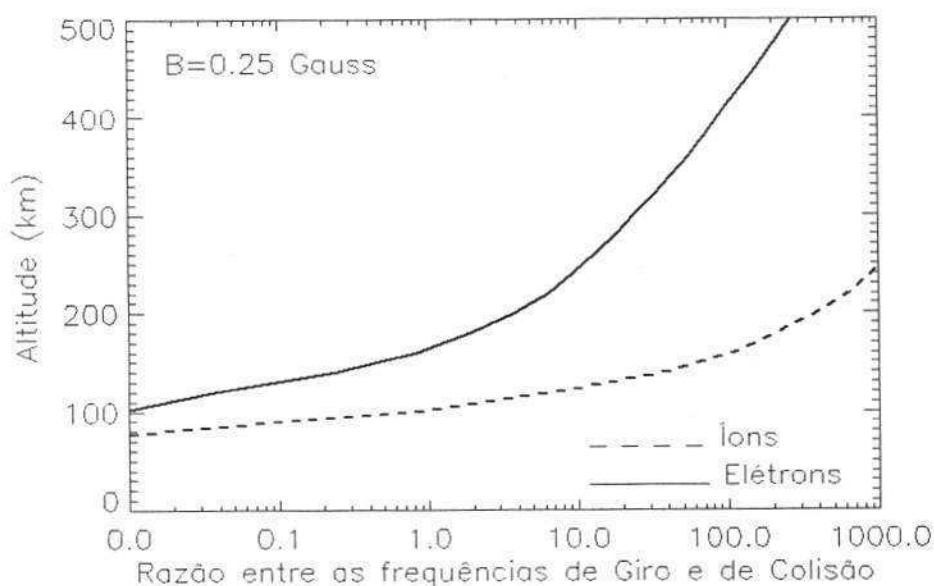


Figura 5 – Razão entre as frequências de giro e de colisão. Linha sólida (elétrons) e linha tracejada (íons)

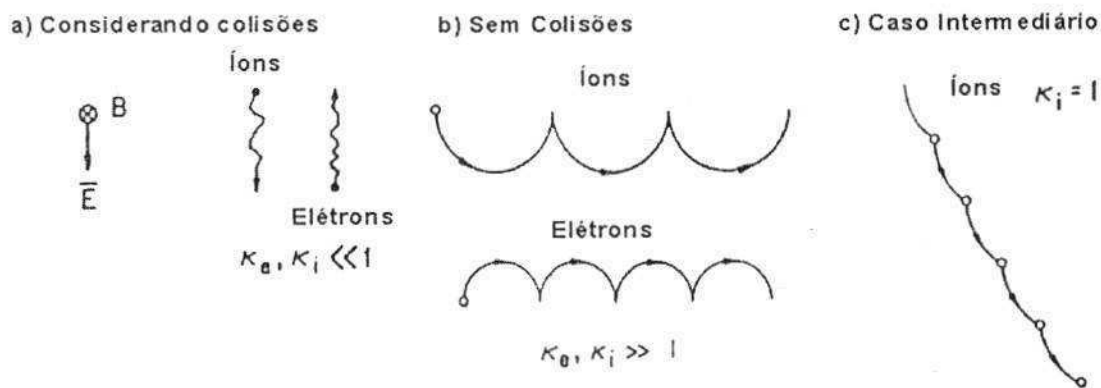


Figura 6 – Esquema Mostrando o movimento de íons e elétrons a) sobre a ação de forças de colisão, b) sem colisões e c) para o caso intermediário

Adaptado: Kelley (1989).

A Figura 6 mostra um esquema para o movimento de íons e elétrons para os casos em que a razão entre a frequência de giro e de colisão é muito menor que 1 (colisão

dominando), muito maior que um (giro dominado) e igual a um (caso intermediário). Estes resultados podem ser vistos analiticamente através da análise da equação [2.83].

Para $\kappa_i \ll 1$

$$\vec{V}'_i = \vec{W}'_i = -D_i \frac{\nabla n}{n} + \frac{D_i}{H_i} \hat{g} + b_i \vec{E}', \quad [2.84]$$

ou seja, a velocidade dos íons deve ser igual e velocidade de um fluido num plasma não-magnetizado e depende do gradiente de pressão, da força de gravidade e do campo elétrico medido "in situ".

Para $\kappa_i \gg 1$,

Precisa-se resolver a equação vetorial [2.83] e obter o valor para \vec{V}'_i (mais detalhes sobre a solução desta equação vetorial pode ser visto no Apêndice B), sendo assim

$$\begin{aligned} \vec{V}'_i - \kappa_i (\vec{V}'_i \times \hat{B}) &= -D_i \frac{\nabla n}{n} + \frac{D_i}{H_i} \hat{g} + b_i \vec{E}' \\ \vec{V}'_i &= \left(\frac{\kappa}{1+\kappa^2} \right) \left[\left(-D_i \frac{\nabla n}{n} + \frac{D_i}{H_i} \hat{g} + b_i \vec{E}' \right) \times \hat{B} \right] + \\ &+ \left(\frac{1}{1+\kappa^2} \right) \left(-D_i \frac{\nabla n}{n} + \frac{D_i}{H_i} \hat{g} + b_i \vec{E}' \right) + \left(\frac{\kappa^2}{1+\kappa^2} \right) (\hat{B} \cdot \vec{V}'_i) \hat{B} \end{aligned} \quad [2.85]$$

Por questão de simplificação, o último termo da equação [2.85] pode ser desprezado, daí, tem-se

$$\vec{V}'_i = \left(\frac{\kappa}{1+\kappa^2} \right) \left[\left(-D_i \frac{\nabla n}{n} + \frac{D_i}{H_i} \hat{g} + b_i \vec{E}' \right) \times \hat{B} \right] + \left(\frac{1}{1+\kappa^2} \right) \left(-D_i \frac{\nabla n}{n} + \frac{D_i}{H_i} \hat{g} + b_i \vec{E}' \right) \quad [2.86]$$

Sendo assim, a componente de \vec{V}'_i paralela ao campo magnético será

$$\left(\vec{V}'_i \right)_{\parallel} = \left[-D_i \frac{\nabla n}{n} + \frac{D_i}{H_i} \hat{g} + b_i \vec{E}' \right] \cdot \hat{B}, \quad [2.87]$$

e a componente perpendicular será

$$\left(\vec{V}'_i \right)_{\perp} = \frac{1}{B^2} \left[-\frac{k_B T_i}{q_i} \frac{\nabla n}{n} + \frac{M_i}{q_i} \hat{g} + \vec{E}' \right] \times \hat{B}, \quad [2.88]$$

ou de outra forma,

$$\left(\vec{V}'_i \right)_{\perp} \approx -\frac{1}{\kappa_i} \left[-D_i \frac{\nabla n}{n} + \frac{D_i}{H_i} \hat{g} + b_i \vec{E}' \right] \times \hat{B}. \quad [2.89]$$

Desprezando ∇n e g , pode-se expressar os termos restantes num sistema de coordenadas fixo na Terra, ou seja:

$$\begin{aligned} \left(\vec{V}'_i - \vec{U}_i \right)_{\perp} &= \frac{(\vec{E} + \vec{U} \times \vec{B}) \times \vec{B}}{B^2} = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} - \vec{U}_{\perp} \Rightarrow \\ \vec{V}'_i &= \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} \end{aligned} \quad [2.90]$$

Esta equação mostra que no caso sem colisões, o plasma move-se com velocidade na direção $\vec{E} \times \vec{B}$, ou seja:

$$\left(\vec{V}'\right)_{\perp} = \frac{1}{B^2} \left[-\frac{k_B T_i}{q_i} \frac{\nabla n}{n} + \frac{M_i}{q_i} \hat{g} + \vec{E}' \right] \times \vec{B}, \quad [2.91]$$

deve-se notar que a transformação [2.75] deixa a componente de \vec{E} paralela a \vec{B} invariante.

Para valores intermediários de κ_j

$$\begin{aligned} \left(\vec{V}'\right)_{\parallel} &= \left(\vec{W}'\right)_{\parallel} \\ \left(\vec{V}'\right)_{\perp} &= \frac{\left(\vec{W}'\right)_{\perp}}{1+\kappa_j^2} + \frac{\kappa_j \left(\vec{W}'\right)_{\perp}}{1+\kappa_j^2} \times \hat{B}, \end{aligned} \quad [2.92]$$

Da definição de densidade de corrente, tem-se

$$\vec{J}' = ne \left(\vec{V}'_i - \vec{V}'_e \right), \quad [2.93]$$

ou ainda, pode-se expressar em termos do tensor condutividade elétrica da forma

$$\vec{J}' = \vec{\sigma} \cdot \vec{E}', \quad [2.94]$$

neste caso

$$\vec{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_p & -\sigma_H & 0 \\ \sigma_H & \sigma_p & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_0 \end{pmatrix}, \quad [2.95]$$

para obter esta forma para o tensor condutividade elétrica o campo magnético \vec{B} precisa ser tomado paralelo ao eixo z e, assim tem-se

$$\begin{aligned} \sigma_0 &= ne(b_i - b_e) \\ \sigma_p &= ne \left[\frac{b_i}{1 + \kappa_i^2} - \frac{b_e}{1 + \kappa_e^2} \right], \\ \sigma_H &= ne \left[\frac{\kappa_e}{1 + \kappa_e^2} - \frac{\kappa_i}{1 + \kappa_i^2} \right] \end{aligned} \quad [2.96]$$

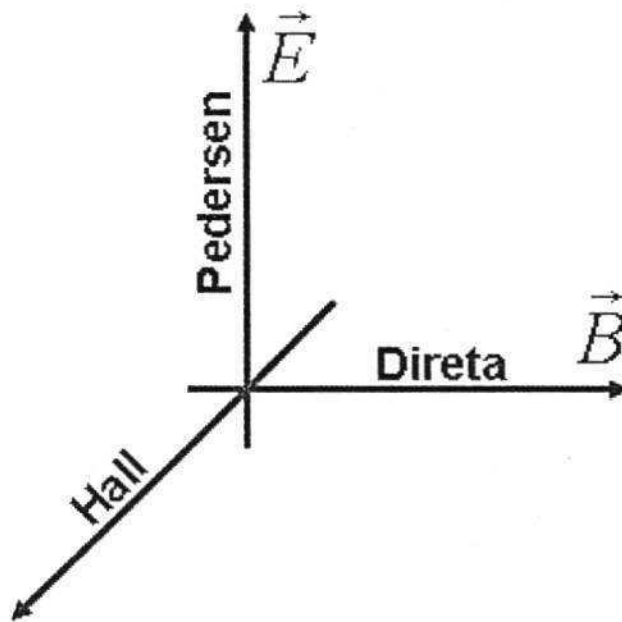


Figura 7 – Direção das condutividades Hall, Pedersen e direta.

A Figura 7 ilustra a direção das condutividades elétricas, σ_0 , σ_p e σ_H que são chamadas, respectivamente, condutividade direta, Pedersen e Hall. Para altitudes acima de 75 km, κ_e é muito grande (ver Figura 5) e os elétrons movem-se

perpendicular as forças que atuam sobre eles no plano perpendicular a \vec{B} . A condutividade Pedersen pode se escrita por

$$\sigma_p = \frac{ne^2}{Mv_m} \left[\frac{1}{1 + \kappa_i^2} \right], \quad [2.97]$$

e para $\kappa_i \gg 1$ (acima de 130 km) esta fica

$$\sigma_p = \frac{ne^2 v_m}{M\Omega_i^2} = \frac{nMv_m}{B^2}. \quad [2.98]$$

Uma outra forma usual para determinar a corrente ionosférica é

$$\vec{J} = \vec{\sigma} \cdot (\vec{E} + \vec{U} \times \vec{B}), \quad [2.99]$$

todos esses parâmetros são medidos nas coordenadas fixas na Terra.

GERAÇÃO DE CAMPOS ELÉTRICOS

Na ionosfera, campos elétricos surgem como resultado da ação de forças (e.g. eletromagnéticas, colisionais e gravitacionais) atuando sobre as espécies iônicas e provocando movimentos diferentes para íons positivos e elétrons. Matematicamente tem-se, da equação da continuidade, que

$$\nabla \cdot \vec{j} = -\frac{\partial \rho_c}{\partial t}, \quad [2.100]$$

e, sendo assim, pela equação de Poisson, tem-se

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho_c}{\epsilon_0} \quad [2.101]$$

Chama-se de dínamo ionosférico o processo no qual o vento neutro colide com os íons e os arrasta na ionosfera produzindo correntes elétricas.

MAPEAMENTO DE CAMPOS ELÉTRICOS

A grande condutividade direta σ_0 (ao longo das linhas de campo magnético) tem um papel importante concernente a transmissão de campos elétricos para longas distâncias ao longo de \vec{B} . Se σ_0 tender para infinito, haverá uma linha de potencial nulo ao longo das linhas de campo magnético e, surgirá, uma diferença de potencial constante entre duas linhas de campo magnético. Tanto campos elétricos gerados na ionosfera podem chegar a altitudes elevadas (e.g. campos elétricos na ionosfera a 60° de latitude) quanto campos elétricos provindos do vento solar ou magnetosfera podem atingir a ionosfera.

Quantitativamente pode-se estudar este fenômeno. Suponha que a condutividade é anisotrópica, mas uniforme e que o vento neutro está ausente. Se o campo elétrico perpendicular a \vec{B} é \vec{E}_\perp e o campo elétrico paralelo a \vec{B} é \vec{E}_\parallel a corrente total será

$$\vec{J} = \sigma_\perp \vec{E}_\perp - \sigma_H (\vec{E}_\perp \times \hat{B}) + \sigma_0 \vec{E}_\parallel \quad [2.102]$$

Para um campo eletrostático $\vec{E} = -\nabla\phi$, substituindo em [2.102] e usando \vec{B} na direção z , tem-se:

$$\begin{aligned}
 \vec{J} &= \sigma_p (-\nabla\phi_{\perp}) - \sigma_H [(-\nabla\phi_{\perp}) \times \hat{z}] + \sigma_0 (-\nabla\phi_{\parallel}) \\
 &= -\sigma_p \left(\frac{\partial}{\partial x} \hat{x} + \frac{\partial}{\partial y} \hat{y} \right) \phi + \sigma_H \left[\left(\frac{\partial}{\partial x} \hat{x} + \frac{\partial}{\partial y} \hat{y} \right) \phi \times \hat{z} \right] - \sigma_0 \frac{\partial \phi}{\partial z} \hat{z}, \quad [2.103] \\
 &= -\sigma_p \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \hat{x} + \frac{\partial \phi}{\partial y} \hat{y} \right) + \sigma_H \left(-\frac{\partial \phi}{\partial x} \hat{y} + \frac{\partial \phi}{\partial y} \hat{x} \right) - \sigma_0 \frac{\partial \phi}{\partial z} \hat{z}
 \end{aligned}$$

Tomando a divergência de corrente nula em [2.103], tem-se:

$$\begin{aligned}
 \nabla \cdot \vec{J} = 0 &= \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \hat{x} + \frac{\partial \phi}{\partial y} \hat{y} + \frac{\partial \phi}{\partial z} \hat{z} \right) \cdot \\
 &\cdot \left[-\sigma_p \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \hat{x} + \frac{\partial \phi}{\partial y} \hat{y} \right) + \sigma_H \left(-\frac{\partial \phi}{\partial x} \hat{y} + \frac{\partial \phi}{\partial y} \hat{x} \right) - \sigma_0 \frac{\partial \phi}{\partial z} \hat{z} \right], \quad [2.104] \\
 &= -\sigma_p \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \sigma_H \frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial y} - \sigma_p \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} - \sigma_H \frac{\partial^2 \phi}{\partial y \partial x} - \sigma_0 \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \\
 &= \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\sigma_0}{\sigma_p} \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0
 \end{aligned}$$

fazendo a seguinte troca de variável

$$\begin{aligned}
 \partial z' &= \left(\frac{\sigma_0}{\sigma_p} \right)^{\frac{1}{2}} \partial z \\
 \partial x' &= \partial x \\
 \partial y' &= \partial y
 \end{aligned} \quad [2.105]$$

tem-se

$$\nabla'^2 \phi = 0. \quad [2.106]$$

que é a equação de Laplace num sistema de coordenadas reduzido, isto é, a substituição transformou o meio real anisotrópico num meio isotrópico equivalente com uma forte redução na condutividade paralela ao campo magnético. Para uma atmosfera típica, a razão $\sqrt{\frac{\sigma_{\parallel}}{\sigma_{\perp}}}$ atinge 100 abaixo de 130 km, chegando a 1000 em 300 km de altitude. Em altitudes elevadas σ_{\parallel} torna-se independente da densidade.

A razão $\frac{\sigma_{\parallel}}{\sigma_{\perp}}$ continua a crescer, pois a frequência de colisão neutro-ion e a densidade do plasma (que determina σ_{\perp}) continuam a decrescer. Uma das aproximações básicas da magnetohidrodinâmica (MHD) é que se a condutividade paralela ao campo magnético torna-se muito grande, então a componente paralela ao campo elétrico pode ser desprezada. A teoria MHD aplica-se a porções de fluidos de altitudes elevadas nas quais as linhas de campo atingem a ionosfera. A implicação destes cálculos é que fenômenos de natureza elétrica são mapeados por grandes distancias ao longo das linhas de campo magnético da Terra.

Campos elétricos de larga escala gerados nas regiões E e F da ionosfera podem ser carregados para magnetosfera e provocar movimento e vice-versa. Estudos mais realísticos foram feitos incluindo a dependência em z das condutividades. Assim a Equação [2.104] fica

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{1}{\sigma_{\perp}} \frac{\partial}{\partial z} \left(\sigma_{\parallel} \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) = 0, \quad [2.107]$$

fazendo a mesma troca de variáveis, tem-se

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y'^2} + \left(\frac{1}{\sigma_0 \sigma_p} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\partial}{\partial z'} \left[\left(\frac{1}{\sigma_0 \sigma_p} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\partial \phi}{\partial z'} \left(\frac{\sigma_0}{\sigma_p} \right) \right] = 0, \quad [2.108]$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y'^2} + \left(\frac{1}{\sigma_0 \sigma_p} \right)^{\frac{1}{2}} \left[\left(\frac{1}{\sigma_0 \sigma_p} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\partial^2 \phi}{\partial z'^2} - \frac{\partial \phi}{\partial z'} \frac{1}{2} \sigma_0^{-\frac{3}{2}} \frac{\partial \sigma_0}{\partial z'} \right] = 0, \quad [2.109]$$

ou ainda,

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y'^2} + \left(\frac{1}{\sigma_0 \sigma_p} \right) \frac{\partial^2 \phi}{\partial z'^2} - \frac{1}{2} \sigma_p^{-\frac{1}{2}} \sigma_0^{-2} \frac{\partial \phi}{\partial z'} \frac{\partial \sigma_0}{\partial z'} = 0 \\ \nabla'^2 \phi + \frac{\partial \phi}{\partial z'} \frac{\partial}{\partial z'} \left[\ln(\sigma_0 \sigma_p)^{\frac{1}{2}} \right] = 0 \end{aligned} \quad [2.110]$$

$(\sigma_0 \sigma_p)^{\frac{1}{2}} = \sigma_m$, se σ_m puder ser modulado na forma $\sigma_m = c e^{c_0 z'}$, tem-se

$$\nabla'^2 \phi + c_0 \frac{\partial \phi}{\partial z'} = 0. \quad [2.111]$$

Três conclusões podem ser extraídas desta equação: a) Fatores de larga escala da região E são mapeados mais eficientemente para a região F do que fatores de pequena escala. b) A altura da fonte de campo elétrico é muito importante de tal modo que estruturas na região E alta e região F são mais favoráveis. c) Estruturas perpendiculares ao campo magnético com escalas de alguns quilômetros são mapeadas inalteradamente para alturas da região F.

Desde que campos elétricos de grande escala são transmitidos ao longo das linhas de campo magnético, eles serão considerados independentes de z . Isso tem algumas conseqüências interessantes para eletrodinâmica ionosférica. Considere a equação da divergência de corrente separada em duas partes, perpendicular e paralela a campo magnético, ou seja:

$$\nabla_{\perp} \cdot \vec{J}_{\perp} = -\frac{\partial \vec{J}_z}{\partial z}, \quad [2.112]$$

neste caso $\vec{J}_{\perp} = \sigma_{\perp} \cdot (\vec{E}_{\perp} + \vec{U} \times \vec{B})$ e σ_{\perp} é uma matriz 2x2. Ignorando o vento neutro neste momento, temos:

$$\nabla_{\perp} \cdot (\sigma_{\perp} \cdot \vec{E}_{\perp}) = -\frac{\partial \vec{J}_z}{\partial z}. \quad [2.113]$$

Integrando do topo do hemisfério norte ($z = 0$) até um valor z_0 abaixo que não tem correntes perpendiculares significativas

$$J_z(0) - J_z(z_0) = \int_0^{z_0} \left| \nabla_{\perp} \cdot (\sigma_{\perp} \cdot \vec{E}) \right| dz. \quad [2.114]$$

Apesar de existir pequenas correntes elétricas na base da ionosfera que contribuem com as correntes elétricas atmosféricas globais, vamos ignorar este importante fenômeno e fazer $J_z(z_0) = 0$. Sendo assim, $J_z(0)$ é a densidade de corrente elétrica em toda a ionosfera ao longo da linha de campo. Assumindo que \vec{E}_{\perp} seja

independente de z , pode-se removê-lo junto com o operador gradiente da integral, assim

$$J_z = \nabla \cdot (\tilde{\Sigma} \cdot \vec{E}_\perp), \quad [2.115]$$

e $\tilde{\Sigma}$ é o tensor condutividade elétrica integrado em altura

$$\tilde{\Sigma} = \begin{pmatrix} \Sigma_r & -\Sigma_H \\ \Sigma_H & \Sigma_r \end{pmatrix}, \quad [2.116]$$

assumindo que a condutividade elétrica tem unidade de $\frac{mho}{m}$, $\tilde{\Sigma}$ tem unidades de mho . Nesta análise assume-se que J_z é medido suficientemente alto de modo que as correntes ionosféricas perpendiculares estão abaixo dela. Os valores típicos de Σ variam de poucas dezenas de mho numa noite em regiões de médias latitudes até várias dezenas durante uma precipitação auroral.

Se for usado $\tilde{\Sigma}$ uniforme na direção horizontal, a divergência perpendicular não opera nele, ou seja:

$$\begin{aligned} J_z &= \Sigma_r \left(\frac{\partial E_x}{\partial x} \right) - \Sigma_H \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} \right) + \Sigma_H \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} \right) + \Sigma_r \left(\frac{\partial E_y}{\partial y} \right), \\ J_z &= \Sigma_r (\nabla_\perp \cdot \vec{E}_\perp) + \Sigma_H \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right), \end{aligned} \quad [2.117]$$

o último termo do lado direito é a componente z do rotacional do campo elétrico que pode ser desprezado para campos magnéticos fixos, assim

$$J_z = \Sigma_p (V_{\perp} \cdot \hat{E}_{\perp}).$$

[2.118]

Usando estas aproximações, se pode concluir que a componente paralela ao campo da densidade de corrente elétrica depende do valor da condutividade Pedersen e da divergência do campo elétrico perpendicular ao campo magnético.

CAPÍTULO 3

ELETRODINÂMICA DA REGIÃO EQUATORIAL

Neste capítulo será discutida a eletrodinâmica da região equatorial. Na região F da ionosfera as razões entre as frequências de giro e de colisão para íons e elétrons (κ_i e κ_e , respectivamente, ver a Figura 5) são muito grandes e conseqüentemente, as velocidades de íons e elétrons perpendiculares ao campo magnético são muito próximas umas das outras. Será descrito primeiro a geração de campos elétricos por ventos termosféricos na região F e, em seguida, far-se-á uma análise rápida do dínamo da região E e o eletrojato equatorial.

MOVIMENTOS DA REGIÃO F EQUATORIAL

Dados de radar de espalhamento incoerente (*Fejer et al, 1981 apud Kelley, 1989*) foram utilizados para estudar a dinâmica equatorial. O radar é colocado perpendicular ao campo magnético (na prática o radar é separado em duas antenas uma orientada 3° para leste e a outra 3° para oeste geomagnético). A diferença do deslocamento Doppler detectado pelas duas antenas resulta na velocidade de deriva vertical dos íons. Alguns resultados importantes observados são listados a seguir e podem ser vistos em mais detalhes em *Kelley (1989)*.

- O pico de velocidade zonal é duas vezes maior para leste na direção zonal geomagnética;
- As velocidades zonais são maiores que as velocidades verticais;
- A deriva vertical é frequentemente mais forte depois do pôr-do-sol;
- Existe uma forte influência do ciclo solar nas derivas verticais e moderados efeitos sazonais em ambas as componentes.

As derivas são relacionadas ao ambiente perpendicular ao campo elétrico por:

$$\vec{E}_\perp = -\vec{V}_\perp \times \vec{B}. \quad [3.1]$$

Para se ter uma idéia, uma velocidade zonal para leste típica de 100m/s implica num campo elétrico de $2,5 \cdot 10^{-3} \text{V/m}$ para baixo e um campo de 10^{-3}V/m para leste implica numa velocidade vertical de 40m/s para cima.

Se for tomado o valor instantâneo do padrão do campo elétrico ao redor da zona equatorial da Terra de modo a satisfazer a equação

$$\nabla \times \vec{E} = 0, \quad [3.2]$$

implica em, usando o teorema de Stokes

$$\oint_C \vec{E} \cdot d\vec{l} = 0. \quad [3.3]$$

isto significa que a integral do campo elétrico zonal completa ao redor da Terra deve ser desprezada para certo instante de tempo.

Uma afirmativa equivalente é que a diferença de voltagem entre os terminadores do crepúsculo e da alvorada quando o campo elétrico é para oeste (à noite) deve ser igual à diferença de voltagem quando o campo elétrico é para leste (ao dia). Numa primeira aproximação, a voltagem através do dia é anulada com a voltagem da noite, ambos com valor típico de 8 kV . A concordância não é perfeita, entretanto, a razão V_{noite}/V_{dia} assume menos que 0,5.

Da equação de Poisson,

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho_r}{\epsilon_0}. \quad [3.4]$$

Espera-se observar o dia e a noite como sendo resultado da carga constituída nos terminadores devido o arraste iônico, com o terminador do crepúsculo negativamente carregado e o terminador da alvorada positivamente carregado.

O que chama a atenção é que valores de cargas muito pequenos (menores que a carga elementar) podem produzir campos elétricos significativos no plasma. Por exemplo, uma troca no campo elétrico de $2 \cdot 10^{-3} \text{ V/m}$ sobre duas horas locais correspondendo a uma distância de 10^6 m no equador resulta numa carga de

$\rho_i \approx 7 \cdot 10^{-21} \text{ C/m}^3$. Estes números ajudam a ter uma idéia das magnitudes envolvidas nos estudos ionosféricos e também são úteis para perceber como a ionosfera reage na ação de campos elétricos, mesmo de magnitudes relativamente pequenas.

O DÍNAMO DA REGIÃO F EQUATORIAL

Antes de discutir o dínamo da região F é necessário entender um pouco sobre os ventos termosféricos na região equatorial, pois eles provêm de fontes de energia que mantêm o campo elétrico.

Usa-se a seguinte notação, consideram-se os vetores unitários \hat{z} que aponta para cima, \hat{x} (aponta) para leste e \hat{y} (aponta) para o norte. O tensor condutividade é

$$\tilde{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_p & 0 & \sigma_{II} \\ 0 & \sigma_{II} & 0 \\ -\sigma_{II} & 0 & \sigma_p \end{pmatrix}. \quad [3.5]$$

Como já foi mencionado no capítulo anterior σ_p , σ_{II} e σ_o são respectivamente, as condutividades elétricas Pedersen, Hall e direta. Na região F $\sigma_p \gg \sigma_{II}$ e o tensor condutividade é diagonal, apesar de continuar assumindo que $\sigma_p \ll \sigma_{II}$, assume-se primeiro que as linhas de campo magnético são horizontais e não sofrem influencia da região E. Na verdade, elas são curvadas, penetram na região E e têm uma condutividade finita e variável ao longo das mesmas.

A componente vertical do campo de vento de grande escala é sempre pequena, então se assume que o vento termosférico é para leste \hat{x} e tem magnitude u , assim da equação da densidade de corrente pode-se tirar que

$$J = \bar{\sigma} \cdot (u\hat{x} \times \vec{B}). \quad [3.6]$$

A corrente gerada pelo vento é verticalmente para cima e tem magnitude $J_z = \sigma_p u B$. J_z é pequena e assume valores da ordem de $0.01 \frac{\mu A}{m^2}$, entretanto σ_p varia consideravelmente com a altitude devido sua dependência com nv_m . A componente u do vento pode variar também com a altura, mas assumir-se-á, a partir de agora, que a viscosidade varia pouco. Se for assumido que $\frac{d(\sigma_p u B)}{dz} \neq 0$, um campo elétrico deve desenvolver-se na direção z para produzir uma divergência livre de corrente. Entretanto, assume-se que a região de insolação é paralela as linhas de campo magnético e permite o alinhamento do fluxo de corrente elétrica com o campo magnético. Isto é, $J_y = 0$, esta aproximação garante $\nabla \cdot \vec{J} = 0$, ou seja, um regime de correntes estacionárias.

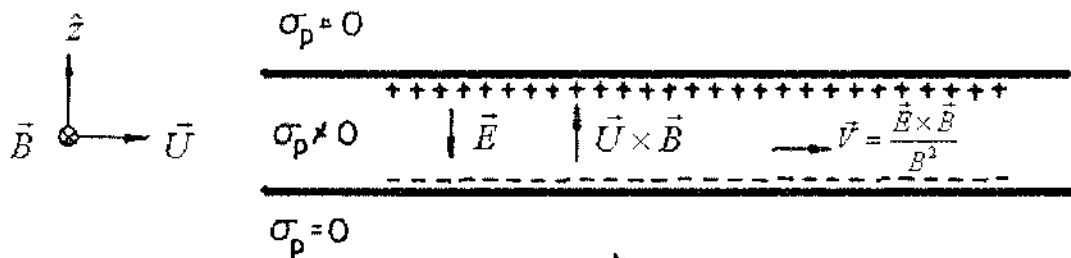


Figura 8 – Esquema do dínamo da região F

Adaptado: Kelley (1989).

A recombinação de íons e moléculas após o pôr-do-sol na base da região F forma um degrau de densidade. O resultado é um plasma de (ρ) denso na parte superior. Para estudar a eletrodinâmica desta região com mais detalhes, faz-se a aproximação da Figura 8. Neste esquema σ_p é constante entre as placas e zero nas regiões exteriores as placas. A corrente é para cima dentro das placas e nula fora das placas. As cargas serão amontoadas nas duas extremidades como mostra a Figura 8. Como a corrente elétrica total na direção z deve ser nula, ou seja

$$J_z = \sigma_p E_z + \sigma_p u B = 0. \quad [3.7]$$

O campo elétrico vertical terá magnitude de

$$E_z = -uB. \quad [3.8]$$

Nota-se ainda que o plasma dentro do esquema da Figura 8 mover-se-á com velocidade $\frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2}$ na direção do vento zonal. Além disto, o campo elétrico no sistema de referência do vento neutro $\vec{E}' = \vec{E} + \vec{U} \times \vec{B}$ é desprezível. Isto deve ser verdade, pois a corrente é independente do sistema de referência, como a corrente tem sido ajustada para zero, isto é, $\vec{J} = \vec{J}' = \sigma_p \vec{E}' = 0$, \vec{E} deve ser zero.

As considerações feitas aqui são mais realistas para o período noturno quando pares de íons moleculares da região E se recombina rapidamente. O íon do oxigênio atômico possui uma vida maior e suporta o dínamo da camada F. A

velocidade do plasma é consistente em magnitude e direção com o vento neutro zonal termosférico encontrado experimentalmente. O padrão vertical de campo elétrico noturno é consistente com o modelo que foi apresentado.

Para entender as variações diurnas em mais detalhes, precisa-se considerar o papel das placas na camada E que, contrário à aproximação usada acima, são boas condutoras durante o dia.

Primeiro, mais uma vez, considerou-se duas placas planas e paralelas as linhas de campo magnético, mas que, desta vez, inclui variações de condutividade ao longo de y . O esquema é mostrado na Figura 8. Não há variações na direção x . O vento é uma função de z na camada F, mas vai para zero na camada E. A densidade é finita na camada E e é influenciada pela condutividade que atua como uma resistência elétrica no dínamo. A corrente paralela a \vec{B} é diferente de zero e deve ser suplementada pelo dínamo e completada na camada E. A equação completa da divergência deve ser usada. Primeiro, nota-se que para fontes de dínamo de larga escala, as linhas de campo magnéticas são quase equipotenciais devido à razão $\frac{\sigma_0}{\sigma_p} \geq 10^5$. O campo elétrico é, então, mapeado para altitudes da região E, onde se tem assumido que o vento é desprezível.

$\nabla \cdot \vec{J} = 0$ na região F implica em

$$\frac{d}{dz} [\sigma_p (E_z + uB)] = -\frac{dJ_y}{dy} \quad [3.9]$$

Agora, integrando esta equação ao longo de y de $y=0$ a $y=y_1$, que corresponde integrar do plano equatorial da base da região F ao hemisfério norte. Por simetria, para o hemisfério sul a integral deve ser semelhante. Sendo assim tem-se:

$$\int_0^{y_1} \frac{d}{dz} [\sigma_r (E_z + uB)] = -J_y (y_1). \quad [3.10]$$

Devido a baixa condutividade elétrica no vale entre as regiões E e F, a corrente elétrica que foi calculada que deixa o dínamo da região F em $y=y_1$ deve ser igual a corrente elétrica que entra na região E em $y=y_2$. Na região E tem-se apenas o campo elétrico E_z , aplicando $\nabla \cdot \vec{J} = 0$, resulta

$$\frac{d\sigma_r E_z}{dz} = -\frac{dJ_y}{dy}, \quad [3.11]$$

integrando de y_2 a y_3 e fazendo $J_y(y_3) = 0$, tem-se

$$\int_{y_2}^{y_3} \frac{d\sigma_r E_z}{dz} = J_y(y_2) = J_y(y_3), \quad [3.12]$$

usando a Equação [3.10] na Equação [3.12], tem-se

$$\int_0^{y_1} \frac{d}{dz} [\sigma_r (E_z + uB)] = - \int_{y_2}^{y_3} \frac{d\sigma_r E_z}{dz}, \quad [3.13]$$

mas E_z não é função de y , então se tomarmos uB constante em y até as linhas de campo magnético no vale da região F, pode-se transformar [3.13] em

$$\frac{d}{dz} \left[(\Sigma_p^E + \Sigma_p^F) E_z + uB \Sigma_p^F \right] = 0, \quad [3.14]$$

Σ é a condutividade integrada ao longo da camada, os índice sobrescritos representam as regiões E e F da ionosfera e, sendo assim, E_z torna-se

$$E_z = \frac{u(z) B \Sigma_p^F(z)}{\Sigma_p^E(z) + \Sigma_p^F(z)}. \quad [3.15]$$

Pode-se usar a Equação [3.15] para explicar alguns aspectos da variação diurna no campo elétrico vertical. Durante a noite Σ_p^E torna-se pequena e, conseqüentemente, $E_z \approx -uB$ na região onde Σ_p^F é grande, por exemplo, próximo da região F. Durante o dia, a condutividade na região E é comparada ou maior que a condutividade na região F. Para Σ_p^E grande, o controle eletrodinâmico da ionosfera é dominado pela região E e o dínamo é dominado por ventos neutros de maré que são menores que os ventos termosféricos na região F. durante a noite a condutividade na região E é pequena e os fortes ventos zonais geram o campo elétrico vertical e, conseqüentemente, o fluxo de plasma horizontal.

Resumindo, para $\Sigma_p^E \gg \Sigma_p^F$ a magnitude do campo elétrico vertical será quase igual a uB . Durante o dia, entretanto, o dínamo da região F perde o controle

dinâmico e os campos elétricos são determinados por ventos na região E. Como estes ventos são mais fracos a velocidade durante o dia é menor.

TEORIA DO DÍNAMO DA REGIÃO E E O ELETROJATO EQUATORIAL DIURNO

Tratar-se-á aqui apenas da componente vertical do campo elétrico equatorial e sua morfologia. A componente zonal é menor e causa movimentos do plasma para cima. As duas componentes do campo elétrico são geradas devido a ação dos ventos na região E que são governados por oscilações de maré na atmosfera. Sendo assim, será sumarizado os resultados da teoria de maré que interessa:

- Oscilações de maré propagam-se para cima e a amplitude da velocidade do vento cresce com altitude;
- Marés diurnas podem se propagar verticalmente apenas abaixo de 30° de latitude;
- Com decréscimo da maré diurna, a maré semi-diurna torna-se dominante em latitudes maiores de 30° .

Na região E da ionosfera, o tensor condutividade não é diagonal e os termos Hall também devem ser considerados. Além do mais, o campo elétrico não pode ser considerado como completamente auto-gerado por ventos locais como se assumiu no dínamo da região F. O lado da ionosfera exposto ao Sol é um bom condutor elétrico nestas altitudes, no qual, correntes elétricas são controladas por ventos de maré da baixa termosfera. O campo de vento de maré na região E

$\vec{U}(\vec{r}, t)$ é global e dominará um sistema de corrente global dado por $\vec{J}_w = \tilde{\sigma}(\vec{r}, t) \cdot [\vec{U}(\vec{r}, t) \times \vec{B}]$, $\tilde{\sigma}(\vec{r}, t)$ e $\vec{U}(\vec{r}, t)$ dependem de \vec{r} . A densidade de corrente \vec{J}_w é livre de divergência, ou seja, o campo elétrico $\vec{E}(\vec{r}, t)$ deve ser construído tal que a divergência da densidade de corrente seja nula, ou

$$\nabla \cdot \left\{ \tilde{\sigma}(\vec{r}, t) [\vec{E}(\vec{r}, t) + \vec{U}(\vec{r}, t) \times \vec{B}] \right\} = 0, \quad [3.16]$$

o resultado é que $\vec{E}(\vec{r}, t)$ é tão complexo quanto a direção do campo de vento e o padrão de condutividade que produz.

Como uma primeira aproximação deve-se esperar um padrão de campo elétrico diurno em baixas latitudes e uma mistura de diurno e semi-diurno em altas latitudes. Magnetômetros respondem primeiramente as variações das correntes elétricas horizontais Hall desde que as correntes de alinhamento do campo magnético sejam canceladas pelas correntes Pedersen que ligam as linhas horizontais de campo magnético horizontal através da ionosfera.

Assumindo que os campos elétricos devem ser muito próximos nos finais das linhas de campo magnético, uma diferença entre os dois hemisférios cria correntes que fluem entre os hemisférios e mantêm as linhas de campo como equipotenciais.

Apesar de pequena, a componente zonal do campo elétrico tem uma importante consequência. Ela dirigirá uma pequena corrente Pedersen ao longo do dia no equador e uma corrente Hall para baixo também fluirá.

Partindo de $\nabla \times \vec{E} = 0$, pode-se deduzir que

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = \frac{\partial E_z}{\partial x}, \quad [3.17]$$

então

$$\delta E_x = \delta E_z \left(\frac{\delta z}{\delta x} \right). \quad [3.18]$$

O tamanho da escala de variação δx da condutividade é 100 vezes maior que a vertical δz . Ambos, experimentos e teoria indicam que E_z é mais de 10–20 vezes E_x .

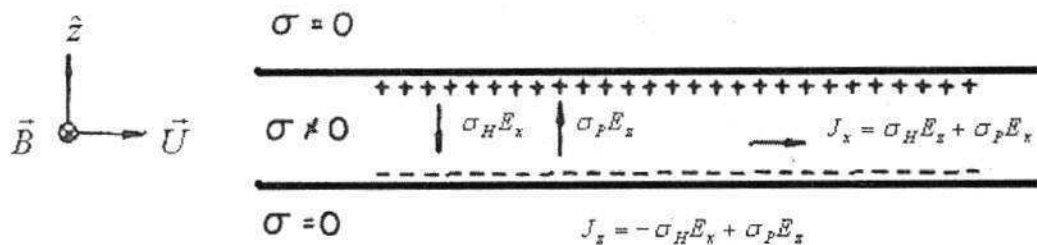


Figura 9 – Esquema de lâminas para o dínamo da região E

Adaptado: Kelley (1989)

Como uma primeira aproximação para a física do dínamo da região E, mais uma vez, considera-se a geometria de duas barras como indica a Figura 9. A barra está sujeita a um campo elétrico zonal constante. A corrente elétrica Hall não pode fluir através da fronteira e cargas devem ser acumuladas e isto gera um campo elétrico para cima. No estado padrão neste modelo de barras, sem correntes elétricas verticais podendo fluir, a corrente elétrica Pedersen vertical deve exatamente cancelar a corrente Hall, isto implica em

$$\begin{aligned}\sigma_H E_x &= \sigma_P E_z \\ E_z &= \frac{\sigma_H}{\sigma_P} E_x\end{aligned}\quad [3.19]$$

sendo $\sigma_H \gg \sigma_P$, a componente vertical do campo elétrico excede a corrente zonal. Além do mais, $E_z(z)$ tem a mesma dependência de z que $\frac{\sigma_H(z)}{\sigma_P(z)}$. A densidade de corrente elétrica total é dada por

$$\begin{aligned}J_x &= \sigma_H E_z + \sigma_P E_x \\ &= \frac{\sigma_H^2}{\sigma_P} E_x + \sigma_P E_x \\ &= \sigma_P E_x \left(\frac{\sigma_H^2}{\sigma_P^2} + 1 \right) = \sigma_C E_x\end{aligned}\quad [3.20]$$

σ_C é a chamada condutividade Cowling. Note que o vento neutro local não entra neste cálculo.

A Equação [3.20] mostra que a condutividade zonal é realçada pelo fator $\left(\frac{\sigma_H^2}{\sigma_P^2} + 1\right)$, o fator da condutividade Cowling, que leva a intensa corrente de jato no equador magnético. Este canal de corrente elétrica é chamado de eletro-jato equatorial. O eletro-jato é ajustado pelo vento de maré global que cria a componente zonal do campo elétrico diurno medida no equador.

É interessante notar que ainda não tem como fazer medidas diretas do campo elétrico vertical no eletro-jato. Podem-se usar dados da região F para determinar E_x desde que os argumentos feitos acima se baseiem no rotacional do campo elétrico nulo que implica na componente zonal do campo elétrico continua na direção vertical.

Uma teoria do eletro-jato apropriada para comparação com dados experimentais deve incluir as variações realísticas de altitude e latitude da condutividade elétrica. Longe do equador o tensor condutividade elétrica é frequentemente expresso em coordenadas geográficas e não geomagnéticas e não possui uma forma tão simples. Se \vec{R} é a matriz de rotação que relaciona coordenadas geográficas com coordenadas geomagnéticas, tem-se

$$\vec{R} \cdot \vec{J} = \vec{R} \cdot (\vec{\sigma} \cdot \vec{E}'), \quad [3.21]$$

\vec{E}' é o campo elétrico medido no sistema movendo junto com o plasma na mesma velocidade do vento neutro. Inserindo a matriz identidade $\vec{I} = \vec{R}^{-1} \cdot \vec{R}$, tem-se

$$\vec{R} \cdot \vec{J} = (\vec{R}^{-1} \cdot \vec{\sigma} \cdot \vec{R}) \vec{R} \cdot \vec{E}', \quad [3.22]$$

e o novo tensor condutividade é dado por

$$\vec{\sigma}^R = \vec{R}^{-1} \cdot \vec{\sigma} \cdot \vec{R}, \quad [3.23]$$

esta equação determina a relação entre \vec{J} e \vec{E}' no novo sistema de coordenadas.

Para o caso em que os nortes geográfico e magnético coincidem e o ângulo dip é

I e R corresponde a rotação pelo ângulo I sobre o eixo x .

$$\vec{\sigma}^R = \begin{pmatrix} \sigma_{\lambda\lambda} & \sigma_{\lambda\theta} & \sigma_{\lambda z} \\ \sigma_{\theta\lambda} & \sigma_{\theta\theta} & \sigma_{\theta z} \\ \sigma_{z\lambda} & \sigma_{z\theta} & \sigma_{zz} \end{pmatrix}, \quad [3.24]$$

neste caso

$$\begin{aligned} \sigma_{\lambda\lambda} &= \sigma_r \\ \sigma_{\lambda\theta} &= -\sigma_{\theta\lambda} = -\sigma_H \operatorname{sen} I \\ \sigma_{\lambda z} &= -\sigma_{z\lambda} = \sigma_H \cos I \\ \sigma_{\theta\theta} &= \sigma_r \operatorname{sen}^2 I + \sigma_0 \cos^2 I \\ \sigma_{\lambda z} &= \sigma_{z\lambda} = (\sigma_0 - \sigma_r) \operatorname{sen} I \cos I \\ \sigma_{zz} &= \sigma_r \cos^2 I + \sigma_0 \operatorname{sen}^2 I \end{aligned} \quad [3.25]$$

note que se $I = 0$, voltaremos ao tensor condutividade elétrica inicial.

Tomando a divergência da densidade de corrente e substituindo $\vec{E} = -\nabla\phi$, tem-se

a equação do dínamo

$$\nabla \cdot [\tilde{\sigma}^R \cdot (-\nabla \phi + \bar{U} \times \bar{B})] = 0, \quad [3.26]$$

ou ainda

$$\nabla \cdot [\tilde{\sigma}^R \cdot (\nabla \phi)] = \nabla \cdot [\tilde{\sigma}^R \cdot (\bar{U} \times \bar{B})]. \quad [3.27]$$

Esta é uma equação diferencial parcial com coeficientes variáveis. Uma simplificação comum usada é assumir que não há fluxo de corrente vertical no sistema, isto é, todas as correntes fluem numa casca fina na ionosfera.

Fazendo $J_z = 0$, resulta

$$\sigma_{z\lambda} E'_\lambda + \sigma_{z\theta} E'_\theta + \sigma_{zz} E'_z = 0, \quad [3.28]$$

ou

$$E'_z = -\frac{\sigma_{z\lambda} E'_\lambda + \sigma_{z\theta} E'_\theta}{\sigma_{zz}}. \quad [3.29]$$

para $I=0$ a Equação [3.29] reduz à Equação [3.19] no equador. Usando esta expressão para eliminar E'_z , \vec{J}^R pode ser escrita como um vetor bidimensional e a equação do dínamo como função de x e y apenas

$$\begin{pmatrix} J_\lambda \\ J_\theta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \xi_{\lambda\lambda} & \xi_{\lambda\theta} \\ \xi_{\theta\lambda} & \xi_{\theta\theta} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E'_\lambda \\ E'_\theta \end{pmatrix}, \quad [3.30]$$

neste caso

$$\begin{aligned}
 \xi_{\lambda\lambda} &= \sigma_p + \frac{(\sigma_H \cos I)^2}{(\sigma_p \cos^2 I + \sigma_0 \text{sen}^2 I)} \\
 \xi_{\theta\lambda} &= -\xi_{\lambda\theta} = -\frac{(\sigma_0 \sigma_H \cos I)}{(\sigma_p \cos^2 I + \sigma_0 \text{sen}^2 I)}, \\
 \xi_{\theta\theta} &= \frac{(\sigma_0 \sigma_H)}{(\sigma_p \cos^2 I + \sigma_0 \text{sen}^2 I)}
 \end{aligned} \tag{3.31}$$

são as então chamadas condutividades da camada.

Inserindo $\nabla \cdot \vec{J}$ em coordenadas geográficas, tem-se

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial \lambda} \left\{ \left[\frac{\xi_{\lambda\lambda}}{R_c \text{sen} \theta} \right] \frac{\partial \phi}{\partial \lambda} + \left[\frac{\xi_{\lambda\theta}}{R_c} \right] \frac{\partial \phi}{\partial \theta} \right\} + \frac{\partial}{\partial \theta} \left\{ \left[\frac{\xi_{\theta\lambda}}{R_c \text{sen} \theta} \right] \frac{\partial \phi}{\partial \lambda} + \left[\frac{\xi_{\theta\theta}}{R_c} \right] \frac{\partial \phi}{\partial \theta} \right\} = \\
 \frac{\partial}{\partial \lambda} \{ -\xi_{\lambda\lambda} u B_z + \xi_{\lambda\theta} v B_z \} + \frac{\partial}{\partial \theta} \{ \text{sen} \theta (-\xi_{\theta\lambda} u B_z + \xi_{\theta\theta} v B_z) \}
 \end{aligned} \tag{3.32}$$

Assumindo que \vec{E}'_λ e \vec{E}'_θ são independentes da altura pode-se integrar sobre a altura e ter-se-á a equação do dínamo para uma casca fina

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial \lambda} \left\{ \left[\frac{\Sigma_{\lambda\lambda}}{R_c \text{sen} \theta} \right] \frac{\partial \phi}{\partial \lambda} + \left[\frac{\Sigma_{\lambda\theta}}{R_c} \right] \frac{\partial \phi}{\partial \theta} \right\} + \frac{\partial}{\partial \theta} \left\{ \left[\frac{\Sigma_{\theta\lambda}}{R_c \text{sen} \theta} \right] \frac{\partial \phi}{\partial \lambda} + \left[\frac{\Sigma_{\theta\theta}}{R_c} \right] \frac{\partial \phi}{\partial \theta} \right\} = \\
 \frac{\partial}{\partial \lambda} \int (-\xi_{\lambda\lambda} u + \xi_{\lambda\theta} v) B_z dh + \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\text{sen} \theta \int (-\xi_{\theta\lambda} u + \xi_{\theta\theta} v) B_z dh \right]
 \end{aligned} \tag{3.33}$$

Σ denota a condutividade integrada, u e v são as componentes zonal e meridional do vento e R_c o raio da Terra. Nota-se que se for assumido que

$\vec{E}' = \vec{E} + \vec{U} \times \vec{B}$ seja independente da altura, implica que u , v e $\nabla\phi$ são também independentes da altura, o que não é verdade. Sem correntes verticais no equador, que são suprimidas pelo modelo de casca fina, é muito difícil satisfazer a divergência

$$\frac{\partial J_x}{\partial x} + \frac{\partial J_y}{\partial y} = 0, \quad [3.34]$$

isto ocorre desde que o eletro-jato varie rapidamente em latitude mas fracamente em longitude. Trabalhos mostraram que uma corrente vertical podia crescer a intensidade do eletro-jato predita pelo modelo. Por exemplo, retornando a equação da densidade de corrente elétrica no equador e, mais uma vez, ignorando o vento neutro

$$\begin{aligned} J_x &= \sigma_p E_x + \sigma_H E_z \\ J_z &= -\sigma_H E_x + \sigma_p E_z \end{aligned} \quad [3.35]$$

eliminando E_z , tem-se

$$J_x = \sigma_c E_x + \frac{\sigma_H}{\sigma_p} J_z, \quad [3.36]$$

Então se J_z não for zero no equador, J_x pode exceder a corrente de Cowling e a corrente do eletro-jato poderá ser maior que $\sigma_c E_x$.

Este modelos simplificados discutidos até aqui para explicar os dinamos das regiões E e F possuem limitações, mas de forma razoável conseguem descrever a dinâmica da ionosfera. Efeitos importantes como o pico pré-reversão, que transporta o plasma para altitudes elevadas onde a recombinação é mais lenta e as colisões são raras, não são bem explicados por estes modelos.

RELAÇÕES ENTRE A ELETRODINÂMICA E O VENTO TERMOSFÉRICO

Como já foi visto, a corrente elétrica devido ao vento neutro \vec{U} é dada por

$$\vec{J} = \sigma \cdot (\vec{U} \times \vec{B}), \quad [3.37]$$

com

$$\vec{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_r & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_u & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_r \end{pmatrix}, \quad [3.38]$$

sendo o tensor apropriado para o processo da região F. Desde que σ seja diagonal e $\vec{U} \times \vec{B}$ ortogonal a \vec{B} o produto vetorial $\vec{J} \times \vec{B}$ resulta

$$\vec{F}_e = -\sigma_r B^2 \vec{U}_\perp, \quad [3.39]$$

\vec{U}_\perp é a projeção do vetor vento no plano perpendicular ao campo magnético. O plasma então atua claramente como um “freizador” no vento neutro, pois a força atua na direção oposta da componente perpendicular do vento.

Já foi discutido que

$$\sigma_r = \frac{ne^2\nu_m}{M\Omega_i^2} = \frac{n\nu_m M}{B^2}, \quad [3.40]$$

n é a densidade do plasma, M é a massa do íon, Ω é a giro-freqüência ou freqüência de giro e ν_m a freqüência de colisão íon-neutro.

Substituindo a Equação [3.40] na Equação [3.39], tem-se

$$\vec{F}_c = -n\nu_m M\vec{U}_\perp, \quad [3.41]$$

que é claramente a força de arraste natural $\vec{J} \times \vec{B}$. Para íons de massa igual as massas dos neutros a freqüência de colisão para a transferência de momento é relacionada por

$$n_n\nu_m = n_i\nu_m = n\nu_m. \quad [3.42]$$

Considerando a solução do estado padrão

$$\frac{d\vec{U}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p - v_m \vec{U} \equiv \vec{F} - v_m \vec{U} \Rightarrow$$

$$\vec{U} = -\frac{\vec{F}}{v_m}$$
[3.43]

Quando campos elétricos são construídos na alta atmosfera, a força eletromagnética freia o vento neutro e torna-se da forma acima.

Por outro lado, se $\vec{E} + \vec{U} \times \vec{B}$, o que ocorre num dínamo perfeito da região F, a força eletromagnética é desprezada e o vento termosférico flui livremente sem arraste iônico. De fato, os constituintes minoritários do plasma movem-se com a mesma velocidade do vento neutro e não há transferência de momento. O arraste iônico permanece muito alto durante o dia porque, devido à condutividade na região E, o campo elétrico não pode ser para cima.

CAPÍTULO 4

TEORIA DE INSTABILIDADE RAYLEIGH-TAYLOR

Todos os fenômenos de instabilidades que ocorrem nesta região da ionosfera terrestre são chamados de um mesmo nome genérico Espalhamento F Equatorial, do Inglês "Equatorial Spread F" (ESF). Esse termo surgiu devido às primeiras observações usando ionossondas que apresentaram um padrão de eco espalhado na faixa de frequências.

A teoria de instabilidade Rayleigh-Taylor (RT) gravitacional foi elaborada por *Prendeau (1973)* e é útil para explicar o surgimento de irregularidades na região equatorial. Hoje é um mecanismo muito aceito e base para o desenvolvimento de diversos modelos, principalmente quando é considerado a instabilidade não-linear Rayleigh-Taylor.

TEORIA LINEAR DE INSTABILIDADE RAYLEIGH-TAYLOR

O MECANISMO DE INSTABILIDADE RAYLEIGH-TAYLOR NA IONOSFERA

A Figura 10 mostra um modelo bidimensional que ilustra como a instabilidade pode causar irregularidades e estas crescerem na ionosfera equatorial.

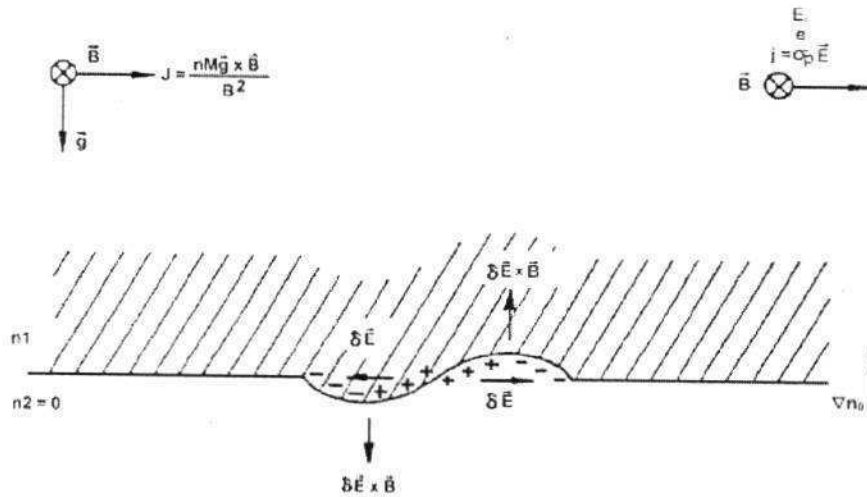


Figura 10 – Esquema bidimensional mostrando o crescimento de uma irregularidade no plasma ionosférico equatorial. Uma perturbação inicial pequena na fronteira entre as regiões de maior e menor densidade pode gerar perturbações de escala bem maior.

Fonte: Kelley (1989)

A densidade do plasma acima da região da interface é n_1 e abaixo pode ser desprezada. A força gravitacional \vec{g} está voltada para baixo e é antiparalela ao gradiente de densidade. O campo geomagnético \vec{B} está representado entrando no plano da figura. Assumindo que o plasma é livre de colisões, ou seja, κ grande. Recorrendo a Equação [2.88] pode-se determinar a densidade de corrente elétrica devido a gradientes de densidade e devido a força gravitacional. O conjunto de correntes elétricas flui na direção x com magnitude

$$J_x = \frac{nMg}{B} \quad [4.1]$$

Como a corrente elétrica é na direção $\vec{g} \times \vec{B}$ (horizontal), J_x será diretamente proporcional a densidade do plasma.

A criação de cargas devido à perturbação inicial resulta na criação de campos elétricos $\delta\vec{E}$ como é mostrado na Figura 10. Estes campos causam um deslocamento para cima na direção $\delta\vec{E} \times \vec{B}$ na região da crista e para baixo na região do vale.

Na ionosfera este processo inicia-se logo após o ocaso com a cessação da radiação ionizante na região E. Sendo assim, uma rápida recombinação surge e não há condutividade suficiente para neutralizar os campos elétricos da região F. Este processo de recombinação combinado com a eletrodinâmica faz o gradiente de densidade aumentar em direção a região F. Se a camada F subir até altitudes elevadas ou o gradiente de densidade atingir valores consideráveis de modo a superar os efeitos de recombinação, iniciará um crescimento de flutuações na densidade devido a instabilidade RT.

As flutuações na densidade do plasma na base da região F dão origem as bolhas de plasma ionosféricas. Estas bolhas se propagam no interior da camada F até o topo da camada. Este modelo simplificado serve para explicar qualitativamente o surgimento de irregularidades na densidade do plasma e é aceito quase que unanimemente pela comunidade científica.

TAXA DE CRESCIMENTO DA INSTABILIDADE LINEAR RT

Assumindo pequenas perturbações na densidade e no campo elétrico do plasma e ignorando a viscosidade. Da Equação [2.83] tem-se

$$\vec{W}'_j = \vec{V}'_j - \kappa_j (\vec{V}'_j \times \hat{B}), \quad [4.2]$$

Pode-se isolar \vec{V}'_j na Equação [4.2] utilizando-se o resultado do Apêndice B, ou seja,

$$\vec{V}'_j = \left[\frac{\kappa_j}{\kappa_j + 1} \right] \vec{W}'_j + \left[\frac{1}{\kappa_j + 1} \right] \vec{W}'_j \times \hat{B} + \left[\frac{\kappa_j^2}{\kappa_j + 1} \right] \kappa_j \hat{B} (\hat{B} \cdot \vec{V}'_j). \quad [4.3]$$

Utilizando o fato de que a velocidade é perpendicular ao campo magnético, pois assume a mesma direção da força elétrica, pode-se desprezar o último termo do lado direito da equação acima. E, finalmente, tem-se

$$\vec{V}'_j = \left(\frac{1}{1 + \kappa_j^2} \right) \vec{W}'_j + \left(\frac{\kappa_j}{1 + \kappa_j^2} \right) (\vec{W}'_j \times \hat{B}). \quad [4.4]$$

Neste caso,

$$\vec{W}'_j = b_j \vec{E} + \frac{\vec{g}}{v_m} - D_j \frac{\nabla n}{n}. \quad [4.5]$$

Para os elétrons κ_e é muito grande e o segundo termo da Equação [4.4] domina, usando as definições [2.79] pode-se reescrever da forma

$$\begin{aligned}
\vec{V}_i &= \left(\frac{1}{\kappa_c} \right) \left[\left(b_c \vec{E} + \frac{\vec{g}}{v_{ei}} - D_c \frac{\nabla n}{n} \right) \times \hat{B} \right] \\
&= \left(\frac{mv_{ei}}{eB} \right) \left[\left(\frac{e}{mv_{ei}} \vec{E} + \frac{\vec{g}}{v_{ei}} - \frac{k_B T_c}{mv_{ei}} \frac{\nabla n}{n} \right) \times \hat{B} \right] \quad [4.6] \\
&= \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} - \left(\frac{m}{eB^2} \right) (\vec{g} \times \vec{B}) + \left(\frac{k_B T_c}{eB^2 n} \right) (\nabla n \times \vec{B})
\end{aligned}$$

Para os ions quando $\kappa_i \gg 1$ (o que geralmente ocorre na região F da ionosfera), o primeiro termo do lado direito da Equação [4.4] não pode ser desprezado como foi no caso para os elétrons. Neste caso pode-se escrever em termos da razão $\frac{\vec{W}_i}{\kappa_i^2}$, ou seja,

$$\vec{V}_i = \left(\frac{b_i}{\kappa_i^2} \right) \vec{E} + \frac{\vec{g}}{\kappa_i^2 v_{im}} - \frac{D_i}{\kappa_i^2} \left(\frac{\nabla n}{n} \right) + \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} + \left(\frac{M}{eB^2} \right) (\vec{g} \times \vec{B}) - \left(\frac{k_B T_i}{eB^2 n} \right) (\nabla n \times \vec{B}) \quad [4.7]$$

Como a massa do elétron é muito pequena o segundo termo do lado direito da Equação [4.6] pode ser ignorado. Da mesma forma o segundo e o terceiro termo do lado direito da Equação [4.7] também é muito pequeno. Assumindo que o termo $\vec{E} \times \vec{B}$ é idêntico para ions e elétrons, correntes elétricas não fluíram devido a este termo e a densidade de corrente será dada por

$$\begin{aligned}
\vec{J} &= ne(\vec{V}_i - \vec{V}_e) \\
&= ne \left[\left(\frac{b_i}{\kappa_i^2} \right) \vec{E} + \left(\frac{M}{eB^2} \right) (\vec{g} \times \vec{B}) - \left(\frac{k_B T_i}{eB^2 n} \right) (\nabla n \times \vec{B}) - \left(\frac{k_B T_c}{eB^2 n} \right) (\nabla n \times \vec{B}) \right] \quad [4.8] \\
&= \left[\left(\frac{nmv_{im}}{B^2} \right) \vec{E} + \left(\frac{nM}{B^2} \right) (\vec{g} \times \vec{B}) - \left(\frac{k_B}{B^2} \right) (T_i + T_c) (\nabla n \times \vec{B}) \right]
\end{aligned}$$

Nesta região F, como foi visto, a condutividade Pedersen pode ser dada pela Equação [2.98] e lembrando que a frequência de giro é dada por

$$\Omega_i = \frac{q_i B}{M_i} \quad [4.9]$$

Sendo assim, pode-se reescrever a Equação [4.8] da seguinte forma

$$\vec{J} = \left[\sigma_p \vec{E} + \left(\frac{ne}{\Omega_i} \right) (\vec{g} \times \hat{B}) - \left(\frac{k_H}{B^2} \right) (T_i + T_e) (\nabla n \times \vec{B}) \right] \quad [4.10]$$

Note nesta equação que corrente elétrica devido ao termo gravitacional acontece sempre para um plasma livre de colisão, enquanto que o termo de campo elétrico existe apenas se $\sigma_p \neq 0$, isto é, para um plasma parcialmente sujeito a colisões.

Agora, será avaliada a estabilidade linear de uma camada F equatorial verticalmente estratificada sobre a influencia apenas da gravidade, isto é, o caso RT puro. Tomar-se-á o campo elétrico $\vec{E}_0 = 0$, mas retendo o termo de primeira ordem do campo elétrico perturbado. A equação da continuidade e a equação da divergência de corrente discutidas no Capítulo 2 serão analisadas. Ignorando produção e perdas, o que é perfeitamente compatível com o ambiente após o ocaso quando a camada está muito alta, a equação da continuidade fica

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \vec{v} \cdot \nabla n + n (\nabla \cdot \vec{v}) = 0, \quad [4.11]$$

para $M \gg m$ a velocidade do plasma \vec{V} pode ser aproximada por pela velocidade dos íons \vec{V}_i . Primeiro considere a compressibilidade ($\nabla \cdot \vec{V} = 0$). Da Equação [4.7] com $\vec{E} = 0$ e κ_i bastante grande,

$$\nabla \cdot \left[\left(\frac{M}{eB^2} \right) (\vec{g} \times \vec{B}) - \left(\frac{k_n T_i}{eB^2 n} \right) (\nabla n \times \vec{B}) \right] = 0, \quad [4.12]$$

desde que g e B não provoquem variações na direção $\vec{g} \times \vec{B}$ e também

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (\nabla n \times \vec{B}) &= 0 \\ (\nabla n \times \vec{B}) \cdot \nabla n &= 0 \end{aligned} \quad [4.13]$$

A Equação [4.12] revela o estado em que o plasma flui incompressivelmente. Esta é uma boa aproximação e é frequentemente usada como um conceito a priori para cálculos na região F da ionosfera. Entretanto, deve-se ter cuidado na aplicação deste resultado porque não se trata de um conceito fundamental e deve ser avaliado em cada caso de estudo. Por exemplo, na região E não pode ser usado porque a compressibilidade é muito importante para formação de alguns fenômenos. As equações que serão linearizadas são

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla n = 0, \quad [4.14]$$

$$\nabla \cdot \vec{j} = 0. \quad [4.15]$$

Para estudar a instabilidade eletrostática destas equações na presença de um gradiente vertical de densidade, pode-se escrever o potencial elétrico e a densidade do plasma como

$$\phi = \phi' e^{i(\omega t - kx)}, \quad [4.16]$$

$$n = n_0(z) + \delta n e^{i(\omega t - kx)}, \quad [4.17]$$

neste caso a perturbação inicial se propaga na direção de x . Note que tem-se assumido a neutralidade de carga, ou seja, $n = n_e = n_i$. Usando a Equação [4.10] com \vec{E} sendo substituída $\delta \vec{E}$, pode escrever a Equação [4.15] da forma

$$\nabla \cdot \left[\left(\frac{ne^2 v_m}{M\Omega_i^2} \right) \delta \vec{E} + \left(\frac{ne}{\Omega_i} \right) (\vec{g} \times \hat{B}) \right] = 0, \quad [4.18]$$

σ_p é a condutividade elétrica Pedersen para a região F que pode ser dada pela Equação [2.98]. Para isto, usa-se o fato de que $\nabla \cdot (\nabla n \times \vec{B}) = 0$. Desde que $\delta \vec{E} = -\nabla \phi$ o vetor dentro dos colchetes da Equação [4.18] tem apenas componente x , como se vê a seguir

$$\nabla \cdot \left[- \left(\frac{ne^2 v_m}{M\Omega_i^2} \right) \nabla \phi + \left(\frac{ne}{\Omega_i} \right) (\vec{g} \times \hat{B}) \right] = 0, \quad [4.19]$$

$$\left(\hat{x} \frac{\partial}{\partial x} + \hat{y} \frac{\partial}{\partial y} + \hat{z} \frac{\partial}{\partial z} \right) \cdot \left[- \left(\frac{ne^2 v_m}{M \Omega_i^2} \right) \frac{\partial \varphi}{\partial x} \hat{x} + \left(\frac{gne}{\Omega_i} \right) \hat{x} \right] = 0, \quad [4.20]$$

$$\left(\frac{ge}{\Omega_i} \right) \frac{\partial n}{\partial x} - \left(\frac{e^2 v_m}{M \Omega_i^2} \right) \frac{\partial \varphi}{\partial x} \frac{\partial n}{\partial x} - \left(\frac{ne^2 v_m}{M \Omega_i^2} \right) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = 0. \quad [4.21]$$

O segundo termo do lado esquerdo é não-linear. A contribuição deste termo na Equação [4.21] é muito menor que os demais termos, portanto, numa primeira aproximação, pode-se desprezá-lo e a equação linearizada toma a forma

$$\left(\frac{ge}{\Omega_i} \right) \frac{\partial n}{\partial x} - \left(\frac{ne^2 v_m}{M \Omega_i^2} \right) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = 0. \quad [4.22]$$

Fazendo as substituições

$$\begin{aligned} P &= \frac{M v_m}{B^2} \\ Q &= \frac{mg}{B} \end{aligned} \quad [4.23]$$

tem-se

$$Q \frac{\partial n}{\partial x} - P n \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = 0. \quad [4.24]$$

O próximo passo é escrever a equação da continuidade linearizada. As componentes da velocidade podem ser obtidas da Equação [4.7]. Lembrando que o campo elétrico é de primeira ordem, a razão entre a frequência de giro e a

freqüência de colisão para os íons é muito grande e que a contribuição da velocidade devida a pressão não contribui para $\vec{V} \cdot \nabla n$. Sendo assim,

$$\frac{\partial n}{\partial t} + V_x \frac{\partial n}{\partial x} + V_z \frac{\partial n}{\partial z} = 0. \quad [4.25]$$

Consequentemente, da Equação [4.7] têm-se

$$V_x = \frac{Mg}{eB} = \frac{Q}{e}, \quad [4.26]$$

e

$$V_z = \frac{\delta E_x}{B}. \quad [4.27]$$

A equação da continuidade linearizada é, portanto

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \left(\frac{Q}{e}\right) \frac{\partial n}{\partial x} - \left(\frac{1}{B}\right) \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial n}{\partial z} = 0. \quad [4.28]$$

Tomando as soluções das ondas planas apresentadas nas Equações [4.16] e [4.17], as Equações linearizadas [4.24] e [4.28] podem ser escritas, respectivamente, por

$$-ikQ\delta n + n_0 k^2 P\phi' = 0, \quad [4.29]$$

$$\left(i\omega - ik \frac{Q}{e}\right) \delta n + \left(\frac{ik}{B}\right) \left(\frac{\partial n_0}{\partial z}\right) \phi' = 0, \quad [4.30]$$

neste caso n_0 e $\frac{\partial n}{\partial z}$ são calculados sobre a mesma altitude de interesse, por exemplo, $n_0 = n_0(z_0)$. No sistema de equações formado por [4.29] e [4.30] existem duas equações e duas incógnitas (δn e ϕ'). Tomando a solução não trivial do sistema homogêneo formado pelas Equações [4.29] e [4.30], tem-se:

$$\left(\frac{i\omega - ik \frac{Q}{e}}{-ikQ}\right) = \left[\frac{\left(\frac{ik}{B}\right) \left(\frac{\partial n_0}{\partial z}\right)}{n_0 k^2 P}\right], \quad [4.31]$$

o que fornece a seguinte relação de dispersão

$$\omega = \left(\frac{kQ}{e}\right) - i \left[\left(\frac{g}{v_m}\right) \frac{1}{n_0} \frac{\partial n_0}{\partial z}\right]. \quad [4.32]$$

A parte real de ω (ω_r) mostra que ondas planas propagam-se para leste com velocidade de fase v_f dada por

$$v_f = \frac{\omega_r}{k} = \frac{Q}{e} = \frac{Mg}{eB}, \quad [4.33]$$

que concorda com o discutido na Equação [4.26]. A parte imaginária da velocidade angular ω é dada por

$$\omega_i = - \left(\frac{g}{v_m} \right) \frac{1}{n_0} \frac{\partial n_0}{\partial z}. \quad [4.34]$$

Quando $\frac{\partial n_0}{\partial z} > 0$, o gradiente de densidade é antiparalelo à força de gravidade \vec{g} e ω_i é negativo, sendo assim, a parte oscilatória $e^{i\omega t}$ é escrita por

$$e^{i\omega t} = e^{i(\omega_r + i\omega_i)t} = e^{i\omega_r t} e^{-\omega_i t} = e^{i\omega_r t} e^{\gamma t}, \quad [4.35]$$

γ é positivo e conseqüentemente resulta numa solução crescente. γ portanto é a taxa de crescimento da instabilidade e é dado por

$$\gamma = \frac{g}{v_m L}, \quad [4.36]$$

L é a escala de comprimento inverso ao gradiente de densidade, ou seja

$$L = \frac{1}{\left(\frac{1}{n_0} \frac{\partial n_0}{\partial z} \right)}. \quad [4.37]$$

Os resultados experimentais têm apontado que a maioria das irregularidades ionosféricas se desenvolve de acordo com a teoria linear. A Equação [4.36] mostra que a taxa de crescimento da instabilidade na teoria linear depende exclusivamente do gradiente de densidade de plasma e da freqüência de colisão dos íons. Quanto maior for o gradiente na direção antiparalela à força de gravidade maior será a taxa de crescimento e, além disso, obedece a uma

relação inversamente proporcional a freqüência de colisão. Quanto maior for a freqüência de colisão menor é o crescimento da instabilidade.

A combinação destes parâmetros exige que a camada ionizada esteja suficientemente alta ou o gradiente de ionização bastante elevado na direção verticalmente para cima para que haja um crescimento significativo da instabilidade devido a perturbações iniciais.

A TEORIA GENERALIZADA DE INSTABILIDADE RT

A gravidade não é a única influência que desestabiliza a ionosfera equatorial. Se retornarmos a equação da densidade de corrente elétrica (Equação [4.8]), pode-se incluir os efeitos do campo elétrico e do vento neutro ambiente. Lembrando que $\vec{J} = \vec{\sigma} \cdot \vec{E}'$, neste caso, o primeiro termo de ordem zero da corrente Pedersen é na mesma direção $\vec{g} \times \vec{B}$ da corrente devido a gravidade. O caso em que apenas efeitos gravitacionais afetam a taxa de crescimento da instabilidade pode ser acrescido por efeitos do campo elétrico zonalmente para leste, assim a taxa de crescimento da instabilidade passa a ser

$$\gamma = \left(\frac{g}{v_m} + \frac{E'_{x0}}{B} \right) \frac{1}{L}, \quad [4.38]$$

E'_{x0} é a componente zonal do campo elétrico no sistema de referência do vento neutro.

Um campo elétrico zonalmente para oeste fará surgir uma corrente Pedersen paralela a fronteira entre o plasma e o vácuo. Uma flutuação desta fronteira interceptará cargas apenas como no caso gravitacional e causará a perturbação para crescimento da instabilidade. Um campo elétrico nesta direção será estabilizado na lado de baixo da camada pois $(E'_{z0}) \frac{\partial n_0}{\partial z} < 0$.

A condição geral de instabilidade é que a direção $\vec{E}'_0 \times \vec{B}$ seja paralela ao gradiente de densidade do plasma. Como discutido no Capítulo 3, a componente zonal do campo elétrico próximo ao equador frequentemente cresce para valores elevados na direção leste depois do pôr-do-sol, este processo move a camada F para altitudes elevadas. Esta subida contribui de duas formas para desestabilizar o plasma. Não mais apenas o forte campo elétrico para leste, mas também o termo $\frac{g}{v_m}$ atinge valores elevados devido a subida da camada e conseqüente diminuição da freqüência de colisão dos íons. *Kelley et al. (1979)* mostraram que o termo devido ao campo elétrico domina a taxa de crescimento da instabilidade para altitudes abaixo de 200 km. Este termo é da mesma ordem do termo gravitacional entre 300 e 500 km de altitude. O termo da taxa de crescimento devido a ação gravitacional domina a partir dos 500 km e cresce exponencialmente.

O vento neutro de grande escala é usualmente horizontal, assim $(\vec{U} \times \vec{B}) \times \vec{B}$ é também horizontal e pode não ter componente paralelas os gradiente da densidade se a ionosfera é verticalmente estratificada. Portanto o campo elétrico

E'_{z0} acima é completamente devido ao campo elétrico zonal E'_{z0} . Entretanto, outro termo pode ser adicionado para a taxa de crescimento linear considerando a possibilidade de uma componente horizontal do gradiente da densidade. Esta possibilidade surge pelo fato que é de se esperar que a camada não varie a altura durante o curso de uma noite, sendo assim, há razões para acreditar que a camada possa ser inclinada com respeito a vertical. Seja θ o ângulo de inclinação da camada que é medido do leste para o zênite, a taxa de crescimento da instabilidade pode ser escrita por

$$\gamma = \left(\frac{E'_{z0}}{LB} + \frac{g}{v_m L} \right) \cos \theta + \left(\frac{E'_{z0} + uB}{LB} \right) \sin \theta. \quad [4.39]$$

A teoria de instabilidade linear RT também pode ser usada para explicar a assimetria dia-noite da geração de spread F. Durante o dia o dínamo da região E predomina (como discutido no Capítulo 3), perturbações no campo elétrico devido a instabilidade são amortecidas fora da região E. Isto explica o fato de spread F não serem geradas antes do ocaso, mesmo que \vec{g} e ∇n sejam antiparalelos na parte de baixo da camada F durante o dia, da mesma forma que acontece á noite.

Uma explicação completa da morfologia dos ESF deve incluir efeitos diurnos, sazonais e do ciclo solar sobre o campo elétrico, a densidade do gás neutro, a temperatura e sobre as condutividades nas regiões E e F, mas este não é o objetivo deste trabalho.

CAPÍTULO 5

TEMPESTADES GEOMAGNÉTICAS

Neste capítulo serão apresentadas algumas definições da física do ambiente solar-terrestre e será discutido o conceito de tempestade geomagnética e como fazer para identificá-las com dados de índices geomagnéticos.

O CAMPO MAGNÉTICO TERRESTRE E A MAGNETOSFERA

A magnetosfera é a região do ambiente solar-terrestre onde o campo magnético exerce influência dominante. Em baixas altitudes a magnetosfera intercepta a ionosfera. Os estudos da magnetosfera são resultados da exploração espacial e, portanto, os estudos de física da magnetosfera são bem mais recentes do que os da ionosfera. Isso porque muitas observações das ciências ionosféricas são feitas do solo.

A ESTRURA DO SOL

Na Figura 11 pode-se ver como as partes que compõem o Sol são divididas e classificadas. O Sol é formado por um núcleo que produz a energia solar por reações termo-nucleares. Logo em seguida tem-se a zona radiativa que é responsável pela propagação da energia das reações que ocorrem no núcleo até

a zona convectiva. A zona convectiva constitui cerca de 15% do Sol e é responsável pela propagação de energia por processos convectivos até a fotosfera. A fotosfera é parte visível do Sol e possui uma temperatura aproximada de 6000 K. Logo acima se encontra a cromosfera que é uma camada de cor avermelhada e só é visível durante eclipses solares. Por último, tem a coroa ou coroa solar, também só é visível durante eclipses solares e chegam atingir cerca de dois raios solares. A Figura 11 ainda ilustra uma proeminência que é uma extensão de plasma solar além da cromosfera. Quando uma proeminência solar é quebrada dar-se origem a uma ejeção de massa coronal.

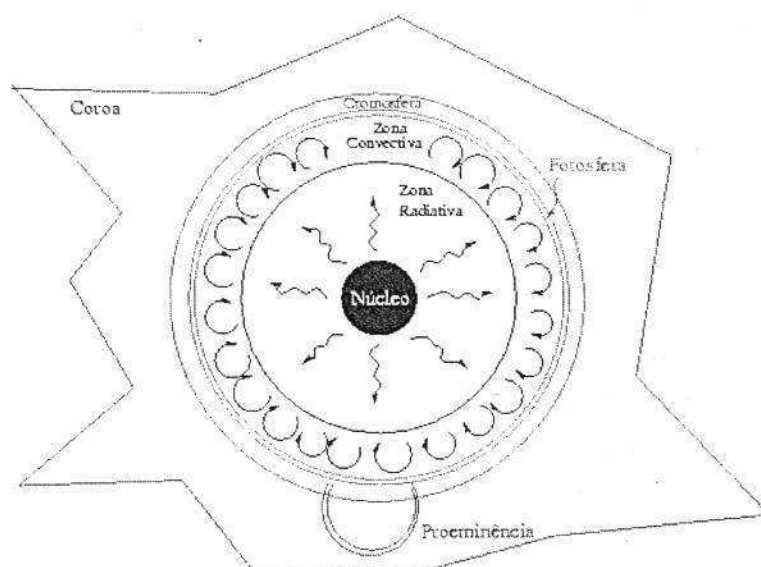


Figura 11 – Classificação das camadas do Sol

RADIAÇÕES SOLARES

O Sol é uma estrela típica que emite radiação numa larga faixa espectral, um fluxo contínuo de plasma e partículas energéticas.

A radiação eletromagnética emitida pelo Sol pode ser aproximada por uma curva de emissão de um corpo negro a temperatura de 6000 K como ilustra a Figura 12. As linhas pontilhadas representam os limites da radiação visível. Os comprimentos de onda abaixo da primeira linha pontilhada constituem a radiação mais energética como é o caso do ultravioleta (UV) e raios-x. A dissociação na ionosfera ocorre justamente pela absorção do extremo ultravioleta e dos raios-x. Essas emissões de radiação não atingem a superfície da Terra, mas são observadas por foguete e radar em altitudes elevadas.

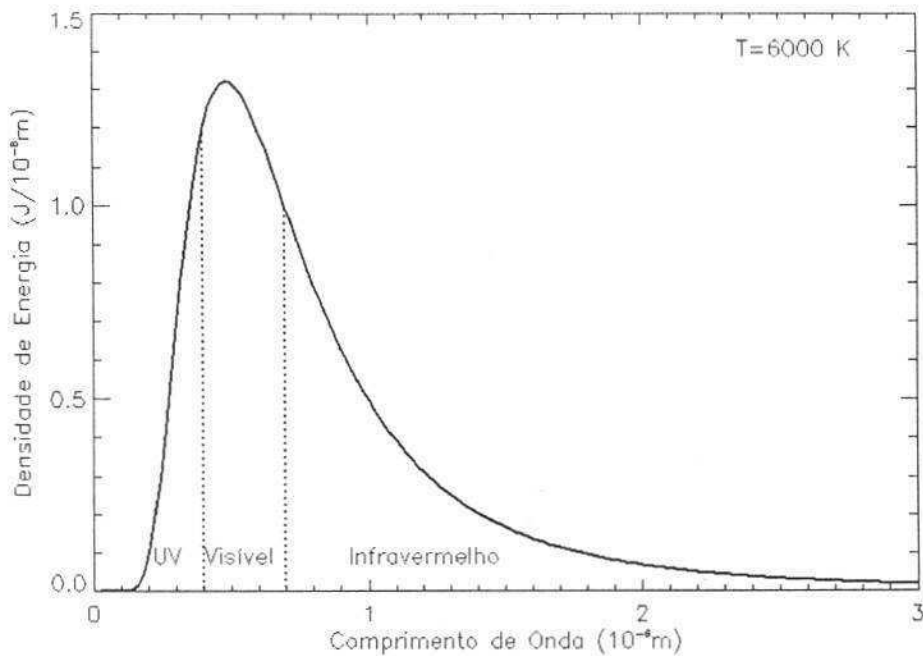


Figura 12 – Distribuição espectral da densidade de energia para um corpo negro a uma temperatura de 6000 K. As linhas verticais pontilhadas representam os limites da radiação visível.

O Flare solar

Um flare solar é um clarão repentino que atinge uma pequena área da fotosfera do Sol que pode durar de alguns minutos até horas. Os flares tendem a se

desenvolver próximos as manchas solares. Esse evento é muito importante para relação Sol-Terra porque são fontes esporádicas de emissão de partículas e radiação eletromagnética que atingem a alta atmosfera. Para ter-se uma idéia, num flare típico é liberado $10^{25} J$ de energia eletromagnética e $3 \cdot 10^{25} J$ como partículas [ver mais detalhes em *Hargreaves (1992)*].

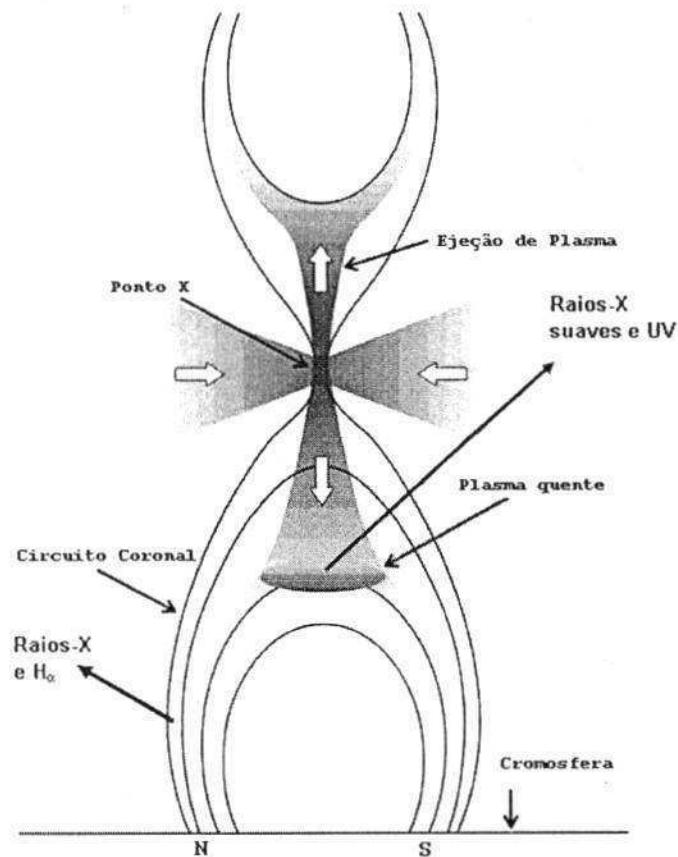


Figura 13 – Modelo didático de um flare solar

Adaptado: Hargreaves (1992).

Não se tem muita certeza sobre a forma exata da configuração de um flare solar, mas uma possibilidade é mostrada na Figura 13 em que são tomadas possíveis fontes de variação de emissão que são de interesse na relação Sol-Terra. Neste

modelo a conversão de energia magnética começa num ponto acima de duas manchas solares de polaridades contrárias. Com o colapso do campo magnético, partículas são energizadas e se afastam do ponto neutro ao longo das linhas de campo. Alguns prótons movem-se para fora e eventualmente podem causar um evento conhecido como próton solar na Terra. Alguns dos elétrons internos são bloqueados pela intensa densidade da cromosfera e lá produzem raios-X que chegando a Terra causam perturbações repentinas na baixa ionosfera.

Na mesma região da cromosfera, átomos de Hidrogênio são ionizados por colisões e durante a recombinação emitem a linha $H\alpha$. Na região do flare a corona é aquecida e luz ultravioleta e de raios-x suaves é emitida.

Atividade cíclica solar

O Sol possui variações periódicas de várias escalas de tempo; a principal delas é o ciclo de onze anos da atividade solar. Uma das formas de medir o grau da atividade solar é a partir do número de manchas solares. O número de manchas de Wolf é definido por

$$S = k(S_t + 10S_r) \quad [5.1]$$

S_t é o número total de manchas observados, S_r é o número de regiões de distribuição e k é uma constante que depende do observatório (da sensibilidade dos equipamentos de observação). Em períodos de atividade solar alta o número de manchas é da ordem de 200 e no mínimo solar este número cai para casa de

20 manchas. Um ciclo típico não é simétrico, o tempo do mínimo para o máximo é de 4,3 do máximo para o mínimo é de 6,6 anos na média. Entretanto, o ciclo de onze anos não é estável, pode variar entre 9 e 14 anos [mais detalhes em *Hargreaves (1992)*].

A incidência de flares solares é uma outra forma de medir a atividade solar e está relacionada com o número de manchas por

$$I_f = \alpha (\bar{N}_m - 10) \quad [5.2]$$

I_f é o número de flares observados durante uma rotação solar (27 dias), \bar{N}_m é o número médio de manchas solares e α é uma constante do observatório.

O terceiro principal indicador da atividade solar é a emissão de ondas de rádio de 10,7 cm. Essa radiação é rotineiramente monitorada e convertida em unidades de fluxo de energia $10^{-22} \text{ W/m}^2 \text{ Hz}$. Por exemplo, um fluxo solar F10.7 de 80, corresponde a 80 vezes a unidade de fluxo de energia. A grande vantagem desse parâmetro é que ele não depende das condições meteorológicas.

Na Figura 14 pode ser visto o último ciclo solar com mínimo no ano de 1996, máximo entre 2001 e 2002 e novamente um mínimo em 2007. Neste ciclo a inclinação da subida até o máximo é maior que a inclinação da descida. Ele obedece fielmente a atividade solar que é observada através das manchas solares, além disso, é muito sensível a um flare solar.

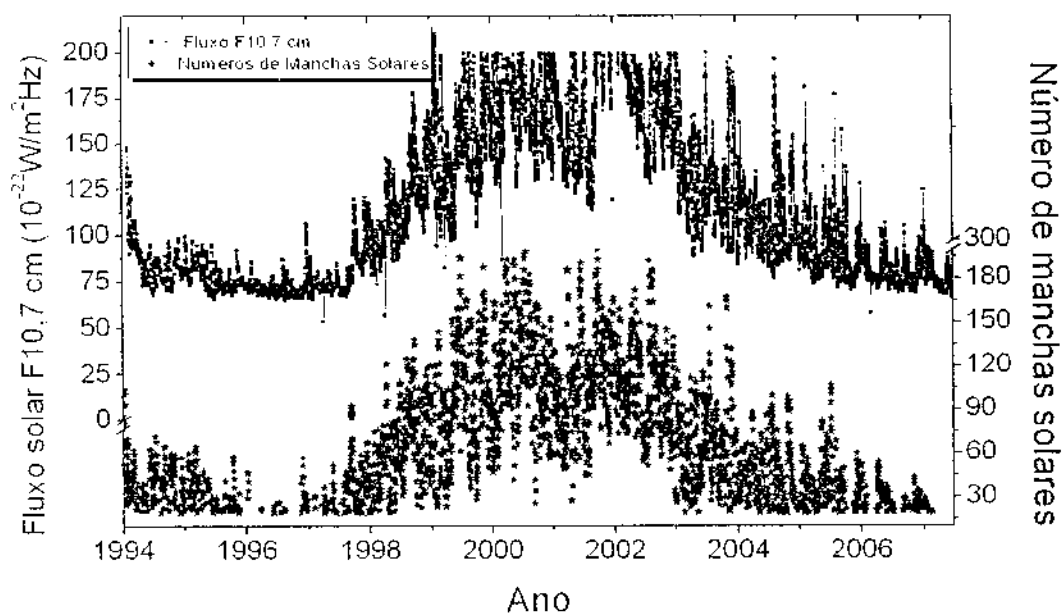


Figura 14 – Um ciclo solar completo medido pelo fluxo solar F10,7 cm diário e pelo número médio diário de manchas solares.

O VENTO SOLAR

Variações consideráveis no campo geomagnético eram observadas em magnetômetros instalados no solo. No início da década de 1930 dois pesquisadores *Chapman e Ferraro* sugeriram as primeiras tentativas de explicação para este fenômeno. Eles sugeriram que as variações eram causadas por um fluxo de partículas ejetadas do Sol que alcançavam a Terra aproximadamente um dia após. Quando as partículas atingiam as linhas de campo magnético eram incapazes de penetrar e eram defletidas. Algumas delas causavam compressão das linhas de campo que poderiam ser detectadas do solo.

Em princípio foi assumido que o fluxo de partículas era devido aos flares. Mas, em 1951, *Biermann* estudando cauda de cometas concluiu que devia existir um fluxo contínuo de partículas providas do Sol. Ele estimou uma velocidade de aproximadamente 500 km/s para o fluxo de partículas. Posteriormente, *Chapman e Parker* propuseram que, diferentemente da Terra, a corona solar não se encontra em equilíbrio hidrostático, portanto, as partículas deixam o Sol num fluxo constante em direção ao espaço. *Parker* denominou este fluxo de vento solar. Somente na década de 1960 foi possível medir e comprovar a existência do vento solar a partir sondas espaciais [mais detalhes em *Hargreaves (1992)*].

O CAMPO MAGNÉTICO INTERPLANETÁRIO

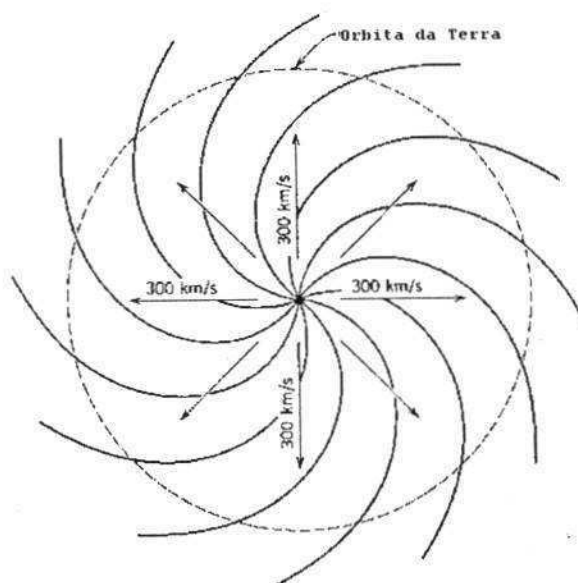


Figura 15 – Esquema do Campo Magnético Interplanetário

Adaptado: Hargreaves (1992).

O vento solar carrega um fraco campo magnético (da ordem de alguns nano teslas). Este campo magnético é denominado de campo magnético interplanetário e foi descoberto por um magnetômetro a bordo de um satélite.

Na Figura 15 tem-se o esquema de uma forma aproximada do campo magnético interplanetário no plano solar equatorial correspondendo a um vento solar de 300 km/s . Embora o vento solar flua radialmente, a rotação do Sol fornece uma forma de espiral para o campo magnético interplanetário.

O CAMPO GEOMAGNÉTICO

Já é bastante antigo o conhecimento sobre manifestações de natureza magnética na superfície da Terra. Entretanto, foi o alemão *Carl Friedrich Gauss* que propôs a prova matemática de que o campo magnético observado na superfície tem como origem principal a própria Terra. A seguir será feita uma descrição matemática do campo geomagnético.

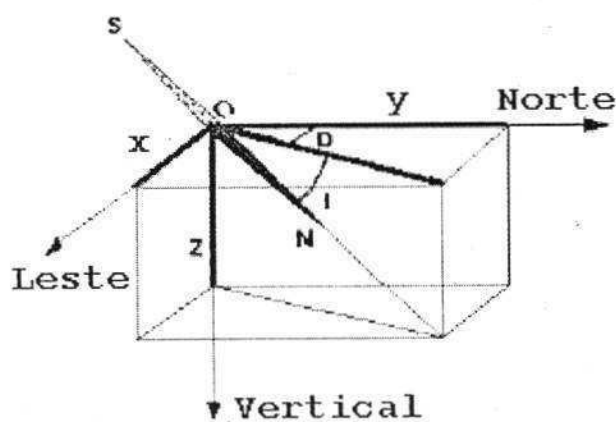


Figura 16 – Sistema de coordenadas usual na descrição do campo magnético terrestre.

Considerando um sistema de coordenadas o qual o eixo y é paralelo ao eixo sul-norte geográfico, o eixo x aponta na direção leste e o eixo z aponta para baixo. A Figura 16 ilustra este sistema de coordenadas.

Em geral, as componentes x e y do campo magnético são utilizadas para definir a componente horizontal do campo magnético H . Outros parâmetros importantes também são ilustrados na Figura 16. Um deles é a declinação magnética que é o ângulo formado entre o norte verdadeiro e o norte geográfico, matematicamente obedece a seguinte relação

$$D_M = \arctan\left(\frac{B_x}{B_y}\right). \quad [5.3]$$

Por sua vez, a inclinação magnética é o ângulo formado entre o campo magnético total e sua componente horizontal, ou seja

$$I_M = \arctan\left(\frac{B_z}{H}\right), \quad [5.4]$$

neste caso,

$$H = \sqrt{B_x^2 + B_y^2}. \quad [5.5]$$

O modelo mais simples de um ímã é o de um dipolo magnético. Em primeira análise, o campo magnético da Terra pode ser considerado desta forma. Sendo

assim, será calculado, no Apêndice C, o campo magnético de um dipolo simples. Portanto o campo magnético de um dipolo será

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\vec{m} \left(\nabla \cdot \frac{\vec{r}}{r^3} \right) - (\vec{m} \cdot \nabla) \frac{\vec{r}}{r^3} \right]. \quad [5.6]$$

Na Figura 17 tem-se uma representação do campo geomagnético usando a aproximação de dipolo. Os meridianos magnéticos e geográficos estão rotacionados aproximadamente 11,5°.

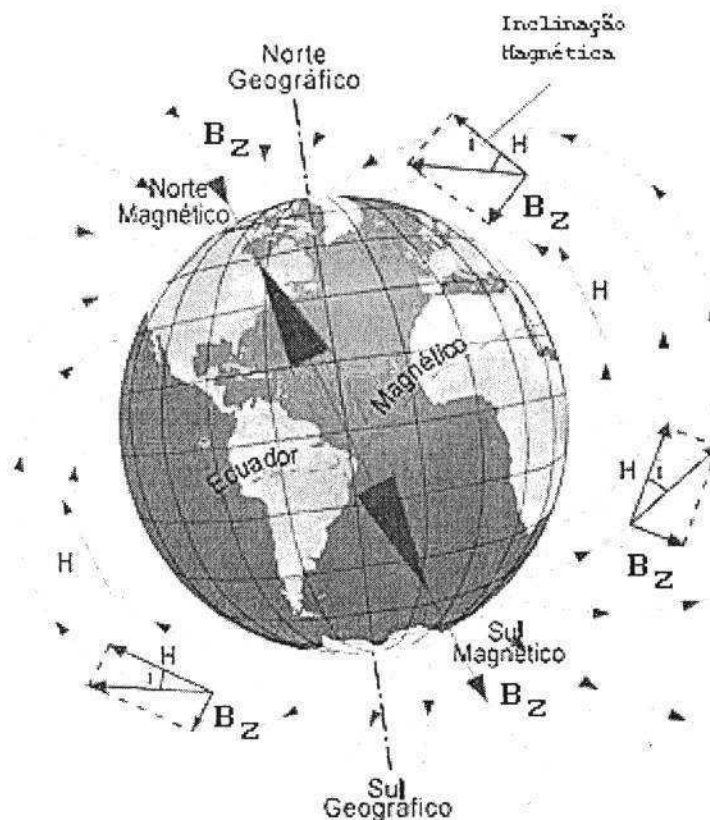


Figura 17 – Esquema do campo magnético da Terra na aproximação de dipolo.

Adaptado: www.igp.gob.pe/Webancon/index4.htm

Uma forma mais complexa e precisa para o campo magnético da Terra pode ser obtida numa expansão do potencial em funções associadas de Legendre. No entanto a forma derivada de expansão de dipolo, a qual se discutiu acima, fornece uma boa aproximação e é útil para entender de forma geral o campo geomagnético.

A MAGNETOSFERA

Na Figura 18 está representada esquematicamente a magnetosfera através de uma secção transversal ao longo do círculo máximo contendo o meridiano do meio dia e da meia noite.

Esta representação é resultado da ação do vento solar sobre o campo geomagnético. O vento solar choca-se com a magnetosfera a uma velocidade média de 300 km/s numa região chamada de camada de choque. A magnetopausa é a região limite entre o campo magnético interplanetário e o campo geomagnético. Por sua vez, a magnetosfera está contida dentro desta cavidade, sendo que na região de frente para o Sol ela atinge uma extensão de dez raios terrestres e na região oposta a Sol chega a atingir 60 raios terrestres. As estrelas da Figura 18 são os pontos de inversão da direção do campo magnético (vértices polares). A região bem à direita da Figura 18 é a chamada cauda magnetosférica.

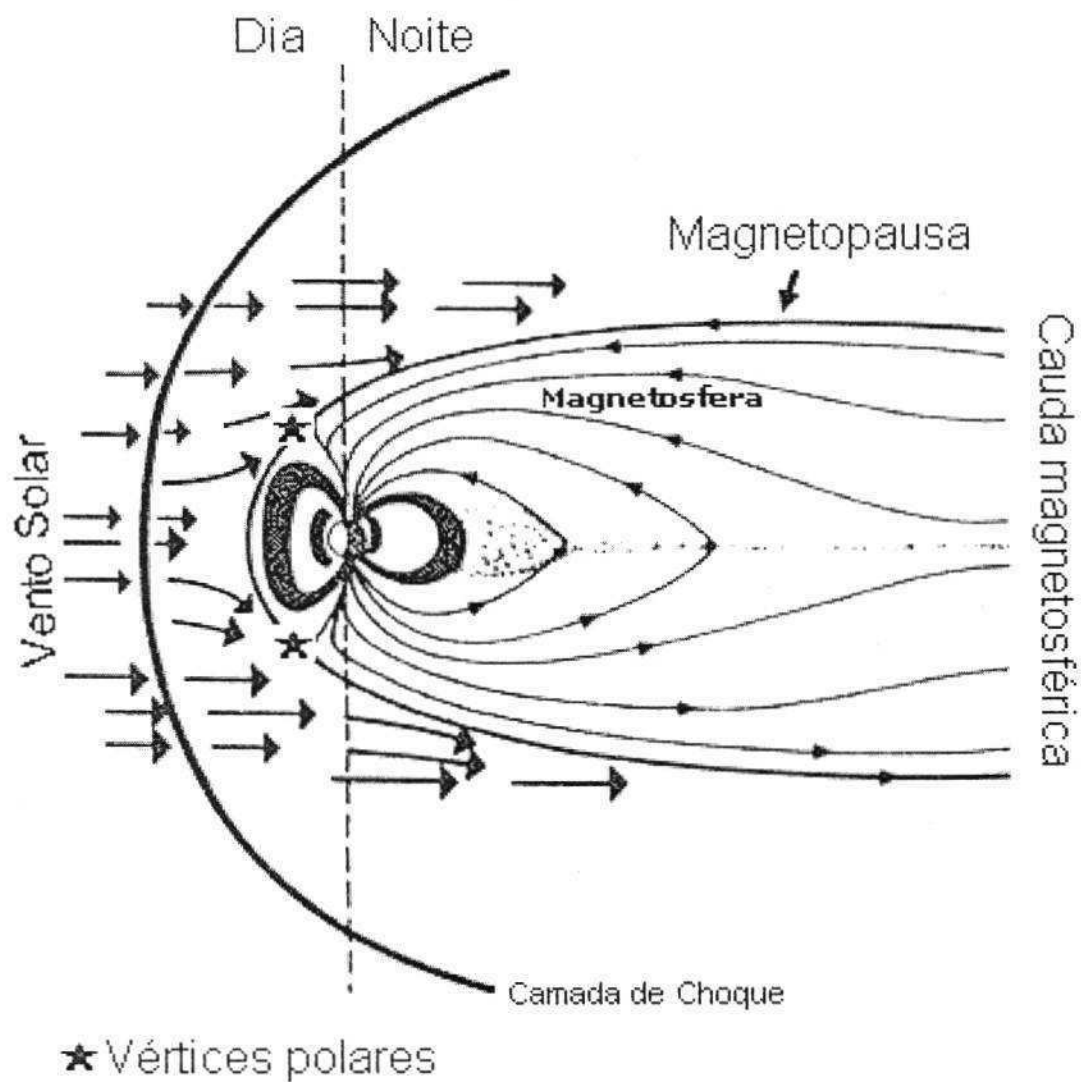


Figura 18 – Esquema da magnetosfera.

TEMPESTADES GEOMAGNÉTICAS

A alta atmosfera é propícia a distúrbios que apresentam condições espaciais muito diferentes das observada do clima convencional. Estes distúrbios são chamados de tempestades e são manifestações adversas ao padrão que vem se mantendo organizado ao longo de dias. Existem pelo menos quatro fenômenos que se enquadram dentro destas definições: a anomalia de inverno, as

tempestades ionosféricas das regiões E e F e as tempestades geomagnéticas. As tempestades ionosféricas são praticamente conhecidas por completo, mas para as tempestades geomagnéticas ainda existe muita coisa em aberto.

Durante um período de alta atividade geomagnética, magnetômetros em médias e baixas latitudes tendem a mostrar um padrão que consiste em três etapas:

- Um acréscimo do campo magnético durante algumas horas;
- Um decréscimo muito acentuado da componente horizontal do campo magnético que dura aproximadamente um dia;
- Uma lenta fase de recuperação para valores considerados normais que pode durar alguns dias.

A primeira etapa, a fase inicial, é causada pela compressão da magnetosfera durante a chegada de um forte fluxo de plasma solar. A segunda etapa ou fase principal é devida a corrente do anel. A terceira fase é a fase de recuperação que acontece quando se cessa a energia de penetração da tempestade e o campo magnético tende a recuperar o estado padrão.

ÍNDICES GEOMAGNÉTICOS

Nos estudos que envolvem muitos fenômenos em que todos dependem em parte de aspectos não palpáveis como é o caso do vento solar, os índices geomagnéticos são muito úteis e servem como um ponto comum e de referência

para fazer comparações de diferentes observações. O nível de perturbação no campo considerado é o principal objeto de avaliação quando comparado à padrões ao longo de horas, dias, meses, estações, anos e etc. Existem alguns índices que são elaborados e publicados baseados nas variações do campo magnético terrestre. Os índices mais conhecidos são o K_p , A_p , AE e Dst o qual é muito bom para as regiões próximas ao equador. Este último será discutido com mais detalhes a seguir.

K_p E A_p

O índice K_p é baseado nas médias das variações do campo magnético de período de três horas observados de, em média, uma dúzia de observatórios. O índice K_p vale para cada três horas do dia e é obtida numa escala de 0 (para muito calmo) até 9 (para muito perturbado). A escala é quase logarítmica e possui subdivisões que são simbolizadas por "+" e "-" (por exemplo, 3+, 3-, 4-, 4, etc.).

O índice magnético A_p é um índice diário e provém da mesma base de dados, mas é convertido para uma escala linear.

AE

Os índices discutidos acima usam observatórios que ficam situados predominantemente em médias latitudes. Para caracterizar as regiões aurorais foi criado o índice AE. Os valores deste índice são publicados em médias horárias. Este índice é muito bom para indicar tempestades geomagnéticas devido à localização dos observatórios.

O ÍNDICE GEOMAGNÉTICO DST

DEFINIÇÕES

O índice Dst (do Inglês "Disturbance storm time index") é um distúrbio no campo magnético terrestre axialmente simétrico com respeito ao eixo do dipolo magnético terrestre e que é função do período de ocorrência de uma tempestade geomagnética.

As informações sobre o índice Dst que serão discutidas a seguir foram extraídas da página na internet do Centro Mundial de Dados de Geomagnetismo (<http://swdcwww.kugi.kyoto-u.ac.jp/dstdir/finalprov.html>) e do trabalho de *Sugiura (1964)*.

O ÍNDICE DST E AS TEMPESTADES GEOMAGNÉTICAS

O índice Dst apresenta valores médios de quatro estações para cada hora do dia. Com ele é possível descrever toda a etapa de ocorrência de uma tempestade geomagnética. Ele é um bom índice para a região equatorial devido à localização estratégica dos observatórios que geram os dados do índice (ver Figura 19). Além disso, alguns trabalhos têm usando este índice e os resultados apontam uma maior confiabilidade para região equatorial [e.g. (*Moon et al., 2006; Richardson et al., 2006; Temerin e Li, 2006*)].

Na Figura 20 pode-se ver a evolução do índice Dst durante a ocorrência de uma intensa tempestade geomagnética que se iniciou no dia 7 novembro de 2004 e se prolongou até mais que meados deste mesmo mês.

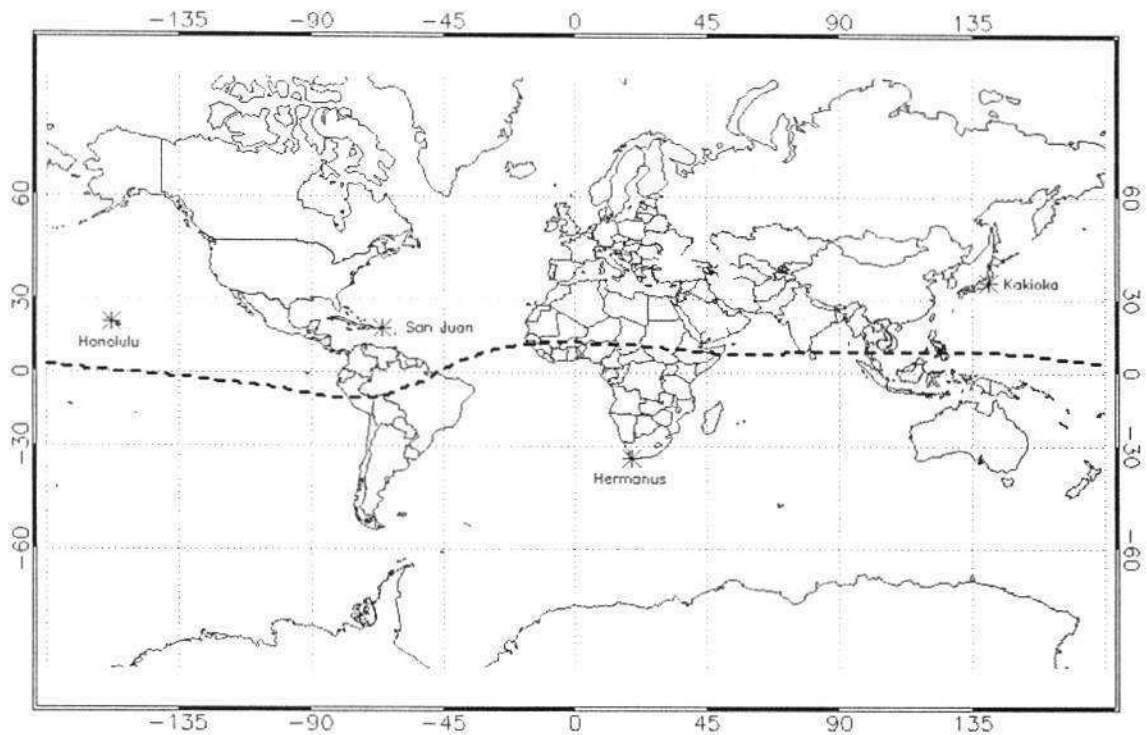


Figura 19 – Distribuição ao longo do planeta da rede de observatório que são usados para obtenção do índice geomagnético Dst. A linha tracejada é a projeção do equador magnético terrestre e as estações onde se encontra os observatórios são indicadas pelos asteriscos.

As observações têm mostrado que a fase inicial de uma tempestade geomagnética é caracterizada por um aumento repentino da intensidade da componente horizontal do campo magnético da Terra. Esta etapa pode ser vista bem claramente na Figura 20 entre os dias sete e oito de novembro. A fase principal de uma tempestade que consiste num decréscimo bem acentuado da intensidade da componente horizontal do campo também é evidente na figura a antes do início do dia 8 de novembro e se estende até as primeiras seis horas do

dia oito (hora local). Daí inicia-se a fase de recuperação que se prolonga até mais da metade do mês em questão. Oscilações secundárias são observadas durante a fase de recuperação como pode ser visto entre os dias nove e treze. Essas oscilações secundárias são as denominadas sub-tempestades.

Na Figura 21 pode ser visto a evolução do índice Dst para um mês magneticamente calmo (janeiro de 2001) e para um mês com a presença de uma intensa tempestade magnética (outubro de 2003). No mês de janeiro de 2001 pequenas oscilações são observadas nos dias 2, 12 e 24. Esses decréscimos no valor do Dst podem até ser classificados como tempestades magnéticas fracas.

Por outro lado, o mês de outubro de 2003 além de apresentar algumas perturbações da mesma natureza das de janeiro de 2001, possui no fim do mês uma das maiores tempestades geomagnéticas já registradas. Essa tempestade ficou conhecida como “Halloween” de 2003 por acontecer no dia 31 de outubro (dia de Halloween nos EUA).



Figura 20 – Evolução do Índice Dst durante alguns dias do mês de novembro de 2004.

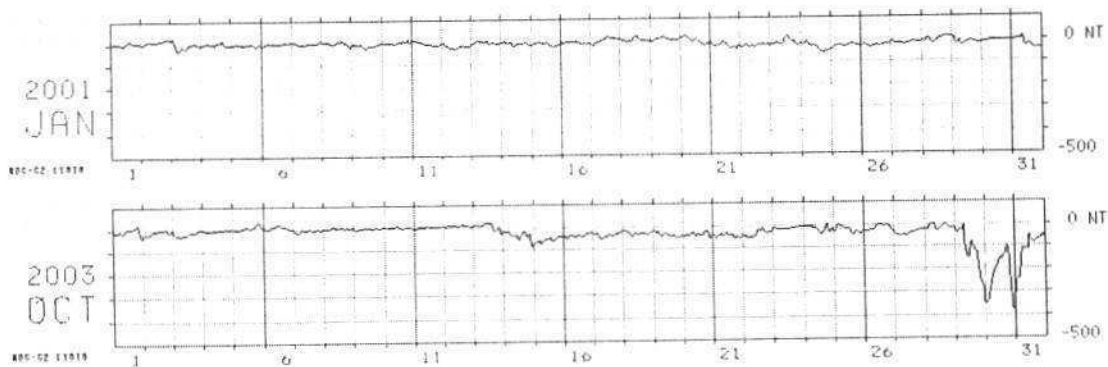


Figura 21 – No painel superior evolução do índice Dst para um mês magneticamente calmo (janeiro de 2001). No painel inferior é visto a evolução mensal para o mês de outubro de 2003 onde foi observada uma forte tempestade magnética no fim deste mês.

Fonte: <http://swdcwww.kugi.kyoto-u.ac.jp/dstdir/finalprov.html>

A OBTENÇÃO DO ÍNDICE DST

PADRÕES USADOS

Os valores padrões usados para a componente horizontal do campo magnético H são definidos para cada laboratório com valores médios anuais calculados de cinco dias magneticamente calmos da cada mês. Portanto, os valores definitivos do índice Dst não são estabelecidos para o ano corrente. Os valores do ano corrente são chamados de índice Dst provisório. Geralmente, os valores do índice provisório são modificados ao término do processo, mas as variações são, geralmente, muito pequenas.

O valor padrão de \bar{H} é expresso por séries de potência de tempo e os coeficientes de terceira ordem para cima são determinados pelo método dos mínimos quadrados usando as médias do ano atual e dos quatro anos

precedentes. Sendo assim, a intensidade da componente horizontal do campo magnético é dada por

$$H_{padr\tilde{a}o}(\tau) = A + B\tau + C\tau^2 \quad [5.7]$$

τ é o tempo em anos medido de uma época de referência.

Nota-se que se a expansão polinomial da média anual é feita diretamente da forma descrita acima, uma descontinuidade artificial, suficientemente grande, mas difícil de ser reconhecida por uma inspeção nos resultados, pode ser introduzida entre a última hora de um ano e a primeira hora do ano seguinte. Isto porque, os valores padrões são calculados a partir de polinômios diferentes. Para minimizar esta provável descontinuidade a determinação do polinômio é feita em duas etapas. Na primeira expansão polinomial, o valor padrão no fim do corrente ano é calculado. Na segunda etapa, este valor é incluído como um ponto de dados adicional no ajuste polinomial. Este procedimento tem encontrado resultados satisfatórios.

O valor padrão $H_{padr\tilde{a}o}(T)$ calculado da Equação [5.7] é subtraído do valor observado $H_{obs}(T)$ para cada hora universal, ou seja

$$\Delta H(T) = H_{obs}(T) - H_{padr\tilde{a}o}(T) \quad [5.8]$$

A determinação da variação do campo magnético observado com respeito ao campo magnético padrão (ΔH) é feita para cada observatório em separado.

ELIMINAÇÃO DE VARIAÇÕES DIÁRIAS DA ATIVIDADE SOLAR CALMA

Este parâmetro é, em geral, denominado por S_q e também é obtido para cada observatório em separado. As variações médias de S_q para cada mês são obtidas dos valores de $I(T)$ para os cinco dias internacionais mais calmos do mês. Estes dias, são determinados em hora universal. Para determinar uma média das variações S_q de cada observatório é feita médias das médias horárias usando cinco dias que tem como mediana o dia internacional magneticamente calmo. Além disso, são usados valores horários imediatamente antes e depois dos dias locais selecionados. É feita uma avaliação das trocas lineares e, então, subtraídas da variação do S_q . Dessa forma as variações não cíclicas que se devem as reais variações do Dst são removidas e também é avaliado o S_q do nível da meia-noite.

O conjunto das 12 médias do S_q é determinado para o ano expandindo numa série dupla de Fourier com a hora local t e o número do mês s como duas variáveis

$$S_q(t, s) = \sum_m \sum_n A_{mn} \cos(mt + \alpha_m) \cos(ns + \beta_n). \quad [5.9]$$

Essa representação permite calcular $S_q(T)$ para uma dada hora universal T do ano. Esse procedimento é aplicado para cada observatório.

O ÍNDICE DST EQUATORIAL HORÁRIO

Para cada observatório a variação da perturbação $D(T)$ é definida por

$$D(T) = \Delta H(T) - S_q(T). \quad [5.10]$$

Então o $D(T)$ médio para os quatro observatórios e normalizado para o equador do dipolo é

$$Dst(T) = \frac{D(T)}{\cos \varphi}, \quad [5.11]$$

o $\cos \varphi$ é a média dos co-senos das latitudes de dipolo dos observatórios. Esta normalização tem sido feita para minimizar efeitos indesejáveis de valores horários perdidos.

OBSERVAÇÕES SOBRE A DETERMINAÇÃO DO ÍNDICE DST

Os dados estão disponíveis on-line na forma de gráficos e tabelas no endereço eletrônico do Centro Mundial de Dados de Geomagnetismo, Kyoto, Japão. Embora seja bastante minucioso, o processo descrito acima é automatizado quase que completamente.

Entretanto, técnicas têm sido utilizadas para detectar erros em vários estágios. O método de determinação do índice Dst tem sido melhorado ao longo dos anos e

isto pode causar diferenças entre os índices obtidos na década de 50 e os índices atuais. Por exemplo, os dias magneticamente calmos são escolhidos arbitrariamente. Também a variação S_y é dinâmica e frequentemente muda ao longo do tempo e sua modelagem tem apenas uma média estatística. Desta forma, é escolhido para a obtenção de S_y os cinco dias internacionais mais calmos magneticamente de cada mês. Um estudo estatístico é feito rapidamente nestes dias calmos e, se for necessário, correções podem ser aplicadas ao Dst para algumas modificações no S_y .

O nível de referência para o Dst é ajustado para que nos cinco dias designados como calmos seja nulo na média. Entretanto, mesmo nestes dias calmos existe uma produção de campo magnético para sul devido ao sistema de correntes elétricas equatoriais na magnetosfera (correntes do anel de período calmo).

INTERPRETAÇÕES DO ÍNDICE DST

Como já foi dito, o índice Dst representa distúrbios no campo magnético axialmente simétrico com respeito ao equador do dipolo que representa o campo magnético da Terra.

Quanto mais negativo for o Dst, mais intenso será a perturbação no campo e maior será o decréscimo no campo magnético. Este decréscimo no campo magnético é causado pelo sistema de correntes na magnetosfera, usualmente, chamado de corrente do anel. Variações positivas no Dst são, comumente,

causadas pela compressão do lado da magnetosfera de frente ao vento solar devido ao aumento na pressão pelo vento solar.

Já é bem conhecido que as perturbações no campo geomagnético não são axialmente simétricas. Numa perturbação assimétrica do campo geomagnético, o decréscimo do campo é usualmente maior do lado oposto ao Sol. Para monitorar a perturbação assimétrica é feita uma expansão do distúrbio do campo $D(T)$ de cada hora universal T numa série de Fourier em hora local e determinado a amplitude e a fase da componente diurna. Mesmo assim, os efeitos das perturbações assimétricas não são resolvidos neste modelo. A assimetria na perturbação do campo tem sido atribuída a uma corrente do anel parcial. Entretanto, também tem sido sugerido que as assimetrias podem ser causadas por fluxos de correntes elétricas de Birkeland dentro da ionosfera próximo ao meio-dia e à meia noite.

CAPÍTULO 6

EMISSÕES DO AIRGLOW IONOSFÉRICO

AS PRINCIPAIS EMISSÕES DO AIRGLOW NA IONOSFERA

A emissão de linhas e bandas espectrais de luz é constante na atmosfera superior e são geradas por diversos processos físico-químicos. Essas emissões são basicamente de duas categorias denominadas de aurora e airglow (luminescência atmosférica).

As auroras ocorrem geralmente em altas latitudes e são causadas pela excitação dos constituintes termosféricos devido impacto de partículas energéticas, carregadas pelo vento solar durante uma tempestade geomagnética, com os átomos e moléculas da atmosfera

O Airglow é uma luz muito mais fraca, geralmente causada por reações de quimiluminescência entre os constituintes atmosféricos. O airglow possui poucas emissões dentro do espectro visível e mesmo as emissões que seria possível enxergar têm uma intensidade muito fraca. Sendo assim, a observação do airglow só é possível através de instrumentos ópticos bastante sensíveis.

É possível estudar vários processos dinâmicos em diferentes alturas através das observações do airglow, também se pode determinar as densidades das partículas excitadas e as temperaturas em algumas destas camadas. Existem três formas de realizar medidas ópticas do airglow: a bordo de foguetes, em satélites e no solo [mais detalhes em *Pimenta (2002)* e *Medeiros (2001)*]. Com a medição do airglow pode-se estudar:

- Os processos químicos, iônicos e dinâmicos que regem a distribuição vertical dos vários constituintes atmosféricos;
- Processos de excitação que geram as emissões ópticas;
- O acoplamento entre a termosfera e a ionosfera;
- As ondas atmosféricas;
- Os processos ligados à disposição de partículas neutras energéticas na alta atmosfera;
- A geração e propagação de irregularidades no plasma na região F da ionosfera noturna.

Na região F as principais emissões observadas são as do oxigênio atômico, nos comprimentos de onda de OI 557,7 nm (também conhecida como linha verde), OI 630,0 nm (linha vermelha) e do OI 777,4 nm. As emissões do airglow são muito fracas, por isso, suas intensidades são usualmente medidas em Rayleigh (R).

$$1R = 10^6 \frac{\text{fótons}}{\text{cm}^2 \text{s}} / \text{coluna} \quad [6.1]$$

Tabela 1 – Características das principais emissões da região F da ionosfera

Emissão atmosférica	OI 557,7nm	OI 630,0nm	OI 777,4nm
Intensidade média (R)	60	300	20
Comprimento de onda	557,7	630,0	777,4
Altura media da camada de emissão (km)	250 – 300	250 – 300	300 – 400

Na Figura 22 tem-se as transições espectroscópicas que têm sido observadas no oxigênio atômico tanto no fenômeno de auroras como no airglow. Nessa figura pode-se observar como ocorrem as emissões do airglow do oxigênio atômico. A linha verde (557,7 nm) acontece quando o oxigênio decai do estado excitado 1S para o estado quântico 1D , a energia desses fótons são em torno de 2,2 eV. Já a linha vermelha (630 nm) possui uma energia um pouco menor (~1,96 eV) e ocorre quando o decaimento se dá do estado 1D para o estado 3P . Por outro lado, a emissão do OI 7774 (777,4) acontece quando o oxigênio excitado retorna do nível quântico 5P para o nível 5S . Nessa emissão a energia de a energia de dissociação é dividida entre o átomo de oxigênio excitado e o fóton emitido.

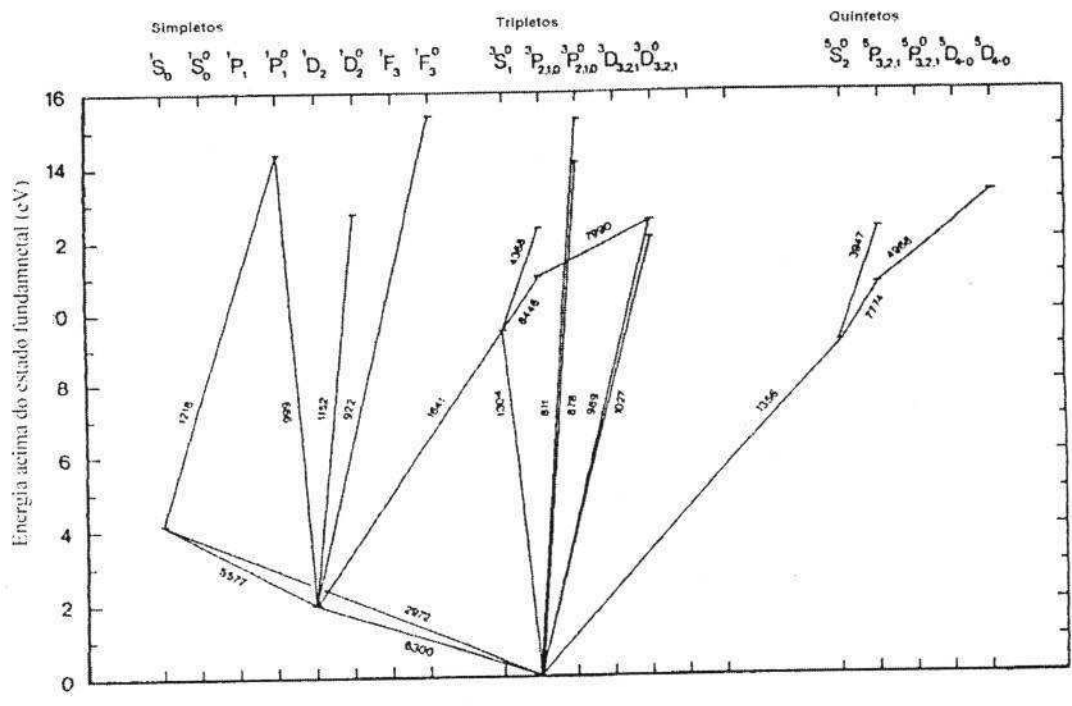


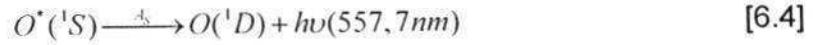
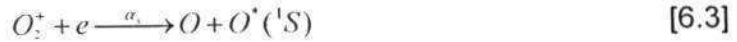
Figura 22 – Transições espectroscópicas que têm sido observadas no oxigênio atômico tanto na aurora como no airglow

Fonte: Hargreaves (1992).

A LINHA VERDE OI 557,7NM

Esta emissão do oxigênio atômico, quando observada pelo imageador, é resultado da superposição de duas camadas de emissão, uma da região da mesopausa (~96 km de altitude) e a outra da termosfera (por volta de 250-300 km de altitude).

O processo de produção do oxigênio atômico excitado O (¹S) na região F é a recombinação dissociativa do íon oxigênio molecular com elétrons. As principais reações do processo de recombinação dissociativa que envolve o OI 557,7 nm são:



A LINHA VERMELHA OI 630,0NM

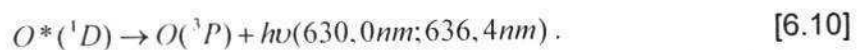
É a linha mais utilizada no estudo das irregularidades na região F noturna. Essa emissão é produzida numa camada emissora de aproximadamente 50 km de espessura nas altitudes entre 250 a 300 km. É com esta emissão que se fez o estudo sobre a dinâmica das bolhas de plasma deste trabalho e, além disso, esta emissão é útil para estudos de geração e morfologia deste fenômeno.

O mecanismo de recombinação dissociativa é o principal processo de produção do oxigênio excitado O (¹D) na região F que produz a linha vermelha. A recombinação do íon molecular O₂⁺ pode produzir o seguinte oxigênio em vários estados excitados. Alguns deles são apresentados abaixo:





Quando o átomo excitado no estado 1D decai para o nível fundamental 3P , espontaneamente, libera o excesso de energia na forma de luz conforme a reação a seguir

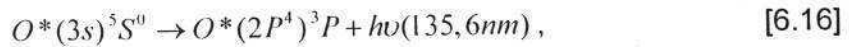
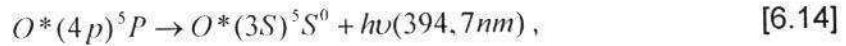
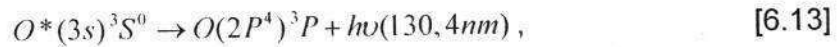
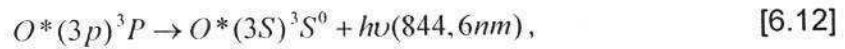


A LINHA OI 777,4 NM

Esta emissão é uma das mais fracas e é gerada em todas as alturas da ionosfera. São dois os mecanismos de recombinação propostos para emissão do oxigênio atômico que gera a linha do 777,4 nm, a recombinação radiativa e a recombinação ion-ion [mais detalhes destes processos podem ser vistos em *Pimenta (2002)*].

O mecanismo de recombinação radiativa envolve a captura de elétrons por íons atômicos e a emissão de fótons de energia $h\nu$, a energia excedente excita o átomo neutro. O átomo armazena esta energia excedente por algum tempo, se não houver um decaimento do estado excitado por colisões, o átomo decai em transições em cadeia. Algumas das possíveis transições desse mecanismo são:





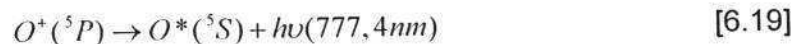
Neste processo, o oxigênio atômico ionizado recombina-se radiativamente para formar um átomo de oxigênio excitado, tal como na reação



que a energia é irradiada em cascata para o estado fundamental,



A energia de ionização da recombinação do íon do oxigênio atômico é dividida entre o átomo de oxigênio excitado e o fóton irradiado, se o átomo de oxigênio excitado for formado pelo estado 5P , observa-se a emissão do OI 777,4 nm, dado pela reação:



O mecanismo de recombinação íon-íon envolve mútua neutralização de íons positivos e negativos. Os íons negativos e positivos são dados, respectivamente, por



Dependendo da temperatura da região F a reação produz átomos excitados de oxigênio em estados que podem decair e emitir a linha do OI 844,6 nm ou OI 777,4 nm.

CAPÍTULO 7

INSTRUMENTAÇÃO E METODOLOGIA

Neste capítulo será descrito o princípio de funcionamento do imageador "all sky", o processo de tratamento das imagens obtidas por este instrumento, a metodologia utilizada para calcular a deriva zonal de bolhas de plasma e o método usado para classificar as tempestades geomagnéticas a partir do índice Dst.

O OLAP

O OLAP (Observatório de Luminescência Atmosférica da Paraíba) está instalado em São João do Cariri (7,4°S; 36,5°W) e opera regularmente com um fotômetro multicanal, um radar meteórico, um receptor de GPS e um imageador "all sky". O observatório funciona com cooperação científica do INPE (Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais).

O IMAGEADOR ALL SKY

O imageador "all sky" é um instrumento óptico que faz fotografias de alta resolução das emissões do airglow. Este instrumento é muito útil para fazer estudos da dinâmica e morfologia de ondas de gravidade na mesosfera e se

destaca como um importante instrumento para estudar irregularidades na ionosfera.

Acredita-se que as primeiras fotografias de emissões airglow foram obtidas no início da década de setenta e as estruturas observadas nestas fotografias foram associadas às ondas de gravidade [ver mais detalhes em *Medeiros (2001)*]. Ainda nesta década, foi utilizado um sistema de televisão de baixa intensidade de luz para obter imagens em tempo real com alta resolução temporal. Nas duas décadas seguintes, observações em mais de uma emissão do airglow foram realizadas simultaneamente e caracterizações destes tipos de ondas foram feitas com estas imagens.

Somente em meados da década de oitenta foi que lentes tipo olho de peixe foram introduzidas nos sistemas ópticos de imageamento. A campanha ALOHA-90 marcou o início da utilização de câmeras tipo CCD (Charge-Coupled Devices) e a construção de um imageador mais próximo do que se utiliza hoje e será detalhado a seguir.

Com a modernização deste equipamento foi possível construir filtros de interferência que são capazes de observar o airglow proveniente da região da termosfera e, com isto, as observações de irregularidades na estrutura da ionosfera como bolhas de plasma e anomalia equatorial ou anomalia de Apleton desencadearam uma vasta produção bibliográfica que tem caracterizado estes fenômenos e auxiliado no entendimento da estrutura e dinâmica da ionosfera.

Neste capítulo será discutido o princípio físico de funcionamento do Imageador "all sky" e será realizado um detalhamento da estrutura deste equipamento, bem como, a função de cada parte do sistema óptico.

DESCRIÇÃO GERAL DO INSTRUMENTO

Mais precisamente, o imageador "all sky" é um sistema óptico constituído por uma lente olho de peixe, uma câmara CCD, um conjunto de lentes, uma roda de filtros de interferência, um sistema de refrigeração e um microcomputador.

Na Figura 23 pode ser visto um esquema do imageador (lado esquerdo) contendo as partes principais associadas às fotografias das componentes do instrumento em fotografias (lado direito).

Com o Imageador "all sky" se pode realizar duas tarefas básicas muito importantes no estudo do airglow, a primeira é registrar imagens completas do céu nas emissões do airglow no céu noturno e se pode ainda monitorar em tempo real as variações do airglow.

Dentre as emissões do airglow que são observadas com o imageador destacam-se as devidas ao oxigênio Atômico (OI 557,7 nm; OI 630 nm e OI 777,4 nm), ao Oxigênio molecular $O_2(0,1)$, ao Sódio mesosférico (NaD), a molécula de Hidroxila (OH) e luminoso do céu noturno (Background ou simplesmente BG).

O funcionamento do imageador é muito similar a uma máquina fotográfica. Para fazer as medições é preciso expor o equipamento à luminosidade desejada, a luz

é projetada através do sistema de lentes para células fotossensíveis que associam a intensidade luminosa a uma informação digital através de variações nas tensões elétricas dessas células.

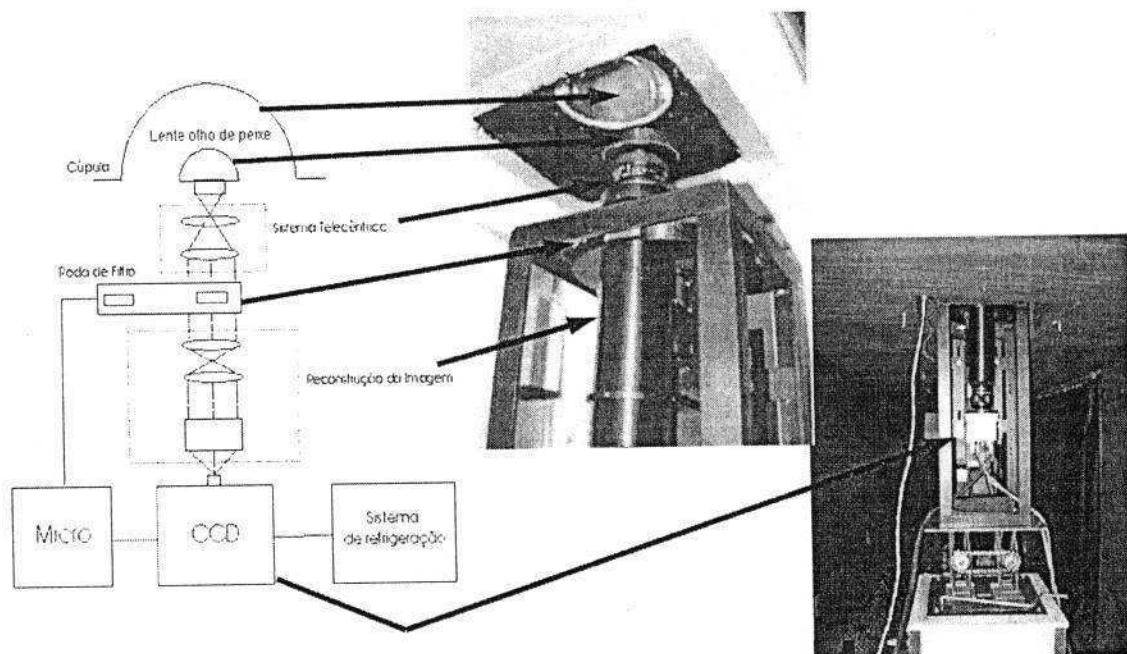


Figura 23 – Na esquerda, esquema do imageador all sky e na direita, fotografias do Imageador de São João do Cariri.

Adaptado: Medeiros (2001).

A lente utilizada pelo sistema é uma lente olho de peixe que fornece uma visão de 180°. A seleção dos comprimentos de ondas desejados de cada emissão é feita por filtros de interferências, logo em seguida, o conjunto de lentes projeta a imagem para a câmera tipo CCD. O Sistema de refrigeração mantém baixa a temperatura da CCD (~ -35°C) para reduzir o ruído térmico. Todo o sistema é monitorado por um microcomputador que, além disto, gerencia o armazenamento dos dados em um disco rígido.

A LENTE OLHO DE PEIXE

A lente principal do imageador é uma lente olho de peixe. Este tipo de lente consegue captar imagens num campo de visão de 180°. Na Figura 24 tem-se uma fotografia de uma sala captada por uma câmara que utiliza uma lente olho de peixe de 15 mm, projetada sobre um filme de 35 mm, nesta imagem é fotografado uma sala e podem-se ver as quatro paredes.

As lentes olho de peixe foram utilizadas inicialmente em astronomia e eram conhecidas como lentes de céu todo, mas nas últimas décadas elas têm sido utilizadas até em máquinas fotográficas populares para fotografar paisagens e dar a idéia de curvatura da Terra.



Figura 24 – Fotografia retirada de uma sala com uma câmara com lente olho de peixe.

Na Figura 25 tem-se uma fotografia de uma lente olho de peixe Mamiya 27mm/F4.5, semelhante à usada pelo imageador.

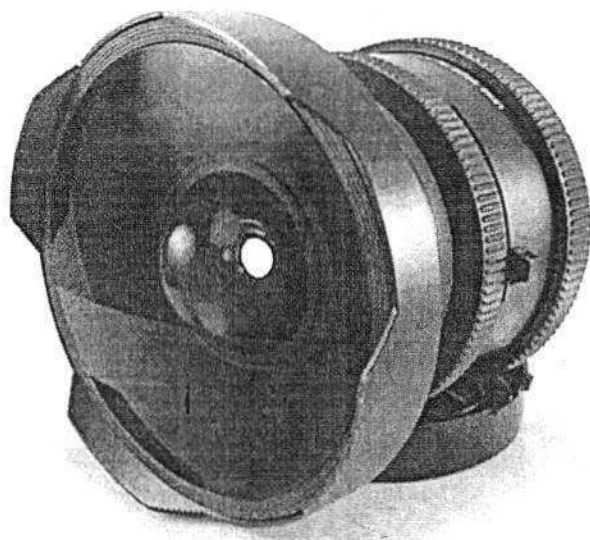


Figura 25 – Lente olho de peixe Mamiya 27 mm/F4.5

Fonte: <http://cgi.ebay.sg>

A lente olho de peixe utilizada pelo imageador “all sky” instalado no OLAP é do tipo circular e é uma lente Mamiya 24mm/F4.0 com 180° de abertura. Ou seja, a lente possui uma distância focal $f = 24mm$ e um diâmetro 4 vezes menor que a distância focal e possui visada do céu local completo, por isto o nome de imageador “all sky”. Muitas vezes, a especificação desta lente também é encontrada como sendo $\left(\frac{f}{4}\right)$, ou seja, abertura igual a $\frac{1}{4}$ da distância focal.

OS FILTROS DE INTERFERÊNCIA

Os filtros de interferência utilizados no imageador “all sky” são construídos com filmes finos de materiais dielétricos. Estes filmes finos são colocados no substrato que compõe o filme de forma que deixe passar apenas o comprimento de onda desejável. O material dielétrico permite que apenas parte da luz incidente sofra interferência construtiva e reforce o comprimento de onda desejado.

Os filtros de interferência constituem uma espécie de Fabry-Perot com espaçamento fixo e preenchimento de sólido dielétrico. Estes espaçamentos são múltiplos de um comprimento de onda e são depositados nas camadas dos filmes materiais cujos índices de refração são seqüenciados altos e baixos e varia de 1,3 a 2,4 dependendo do material, Medeiros (2001) fez uma discussão mais aprofundada destes filtros de interferência.

Outra consideração muito importante é que os filtros de interferência do imageador precisam ser mantidos a uma temperatura fixa para que efeitos térmicos não mudem o índice de refração do meio dielétrico e venhamos a obter a filtragem de outro comprimento de onda indesejável.

Os filtros de interferência utilizados pelo imageador para medir o airglow são OI 557,7 nm, OI 630 nm, OI 777,4 nm, Background 578,0 nm O₂(0,1) centrado em 865 nm e um para OH bandas (8,3), (4,0), (5,1), (6,2), (7,3) e parte (8,4). O filtro do OH tem uma largura de banda que vai de 715 a 930 nm e possui uma intercepção em 865 nm para que possa ser observada a emissão do O₂ (0,1). Na Tabela 2 tem-se esquemática com as características de alguns desses filtros.

Tabela 2 – Características dos principais filtros de interferência e alturas médias das camadas do airglow.

Filtro	Comprimento de Onda (nm)	Largura de banda (nm)	Altura Média (km)
OI	557.7	2,65	~96
OI	630,0	3,3	~275
Fundo luminoso	578,0	2,67	-
O ₂ (0,1)	865,5	12	~94
OH	715-930 ¹	215	~87

Fonte: Medeiros (2001).

SISTEMA ÓPTICO

O sistema óptico do imageador "all sky" instalado no OLAP inclui a lente olho de peixe (que já foi discutida acima), lentes apropriadas para projetar a imagem perpendicular ao filtro de interferência e lentes acromáticas para reconstruir a imagem sobre a câmera CCD. O conjunto de lentes que projeta os raios luminosos perpendicular ao filtro é conhecido como sistema óptico telecêntrico e as lentes que reconstruem a imagem formam o sistema acromático de reconstrução da imagem. Na Figura 26 tem-se um esquema do sistema óptico do Imageador. Na parte superior tem-se a lente primária (olho de peixe), logo em seguida a luz é projetada pelo sistema telecêntrico perpendicular ao filtro. Na parte inferior a luz passa por um sistema óptico de reconstrução até chegar a CCD.

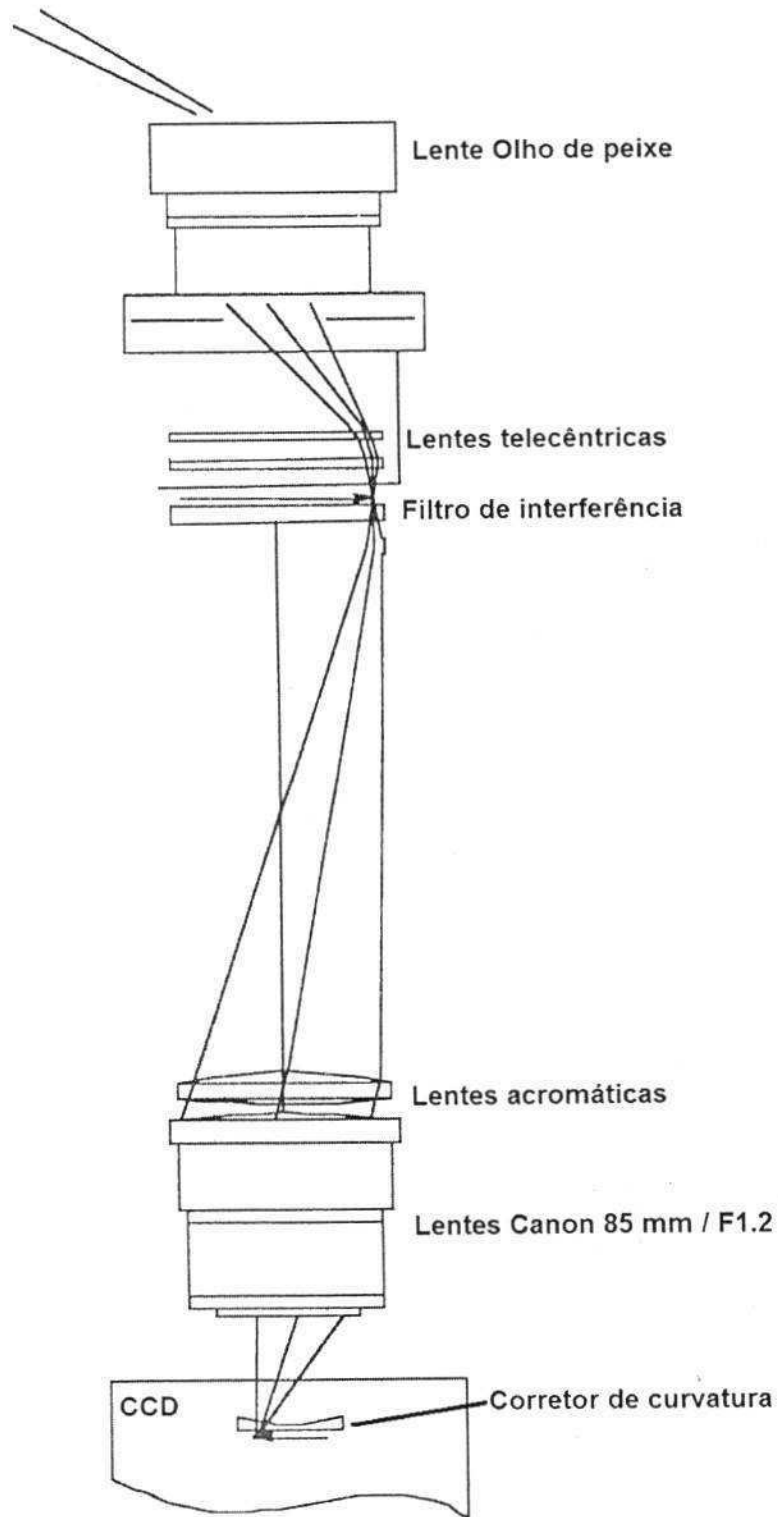


Figura 26 – Esquema do sistema óptico do imageador

Sistema óptico telecêntrico

Como foi discutido, a interferência em filtros é sensível ao ângulo de incidência da luz. Entretanto os filtros são construídos de tal forma que selecionam comprimentos de ondas específicos para luz quando os raios luminosos incidem perpendiculares ao plano do filtro. O sistema telecêntrico tem por finalidade direcionar a luz para incidir perpendicular ao filtro.

Este sistema óptico é formado por duas lentes plano-convexas de 76,2/75 mm e se encontram entre a lente olho de peixe e a roda de filtros de interferência. As lentes asseguram que a luz que passa no filtro se este estiver até a metade do cone luminoso tenha um ângulo máximo de incidência de 7 graus.

Sistema óptico de reconstrução da imagem

Este sistema óptico possui duas lentes acromáticas de 76,2 e 72 mm que servem para projetar os raios que passam pelo filtro de interferência sobre a câmera CCD.

As imagens que passam pelo filtro possuem aproximadamente 75 mm de lado e tem que ser projetadas sobre a CCD que possui 24 mm. Sendo assim, estas lentes corretoras possuem 85mm/F1,2 e a Câmera CCD tem que ser colocada com um F-stop ajustado para no mínimo 1,2 porque a redução de 75mm /F4.0 para 24 mm requer que as lentes tenham no mínimo um $F \leq 1.3$ (Consultants, 1999).

A CCD

As primeiras imagens bidimensionais com câmeras que usam CCD foram feitas em 1974. Com o passar do tempo as CCD foram sendo utilizadas largamente pelos astrônomos porque fornecem imagens do céu com um alto nível de qualidade (Mackay, 1986). Atualmente, as câmeras CCD são utilizadas com mais frequência, não só na astronomia, mas também em outros ramos, inclusive de fotografias convencionais. As CCD também são aplicadas para fotografias nos comprimentos de raios-X e infravermelho (como é o caso das emissões do OH e do O₂ na atmosfera).

Muitas câmeras CCD são feitas de silício por causa da propriedade que este material tem de ser sensível quando exposto a radiação eletromagnética no visível. No cristal de silício, cada átomo é covalentemente compartilhado com seus vizinhos. Fótons incidentes que penetram na cadeia podem quebrar estas ligações e formar pares de elétrons-lacunas. Entretanto, cargas podem ser criadas por outras fontes energéticas como partículas de altas energias, raios-X, raios cósmicos, etc. Uma exposição excessiva a este tipo de radiação pode danificar o cristal.

As ligações também podem ser quebradas por agitação térmica. A taxa de produção de elétrons-lacunas devido à energia térmica depende da temperatura e pode ser reduzida arbitrariamente resfriando o sistema. As cargas produzidas por agitação térmica são conhecidas como corrente escura porque ocorrem na ausência de luz. Um detalhe importante é que elétrons livres produzidos por

agitação térmica e partículas de altas energias são indistinguíveis dos gerados pela incidência de fótons. Esta corrente escura de elétrons deve ser reduzida ao máximo para não interferir nas informações desejadas.

As cargas coletadas pela barreira de potencial devem ser transferidas para um amplificador externo. Quando uma série de óxidos e estruturas de gates condutivos são fabricados com múltiplas fases, a barreira de potencial pode se propagar através da pastilha de silício. Este conceito de transferência de cargas é essencial para entender o funcionamento de uma CCD (*Photometrics, 1999a*). Quando uma seqüência apropriada de potenciais é aplicada aos gates, as barreiras de potencial se propagam numa determinada direção. Uma carga que foi coletada é carregada pela barreira e cada pacote de carga permanece separado numa respectiva barreira de potencial. Os pacotes de cargas podem ser transferidos milhares de vezes sem perda significativa de informação.

Este mesmo conceito de transferência de cargas pode ser aplicado para o caso bidimensional. O detalhe é que são criadas barreiras de potenciais elevadas para que os elétrons coletados não se movam através das linhas, mas só saltem de uma coluna para outra.

Uma câmera CCD típica é mostrada na Figura 27. Ela é formada por um registrador paralelo e um registrador serial e possui clocks paralelos e seriais, respectivamente para controlar a velocidade de transmissão dos elétrons coletados pela incidência de fótons.

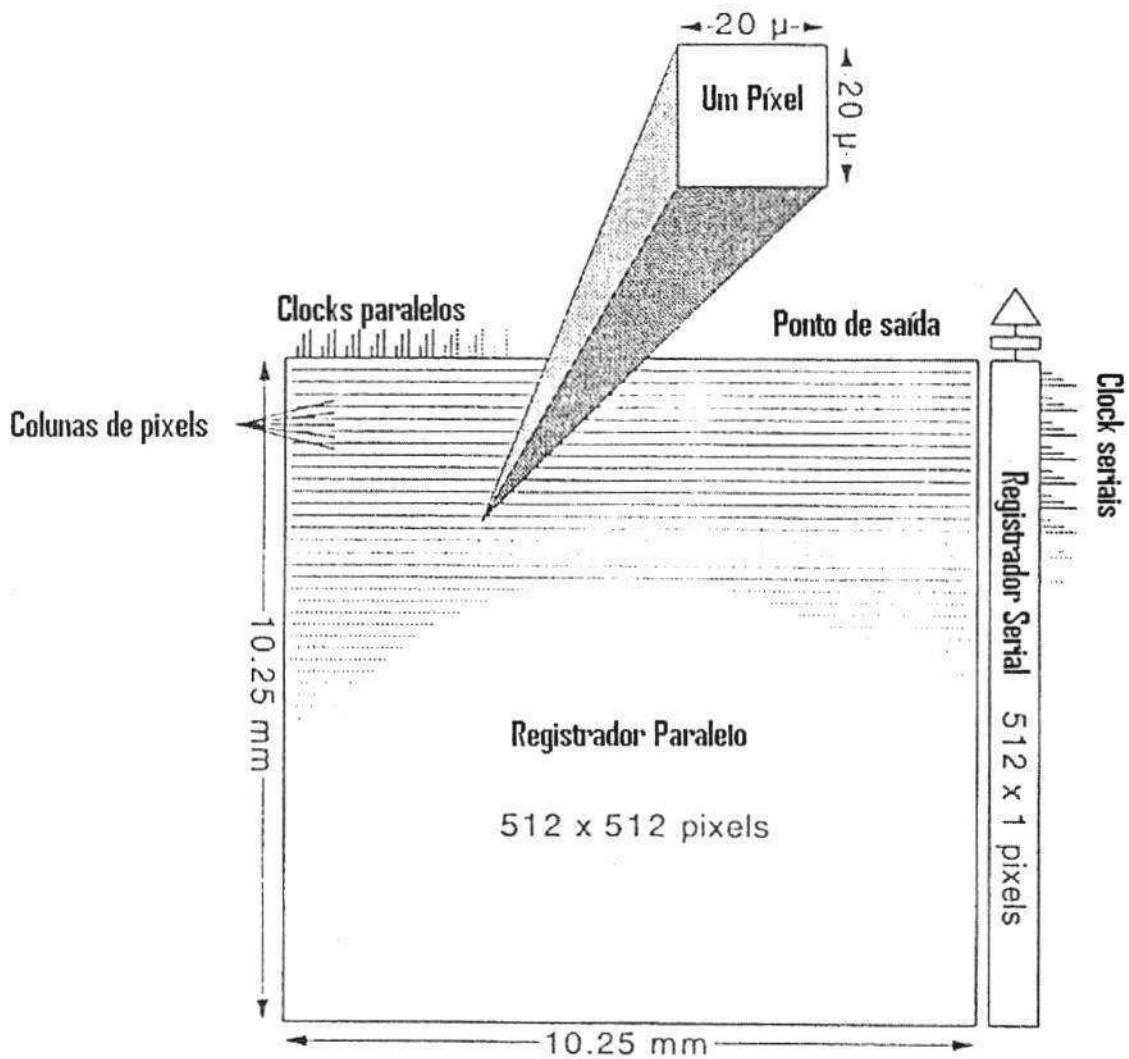


Figura 27 – Uma CCD típica

Adaptado: Photometrics (1999a).

O array quadrado de 512 x 512 é o registrador paralelo e contém 262.144 elementos individuais com barreiras de potencial independentes. Estes elementos são chamados de pixels. Cada pixel é um quadrado de $20\mu\text{m}$ de lado e contém um simples pacote de cargas. O pixel é a menor porção da CCD, quanto maior for a quantidade de pixels maior será a resolução da imagem e mais complexa e cara é a CCD. A escolha da CCD vai depender da aplicação.

O registrador serial se encontra do lado do registrador paralelo, perpendicular as colunas de pixels. O registrador serial é unidimensional e funciona da forma com já foi descrito acima. Neste registrador as cargas não podem ser criadas pela incidência de fótons e a sua função é deslocar os pacotes com elétrons livres para um amplificador externo.

Quando a CCD é exposta a luz, cargas são acumuladas nas barreiras de potencial do registrador paralelo. O número total de cargas armazenadas é proporcional ao produto da intensidade da luz incidente pelo tempo de exposição (*Photometrics, 1999b*). A acumulação de cargas é frequentemente chamada de integração. O padrão completo de cargas armazenadas corresponde a imagem focalizada.

Todos os circuitos eletrônicos geram ruídos indesejáveis. O efeito deste ruído no desempenho é descrito pela razão sinal-ruído (SNR do Inglês "signal-to-noise ratio"). Fóton-ruído, ruído pré-amplificado e corrente escura são três fontes primárias de ruído numa CCD.

O fóton ruído ou ruído fotônico é uma propriedade fundamental da natureza quântica da luz. O número total de fótons emitidos por uma fonte num determinado intervalo de tempo varia de acordo com a distribuição de Poisson. As cargas coletadas pela CCD exibem a mesma distribuição de Poisson. Portanto o ruído fotônico está sempre presente num sistema de imageamento e é na verdade a incerteza nos dados.

O ruído pré-amplificado é gerado pelo amplificador do chip de saída. Este ruído pode ser reduzido para poucos elétrons escolhendo, com cuidado, as condições de operação.

A corrente escura pode ser reduzida resfriando a CCD para aproximadamente – 35°C com resfriamento termoelétrico. Para longo tempo de exposição o nitrogênio líquido deve ser usado para resfriar a CCD. Um cuidado especial deve ser tomado, pois o desempenho da CCD diminui bastante para temperaturas muito baixas.

O SISTEMA DE REFRIGERAÇÃO

A corrente escura é causada pelo ruído térmico, para reduzir este ruído é feita uma refrigeração na CCD. Uma técnica utilizada é a inversão de operação que reduz consideravelmente a taxa de corrente escura. Em muitos casos de utilização da CCD, esta técnica é suficiente para reduzir este ruído. Uma grande parte da corrente escura é gerada na interface do dióxido de silício. Entretanto, neste modo de operação, se for utilizado por um grande período, as barreiras de potencial podem desaparecer e comprometer o funcionamento da CCD. Uma solução viável é utilizar uma unidade de resfriamento que, em geral, é feita com Nitrogênio líquido através da CCD. Na Figura 28 tem-se uma fotografia de uma ULC (Unidade Líquida de Circulação) utilizada pelo imageador “all sky”.

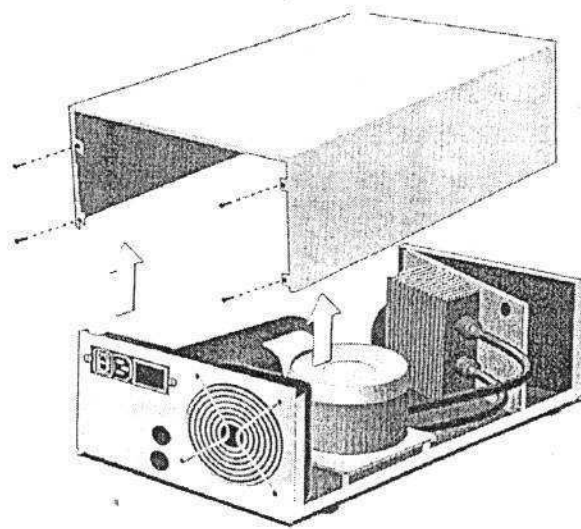


Figura 28 – Fotografia da Unidade Líquida de Circulação

Na CCD utilizada pelo imageador existe uma unidade líquida de circulação. A LCU retira energia da CCD através do bombeamento de uma mistura de etilenoglicol (álcool diidroxilado) e água destilada (*Photometrics, 1999*).

O MICROCOMPUTADOR

O microcomputador tem uma função muito importante no imageador, pois gerencia todo o sistema. Uma grande vantagem do imageador é que ele pode utilizar microcomputador do tipo PC (Personal Computer).

O microcomputador faz a conexão do hardware com o software e monitora a roda de filtro e o tempo de exposição de cada imagem. O microcomputador gerencia, também, o início e o término das observações e armazena os dados fotografados pela CCD numa memória física do computador. É usado um formato eletrônico adequado.

Além dos hardwares, o microcomputador possui softwares específicos que foram projetados para gerenciar os hardwares adequadamente. Estes softwares são bastante complexos e foram desenvolvidos em algumas linguagens de programação que reúnam a eficiência de gerenciar a máquina e os próprios conjuntos de softwares com agilidade e rapidez.

ANÁLISE E TRATAMENTO DE DADOS DE IMAGEM DO AIRGLOW

As imagens digitais do airglow coletadas pelo imageador são transformadas em arquivos de imagens com extensão "*.tif". Cada uma destas imagens é uma matriz de 512 x 512 elementos (a quantidade de elementos depende da resolução da CCD). Conseqüentemente, um elemento dessas matriz é um pixel. A informação que tem armazenada em cada pixel faz referência a quantidade de luz do airglow que a célula correspondente da CCD recebeu. As informações gravadas nos elementos da matriz variam numa escala de 0 a 255 graus de cinza, onde 0 corresponde a ausência de luz e 255 ao máximo de luz.

Linguagens de programação são utilizadas para manusear estas imagens. Antes de iniciarmos efetivamente os estudos dos comportamentos dos fenômenos observados é preciso fazer alguns tratamentos nas imagens.

É necessário utilizar algumas ferramentas computacionais para trabalhar com estas imagens de forma adequada. As estrelas que são captadas nas imagens tomam formatos achatados e alongados (quando essas imagens são linearizadas) que podem prejudicar e/ou confundirem no estudo de fenômenos na imagem,

portanto se faz necessário retirá-las. Além disso, devido à geometria de observação do airglow é preciso fazer um processo de linearização para projetar a imagem para um sistema de coordenadas em que a distância entre dois pixels consecutivos quaisquer seja a mesma, independentemente da posição destes pixels nas imagens. Na Figura 29 tem-se duas fotografias obtidas pelo imageador do OLAP, uma da emissão do OH (esquerda) e outra do OI 630,0 nm (direita). Os pequenos círculos brancos das imagens são as estrelas. Na imagem da direita pode ser visto estrias escurecidas que são bolhas de plasma ionosféricas.

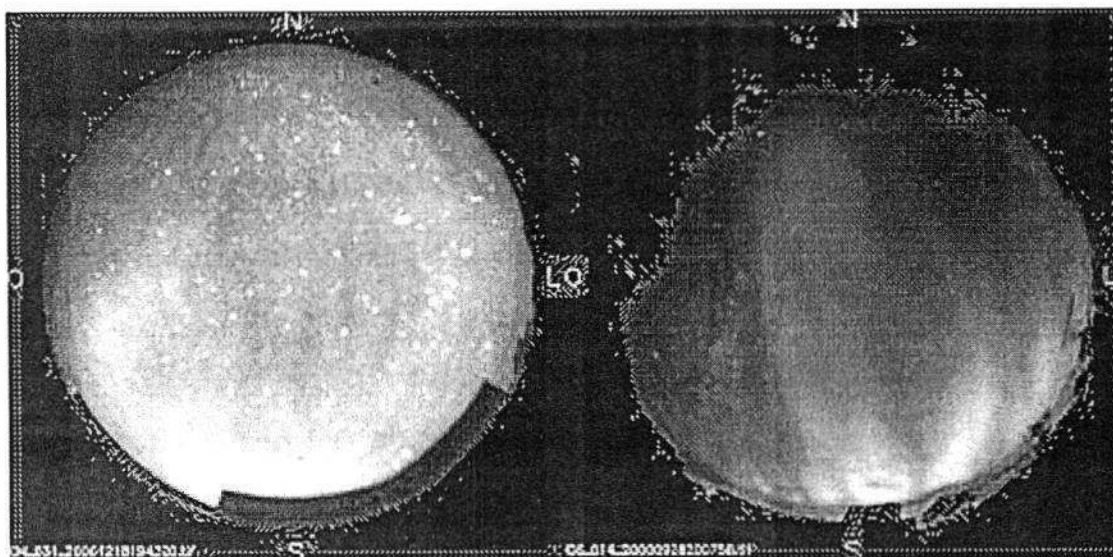


Figura 29 – Fotografias do airglow obtidas pelo Imageador “all sky”. Na esquerda, imagem da emissão do OH no dia 18/12/2006. Na direita, imagem do airglow da emissão do OI 630 nm no dia 28/09/2000.

A linguagem de programação que foi utilizada para trabalhar com os dados de imagem é a Interactive Data Language (IDL). Esta é uma sofisticada linguagem com muitas aplicações científicas e possui muitas funções especiais utilizadas na física, matemática e na estatística. Além desta, outra vantagem é o fácil manuseio com imagens que a linguagem fornece.

VISUALIZAÇÃO DAS IMAGENS

Se não for feito nenhum tratamento a visualização das imagens fica um pouco comprometida por que o computador não consegue interpretar de forma adequada as informações contidas nas imagens.

O primeiro cuidado que deve ser tomado é escolher a rotação adequada para que as direções norte-sul e leste-oeste da matriz estejam fisicamente corretas.

Outro problema nesta visualização é o contraste da imagem. O procedimento de ajuste é feito por uma equalização dos elementos da matriz que pode ser feito levando-se em consideração níveis de máximos e mínimos da própria imagem.

Com um procedimento em IDL é possível visualizar uma seqüência animada com várias fotografias consecutivas e isto permite identificar com mais facilidade os fenômenos que são detectados nas imagens do airglow.

LINEARIZAÇÃO DAS IMAGENS

Devido às distorções causadas pela lente, principalmente na periferia das imagens, e devido à própria geometria, o espaçamento entre os pixels não são eqüidistantes espacialmente. Antes de avaliar quantitativamente os dados de imagens é preciso usar um sistema de coordenadas que relacione as distâncias em pixels com distancias físicas reais na camada do airglow. O que é feito é uma projeção desta imagem sobre um plano que tenha as características desejadas. A seguir será discutida uma forma de fazer a linearização das imagens.

O par de coordenadas (i, j) representa os índices dos elementos na matriz de dados. Os eixos não estão alinhados em relação às coordenadas geográficas. Na Figura 30 tem-se uma representação de como é feito o processo de transformação das coordenadas (i, j) para coordenadas geográficas (x, y) .

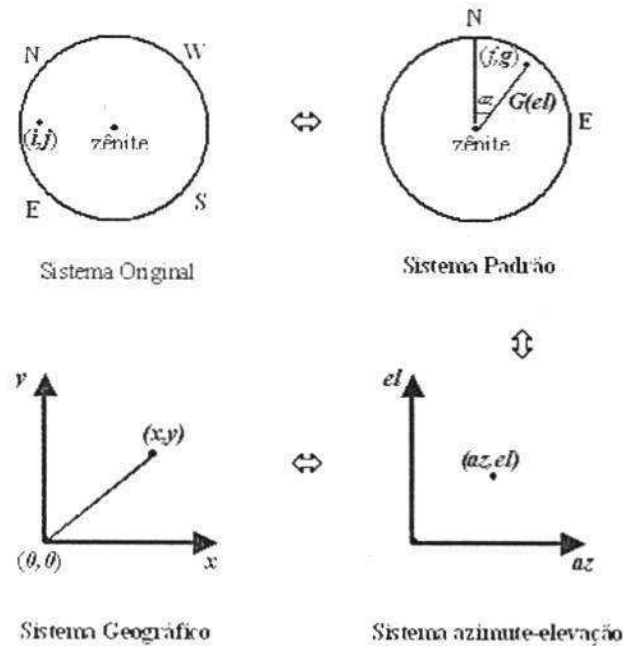


Figura 30 – Esquema mostrando as transformações das coordenadas originais para as coordenadas geográficas.

Fonte: Garcia *et al.* (1997).

O sistema de coordenadas azimute-elevação é usado para auxiliar a transformação para o sistema geográfico. O sistema de coordenadas geográficas final é bidimensional e uniformemente espaçado na altura da camada do airglow. Neste formato, o zênite está localizado na origem do sistema de coordenadas e x e y correspondem aos eixos Leste e Norte geográficos, respectivamente.

Devido à curvatura da camada do airglow, nesta grade planar, serão introduzidos erros, entretanto, desde que a análise das imagens se restrinja a uma área de uma pequena casca na altura da camada, os erros serão desprezíveis. Cada ponto (i, j) nas coordenadas originais corresponde a um ponto (f, g) nas coordenadas padrão que tem (x, y) como coordenadas geográficas que são transformadas por meio das coordenadas de azimute-elevação (az, el) . Sendo assim cada transformação é reversível, portanto

$$(i, j) \Leftrightarrow (f, g) \Leftrightarrow (az, el) \Leftrightarrow (x, y). \quad [7.1]$$

As coordenadas originais são relacionadas com as coordenadas padrão pela transformação

$$\begin{bmatrix} f \\ g \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_0 & a_1 & a_2 \\ b_0 & b_1 & b_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ i \\ j \end{bmatrix}, \quad [7.2]$$

em que a e b são constantes determinadas pela calibração espacial da imagem com o fundo estelar.

Da Figura 30, tem-se ainda que

$$\begin{bmatrix} f \\ g \end{bmatrix} = G(el) \begin{bmatrix} \text{sen}(az) \\ \text{cos}(az) \end{bmatrix}, \quad [7.3]$$

$G(el)$ depende do formato da lente e relaciona o ângulo de elevação com a distância medida do centro da imagem. Se a função de lente é desconhecida um fitting polinomial de terceira ordem pode ser usado (Garcia *et al.*, 1997).

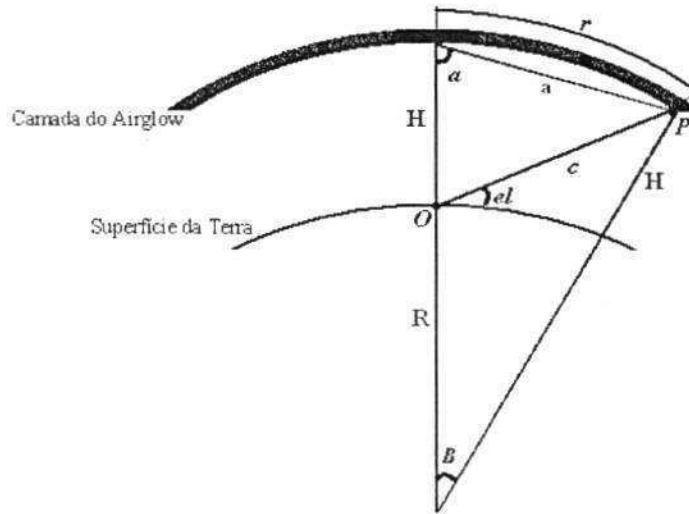


Figura 31 – Geometria da observação do airglow.

Fonte: Garcia *et al.* (1997).

A Figura 31 ilustra a geometria de observação do airglow. A camada do airglow encontra-se a uma altura H da superfície. Um observador em O vê uma estrutura na camada em P sendo el o ângulo de elevação. Sendo assim pode-se retirar as seguintes expressões:

$$c \cos(el) = a \sin(\alpha)$$

$$el = \arccos \left[\frac{a \sin(\alpha)}{c} \right], \quad [7.4]$$

pela lei dos co-senos, tem-se

$$c = \sqrt{H^2 + a^2 - 2Ha \cos(\alpha)}, \quad [7.5]$$

e ainda

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{\pi - B}{2} \\ a &= 2(R + H) \operatorname{sen}\left(\frac{B}{2}\right) \\ B &= \frac{r}{R + H} \\ r &= \sqrt{x^2 + y^2} \end{aligned} \quad [7.6]$$

O azimute de um ponto (x, y) em coordenadas geográficas será

$$az = \arctan\left(\frac{x}{y}\right). \quad [7.7]$$

Se quiser converter um ponto qualquer de coordenadas geográficas para as coordenadas originais basta usar a Equação [7.4] para transformar em coordenadas de azimute-elevação, depois usar a Equação [7.3] para transformar em coordenadas padrão e, por fim, a Equação [7.2] leva para o sistema de coordenadas originais. Como o ponto desejado não se encontra necessariamente no centro da imagem do pixel, os pixels adjacentes necessitam ser usados para estimar este valor e para isto usa-se um padrão de interpolação que, em geral, é o bilinear.

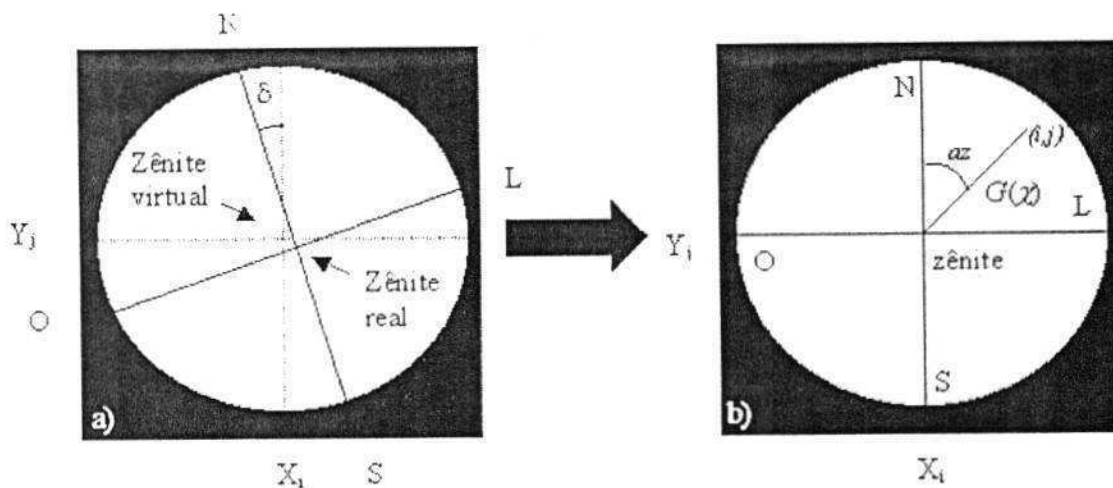


Figura 32 – a) imagens original obtida na CCD e b) imagem corrigida.

Fonte: Medeiros (2001).

Pode ser encontrada a demonstração do algoritmo utilizado para determinar a função de transformada geométrica da lente olho de peixe através do fundo estelar em Medeiros (2001). No entanto, a Figura 32 ilustra, de forma geral, este processo. Note que existe um deslocamento do zênite real em relação ao zênite virtual. Também existe uma rotação azimutal da imagem por isto é necessário fazer a correção antes de determinar a função da lente.

A RETIRADA DAS ESTRELAS

O fundo estelar é utilizado apenas para calibrar o instrumento, como foi visto acima, depois que a imagem é linearizada as estrelas assumem uma forma achatada e em alguns pontos alongadas, isso pode atrapalhar o estudo de algum fenômeno nas proximidades das estrelas, sendo assim as estrelas são retiradas, a Figura 33 ilustra este processo. É possível perceber na imagem do centro da Figura 33 que as estrelas mais afastadas do centro assumem dimensões

expressivas, por isto, a remoção destas estrelas é recomendável para fazer investigações com mais segurança.



Figura 33 – Imagem do OH mostrada na Figura 18. Na esquerda, imagem original. No centro imagem linearizada (512 x 512). Na direita, imagem linearizada e retirada das estrelas.

Muito embora as estrelas sirvam para determinar a função de lente, este processo não é feito todas as vezes que se trabalha com imagens. As calibrações no instrumento só são feitas em períodos de 2 ou 3 anos, ou cada vez que remover o imageador de lugar, sendo assim a função é usada para gerar mapas que ajustam padrões que são usados quando se utiliza as imagens.

Desta forma, a retirada das estrelas é feita antes do processo de linearização. Para fazer o processo de remoção das estrelas é construída uma nova matriz com valores medianos em toda a imagem com pixels que estejam vizinhos a uma distância aproximada de uma estrela padrão. Em seguida subtrai-se a matriz modificada da matriz original, no qual os valores dos pixel ficarem superior a um valor padrão escolhido serão substituídos pelos valores medianos. As estruturas encontradas nas imagens originais são conservadas e, agora, pode-se fazer estudos sem se preocupar com prováveis intervenções das estrelas.

OUTRAS CONSIDERAÇÕES SOBRE AS IMAGENS

O tamanho das imagens

O imageador consegue, teoricamente, fazer medidas do céu local completo com um ângulo de visão de 180° como já foi discutido. A abrangência espacial das imagens depende da altura da camada do airglow que esteja sendo observada. O gráfico da Figura 34 mostra a cobertura das imagens dependendo do ângulo zenital de abertura que o instrumento esteja calibrado.

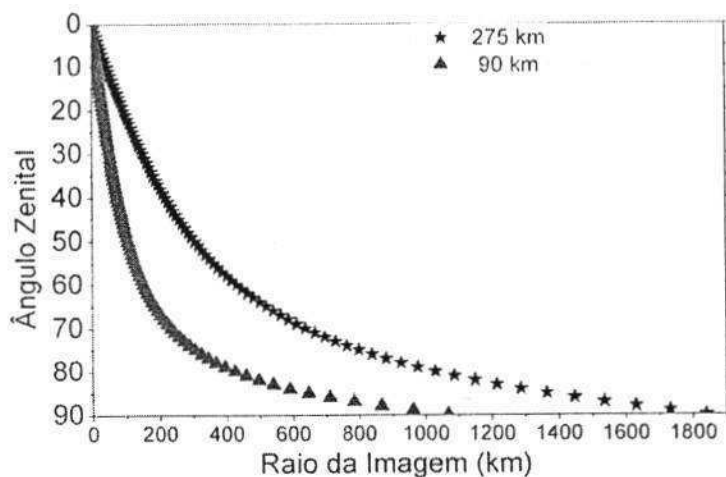


Figura 34 – Gráfico mostrando a abrangência da imagem em função do ângulo de abertura para camadas do airglow na mesosfera e na termosfera.

Na região da mesosfera as imagens podem atingir até 1000 km de raio e na região da termosfera este valor pode atingir 1800 km de raio. Na Figura 35 tem-se duas projeções sobre o mapa do Brasil, uma para imagens feitas da mesosfera e outra da termosfera.

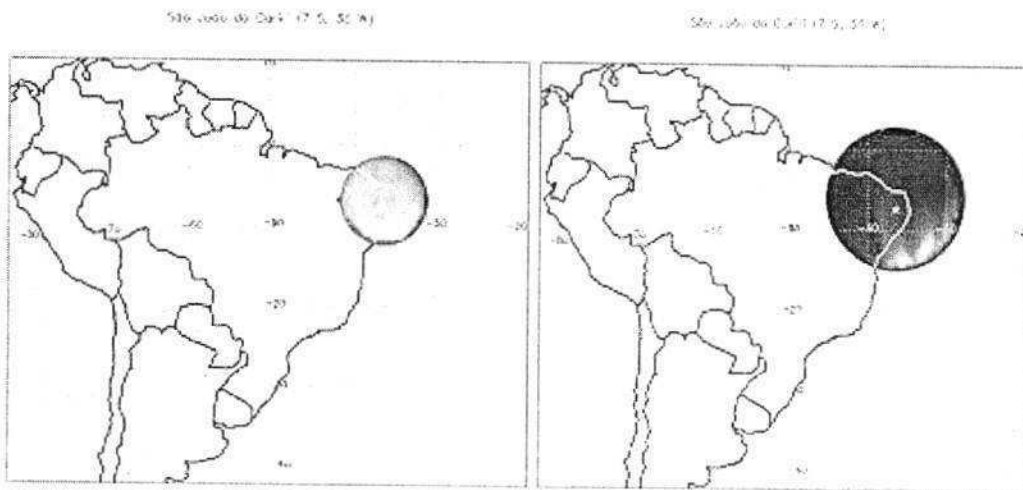


Figura 35 – Projeções de imagens do airglow sobre o mapa do Brasil. Na esquerda para imagens obtidas da mesosfera e na direita, para imagens realizadas na termosfera.

Resoluções espaciais sobre as imagens

A CCD tem uma resolução de 512 x 512 pixels, depois de calibrado o instrumento é possível fazer linearizações das imagens para algumas resoluções espaciais possíveis. Na Figura 36 tem-se quatro exemplos de linearizações possíveis para uma imagem feita da região da termosfera. Em geral, é utilizada a resolução de 512 x 512 km², pois se consegue, com esta resolução, aproveitar uma área apreciável da região central da imagem. Resoluções maiores apresentam mais erros na periferia das imagens e resoluções da ordem de 256 x 256 km² possuem menos erro de borda.

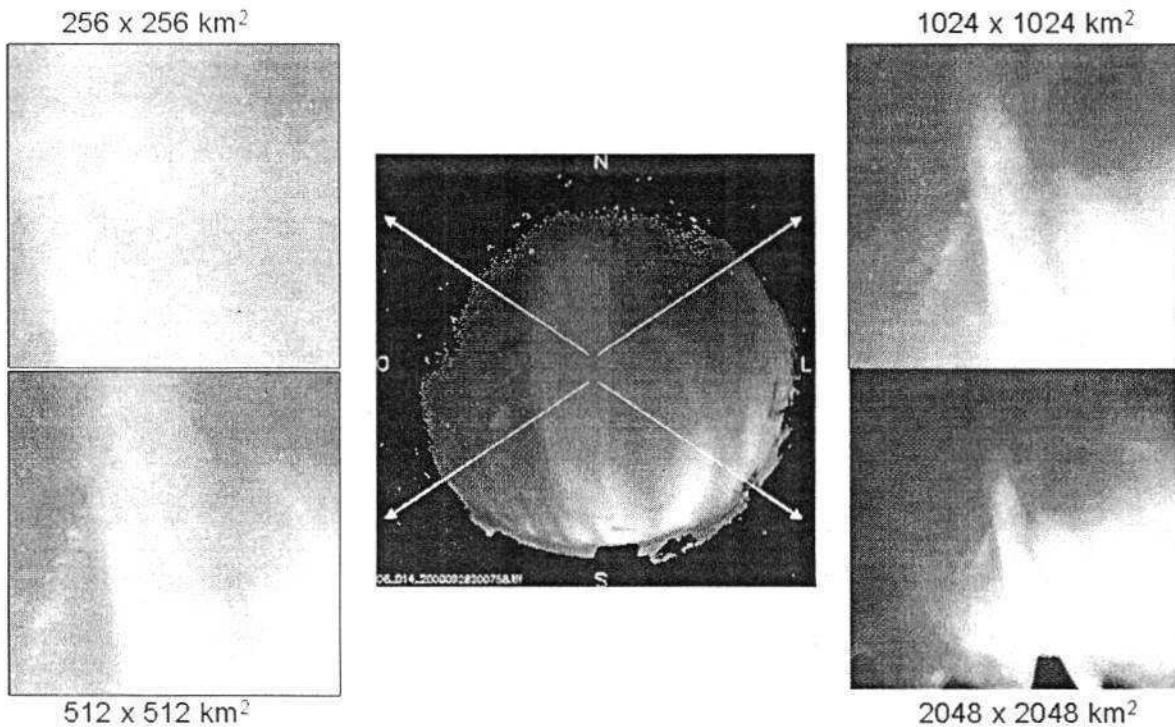


Figura 36 – Ilustração com algumas possíveis resoluções espaciais das imagens.

O MÉTODO USADO NO CÁLCULO DAS VELOCIDADES DE BOLHAS DE PLASMA

Como já foi discutido anteriormente, as imagens do airglow são matrizes de pixels, na qual cada pixel leva informação do nível de luminosidade emitido pela camada do airglow. Portanto, todo tratamento sobre a dinâmica e morfologia das bolhas pode ser feito usando a álgebra vetorial e, conseqüentemente, pode ser utilizado o computador como ferramenta auxiliar para se efetuar os cálculos.

Na Figura 37 têm-se um exemplo de uma matriz 512×512 pixels (imagem do OI 630,0 nm) na qual se pode observar bolhas de plasma ionosféricas (regiões na forma de estrias escuras). Matematicamente, as bolhas são um conjunto de

elementos da matriz principal contendo valores de cinza menores que os da vizinhança.

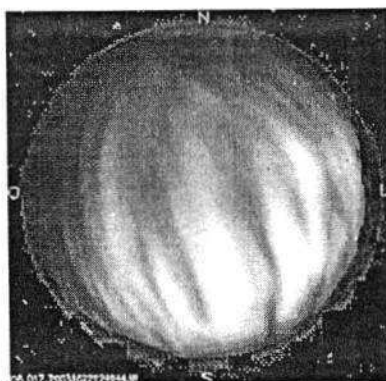


Figura 37 – Matriz de pixel (imagem do airglow) mostrando bolhas de plasma observadas dia 22/10/2003 na emissão do OI 630,0 nm.

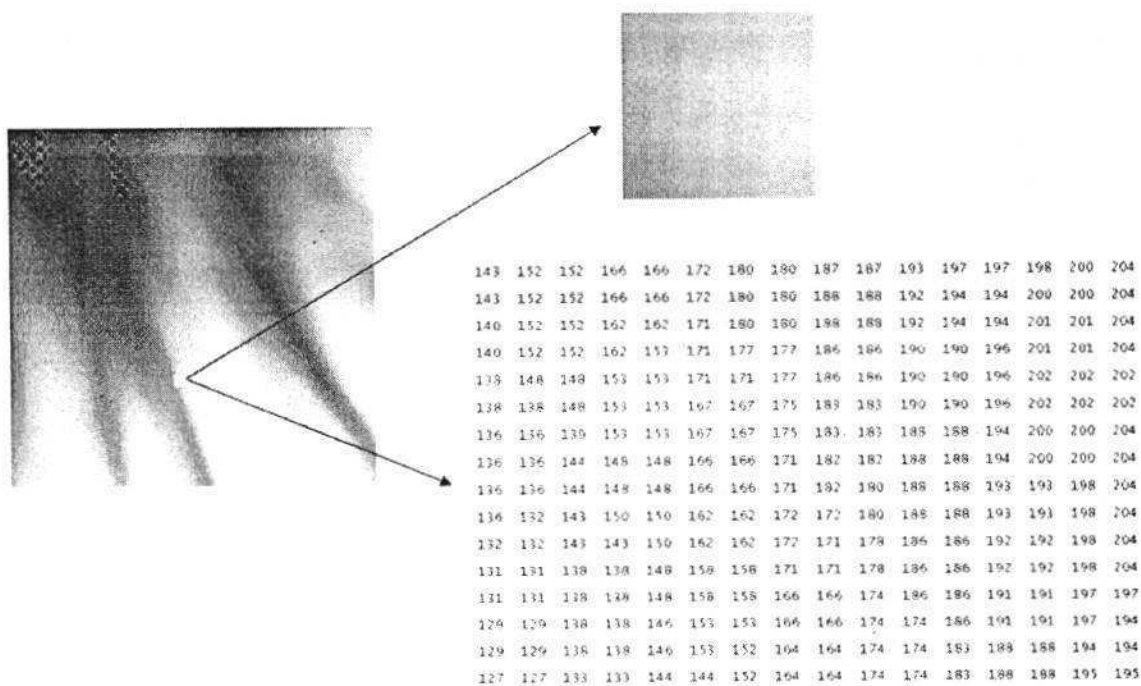


Figura 38 – Mesma imagem da Figura 37, só que linearizada (lado esquerdo). O pedaço em branco da imagem da esquerda é ampliado (lado direito no topo) e mostrado o correspondente em tons de cinza (lado direito inferior).

A Figura 38 apresenta no seu lado esquerdo a mesma imagem da Figura 37 só que linearizada em 512 x 512 km e retirada as estrelas. A pequena caixa em branco indicada pelas setas foi ampliada no lado direito superior da imagem. No canto direito inferior tem-se o correspondente em tons de cinza da imagem. Cada elemento indicado nesta sub-matriz do canto direito inferior está distante do seu vizinho 1 km. Além disso, nas imagens do airglow são registrados os tempos em que cada imagem é fotografada. Como se tem informações sobre a posição pode-se obter informações sobre o instante em que as estruturas foram registradas nas imagens é possível estudar classicamente a dinâmica destas estruturas.

Para calcular a velocidade zonal das bolhas de plasma nas imagens do airglow foi utilizado um método que faz a correlação cruzada entre as linhas de duas imagens consecutivas. Identifica-se através do coeficiente de correlação, o quanto as linhas mais parecidas se distanciaram. De posse do tempo registrado em cada imagem pode-se obter a velocidade.

Para exemplificar o processo, serão consideradas duas matrizes 5x5 com valores arbitrários. A coluna com os valores menores na primeira matriz M_1 representa, hipoteticamente, uma bolha e na segunda matriz M_2 , registrada num tempo t após a primeira, representa o quanto a bolha se deslocou em relação à primeira imagem, sendo assim, considere

$$(M_1)_{ij} = \begin{pmatrix} 200 & 9 & 200 & 200 & 200 \\ 200 & 7 & 200 & 200 & 200 \\ 200 & 8 & 200 & 200 & 200 \\ 200 & 7 & 200 & 200 & 200 \\ 200 & 9 & 200 & 200 & 200 \end{pmatrix} \quad [7.8]$$

$$(M_2)_{ij} = \begin{pmatrix} 200 & 200 & 9 & 200 & 200 \\ 200 & 200 & 7 & 200 & 200 \\ 200 & 200 & 200 & 8 & 200 \\ 200 & 200 & 7 & 200 & 200 \\ 200 & 9 & 200 & 200 & 200 \end{pmatrix} \quad [7.9]$$

Na matriz $(M_2)_{ij}$ as duas primeiras e a penúltima linha e se deslocaram para a direita uma posição em relação matriz $(M_1)_{ij}$, já a terceira linha se deslocou duas casas e a última linha permaneceu parada. Em termos de imagens o esquema seria o representado pela Figura 39, na esquerda a matriz $(M_1)_{ij}$ e na direita a matriz $(M_2)_{ij}$.

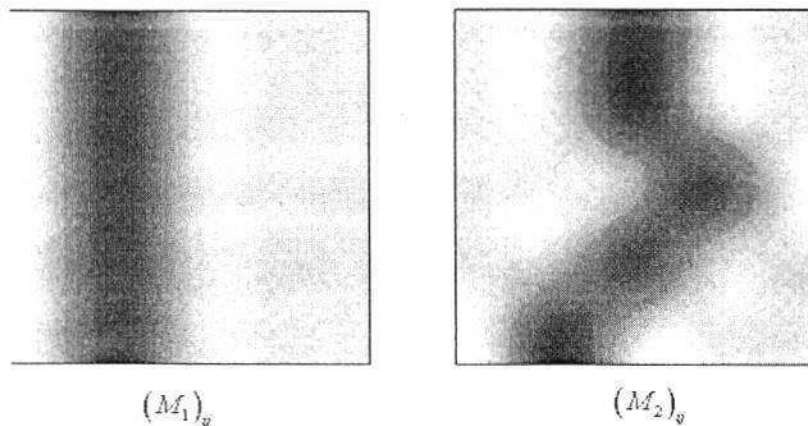


Figura 39 – Imagens correspondentes às matrizes acima.

Estes deslocamentos da estrutura observada na Figura 39 podem ser determinados utilizando a correlação cruzada entre as linhas da matriz (imagem) através de métodos numéricos computacionais. A correlação cruzada das linhas fornece um coeficiente de correlação cruzada que indica o quanto as linhas se afastaram uma da outra. O valor do coeficiente de correlação varia entre -1 e 1. Se for 1, isto quer dizer, que as linhas são idênticas, ou seja, não houve deslocamento algum. Se o valor assumir -1 quer dizer que as linhas são completamente simétricas. Se o valor do coeficiente assumir 0, as linhas são completamente diferentes uma da outra. Quanto mais próximo de 1, mais parecidas são as linhas e mais confiável são os resultados.

Na utilização da função correlação cruzada que faz parte da biblioteca da linguagem computacional utilizada, faz-se, por exemplo, que a primeira linha da primeira matriz $(M_1)_i$ (primeira imagem) seja comparada com a primeira linha da outra matriz $(M_2)_i$ (segunda imagem) deslocando-se a cada comparação um elemento da linha da segunda matriz para direita. Este processo resulta, neste caso, em cinco coeficientes de correlação. O processo análogo é feito para as demais linhas das matrizes e o resultado final é uma matriz 5x5 de coeficientes de correlação. Para este exemplo a matriz de correlação é

$$(M_c)_i = \begin{pmatrix} -0,25 & 0,95 & -0,35 & -0,15 & 0,05 \\ -0,25 & 0,95 & -0,35 & -0,15 & 0,05 \\ -0,25 & -0,3 & 0,9 & -0,4 & 0,05 \\ -0,25 & 0,95 & -0,35 & -0,15 & 0,05 \\ 1 & -0,3 & -0,1 & -0,15 & 0,05 \end{pmatrix} \quad [7.10]$$

O próximo passo é determinar o coeficiente de correlação máximo de cada linha. Este valor indica que existe uma melhor correlação se a linha i da segunda matriz for deslocada em relação à linha i da primeira matriz uma quantidade de casas correspondente ao índice da coluna j do coeficiente máximo. Neste caso a matriz coluna dos coeficientes máximos de cada linha será

$$(M_{CM})_i = \begin{pmatrix} 0,95 \\ 0,95 \\ 0,9 \\ 0,95 \\ 1 \end{pmatrix} \quad [7.11]$$

Estes elementos da matriz $(M_{CM})_i$ possuem correspondentes de unidades de colunas de deslocamento das linhas da segunda matriz $(M_2)_j$ em relação às linhas da primeira matriz $(M_1)_j$ que são

$$D_j = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 2 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad [7.12]$$

Se assumirmos que os elementos das duas matrizes $(M_1)_j$ e $(M_2)_j$ estão igualmente espaçados por uma distância d e que a primeira imagem (primeira matriz) foi obtida num tempo $t = 0$, a velocidade de deslocamento de cada linha será

$$(v)_y = \left(\frac{d}{t}\right) \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 2 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \left[\frac{\text{unidade de comprimento}}{\text{unidade de tempo}} \right] \quad [7.13]$$

Para o caso das bolhas de plasma nas imagens do airglow o processo de cálculo das velocidades é o mesmo descrito acima, só que com uma matriz de 512 x 512 pixels. Cada pixel das matrizes de imagens do airglow estão espaçados 1 km em relação aos seus vizinhos, o tempo é registrado no nome das imagens com precisão de segundos.

Como essa dimensão de matrizes exige bastante esforço computacional para efetuar os cálculos, pois são feitas 262.144 comparações entre apenas duas imagens. Assumindo que, na média, são obtidas 100 imagens por noite de observação e que para o cálculo da velocidade entre duas imagens se gaste 15 segundos no processo completo, o tempo que o computador gasta para calcular a velocidade das bolhas durante uma noite inteira é de aproximadamente 25 min.

Quando se usa a resolução espacial de 512 x 512 km para imagens do OI 630,0 nm obtém-se uma cobertura do céu sobre São João do Cariri de -9,69° a -5,09° de latitude e de -38,8° a -34,2° de longitude. Sendo assim, é possível avaliar, por exemplo, como a velocidade de uma bolha de plasma varia com a latitude ao longo de mais de 4,5° através de 512 pontos. Como, segundo o observado, os valores de velocidade não variam muito ao longo das latitudes, fez-se uma redução para 64 pontos contendo a média de 8 valores de velocidades vizinhos.

Este procedimento ajuda a diminuir o esforço computacional e não prejudica os resultados.

Este método permite avaliar como se comporta a dinâmica de quaisquer estruturas entre duas imagens consecutivas do airglow. O cuidado que deve ser tomado para calcular a velocidade das bolhas de plasma é que estas precisam ser identificadas visualmente nas imagens para que o software não calcule, por exemplo, a velocidade de deslocamento de nuvens ou da via-láctea como sendo velocidade de bolhas. O processo é todo automatizado e as informações de entrada no software são apenas os caminhos de onde estão as imagens e o mapa da emissão que é utilizado no processo de linearização. Os resultados são salvos em arquivos de texto contendo as informações do instante em que ocorreu o evento e 64 colunas com os valores das velocidades.

A etapa final do procedimento consiste em fazerem gráficos e planilhas que auxiliem a analisar os resultados obtidos.

CLASSIFICAÇÃO DE TEMPESTADES GEOMAGNÉTICAS A PARTIR DO ÍNDICE DST

A classificação da atividade magnética, embora subjetiva, pode ser realizada de acordo com o comportamento do índice Dst em período calmo, período de tempestade magnética fraca, período de tempestade magnética moderada e período de tempestade magnética intensa. Na Figura 40 tem exemplos de períodos que podem ser classificados de acordo com as definições acima.

No painel superior da Figura 40 tem-se um exemplo típico de um período de atividade calma observado em novembro de 2000, o índice Dst varia muito entre -15 e 5 nT , mas não existe característica de início de uma tempestade (conforme foi discutido no Capítulo 5). O comportamento do segundo painel de cima para baixo pode ser classificado como uma tempestade geomagnética fraca, pois existe um padrão bem definido de uma tempestade magnética (aumento do campo magnético seguido de uma diminuição repentina), só que os valores do índice na fase principal da tempestade atingem apenas valores em torno de -25 nT . No terceiro gráfico, de cima para baixo, a tempestade está caracterizada com um aumento do Dst entre os dias 22 e 23 de outubro de 2000 e um decréscimo que chega a aproximadamente -60 nT , este tipo de tempestade geomagnética foi classificada como tempestade moderada. Por fim, no painel inferior pode-se ver uma intensa tempestade magnética bem caracterizada conforme já foi discutido anteriormente.

A classificação da atividade magnética será feita de acordo com os valores da Tabela 3. A atividade calma será o período em que não apresentar as características de uma tempestade. A sub-tempestades são aquelas que surgem como variações secundárias a fase principal da tempestade considerada (ver Capítulo 5). Esta mesma classificação foi usada por *Pimenta (2002)*, exceto a de subtempestade.

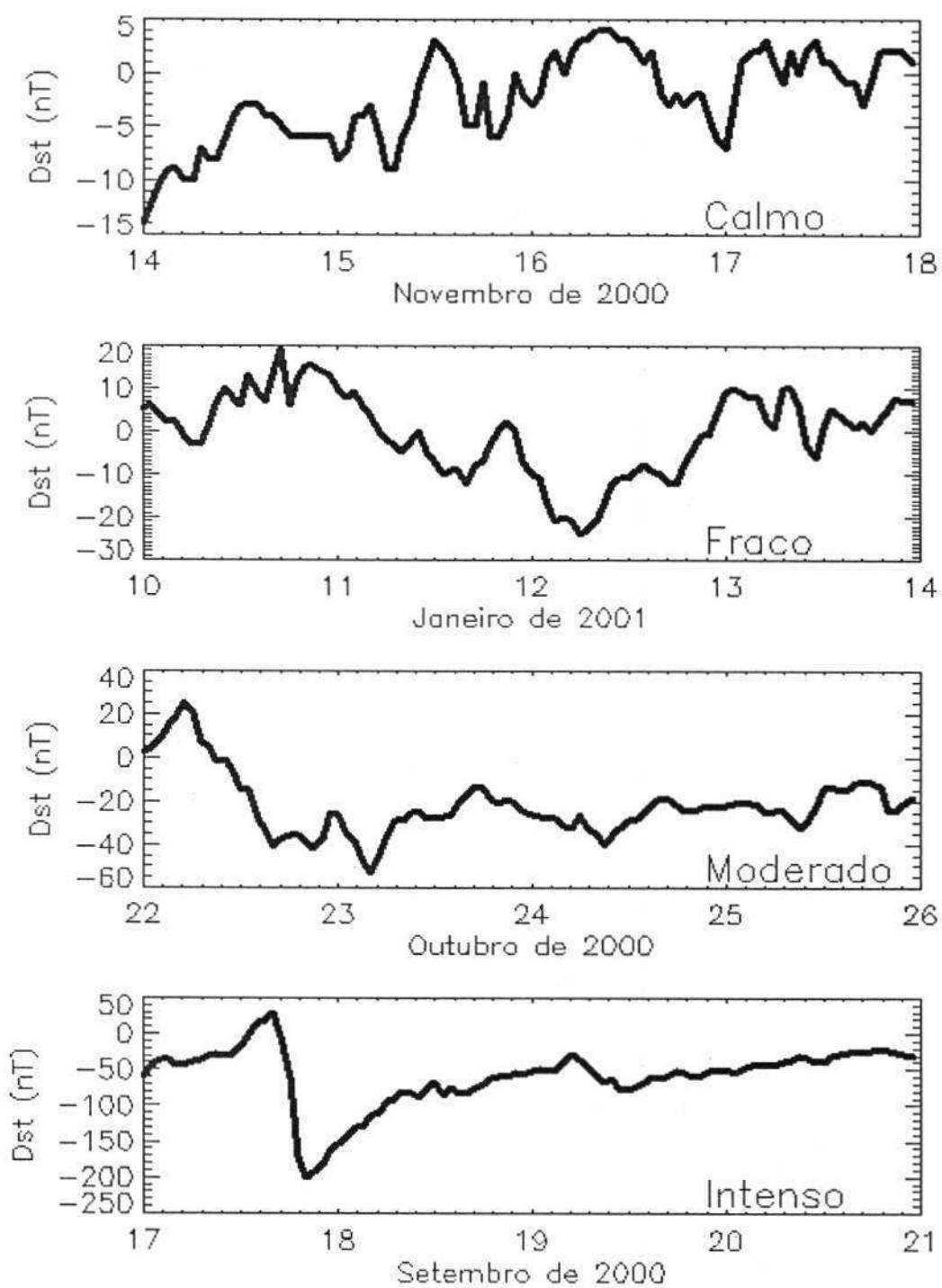


Figura 40 – Exemplos de períodos com atividade magnética calma (painel superior), tempestade magnética fraca (segundo painel de cima para baixo), tempestade magnética moderada (terceiro de cima para baixo) e tempestade magnética intensa (painel inferior).

Tabela 3 – Classificação da atividade magnética de acordo com valores do Dst

Tipo de Tempestade	Valores médios do Dst (nT)
Calma	Não tiver caracterizada como tempestade
Fraca	$Dst \geq -30$
Moderada	$-30 > Dst > -100$
Intensa	$Dst \leq -100$
Sub-tempestade	Quando se originar de outra tempestade

CAPÍTULO 8

RESULTADOS E DISCUSSÕES

A BASE DE DADOS

Foram analisados dados de quase sete anos de observações do OI 630 nm tendo início em setembro de 2000 (início de funcionamento do imageador no OLAP) até abril de 2007. O instrumento operou regularmente durante este período, mas ocorreram algumas dificuldades que impossibilitaram uma continuidade mensal dos dados. Além disso, devido a forte intensidade luminosa da Lua, as observações são feitas durante 13 dias por mês e sempre no período da Lua nova. Mesmo assim, o período de observação reuniu um número considerável de horas de observação que inclui a época da atividade solar máxima e início da atividade solar mínima.

Foram observados no total 6.479 horas correspondendo a mais de 55.500 imagens do OI 630 nm. Na Tabela 1 tem-se informações sobre os meses que não tiveram observações e os respectivos motivos da interrupção.

Para avaliar o comportamento da atividade magnética foram utilizados dados do índice geomagnético Dst do Centro Mundial de Dados de Geomagnetismo para os dias que foram observados o airglow.

Tabela 4 – Informações sobre os meses sem observação do OI 630 nm e os respectivos motivos

Período	Motivo
março/2001	Problemas técnicos
novembro/2001	Problemas técnicos
outubro e novembro/2002	Participação em campanha científica
janeiro/2004	Chuvas no Cariri
fevereiro/2005	Problemas técnicos
dezembro/2005 à julho/2006	Participação em campanha

A VELOCIDADE ZONAL DE BOLHAS DE PLASMA

Na Figura 41 tem-se a distribuição ao longo do período de observação das velocidades médias mensais das bolhas de plasma e as médias mensais do fluxo solar F10,7cm. Pode-se ver o máximo da atividade solar, entre os meses de setembro/2001 e janeiro/2002. As médias mensais do fluxo solar F10,7 cm chegaram a assumir valores superiores a $210 \cdot 10^{-22} \text{ W/m}^2 \text{ Hz}$, o que caracteriza um período de atividade solar alta. Enquanto que entre os meses de janeiro e abril de 2007 os valores do fluxo ficaram abaixo de $80 \cdot 10^{-22} \text{ W/m}^2 \text{ Hz}$ (mínimo de atividade solar).

Além dos meses que não foram feitas observações do airglow (ver Tabela 4), alguns meses não apresentam valores de velocidades (abril, junho e agosto de 2001, maio e junho de 2002, abril, julho e agosto de 2003, maio e agosto de 2004, abril, maio,

julho e novembro de 2005 e abril de 2007), pois não foram detectadas bolhas ou não foi possível calcular com confiança as velocidades nestes meses.

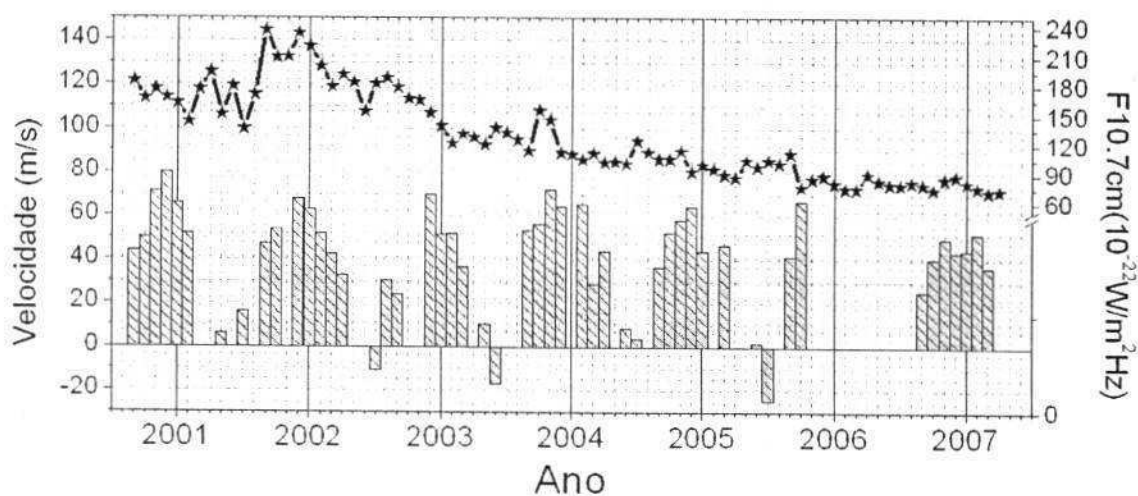


Figura 41 – Distribuição das velocidades médias mensais e da média do fluxo solar F10,7 cm ao longo do período de observação

Olhando para os valores médios mensais das velocidades das bolhas de plasma pode-se observar que apresentam valores médios mais elevados no máximo da atividade solar e valores médios menores na atividade solar mínima. Usando um fotômetro de varredura na emissão do OI 630 nm, *Terra et al. (2004)* encontraram que os valores máximos das velocidades médias de bolhas de plasma foram mais intensos também durante a atividade solar máxima, tanto na primavera como no verão nos períodos de 1980 a 1982 e 1988 a 1992. *Fejer et al. (2005)* num estudo sobre a climatologia de bolhas de plasma sobre Jicamarca, usaram dados de radar de espalhamento incoerente e encontraram também velocidades mais elevadas para noites magneticamente calmas no período de atividade solar alta.

Para tentar entender fisicamente a relação entre a atividade solar e a variação das velocidades médias das bolhas, retorna-se a Equação [3.15] (equação do dínamo da região F), ou seja

$$E_z = \frac{u(z) B \Sigma_p^f(z)}{\Sigma_p^f(z) + \Sigma_p^e(z)}. \quad [8.1]$$

Já é bem conhecido que, após o pôr-do-sol completo nas regiões magneticamente conjugadas, é o dínamo da região F que controla a dinâmica da região F da ionosfera. Mesmo com algumas simplificações, este modelo será útil para tentar explicar as variações das intensidades das velocidades de bolhas com a atividade solar e as variações ao longo da noite (este último será discutido a seguir). Como a condutividade Pedersen na região E é, geralmente, bem menor que na região F, a equação [8.1] toma a seguinte forma

$$E_z = u(z) B, \quad [8.2]$$

mas E_z/B é magnitude da velocidade de deriva do plasma (ver Equação [2.90]).

Como $\vec{B} = B\hat{z}$ e o campo elétrico E_z aqui considerado é apenas a componente vertical. Assim, a velocidade de deriva é na mesma direção do vento zonal, ou seja

$$V_D = u(z), \quad [8.3]$$

V_D é a velocidade de deriva.

Com isto pode-se concluir que a velocidade do plasma na região F assume a mesma direção do vento neutro zonal. Se o vento neutro aumentar sua intensidade, a velocidade das bolhas também deve aumentar. Da equação [2.59]

$$\rho \frac{d\bar{U}}{dt} = -\nabla p - \rho v_w (\bar{U} - \bar{V}_z) + \eta \nabla^2 \bar{U} + \rho \dot{g} - \nabla \cdot \pi_w - 2\rho (\bar{\omega} \times \bar{U}) \quad [8.4]$$

pode-se obter, numa primeira aproximação, que a variação instantânea da componente zonal do vento neutro assume

$$\rho \frac{du}{dt} = -\frac{\partial p_z}{\partial x} + \eta \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad [8.5]$$

para obter esta equação assume-se que o vento zonal possui a mesma velocidade do plasma, despreza-se a contribuição do tensor densidade fluxo de momento devido a ondas e os efeitos da rotação da Terra (isto é aceitável desde que seja avaliado parcela de fluido de pequena escala, o que se enquadra com este caso). Agora, assumindo que a espessura da camada onde estão as bolhas é estreita, pode-se ver que os efeitos preponderantes sobre a componente zonal do vento se devem mais intensamente as variações no gradiente zonal de pressão.

Uma explicação plausível que tem sido dada para esta diferença nas velocidades das bolhas é que durante a atividade solar alta, gradientes de pressão produzidos pelo aquecimento da camada devido à absorção da radiação solar são mais intensos. Modelos mais complexos têm sido utilizados para explicar a dinâmica zonal e vertical de bolhas de plasma [e.g. (Arruda et al., 2006; Abdu, 2005; Fejer et al., 2005; Huang et al., 2005; Pi et al., 2003; Batista et al., 1996)], esse modelos,

geralmente, discutem a contribuição de mais termos nas equações [8.5] e [8.1] e, em muitos alguns casos, eles têm mostrado que a consideração de efeitos de viscosidade, colisões, penetração de campos externos, e outros ajudam a melhorar as discussões. No entanto, este modelo mais simples traz explicações satisfatórias para os casos estudados.

Outro aspecto levantado nos dados de velocidade de bolhas de plasma foi o comportamento ao longo das noites magneticamente calmas. A Figura 42 mostra o padrão noturno da velocidade zonal apresentado pelas bolhas. A linha pontilhada interceptada por estrelas representa o comportamento médio ao longo da noite da velocidade zonal durante os meses do verão (107 noites), a linha continua com círculos é o padrão para a primavera (95 noites) e a linha tracejada para o outono (40 noites). Para construção desta figura foi atribuído o valor médio de deriva de bolhas para uma determinada hora a média de todos os valores de deriva zonal de bolhas obtidos num intervalo de uma hora.

Na primavera as velocidades médias das bolhas iniciaram a noite com valores da ordem de 35 m/s e aceleraram rapidamente até atingir valores de $\sim 70 \text{ m/s}$ por volta das 20:00 HL (hora local), a partir daí inicia-se um processo de desaceleração acentuado que diminui para menos de 35 m/s a velocidade média das bolhas as 23:00 HL. A taxa de aceleração permanece mais ou menos constante até às 02:00 HL do dia seguinte quando, a partir de então, começa a cair novamente. Para o outono o comportamento é bem similar, só que o início das observações das bolhas aconteceram a partir das 19:00 HL e o pico de velocidades foi registrado às 21:00 HL e os valores das velocidades médias para todas as horas da noite foram inferiores aos registrados na primavera.

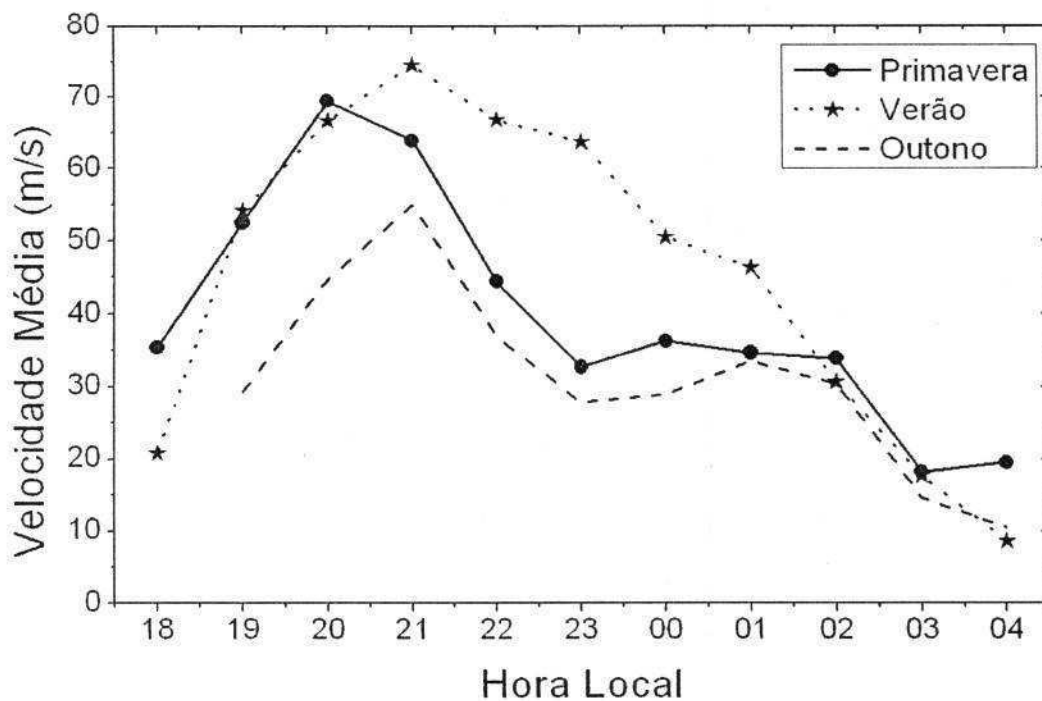


Figura 42 – Comportamento das velocidades médias de bolhas de plasma ao longo da noite para os quase sete anos de observação.

Os meses de verão apresentaram um comportamento diferente dos demais, a começar pela velocidade média inicial das bolhas que foi próxima dos 20 m/s . Nas próximas três horas a velocidade média subiu até o pico de $\sim 75 \text{ m/s}$ que foi registrado às 21:00 HL. A grande diferença é mostrada no restante da noite, pois a taxa de queda da velocidade foi mais ou menos constante até as últimas horas do período noturno. Do horário do pico de velocidades médias (21:00 HL) até próximo das 02:00 HL, as velocidades médias do verão são maiores que as das outras estações.

Os valores das velocidades médias do inverno foram suprimidos porque alguns casos em que a deriva zonal de bolhas de plasma inverte o sentido ocorreram neste período e como são poucas as bolhas observadas no inverno devido ao

comportamento sazonal [e.g. (Paulino et al., 2007; Gentile et al., 2006; Chu et al., 2005; Sobral et al., 2002; Pimenta et al., 2001)], estes casos podem mascarar os resultados.

Numa comparação de dados experimentais com um modelo, Arruda et al. (2006) mostraram que as desacelerações depois dos picos de velocidades são maiores para o período de primavera do que o período do verão. Também eles acharam valores mais intensos no mês do verão. A explicação para isto continua sendo o aumento no gradiente de pressão devido à absorção da radiação solar extremo ultravioleta que é maior durante o verão. O fato das velocidades das bolhas decaírem ao longo das noites está diretamente relacionado à variação da magnitude do vento zonal na região F, os resultados experimentais têm comprovado este fato [e.g. (Fejer et al., 2005)]. As diferenças entre estas estações não são tão grande como as encontradas em outros trabalhos devido as proximidades da estação experimental do equador.

AS DERIVAS LESTE-OESTE DE BOLHAS SOBRE O CARIRI

De posse do comportamento padrão das velocidades zonais de bolhas de plasma para períodos magneticamente calmos (que é essencialmente na direção oeste-leste), será discutido 16 casos em que foram observados bolhas movendo-se na direção leste-oeste. A Figura 43 mostra eventos de bolhas de plasma (estrias escuras) observadas na emissão do OI 630 nm em São João do Cariri no dia 08/11/2004. Do início das observações (pouco antes das 19:00 HL) até próximo das 22:00 HL, as bolhas assumiram um movimento oeste-leste. A partir daí, o movimento na direção leste-oeste até o fim da noite. Este é um dos exemplos que foi

observado nos quase sete anos de dados. Em especial, nesta noite ocorreu uma tempestade geomagnética intensa, mais detalhes deste evento serão discutidos posteriormente.

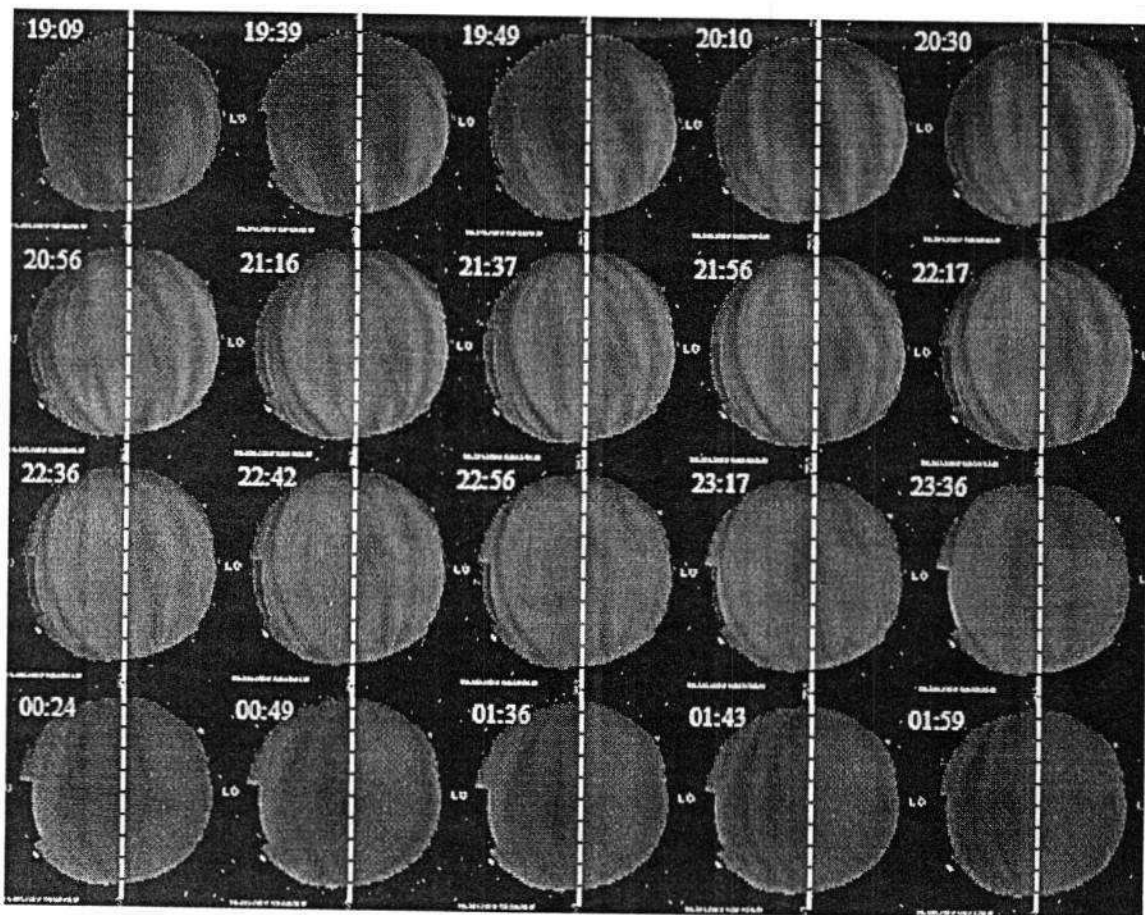


Figura 43 – Bolhas de plasma (estrias escuras) observadas nas imagens do OI 630 nm em São João do Cariri no dia 08/11/2004.

ESTATÍSTICA DAS DERIVAS LESTE-OESTE DE BOLHAS

Fenômenos desta natureza são raros e poucos foram os casos reportados na literatura. Por exemplo, utilizando imagens do airglow, em quase cinco anos de observação *Pimenta (2002)* notificou dois casos e estes estavam associados às tempestades geomagnéticas. No entanto, durante as observações deste trabalho

foram encontrados 16 casos. A seguir será apresentando como estes casos estão distribuídos de acordo com as estações do ano, a atividade magnética e o fluxo solar.

A Figura 44 mostra a distribuição sazonal das bolhas de plasma observadas no OI 630 nm que apresentaram derivas para oeste durante o período de observação desse trabalho. A grande maioria foi observada durante o período do inverno para o hemisfério sul. Um pouco menos da metade foram observados próximos aos equinócios, sendo dois casos no outono e cinco na primavera. Por outro lado, no período do verão não foi observado nenhum caso.

Cada um dos casos em que a velocidade de bolhas é para oeste deve ser analisado separadamente considerando-se, não apenas os efeitos sazonais, mas as condições magnéticas e as condições físicas da camada F. No entanto, pode-se ver claramente que existe uma preferência para este fenômeno acontecer no período do inverno. Usando um acelerômetro de massa, *Liu et al. (2006)* encontraram uma variação sazonal para o vento zonal termosférico. Então, assumindo a hipótese de que o dínamo da região F controla a dinâmica da região F e, conseqüentemente, a dinâmica zonal das bolhas, deve-se aceitar que a variação sazonal do vento deve afetar diretamente a dinâmica das bolhas.

Os resultados encontrados pelos autores acima citados mostraram que na média, durante o período do inverno, os valores da velocidade zonal noturna são menores que os valores encontrados no verão e nos equinócios. Sendo assim, no inverno é mais propício que perturbações externas possam afetar mais fortemente o dínamo da região F e causar inversão da velocidade preferencial de propagação das bolhas.

Por outro lado, nos equinócios e no verão não existe muita diferença entre os valores médios noturnos de velocidade zonal do vento termosférico, mas, mesmo assim, os resultados destes autores mostraram uma defasagem no pico de velocidade similar ao visto Figura 42. Portanto, o módulo da velocidade zonal é muito importante para inversão do sentido de propagação das bolhas, o histograma da Figura 45 ajuda a comprovar esta hipótese, pois, pode ser visto que nos períodos próximos dos equinócios seis dos sete eventos detectados, inverteram a velocidade de propagação entre as 22:00 e 01:00 HL, ou seja, a inversão ocorre justamente nos intervalo de tempo em que a velocidade média zonal é menor do que nos meses do verão (ver Figura 42).

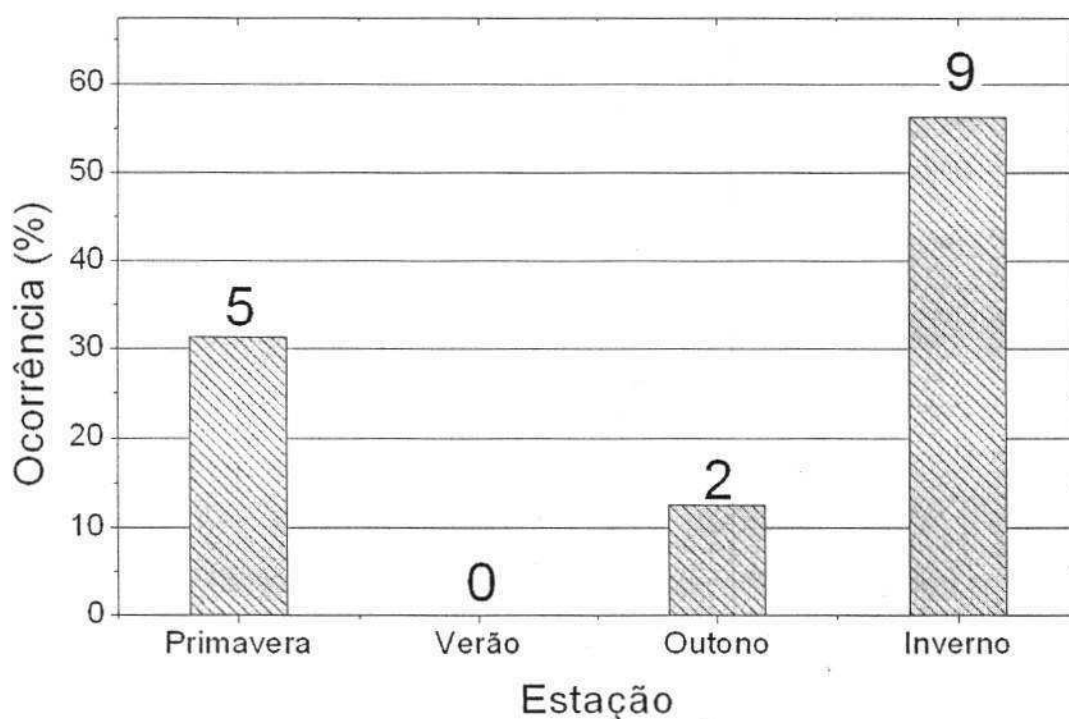


Figura 44 – Distribuição sazonal da ocorrência de bolhas com derivas leste-oeste.

Com respeito à atividade solar, a maior parte dos eventos de bolhas com derivas leste-oeste aconteceu em períodos de atividade solar intermediária. No histograma

da Figura 46 tem-se que 11 casos foram observados quando o fluxo solar F10.7cm se encontrava entre 100×10^{-22} e 175×10^{-22} W/m²Hz, que é tipicamente um período de atividade solar intermediária.

Apenas dois caso aconteceu para valores de fluxo solar inferior a 100×10^{-22} W/m²Hz (atividade solar baixa). O que realmente chamou a atenção foram os dois eventos que aconteceram nas noites em que foram registrados valores de fluxo superiores a 325×10^{-22} W/m²Hz. Pelo menos nesses dois casos particulares a atividade solar deve ter influenciado fortemente para verificação da inversão das velocidades de bolhas. Mais detalhes destes dois dias serão discutidos posteriormente.

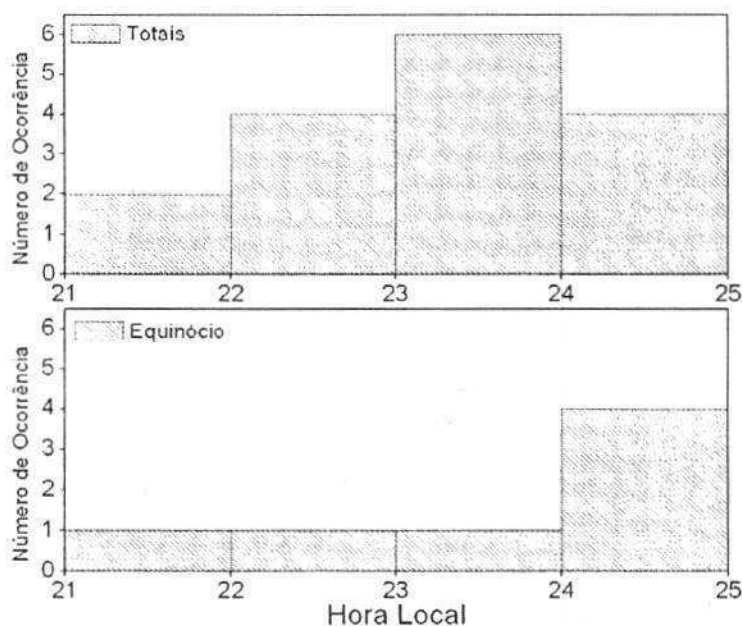


Figura 45 – Histograma do horário de ocorrência dos eventos de deriva leste-oeste totais (painel superior) e para os meses próximos dos equinócios (painel inferior).

Não é muito simples classificar certo intervalo de tempo com respeito à atividade magnética, principalmente, um intervalo de curto de tempo como é o caso do período em que ocorrem as inversões de bolhas. Estes eventos detectados

(similares ao da Figura 43), desde o surgimento das bolhas, passando pela propagação para leste e a inversão do sentido de propagação e até, às vezes, umas segundas inversões de sentido não duram mais que cinco ou seis horas. Uma tempestade geomagnética fica bem caracterizada quando se observam as etapas discutidas no Capítulo 5, isto é, a fase inicial, fase principal, fase de recuperação e, às vezes, sub-tempestades. Sabe-se, então, que o período de completo desenvolvimento de uma tempestade pode durar de alguns dias, até semanas.

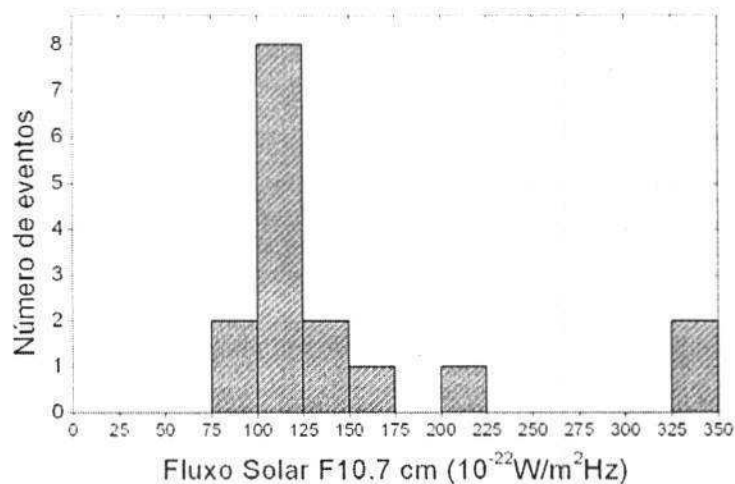


Figura 46 – Histograma dos eventos com respeito ao fluxo solar F10.7cm na noite de ocorrência dos eventos.

Na Figura 47 tem-se a distribuição do número de eventos detectados de acordo o período de atividade magnética. A classificação segue os valores de Dst conforme a Tabela 1 e classificou-se como sub-tempestades, períodos em que o taxa de variação do Dst volta a ser negativa antes do processo completo restauração de uma tempestade. As colunas listradas referem-se à classificação do período completo da tempestade na qual o evento foi detectado, foram observados alguns dias antes e alguns dias depois da detecção do evento para poder ser feita esta classificação. Observa-se, ainda que nos dados representados pelas colunas

listradas não pode ser observados sub-tempestades. Já, as colunas escuras seriam o equivalente na classificação de acordo com o Dst para o exato instante de observação do evento.

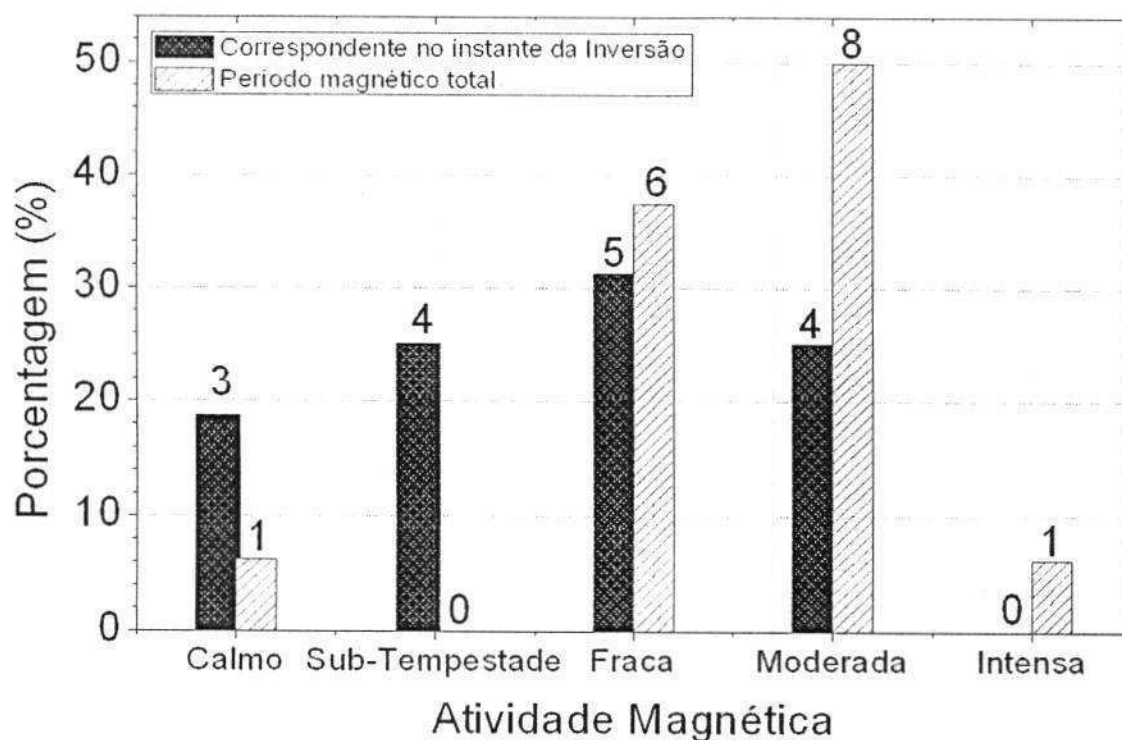


Figura 47 – Distribuição do número de eventos de derivas para oeste de acordo com a atividade magnética.

O fato das bolhas se moverem para oeste já foi observado anteriormente com dados de imagens (Abdu *et al.*, 2003b; Pimenta, 2002). Também existem registros de casos em que a velocidade do vento zonal foi dirigida para oeste durante a noite [e.g. (Liu *et al.*, 2006; Fejer *et al.*, 2005)]. Para os casos reportados pelos autores citados, a deriva para oeste aconteceu em períodos magneticamente perturbados por tempestades magnéticas intensas ou, pelo menos, moderadas.

Os resultados apresentados na Figura 47 são, provavelmente, a maior contribuição destas investigações, pois apresenta casos de derivas para oeste tanto em períodos com tempestades magnéticas quanto em períodos magneticamente calmo. O que chama a atenção é que mais de um terço dos casos (seis) ocorreram para períodos de tempestades magnéticas fracas e apenas um caso quando a tempestade foi intensa. Metade dos eventos aconteceu em períodos de tempestades magnéticas moderadas.

Em se tratando de valores absolutos do Dst na noite de ocorrência dos eventos (colunas escuras da Figura 47), quatro casos de derivas leste-oeste foram detectados durante o exato instante de ocorrência de sub-tempestades. Avaliando sobre o ponto de vista do instante da ocorrência da inversão, metade das bolhas que inverteram a direção de propagação estavam associadas a valores médios de Dst maiores que $-30 nT$ e em nenhum caso observado o valor de Dst diminuiu para menos que $-100 nT$. O próximo passo é tentar explicar porque a velocidade das bolhas assumiu este comportamento anômalo durante 16 noites observadas.

FATORES QUE FAVORECEM O SURGIMENTO DE CAMPOS ELÉTRICOS VERTICAIS

Pelo que já foi discutido até aqui sobre a dinâmica das bolhas, sabe-se que é o dínamo da região F que controla o movimento do plasma nesta região no período noturno. Portanto, é preciso avaliar quais são as possíveis fontes de campos elétricos verticais do plasma espacial ambiente. Para tanto se pode retornar ao modelo discutido no Capítulo 3 sobre o dínamo da região F e avaliar quais os casos apontados como geradores desses campos. Basicamente, são três fatores que têm

sido apontados na literatura para geração de campos elétricos verticais [ver mais detalhes em *Abdu et al. (2003)* e *Pimenta (2002)*], ou seja:

- 1) Divergência de correntes elétricas horizontais;
- 2) O vento zonal;
- 3) Campos elétricos verticais associados ao dínamo perturbado.

No caso da divergência horizontal de correntes elétricas, basta lembrar que na construção do modelo do dínamo da região F foi considerado um regime de correntes estacionárias, ou seja, livre de divergências. Isso só foi possível porque se assumiu que o vento neutro era predominantemente zonal, ou

$$\vec{J} = \tilde{\sigma} \cdot (\hat{u} \times \vec{B}) \quad [8.6]$$

Como o campo magnético está na direção meridional, obrigatoriamente a corrente elétrica deve ser vertical e ter magnitude $J_z = \sigma_r u B$ e, como foi discutido, o campo elétrico precisa ser vertical para garantir divergência livre de cargas.

Sobre condições magnéticas calmas, divergência de correntes horizontais acontece na hora do crepúsculo devido à efeitos do Eletrojato Equatorial (*Prendeau et al., 1992*). Em períodos de tempestades acredita-se que divergência de correntes elétricas horizontais surge devido ionizações extras vindas, por exemplo, da Anomalia Magnética do Atlântico Sul (*Abdu et al., 2003*). A ausência de informações

precisas do gradiente horizontal da condutividade elétrica não permite avaliar estes efeitos sobre os resultados apresentados aqui.

O vento zonal sofre modificações em períodos perturbados. A energia da tempestade que entra de altas latitudes produz um distúrbio na circulação termosférica global que, juntamente com a força de Coriolis, produzem um vento para oeste (*Richmond e Lu, 2000*). Este fenômeno é muito importante para médias latitudes.

Em outras palavras, o que acontece é o seguinte, a energia auroral produz um aquecimento no gás e faz o gás ascender verticalmente. Quando o gás atinge uma altura mais elevada, começa a se mover horizontalmente para latitudes menores e daí o gás flui para menores altitudes. Este processo produz uma célula de circulação de escala global. Por outro lado, sabe-se que a componente zonal da força de Coriolis por unidade de massa é dada por [mais detalhes *Holton (1992)*]

$$\left(\frac{du}{dt}\right)_{(v)} = 2v\omega\sin\phi \quad [8.7]$$

sendo assim, no hemisfério Sul a velocidade meridional é positiva (para norte) e a latitude é negativa, isto produzirá uma aceleração zonal no gás para oeste (negativa). No hemisfério Norte, a velocidade meridional é negativa (para sul) e a latitude é positiva, portanto a aceleração zonal devido à Coriolis também será para oeste (negativa).

Ventos dessa natureza foram observados em latitudes próxima do equador por *Abdu et al. (1995)* e *Forbes et al. (1995)*. O forçante proveniente de energia da tempestade pode frear o vento zonal que normalmente é para leste e, às vezes, chega a inverter o sentido do vento para oeste [mais detalhes podem ser vistos também em *Pimenta (2002)*].

Por fim, campos elétricos verticais são produzidos pelos efeitos de perturbação de campos elétricos zonais (devido ao dínamo perturbado) e penetração de campos elétricos em altas latitudes. A polaridade do campo depende da fase da tempestade (*Abdu et al., 1998*). Trazendo para o modelo do dínamo discutido neste trabalho, é possível compreender que, a partir da idéia que a condutividade elétrica direta é muito grande, campos elétricos que surjam em latitudes médias e altas devem ser transferidos para as regiões equatoriais.

ESTUDO DE CASOS

Analisar detalhadamente os dois últimos efeitos discutidos acima requer muita informação experimental e não é o objetivo deste trabalho. Serão analisadas as condições magnéticas dos períodos que se observaram as derivas para oeste e apontado possíveis causas da deriva para oeste. Para tanto, serão utilizados valores do índice geomagnético Dst.

Os índices magnéticos fornecem uma média da variação do campo geomagnético para um período de três horas (K_P , A_P , etc.) e para um período de uma hora (Dst, por exemplo). Isto torna difícil saber instantaneamente como está variando o campo

magnético através de índices geomagnéticos, mesmo assim, o índice Dst consegue fornecer uma noção de quanto o campo geomagnético variou ao longo de uma hora.

Os casos encontrados serão classificados de acordo com a atividade magnética conforme a Tabela 5.

Tabela 5 – Classificação dos eventos de deriva leste-oeste de bolhas de acordo com a atividade magnética

Evento	Data	Atividade Magnética	Menor Dst (nT)
1	09/07/2005	Calma	-60
2	06/07/2002	Frac	-28
3	25/06/2005		-27
4	28/06/2005		-34
5	12/07/2004		-19
6	04/07/2005		-7
7	19/07/2005		-33
8	30/07/2003		Moderada
9	31/07/2003	-64	
10	23/09/2003	-78	
11	12/07/2004	-44	
12	13/10/2004	-54	
13	30/05/2003	Sub-tempestades (moderadas)	-73
14	01/06/2003		-90
15	29/07/2005		-58
16	08/11/2004	Sub-tempestades (moderadas)	-150

DERIVA LESTE-OESTE DE BOLHAS EM DIAS DE SUB-TEMPESTADE GEOMAGNÉTICA

Sub-tempestades associadas à tempestades magnéticas moderadas

Para avaliar os efeitos de uma sub-tempestade geomagnética serão discutidos, inicialmente, os casos b), c) e d) da Figura 48 que correspondem a sub-tempestades de tempestades magnéticas moderadas.

Na noite do dia 30 de maio de 2003 (Figura 48b) foi observado uma deriva de bolhas de plasma para oeste a partir das 23:51 HL (linha tracejada vertical da Figura 48b).

Os valores das velocidades não foram calculados obedecendo a critérios de confiabilidade usados que exigiram um erro inferior a 15%. Apenas dois pontos foram calculados e as velocidades apresentaram valores próximos de -10 e -15 m/s. Examinando os valores do Dst observa-se que, a partir do exato instante da inversão, ocorre uma queda repentina no índice a uma taxa de $-15,5 \text{ nT/h}$.

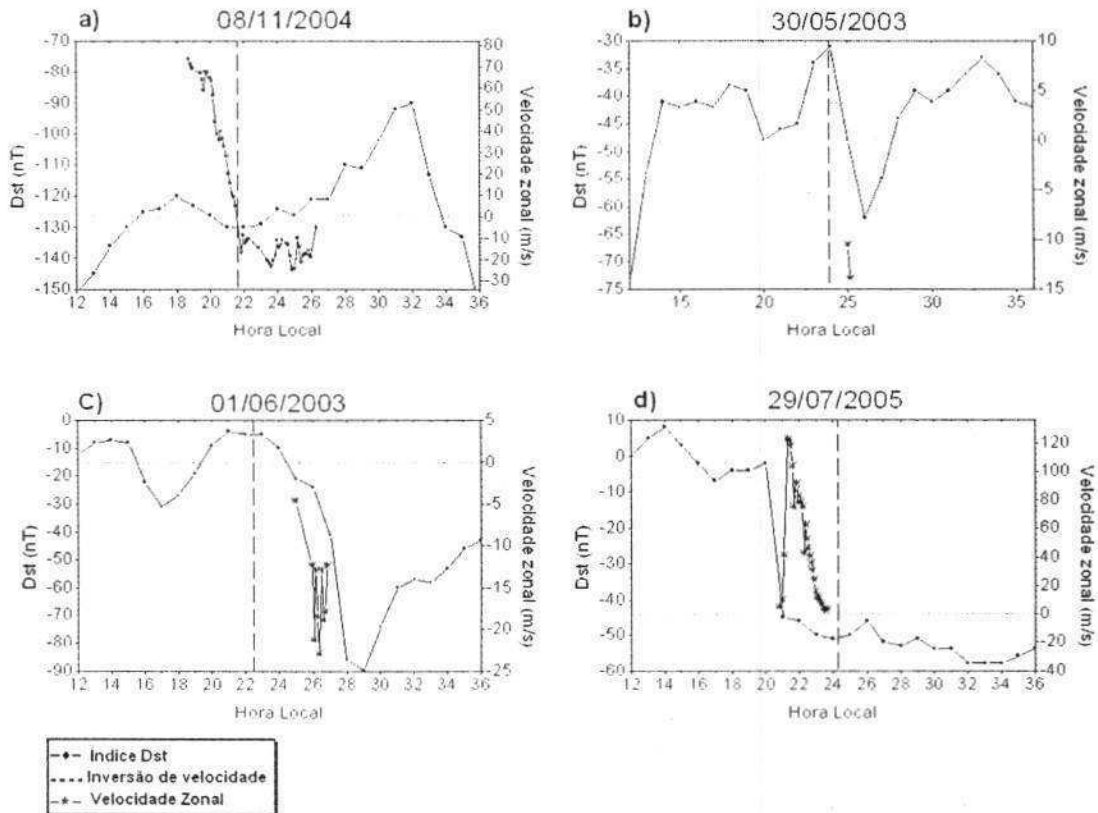


Figura 48 – Evolução noturna da deriva zonal de bolhas (linhas com asteriscos) e do índice Dst (linhas com círculos) em período de sub-tempestade geomagnética. A linha tracejada vertical indica o horário observado da inversão do sentido de propagação das bolhas. a) 08/11/2004-09/11/2004, b) 30/05/2003-31/05/2003, c) 01/06/2003-02/06/2003 e d) 29/07/2005-30/07/2005.

Outro caso muito semelhante foi observado na noite do dia 01 de junho do mesmo ano (Figura 48c). O índice Dst teve uma queda média de $-14,1 \text{ nT/h}$ e praticamente no mesmo tempo em que esta taxa de variação foi registrada, nos dados de

imagem, podem-se observar bolhas no sentido leste-oeste. A velocidade das bolhas variou entre -5 m/s (por volta de 01:00 HL) e -21 m/s (02:00 HL) e ficou oscilando entre este valor até próximo das 03:00 HL. Os instantes anteriores a inversão da velocidade não foi possível calcular com o nível de precisão adequado, por isto foram omitidos.

Serão analisados agora os efeitos físicos da taxa de variação do Dst. Sabe-se que o Dst nada mais é do que a variação horária média da componente horizontal do campo magnético terrestre na região tropical em relação a um nível padrão (mais detalhes no Capítulo 5). Por outro lado, é conhecido que o valor da declinação magnética (parâmetro que relaciona a componente leste-oeste a componente norte-sul do campo magnético horizontal) na região tropical não excede 20° , então pode-se dizer, baseado na Figura 16, que a componente norte-sul dá uma contribuição de mais de 90% quando a declinação for 20° e 100% quando for 0° , pois da Equação [5.3], tem-se

$$B_y = H \cos(D_m). \quad [8.8]$$

Da lei de Faraday (Equação [2.61]) tem-se

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad [8.9]$$

ou ainda de outra forma

$$\oint_C \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\frac{d\Phi_B}{dt}, \quad [8.10]$$

ou seja, a taxa de variação do fluxo magnético num circuito induz uma força eletromotriz neste circuito. Para os casos acima se tem que

$$\vec{H} = B_x \hat{x} + B_y \hat{y}. \quad [8.11]$$

mas, sabe-se que a taxa de variação do Dst nada mais é do que a taxa de variação da componente horizontal do campo magnético, ou seja

$$\frac{d}{dt}(Dst) \cong \left| \frac{d\vec{H}}{dt} \right|, \quad [8.12]$$

mas,

$$\frac{d\vec{H}}{dt} = \frac{dB_x}{dt} \hat{x} + \frac{dB_y}{dt} \hat{y}. \quad [8.13]$$

Por outro lado, sabe-se que o rotacional do campo elétrico é

$$\nabla \times \vec{E} = \begin{vmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ E_x & E_y & E_z \end{vmatrix} \Rightarrow \quad [8.14]$$

$$\nabla \times \vec{E} = \hat{x} \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) + \hat{y} \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) + \hat{z} \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right). \quad [8.15]$$

Substituindo as Equações [8.15] e [8.13] em [8.9] obtém-se

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_y}{\partial x} &= \frac{\partial E_x}{\partial y} \\ \frac{dB_y}{dt} &= \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right), \\ \frac{dB_x}{dt} &= \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad [8.16]$$

Essa equação é importante para compreensão da influência da variação do campo geomagnético. Primeiro, vale lembrar que a lei de Faraday vale para um caminho fechado. O que está sendo analisado são os efeitos locais na ionosfera noturna, então a escala horizontal é muito maior que a escala vertical. Logo se pode, em primeira aproximação, reescrever a Equação [8.16] como

$$\begin{aligned} \frac{dB_x}{dt} &= \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} \right) \\ \frac{dB_y}{dt} &= \left(-\frac{\partial E_x}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad [8.17]$$

Pode-se concluir então que uma taxa de variação da componente horizontal do campo faz surgir, em primeira aproximação, na direção zonal, um campo elétrico meridional que varia com a altura e na direção meridional, um campo elétrico zonal que também depende da altura. Mas, por hipótese, já foi assumido que o campo não varia muito com a altura. Usando-se o fato da declinação ser no máximo 20° na

região tropical e próximo onde estão os observatórios do Dst, pode-se desprezar os efeitos da taxa de variação zonal do campo magnético e considerar apenas as perturbações meridionais.

Pelo que foi discutido e considerando as aproximações feitas, uma perturbação meridional do campo magnético obrigará o surgimento de um campo elétrico zonal. Quando a variação da componente meridional do campo magnético for negativa, o campo elétrico criado tem que ser positivo, ou seja, para leste. Este campo elétrico para leste produzirá um campo elétrico de polarização para sul no hemisfério sul, em altas latitudes, pois o campo magnético aponta para cima. Já no hemisfério norte, o campo elétrico Hall será para norte, pois o campo magnético aponta para baixo. O efeito resultante no equador é um campo elétrico vertical para cima. A Figura 49 esquematiza este processo, ou seja, mostra como um campo elétrico zonal produz um campo elétrico Hall na região E e este é transmitido para a região F.

Um campo elétrico vertical, como já foi discutido, produz um deslocamento do plasma para oeste na região F. Portanto este efeito é o mais provável causador da inversão das derivas de bolhas de plasma apresentadas anteriormente. O efeito do decréscimo do Dst é quase que imediato. Isto só pode ser possível se a condutividade direta estiver muito alta, ou se o vento zonal estiver pouco intenso.

O caso da Figura 48d (29/07/2005) teve um comportamento um tanto quanto diferente, pois a inversão do sentido de propagação das bolhas aconteceu quase 4 horas depois. No entanto, efeitos quase que imediatos (~ 1 hora depois) foram observados com a diminuição gradativa da velocidade que caiu de $122,69 \text{ m/s}$ até parar em menos de quase duas horas, ou seja, com uma desaceleração média de

$\sim 60 \text{ m/s/h}$. Então a provável causa da demora da inversão está associada à velocidade zonal do plasma que estava muito alta. Em geral, encontra-se uma defasagem de tempo entre o instante da variação do campo magnético e o instante do início da desaceleração do plasma. *Abdu et al. (1998)* mostraram que esta defasagem pode ser até da ordem de 40 min.

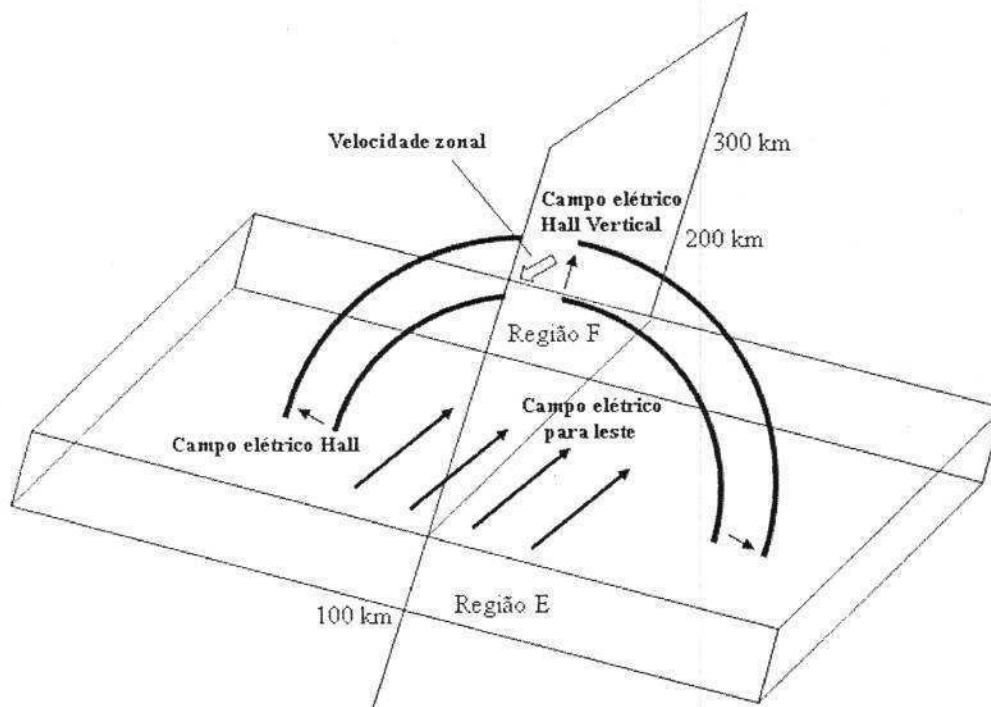


Figura 49 – Esquema mostrando como um campo elétrico Hall produzido na região E é transportado para a região F.

Adaptado: *Abdu et al. (1998)*.

Sub-tempestade associada à tempestade magnética intensa

O último caso que foi observado associado a período de sub-tempestade magnética tem uma intensa tempestade magnética como antecessora. Este caso foi registrado na noite do dia 08 para o dia 09 de novembro de 2004. Nas primeiras horas deste dia (08/11/2004) aconteceu uma intensa tempestade geomagnética como já foi

discutido no Capítulo 5. Este foi o evento em que mais informações sobre a deriva zonal foram obtidas. No início da noite por volta das 18:30 HL a velocidade registrada era $73,77 \text{ m/s}$, então ocorre uma desaceleração média de $27,56 \text{ m/s/h}$ até parar as bolhas por volta das 21:30 HL. Depois disso, a velocidade das bolhas fica oscilando em torno de -15 m/s até quase 03:00 HL. A taxa do Dst caiu entre as 18:00 e as 22:00 HL com um valor médio de $2,5 \text{ nT/h}$.

Uma variação do campo magnético horizontal desta intensidade provavelmente não seria suficiente para provocar campos elétricos verticais que chegassem a inverter a direção de propagação do plasma espacial. Sendo assim, esta hipótese pode ser descartada. O que aconteceu neste caso, foi muito provavelmente, a formação de uma célula de circulação do plasma devido ao aquecimento que o gás sofreu devido à penetração de energia vinda da tempestade magnética intensa. Um caso semelhante a este foi discutido por *Abdu et al. (2003)*. Estes pesquisadores fizeram uma discussão mais profunda e utilizaram dados de diversos instrumentos, eles associaram o início do fenômeno a penetração de campos elétricos Hall e o restante do desenvolvimento das derivas para oeste, eles concluíram que se devia a perturbações no vento zonal.

DERIVA LESTE-OESTE DE BOLHAS EM DIAS DE TEMPESTADE MAGNÉTICA MODERADA

Cinco casos em que bolhas puderam ser vistas se movendo de leste para oeste nas imagens foram associados a tempestades magnéticas moderadas e aconteceram ou na fase principal da tempestade ou na fase de recuperação. A Figura 50 ilustra estes casos com a evolução noturna da velocidade de deriva das bolhas e o

comportamento do Dst para as doze horas antes e depois da meia noite que foram observados os eventos. A linha tracejada vertical representa o instante de inversão da propagação das bolhas vistas pelo imageador.

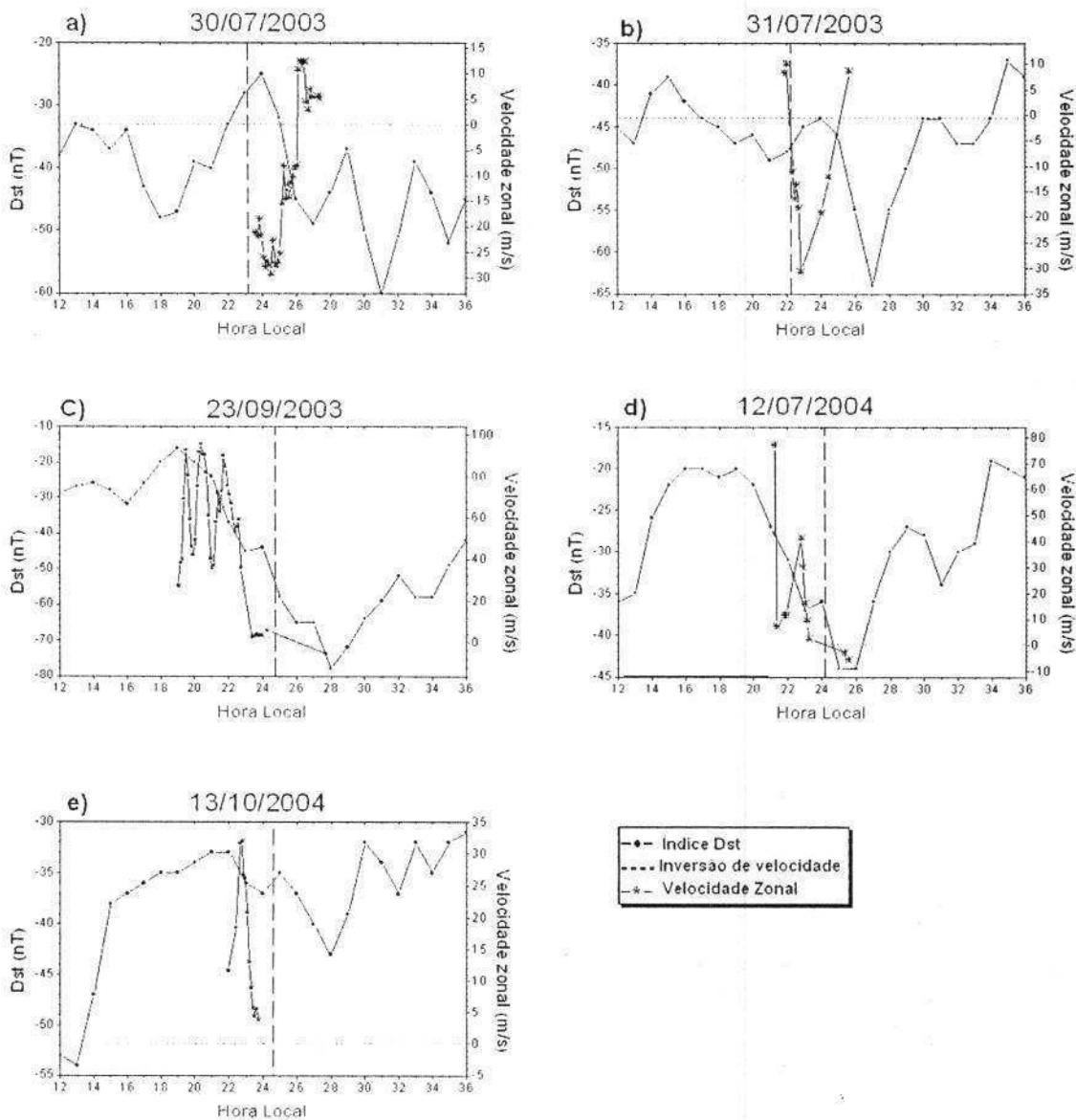


Figura 50 – Mesmo que a Figura 48, só que para períodos de tempestade magnética moderada. a) 30/07/2003-31/07/2005, b) 31/07/2003-01/08/2007, c) 23/09/2003-24/09/2003, d) 12/07/2004-13/07/2004 e e) 13/10/2004-14/10/2004.

Na noite do dia 23 de setembro de 2003 (Figura 50c) registrou-se uma taxa no índice Dst de -6.8 nT/h das 19:00 às 04:00 HL. Essa queda no Dst foi acompanhada de uma oscilação entre aproximadamente $50-90 \text{ m/s}$ entre as 19:00 e 21:00 HL assumindo três máximos, depois a velocidade começou a cair com valor médio de -48.03 m/s/h , ou seja, uma desaceleração muito intensa até inverter o sentido da velocidade para oeste ($\sim 00:42 \text{ HL}$). A inversão acompanhada neste caso é provável que tenha sido ocasionada por efeitos de penetração de campos elétricos de latitudes elevadas como foi discutido na seção anterior.

A noite do dia 12 de julho de 2004 (Figura 50d) foi muito semelhante à noite discutida anteriormente (23/09/2003), só que os valores iniciais da velocidade zonal foram menores $\sim 80 \text{ m/s}$, o início da desaceleração aconteceu um pouco antes ($\sim 2 \text{ h}$ depois do início da queda do Dst) e teve um valor médio total de desaceleração de -20.39 m/s/h . Já a taxa de variação do Dst foi de -4 nT/h das 19:00 às 03:00 HL. Como este caso é muito parecido com o anterior as causas físicas para que a velocidade mude de sentido devem ter sido as mesmas.

O evento observado na noite do dia 13 de outubro de 2004 (Figura 50e) apresentou resposta à queda média de -1.66 nT/h diminuindo o módulo da velocidade zonal num valor médio de -20 m/s/h praticamente uma hora depois. Como o valor na queda do Dst é muito pequeno e o distúrbio zonal no campo magnético também o é. A inversão de velocidade neste caso pode ter acontecido devido penetração de campos meridionais, mas seria necessário mais informações para diagnosticar com mais eficiência a causa.

No dia 30 de julho de 2007 a inversão do sentido de propagação das bolhas não obedeceu ao padrão dos outros casos em noites com tempestade moderada, ou seja, a inversão aconteceu antes do início da queda na taxa de variação do Dst. Quando o índice Dst começou a inclinar a uma taxa média de $-3,2 \text{ nT/h}$ a velocidade as bolhas iniciaram uma aceleração para leste de $8,66 \text{ m/s/h}$. Este comportamento exclui a possibilidade da inversão de bolhas ter sido causada por penetração de campos elétricos de latitudes maiores e, provavelmente, deve ter sido provocado por divergência de correntes elétricas horizontais, pois a intensidade da tempestade é pequena para provocar distúrbios no vento zonal.

Um caso especial em que a deriva de bolhas inverte de sentido duas vezes na noite, uma por volta das 22:15 HL do dia 31 de julho de 2003 e outra por volta das 01:00 HL do dia 01 de agosto de 2003 é mostrado na Figura 50b. De acordo com as variações do índice Dst, as inversões do sentido de propagação das bolhas neste evento estão completamente anti-correlacionadas. Neste caso, também se pode descartar os efeitos dos campos elétricos Hall. Estes dois últimos casos merecem uma atenção toda especial, pois aconteceram em dias consecutivos e praticamente na mesma hora de cada dia, mas não se tem informações suficientes para tentar tratar destes casos.

DERIVA LESTE-OESTE DE BOLHAS EM DIAS DE TEMPESTADE MAGNÉTICA FRACA

Dias com tempestade magnética fraca também tiveram a inversão no sentido de propagação das bolhas. Até então, os casos que tinham sido observados bolhas de plasma com imagens do airglow no sentido leste-oeste estavam associado à

presença de tempestades magnéticas de moderadas intensas (Abdu et al., 2003; Pimenta, 2002). Seis casos deste tipo foram observados nos quase sete anos de dados e são apresentados na Figura 51 (idêntica à Figura 50 só que para noites com tempestades fracas).

A primeira observação para estes casos é que os valores de velocidade não foram muito intensos nas noites observadas, conseqüentemente, campos elétricos verticais de polarização terão efeitos mais expressivos sobre a dinâmica das bolhas. Por exemplo, os casos dos dias 28/06/2003 (Figura 51c), 12/07/2004 (Figura 51d), 04/07/2005 (Figura 51e) e 29/07/005 (Figura 51f) inverteram a direção de propagação na fase principal da tempestade.

No dia 12 de julho de 2004 a queda média do Dst foi de $6,75 \text{ nT/h}$, a resposta para inversão da velocidade aconteceu entre uma e duas horas depois do início da queda. Nos casos dos dias 04 de julho de 2005 e 28 de junho de 2006 a inversão aconteceu quase que imediatamente depois do início da queda do Dst que foi, respectivamente, de $2,4 \text{ nT/h}$ e $3,3 \text{ nT/h}$. Para o dia 29 de julho de 2005 a taxa de queda do Dst ficou em torno de $2,3 \text{ nT/h}$ e o início da inversão da velocidade de bolhas aconteceu mais de duas horas depois do Dst começar a decair. Estes valores de taxa do Dst são pequenos, no entanto, como os valores da velocidade zonal também são pequenos, os campos elétricos zonais induzidos pela variação do campo magnético horizontal podem produzir campos elétricos verticais (como se discutiu anteriormente) que produzirão derivas para oeste nas bolhas.

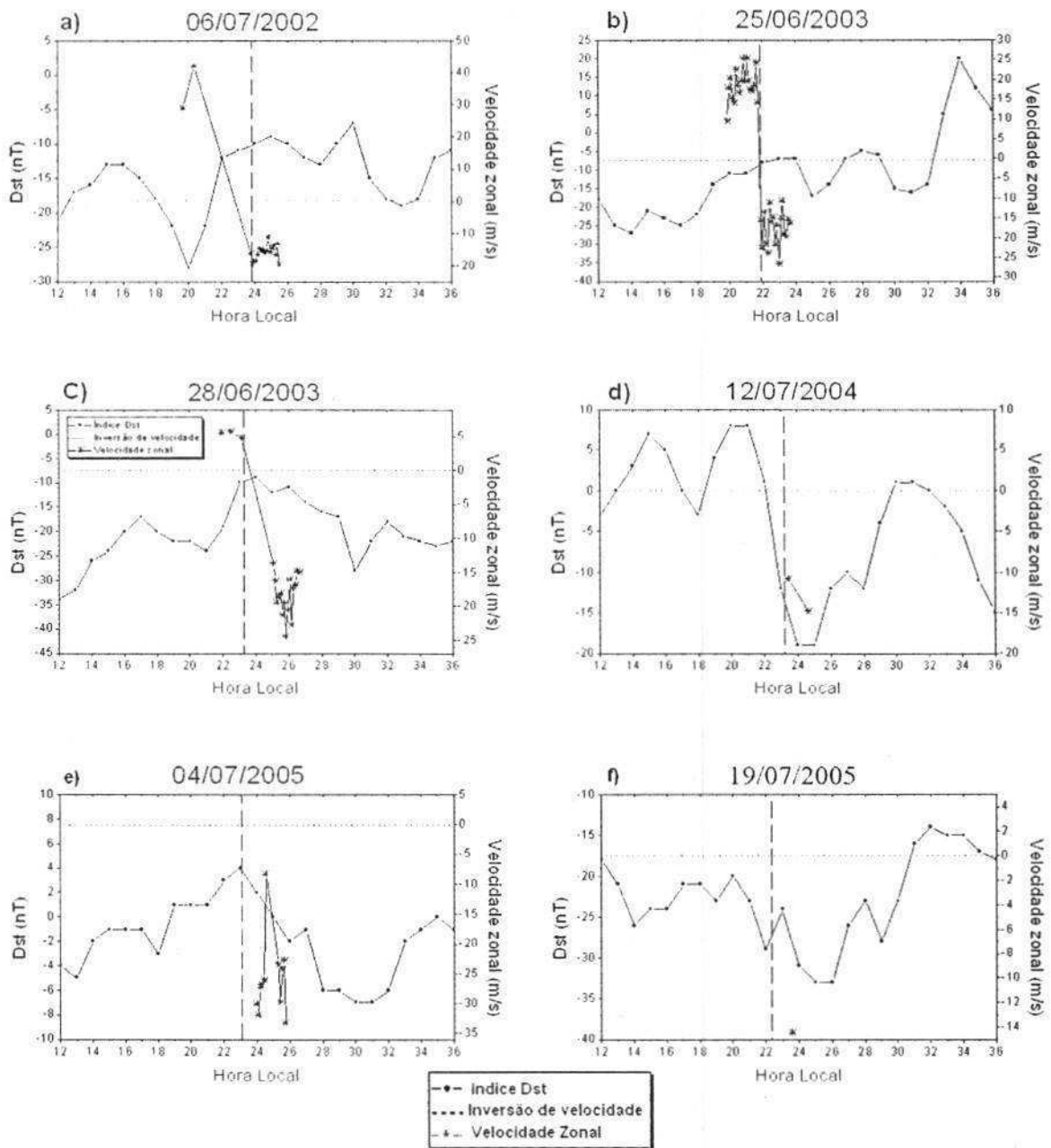


Figura 51 – Mesmo que a Figura 48, só que para períodos de tempestade magnética fraca. a) 06/07/2002-07/07/2002, b) 25/06/2003-26/06/2007, c) 28/06/2003-29/06/2003, d) 12/07/2004-13/07/2004, e) 04/07/2005-05/07/2005 e f) 19/07/2005-20/07/2005

A inversão da velocidade zonal nos dois primeiros casos da Figura 51 (06/07/2002 e 23/06/2003) não deve ter sido causada por penetração de campos elétricos devido ao dínamo perturbado, pois o início da inversão de velocidade está associado a um

aumento do Dst. Também são descartados efeitos de variações no vento zonal causados pela entrada de energia de uma tempestade, pois em período de ocorrência e nem em dias anteriores observou-se tempestades capazes de provocar essa perturbação no vento zonal. Só resta a divergência horizontal de correntes elétricas e isso é consistente pois, estes eventos não apresentaram grandes estruturas verticais nas imagens. Estes casos estão associados com o início das bolhas, nesta fase de desenvolvimento, as bolhas ainda não atingiram altura suficiente para serem controlados exclusivamente pelo dínamo da região F. Sendo assim, pode haver inversão do sentido da velocidade sem a associação à tempestades magnéticas (Abdu et al., 2003).

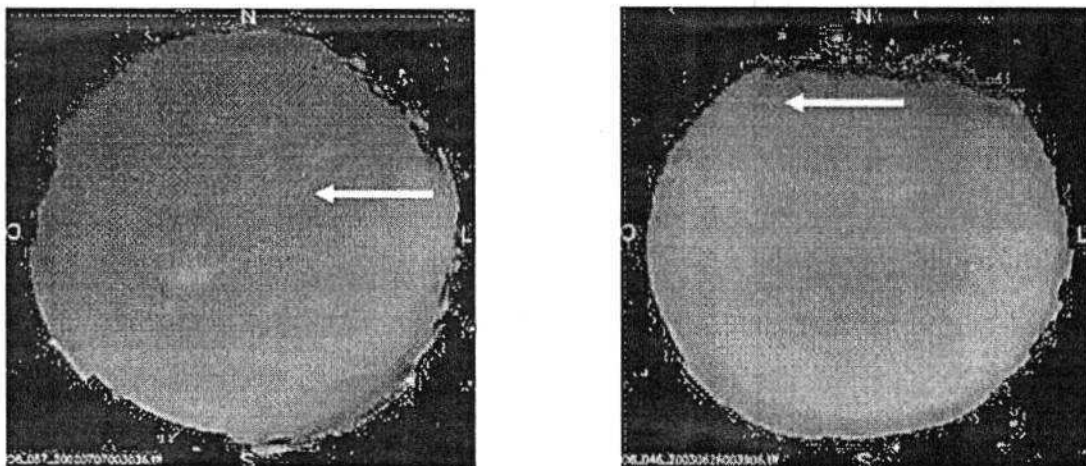


Figura 52 – Na esquerda, bolhas se propagando para oeste, observadas na noite 06/07/2002. Na direita, idem, só que para a noite de 25/06/2003. Estas bolhas estão em fase de desenvolvimento e apresentam estruturas pequenas que podem ser vistas onde apontam as setas.

A Figura 52 ajuda a confirmar esta hipótese, porque, por exemplo, na noite de 06 de julho de 2002 (esquerda) as bolhas estão se propagando para oeste e apresentam uma estrutura vertical que ocupa apenas metade da imagem. Isto caracteriza uma

bolha que ainda está em formação. No dia 25 de junho de 2003 (direita) é mais evidente ainda, vê-se que a bolha ocupa apenas a parte superior da imagem.

DERIVA LESTE-OESTE DE BOLHAS NUM DIA MAGNETICAMENTE CALMO

Muito embora se tenha encontrado derivas de bolhas para oeste associadas à valores de Dst acedentes, este é um caso muito especial, pois acontece na fase final de uma tempestade magnética moderada (fase de recuperação) e algumas horas do início de uma nova tempestade magnética moderada (como pode ser visto na Figura 53). A deriva sofre uma aceleração média de $59 \frac{m/s}{h}$ na direção leste-oeste entre aproximadamente 23:40 e 00:10 HL e, em seguida, é freada a uma taxa média de $28 \frac{m/s}{h}$ chegando a parar por volta 01:30 HL e iniciar um modesto movimento para leste. O restante da evolução desta irregularidade não foi possível acompanhar devido à presença de nuvens no campo de visão do instrumento.

Este é um caso curioso e que o modelo do dínamo estudado não consegue explicar, pois foge completamente dos padrões observados. A estrutura deste evento é algo bastante diferente, pois ele aparenta ter dimensões bastante elevadas e apenas uma parte deste é vista pelo instrumento. Outra característica diferente é a direção de propagação que um pouco inclinada para noroeste.

Devido a estas características incomuns desta irregularidade e com os dados disponíveis não é possível dá uma explicação plausível para este evento e ele continua em aberto e necessita ser mais bem investigado usando outros tipos de dados. Recentemente Pimenta et al. (2008) publicaram estudos em que observaram

estruturas semelhantes a esta e as denominaram de Distúrbios Ionosféricos Propagantes.

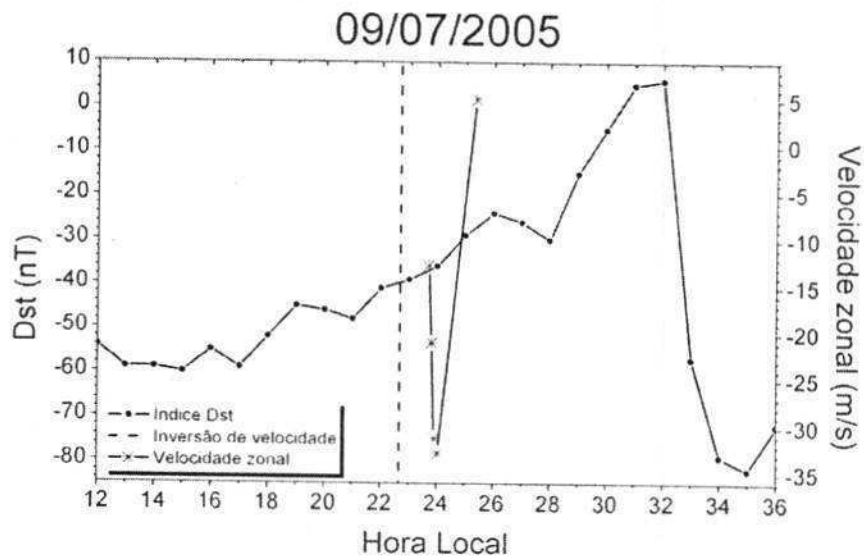


Figura 53 – Evolução noturna da deriva zonal de bolhas (linhas com asteriscos) e do índice Dst (linhas com círculos) entre os dias 09/07/2005 e 10/07/2005.

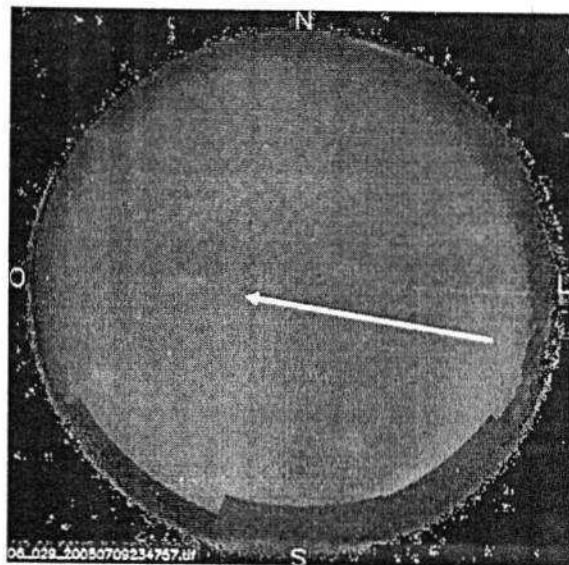


Figura 54 – Irregularidade observada na noite 09/07/2005 (região escura). A seta branca indica o sentido de propagação.

CAPÍTULO 9

CONCLUSÕES

São reunidos neste trabalho resultados de quase sete anos (setembro de 2000 a abril de 2007) de observações de bolhas de plasma ionosféricas através de imagens do OI 630 nm atmosférico. Durante esse período foram feitas um total de 6.479 horas de observações do airglow e essas observações resultaram em mais de 55.500 imagens do OI 630 nm. Os principais resultados obtidos podem ser sumarizados em duas partes, uma referente ao comportamento das bolhas em noites sem tempestades e outra referente ao deslocamento para oeste.

PRINCIPAIS RESULTADOS

COMPORTAMENTO ESTATÍSTICO DA VELOCIDADE DAS BOLHAS EM NOITES MAGNETICAMENTE CALMAS

O comportamento da deriva zonal de bolhas em noites magneticamente calmas foi estudado estatisticamente e obteve-se o seguinte:

- Os valores médios mensais da deriva zonal de bolhas foram maiores para o período de máximo da atividade solar, pois os gradientes de pressão

produzidos pelo aquecimento da camada F são mais intensos neste período e, em consequência, a velocidade do vento zonal é maior;

- Ao longo da noite, as bolhas apresentaram velocidades médias que atingiram um pico entre 20:00 e 21:00 HL e depois decaíram gradativamente até o fim da noite. Este comportamento acompanha o padrão observado pelo vento zonal termosférico;
- A média das velocidades ao longo da noite foram maiores durante o verão do que nos equinócios. Isso também devido ao gradiente horizontal de pressão ser mais intenso no verão;
- No outono o comportamento médio foi muito semelhante ao da primavera, só que com valores menores de velocidades;
- No verão o pico de velocidade das bolhas aconteceu uma hora depois (21:00 HL) em relação ao pico dos equinócios (20:00 HL) e foi observado um decréscimo nas velocidades médias mais acentuado no verão que nos equinócios. Este resultado concorda com modelos teóricos estudados.

COMPORTAMENTO DA DERIVA ZONAL LESTE-OESTE DE BOLHAS DE PLASMA

Foram observados dezesseis casos em que a deriva de bolhas eram no sentido leste-oeste. Casos como esses são raros e, até então, todos os que tinham sido observados estavam associados a tempestades geomagnéticas moderadas e

intensas. Neste trabalho podem-se tirar as seguintes conclusões sobre estes eventos:

- A maioria dos eventos (nove) foi observada no inverno e os outros sete casos nos meses dos equinócios (cinco na primavera e dois no outono). Como a inversão do sentido da velocidade das bolhas está relacionada com a inversão do vento zonal, é mais propício que aconteça quando o vento zonal for menos intenso como é caso do inverno. Isso é reforçado pelo fato que no verão não foi observado nenhum caso. Não existe muita diferença entre os valores do vento observado nos equinócios e no verão, no entanto na hora média de ocorrência das inversões os valores do vento zonal nos equinócios são menores. Portanto, a inversão do sentido de propagação das bolhas depende diretamente da intensidade do vento zonal;
- A maior parte dos eventos aconteceram com valores intermediários do fluxo solar (entre 100 e $175 \times 10^{-22} \text{ W/m}^2\text{Hz}$), apenas um caso aconteceu quando o fluxo solar foi inferior $100 \times 10^{-22} \text{ W/m}^2\text{Hz}$ (atividade solar baixa) e dois casos aconteceram para valores de fluxo superior a $325 \times 10^{-22} \text{ W/m}^2\text{Hz}$. Os dados não mostraram uma correlação entre o acontecimento dos eventos e a atividade solar, mas, pelos menos, estes dois últimos casos devem ter sido afetados pela atividade solar;
- Com respeito à atividade magnética, 50% dos casos aconteceram em períodos de tempestades geomagnéticas moderadas, seis casos durante tempestades magnéticas fracas, um durante período calmo e apenas um durante uma tempestade intensa. Estes resultados mostraram que existe uma

tendência dos eventos acontecerem em períodos de atividade magnética moderada, mas, pode-se observar bolhas para oeste em períodos de atividade magnética fraca e também em períodos calmos.

Pelo que foi estudado em relação às possíveis causas de inversão do sentido da velocidade de bolhas pode-se inferir que:

- Durante sub-tempestade magnética, três casos de inversão no sentido de velocidade de bolhas (30/05/2003, 01/06/2003 e 29/07/2005) devem estar relacionados com a penetração de campos elétricos que surgem devido aos distúrbios no campo magnético horizontal. O outro caso (08/11/2004) deve estar relacionado com modificações no vento zonal termosférico devido à efeitos combinados da força de Coriolis e o surgimento de células de convecção vindas das regiões polares causadas pela penetração de energia de tempestades geomagnéticas;
- Em períodos de tempestades magnéticas moderadas três casos devem estar relacionados com a penetração de campos elétricos devido ao dínamo perturbado (23/09/2003, 12/07/2004 e 13/10/2004) e os outros dois casos (30 e 31/07/2003) podem ter sido causados por divergência horizontal de correntes elétricas. Estes últimos casos merecem uma atenção especial, pois ocorreram praticamente na mesma hora e em dias consecutivos. No entanto, não é possível fazer ainda nenhuma afirmação mais precisa para estes dois últimos casos;

- Em noites de atividade magnética fraca, quatro casos (28/06/2003, 12/07/2004, 04/07/2005 e 29/7/2005) podem estar relacionados com a penetração de campos elétricos de altas latitudes. Mesmo sendo a taxa de queda do Dst pequena. Como os valores da velocidade zonal do plasma também é pequena, é possível que campos de polarização tenham força suficiente para inverter o sentido de propagação das bolhas. Os outros dois casos (06/07/2002 e 25/06/2003) também observados neste período não podem estar relacionados nem com distúrbios no vento zonal nem com a penetração de campos elétricos Hall, resta apenas a hipótese de serem afetados pela divergência de correntes elétricas. Uma causa provável é que no instante de inversão da deriva nestes eventos as bolhas ainda não estavam completamente formadas e é possível que a dinâmica ainda não tivesse sendo controlada integralmente pelo dínamo da região F;
- O caso do dia 29 de julho de 2005 teve um comportamento muito peculiar e apenas a divergência horizontal de correntes elétricas é que poderia explicar este evento. Mesmo assim este evento apresentou características incomuns a todos os outros, como é o caso da direção de propagação e o horário de início de formação. Este é um caso que merece ser estudado em outra oportunidade.

Dos dezesseis casos observados em que as bolhas mudaram o sentido de propagação, a causa da inversão do sentido da velocidade de dez deles devem estar relacionados com a penetração de campos elétricos; dois com a fase inicial de desenvolvimento das bolhas e um deles com a mudança do sentido de vento zonal devido à atividade magnética intensa. A inversão de sentido de outros dois pode

estar relacionada com a tempestade magnética ou com a divergência horizontal de correntes elétricas. Por último, um caso precisa ser avaliado com mais dados.

CONSIDERAÇÕES FINAIS

Com dados de imagens e índices magnéticos não é possível fazer um estudo quantitativo e detalhado sobre todas as causas de inversões do sentido de propagação das bolhas, mas é possível diagnosticar qualitativamente as causas analisando a hora em que o evento está ocorrendo e os respectivos valores do Dst. Os dados de imagens destacam-se neste tipo de estudo, pois com eles é possível observar o evento acontecendo e calcular a velocidade de derivas das bolhas. Sendo assim, estes estudos podem ser complementados e enriquecidos com dados da altura da camada F (dados de ionossondas), dados das variações do campo geomagnético para períodos menores que uma hora que podem ser obtidos com magnetômetros, dados de condutividade das camadas e dados que forneçam informações sobre a quantidade de energia que invade as regiões aurorais durante uma tempestade. Uma complementação de estudos desta natureza pode fornecer informações suficientes para avaliar com mais precisão a dinâmica das bolhas.

REFERÊNCIAS

- ABDU, M. A.; BATISTA, I. S.; WALKER, G.; SOBRAL, J. H. A.; TRIVEDI, N. B. E PAULA, E. R. D. Equatorial ionospheric electric fields during magnetospheric disturbances: local time/longitude dependences from recent EITS campaigns. Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, v.57, p.1065-1083. 1995.
- ABDU, M. A.; JAYACHANDRAN, P. T.; MACDOUGALL, J.; CECILE, J. F. E SOBRAL, J. H. A. Equatorial F region zonal plasma irregularity drifts under magnetospheric disturbances. Geophysical Research Letters, v.25, n.22, p.4137-4140. 1998.
- ABDU, M. A.; BATISTA, I. S.; TAKAHASHI, H.; MACDOUGALL, J.; SOBRAL, J. H. A.; MEDEIROS, A. F. E TRIVEDI, N. B. Magnetospheric disturbance induced equatorial plasma bubble development and dynamics: A case study in Brazilian sector. Journal of Geophysical Research, v.108, n.A12, p.14-1 - 14-13. 2003a.
- ABDU, M. A.; MACDOUGALL, W.; BATISTA, I. S.; SOBRAL, J. H. A. E JAYACHANDRAN, P. T. Equatorial evening prereversal electric field enhancement and sporadic E layer disruption: A manifestation of E and F region coupling. Journal of Geophysical Research, v.108, n.A6, p.1254. 2003b.
- ABDU, M. A. Equatorial ionosphere–thermosphere system: Electrodynamics and irregularities. Advances in Space Research, v.35, p.771–787. 2005.
- ARRUDA, D. C. S.; SOBRAL, J. H. A.; ABDU, M. A.; CASTILHO, V. M.; TAKAHASHI, H.; MEDEIROS, A. F. E BURITI, R. A. Theoretical and experimental zonal drift velocities of the ionospheric plasma bubbles over the Brazilian region. Advances in Space Research, v.38, p.2610-2614. 2006.
- BATISTA, I. S.; MEDEIROS, R. T.; ABDU, M. A.; SOUZA, J. R.; BAILEY, G. J. E DE PAULA, E. R. Equatorial ionospheric vertical plasma drift model over Brazilian region. Journal of Geophysical Research, v.101, n.A5, p.10887-10892. 1996.
- BERTONI, F.; BATISTA, I. S.; ABDU, M. A.; REINISCH, B. W. E KHERANI, E. A. A comparison of ionospheric vertical drift velocities measured by Digisonde and Incoherent Scatter Radar at the magnetic equator. Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, v.68, p.669–678. 2006.
- BITTENCOURT, J. A.; SAHAI, Y.; FAGUNDES, P. R. E TAKAHASHI, H. Simultaneous observations of equatorial F-region plasma depletions and thermospheric winds. Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, v.59, n.9, p.1049-1059. 1997.
- CHU, F. D.; LIU, J. Y.; TAKAHASHI, H.; SOBRAL, J. H. A.; TAYLOR, M. J. E MEDEIROS, A. F. The climatology of ionospheric plasma bubbles and irregularities over Brazil. Annales Geophysicae, v.23, 28 February 2005, p.379–384. 2005.

CONSULTANTS, K. Telecentric Imaging System for INPE: INPE: 41 p. 1999

DE PAULA, E. R.; KANTOR, I. J.; SOBRAL, J. H. A.; TAKAHASHI, H.; SANTANA, D. C.; GOBBI, D.; MEDEIROS, A. F.; LIMIRO, L. A. T.; KIL, H.; KINTNER, P. M. E TAYLOR, M. J. Ionospheric irregularity zonal velocities over Cachoeira Paulista. Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, v.64, p.1511–1516. 2002.

FAGUNDES, P. R.; SAHAI, Y. E TAKAHASHI, H. Investigation of OI 557.7 nm and OI 630.0 nm nightglow intensity ratios during the occurrence of equatorial F-region plasma bubbles. Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, v.57, n.8, p.929-932. 1995a.

FAGUNDES, P. R.; SAHAI, Y.; BITTENCOURT, J. A. E TAKAHASHI, H. Relationship between generation of equatorial F-region plasma bubbles and thermospheric dynamics. Adv. Space Res., v.16, n.5, p.117-120. 1995b.

FEJER, B. G.; SOUZA, J. R.; SANTOS, A. S. E PEREIRA, A. E. C. Climatology of F region zonal plasma drifts over Jicamarca. Journal of Geophysical Research, v.110, n.A12310. 2005.

FORBES, J. M.; ROBLEL, R. G. E MARCOS, F. A. Equatorial penetration of magnetic disturbance effects in the thermosphere and ionosphere. Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, v.57, n.10, p.1085-1093. 1995.

GARCIA, F. J.; TAYLOR, M. J. E KELLEY, M. C. Two-dimensional spectral analysis of mesospheric airglow image data. Applied Optics, v.36, n.29, October, 10 1997, p.7374-7385. 1997.

GENTILE, L. C.; BURKE, W. J. E RICH, F. J. A climatology of equatorial plasma bubbles from DMSP 1989–2004. Radio Science, v.41, n.RS5S21. 2006.

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

HAERENDEL, G.; ECCLES, J. V. E CAKIR, S. Theory of modeling the equatorial evening ionosphere and origin of the shear in horizontal plasma flow. Journal of Geophysical Research. 1992.

HARGREAVES, J. K. The solar-terrestrial environment. Cambridge: Cambridge University Press. 1992. 420 p.

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

HOLTON, J. R. An Introduction to Dynamic Meteorology. New York: Academic Press, INC., v.48. 1992. 511 p. (International Geophysics Series)

HUANG, C. M.; RICHMOND, A. D. E CHEN, M. Q. Theoretical effects of geomagnetic activity on low-latitude ionospheric electric fields. Journal of Geophysical Research, v.110, n.A05312. 2005.

KELLEY, M. C.; BAKER, K. D. E ULWICK, J. C. Late time barium cloud striations and their possible relationship to equatorial spread F. Journal of Geophysical Research, v.84, p.1898. 1979.

KELLEY, M. C. The Earth's Ionosphere: Plasma Physics and Electrodynamics. New York: Academic Press, INC., v.43. 1989. 485 p. (International Geophysics Series)

LIU, H.; LÜHR, H.; WATANABE, S.; KÖHLER, W.; HENIZE, V. E VISSER, P. Zonal winds in the equatorial upper thermosphere: Decomposing the solar flux, geomagnetic activity, and seasonal dependencies. Journal of Geophysical Research, v.v. 111, n.A07307, July, 15 2006, p.1-13. 2006.

MACKAY, C. D. Charge-Coupled Devices in Astronomy. Astron. Astrophys., v.1986.24, p.255-258. 1986.

MARTINIS, C. R.; MENDILLO, M. J. E AARONS, J. Toward a synthesis of equatorial spread F onset and suppression during geomagnetic storms. Journal of Geophysical Research, v.110, n.A07306. 2005.

MEDEIROS, A. F. Observações de ondas de gravidade através do imageamento da aeroluminescência. (Tese de Doutorado em Geofísica Espacial). INPE, Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2001. 187 p.

MENDILLO, M.; LIN, B. E AARONS, J. The application of GPS observations to equatorial aeronomy. Radio Science, v.35, n. 3, p.p. 885-904. 2000.

MOON, G.-H.; AHN, B.-H. E SUN, W. Estimation of the Dst index based on the AL index. Advances in Space Research, v.37, p.1148–1151. 2006.

MURALIKRISHNA, P. Electron temperature variations in developing plasma bubbles – rocket observations from Brazil. Advances in Space Research, 2005.

OTSUKA, Y.; SHIOKAWA, K. E OGAWA, T. Geomagnetic conjugate observations of equatorial airglow depletions. Geophysical Research Letters, v.29, n.15, p.1753. 2002.

PAULINO, I.; MEDEIROS, A. F. E BURITI, R. A. Comportamento sazonal da ocorrência de bolhas de plasma na região tropical do Brasil observado pelo imageamento do airglow na emissão do oi 630,0 nm. Revista Brasileira de Geofísica, v.25, Supl.2, p.129-134. 2007.

PHOTOMETRICS. Liquid Circulation Unit: Photometrics Ltd.: 6 p. 1999a

PHOTOMETRICS. Advanced Camera Operation: Photometrics Ltd.: 37 p. 1999b.

PI, X.; WANG, C.; HAJJ, G. A.; ROSEN, G.; WILSON, B. D. E BAILEY, G. J. Estimation of $E \times B$ drift using a global assimilative ionospheric model: An observation system simulation experiment. Journal of Geophysical Research, v.108, n.A2, p.1075. 2003.

PIMENTA, A. A.; FAGUNDES, P. R.; BITTENCOURT, J. A. E SAHAI, Y. Relevant aspects of equatorial plasma bubbles under different solar activity conditions. Adv. Space Res., v.27, n.6-7, p.1213-1218. 2001a.

PIMENTA, A. A.; FAGUNDES, P. R.; BITTENCOURT, J. A.; SAHAI, Y.; GOBBI, D.; MEDEIROS, A. F.; TAYLOR, M. J. E TAKAHASHI, H. Ionospheric plasma bubble zonal drift: a methodology using OI 630 nm all-sky imaging systems. Adv. Space Res., v.27, n.6-7, p.1219-1224. 2001b.

PIMENTA, A. A. Estudos da deriva zonal e Dinâmica das Bolhas de Plasma na região Tropical. (Tese de Doutorado em Geofísica Espacial). Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2002. 184 p.

PIMENTA, A. A.; BITTENCOURT, J. A.; FAGUNDES, P. R.; SAHAI, Y.; BURITI, R. A.; TAKAHASHI, H. E TAYLOR, M. J. Ionospheric plasma bubble zonal drifts over the tropical region: a study using OI 630 nm emission all-sky images. Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, v.65, p.1117-1126. 2003.

PIMENTA, A. A.; KELLEY, M. C.; SAHAI, Y.; BITTENCOURT, J. A. E FAGUNDES, P. R. Thermospheric dark band structures observed in all-sky OI 630 nm emission images over the Brazilian low-latitude sector. J. Geophys. Res., v.113, A01307. 9 p. 2008.

REINISCH, B. W. E HUANG, X. Low Latitude Digisonde Measurements and Comparison with IRI. Advances in Space Research, v.18, n.5, p.(6)5-(6)12. 1996.

RICHARDSON, I. G.; D. F. WEBB; ZHANG, J.; BERDICHEVSKY, D. B.; BIESECKER, D. A.; KASPER, J. C.; KATAOKA, R.; STEINBERG, J. T.; THOMPSON, B. J.; WU, C. C. E ZHUKOV, A. N. Major geomagnetic storms (Dst < -100 nT) generated by corotating interaction regions. Journal of Geophysical Research, v.111, n.A07S09. 2006.

RICHMOND, A. D. E LU, G. Upper-atmospheric effects of magnetic storms: a brief tutorial. Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, v.62, p.1115-1127. 2000.

SAHAI, Y.; FAGUNDES, P. R.; BITTENCOURT, J. A. E ABDU, M. A. Occurrence of large scale equatorial F-region plasma depletions during geomagnetic disturbances. Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, v.60, p.1593-1604. 1998.

SAHAI, Y.; FAGUNDES, P. R. E BITTENCOURT, J. A. Solar cycle effects on large scale equatorial f-region plasma depletions. Adv. Space Res., v.24, n.11, p.1477-1480. 1999.

SAHAI, Y.; FAGUNDES, P. R. E BITTENCOURT, J. A. Transequatorial F-region ionospheric plasma bubbles: solar cycle effects. Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, v.62, p.1377-1383. 2000.

SANTANA, D. C.; SOBRAL, J. H. A.; TAKAHASHI, H. E TAYLOR, M. J. Optical studies of the ionospheric irregularities over the Brazilian region by nocturnal images of the OI 630 nm emission. Adv. Space Res., v.27, n.6-7, p.1207-1212. 2001.

SOBRAL, J. H. A.; ABDU, M. A. E BATISTA, I. S. Emission studies on ionosphere dynamics over low latitude in Brazil. Annales Geophysicae, v.36, n.2, p.199-204. 1980a.

SOBRAL, J. H. A.; ABDU, M. A.; BATISTA, I. S. E ZAMLUTTI, C. J. Association between plasma bubble irregularities and emission disturbance over Brazilian low latitudes. Geophysical Research Letters, v.11, n.7, p.980-982. 1980b.

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

SUGIURA, M. Hourly values of equatorial Dst for the IGY. Ann. Int. Geophys, v.35, n.9. 1964.

TEMERIN, M. E LI, X. Dst model for 1995–2002. Journal of Geophysical Research, v.111, n.A04221. 2006.

TERRA, P. M.; SOBRAL, J. H. A.; ABDU, M. A.; SOUZA, J. R. E TAKAHASHI, H. Plasma bubble zonal velocity variations with solar activity in the Brazilian region. Annales Geophysicae, v.22, p.3123–3128. 2004.

VASSILIADIS, D. Systems theory for geospace plasma dynamics. Reviews of Geophysics, v.44, n.RG2002. 2006.

WEBER, E. J.; BUCHAU, J.; EATHER, R. H. E MENDE, S. B. North-south aligned equatorial airglow depletion. Journal of Geophysical Research, v.83, p.712-716. 1978.

APÊNDICE A

OS TENSORES DENSIDADE DE FLUXO DE MOMENTUM

Para entender o tensor momentum material, considere uma simples partícula de massa m e velocidade \vec{v} . O momentum $m\vec{v}$ é carregado pela velocidade \vec{v} ao longo de sua direção resultando num tensor fluxo de momentum dado por

$$\pi_m = \vec{v}m\vec{v} \quad [\text{A.1}]$$

ou, escrevendo na forma matricial,

$$(\pi_m)_{jk} = mv_j v_k \quad [\text{A.2}]$$

Uma forma análoga para um fluido de densidade ρ caracterizado por um fluxo médio de velocidade \vec{U} é

$$(\pi_m)_{jk} = \rho U_j U_k \quad [\text{A.3}]$$

Esta parte do tensor fluxo de momentum descreve como o momentum é transferido com fluido pelo movimento do mesmo. A divergência do tensor fluxo de momento é um vetor e pode ser escrita por

$$(\nabla \cdot \pi)_i = \sum_k \frac{\partial \pi_{ik}}{\partial x_k} \quad [\text{A.4}]$$

sendo assim, para o nosso caso

$$(\nabla \cdot \pi_m)_i = \sum_k \frac{\partial \rho U_i U_k}{\partial x_k} = \sum_k \left[U_k \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho U_i) + \rho U_i \frac{\partial}{\partial x_k} (U_k) \right] \quad [\text{A.5}]$$

que é um vetor na forma

$$\nabla \cdot \pi_m = \vec{U} \cdot \nabla (\rho \vec{U}) + \rho \vec{U} (\nabla \cdot \vec{U}) \quad [\text{A.6}]$$

O fluxo de momentum devido a ondas π_w pode ser muito importante na alta atmosfera. Ondas de regiões de densidade menor tendem a crescer em amplitude. Se estas ondas são absorvidas em determinadas altitudes $\nabla \cdot \pi_w \neq 0$ e a atmosfera local será acelerada.

APÊNDICE B

SOLUÇÃO DE UMA IDENTIDADE VETORIAL

Considere a seguinte equação vetorial

$$\vec{A} - k(\vec{A} \times \vec{B}) = \vec{C}, \quad [\text{B.1}]$$

\vec{A} , \vec{B} e \vec{C} são vetores quaisquer e k é uma constante arbitrária. Pretende-se reescrever esta equação de modo que o vetor \vec{A} tome uma forma mais apropriada para ser trabalhada nos casos discutidos nos Capítulos 2 e 4 (Equações [2.85] e [4.2]), para tanto será tomado o produto vetorial com \vec{B} em ambos os lados da equação, ou seja

$$\vec{A} \times \vec{B} - k(\vec{A} \times \vec{B}) \times \vec{B} = \vec{C} \times \vec{B}, \quad [\text{B.2}]$$

mas

$$\begin{aligned} (\vec{A} \times \vec{B}) \times \vec{B} &= -\vec{B} \times (\vec{A} \times \vec{B}) \\ &= -\vec{A}(\vec{B} \cdot \vec{B}) + \vec{B}(\vec{B} \cdot \vec{A}). \\ &= -\vec{A}B^2 + \vec{B}(\vec{B} \cdot \vec{A}) \end{aligned} \quad [\text{B.3}]$$

Substituindo o resultado [B.3] em [B.2] tem-se

$$\begin{aligned}\vec{C} \times \vec{B} &= \vec{A} \times \vec{B} - k \left[-\vec{A}B^2 + \vec{B}(\vec{B} \cdot \vec{A}) \right] \\ &= \vec{A} \times \vec{B} + kB^2 \vec{A} - k\vec{B}(\vec{B} \cdot \vec{A})\end{aligned}\quad [\text{B.4}]$$

Da Equação [B.1] pode-se tirar que

$$(\vec{A} \times \vec{B}) = \frac{1}{k}(\vec{A} - \vec{C}). \quad [\text{B.5}]$$

Logo,

$$\begin{aligned}\vec{C} \times \vec{B} &= \vec{A} \times \vec{B} - k \left[-\vec{A}B^2 + \vec{B}(\vec{B} \cdot \vec{A}) \right] \\ &= \frac{1}{k}(\vec{A} - \vec{C}) + kB^2 \vec{A} - k\vec{B}(\vec{B} \cdot \vec{A}) \\ &= \left(\frac{1}{k} + kB^2 \right) \vec{A} - \frac{1}{k} \vec{C} - k\vec{B}(\vec{B} \cdot \vec{A})\end{aligned}\quad [\text{B.6}]$$

Portanto,

$$\vec{A} = \left(\frac{k}{1+k^2B^2} \right) (\vec{C} \times \vec{B}) + \left(\frac{1}{1+k^2B^2} \right) \vec{C} + \left(\frac{k^2}{1+k^2B^2} \right) (\vec{B} \cdot \vec{A}) \vec{B}. \quad [\text{B.7}]$$

Esta é a identidade vetorial para \vec{A} usada nos Capítulos 2 e 4.

APÊNDICE C

CAMPO MAGNÉTICO DE UM DIPOLO

Neste Apêndice será calculado o campo magnético de um dipolo. Considere uma distribuição volumétrica de correntes elétricas conforme ilustra a Figura 55.

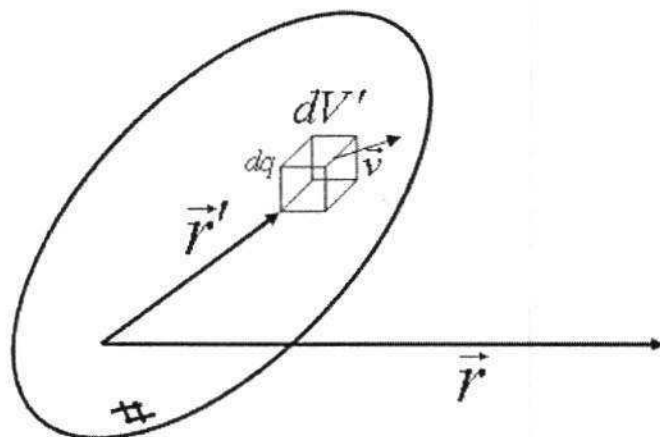


Figura 55 – Esquema de uma distribuição volumétrica de corrente elétrica. O volume total representado pelo elipsóide é dividido em partes infinitesimais contendo uma quantidade de carga dq e movendo-se a uma velocidade \vec{v} .

Seja $\vec{J}(\vec{r}')$ a densidade volumétrica de corrente elétrica. Se dividirmos o volume em elementos infinitesimais para utilizar o conceito de cargas puntiformes conforme ilustra a Figura 55. O campo magnético devido ao elemento dV' será

$$\vec{B}_{\Delta V'} = \frac{\mu_0}{4\pi} dq \vec{v} \times \frac{(\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3}, \quad [\text{C.1}]$$

\vec{v} é a velocidade das cargas dentro do elemento de volume, μ_0 é a permeabilidade magnética do vácuo, \vec{r}' é o vetor que localiza a distribuição de cargas e \vec{r} localiza o ponto onde se deseja calcular o campo.

A carga contida no interior de um elemento de volume é $dq = Nq dV'$, N é a densidade numérica de cargas, assim a Equação [C.1] torna-se:

$$\vec{B}_{\Delta V'} = \frac{\mu_0}{4\pi} Nq \vec{v} \times \frac{(\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} dV', \quad [\text{C.2}]$$

mas $Nq \vec{v} = \vec{J}(\vec{r}')$. Utilizando o princípio da superposição, tem-se:

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \vec{J}(\vec{r}') \times \frac{(\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} dV'. \quad [\text{C.3}]$$

Este é o campo magnético para uma distribuição volumétrica de correntes elétricas.

Mas, sabe-se que

$$\frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} = -\nabla \left(\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right). \quad [\text{C.4}]$$

Sendo assim a Equação [C.3] pode ser rescrita da forma

$$\vec{B}(\vec{r}) = -\frac{\mu_0}{4\pi} \int_{V'} \left[\vec{J}(\vec{r}') \times \nabla \left(\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right) \right] dV'. \quad [\text{C.5}]$$

Usando uma identidade vetorial podemos escrever o integrando da equação anterior como segue

$$\begin{aligned} \nabla \times \left[\frac{\vec{J}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right] &= \nabla \left(\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right) \times \vec{J}(\vec{r}') + \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \nabla \times \vec{J}(\vec{r}') \\ \nabla \times \left[\frac{\vec{J}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right] &= -\vec{J}(\vec{r}') \times \nabla \left(\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right) \end{aligned} \quad [\text{C.6}]$$

pois $\nabla \times \vec{J}(\vec{r}') = 0$. Assim a Equação [C.5] fica

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{V'} \nabla \times \left[\frac{\vec{J}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right] dV', \quad [\text{C.7}]$$

ou

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A}, \quad [\text{C.8}]$$

e assim,

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{V'} \left[\frac{\vec{J}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right] dV', \quad [\text{C.9}]$$

$\vec{A}(\vec{r}) \sqrt{a^2 + b^2}$ é o potencial vetorial magnético.

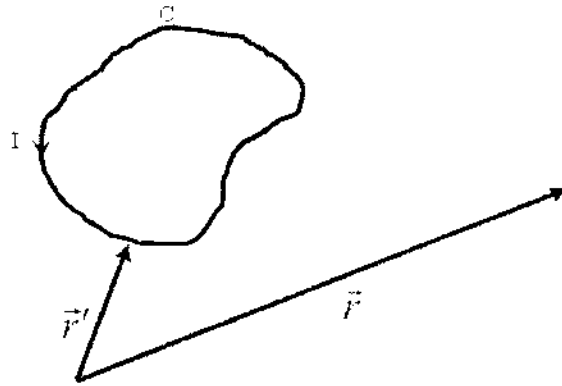


Figura 56 – Esquema de circuito C no qual circula uma corrente elétrica I que está gerando um campo magnético numa distância r .

Para encontrarmos o campo magnético de um dipolo vamos utilizar a aproximação de campo magnético para um circuito distante. Nesta aproximação $|r| = r$, $|r'| = r'$ e $r \gg r'$, ou seja a distância até o circuito é muito menor do que a distância onde se quer calcular o campo magnético. Como o campo será gerado por um circuito C como ilustra a Figura 56, as seguintes modificações na Equação [C.9] podem ser feitas

$$\begin{aligned}
 \text{"}\vec{j}dV\text{"} &\rightarrow \text{"}Idl\text{"} \\
 \int_V &\rightarrow \oint_C
 \end{aligned}
 \tag{C.10}$$

assim,

$$\vec{A}(r) = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \oint_C \frac{dr'}{|r - r'|}
 \tag{C.11}$$

mas

$$\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = (r^2 - 2\vec{r} \cdot \vec{r}' + r'^2)^{-\frac{1}{2}} = \frac{1}{r} \left(1 - \frac{2\vec{r} \cdot \vec{r}'}{r^2} + \frac{r'^2}{r^2} \right)^{-\frac{1}{2}}, \quad [\text{C.12}]$$

como $r \gg r'$, tem-se, em primeira aproximação

$$\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = \frac{1}{r} \left(1 - \frac{2\vec{r} \cdot \vec{r}'}{r^2} \right)^{-\frac{1}{2}}, \quad [\text{C.13}]$$

Obs.: se $x \ll 1$, $(1+x)^n = 1+nx$, portanto

$$\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = \frac{1}{r} \left(1 + \frac{\vec{r} \cdot \vec{r}'}{r^2} \right) = \frac{1}{r} + \frac{\vec{r} \cdot \vec{r}'}{r^3}. \quad [\text{C.14}]$$

Substituindo a Equação [C.14] na Equação [C.11], tem-se

$$\begin{aligned} \vec{A}(\vec{r}) &= \frac{\mu_0 I}{4\pi c} \oint \left[\frac{1}{r} + \frac{\vec{r} \cdot \vec{r}'}{r^3} \right] d\vec{r}' \\ &= \frac{\mu_0 I}{4\pi r^3} \oint (\vec{r} \cdot \vec{r}') d\vec{r}' \end{aligned} \quad [\text{C.15}]$$

Pode-se ainda usar as identidades vetoriais

$$(\vec{r}' \times d\vec{r}') \times \vec{r} = -r'(\vec{r} \cdot d\vec{r}') + (\vec{r} \cdot \vec{r}') d\vec{r}', \quad [\text{C.16}]$$

$$d[\vec{r}'(\vec{r} \cdot \vec{r}')] = d\vec{r}'(\vec{r} \cdot \vec{r}') + \vec{r}'(\vec{r} \cdot d\vec{r}'). \quad [\text{C.17}]$$

Somando as duas equações acima

$$2d\vec{r}'(\vec{r}\cdot\vec{r}') = d[\vec{r}'(\vec{r}\cdot\vec{r}')] + (\vec{r}' \times d\vec{r}') \times \vec{r}. \quad [\text{C.18}]$$

Sendo assim o potencial vetorial da Equação [C.15] torna-se

$$\vec{A} = \frac{\mu_0}{4\pi r^3} \frac{I}{2} \left\{ \oint_C d[\vec{r}'(\vec{r}\cdot\vec{r}')] + \oint_C (\vec{r}' \times d\vec{r}') \times \vec{r} \right\}, \quad [\text{C.19}]$$

com isso, tem-se

$$\vec{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\frac{I}{2} \oint_C (\vec{r}' \times d\vec{r}') \right] \times \frac{\vec{r}}{r^3}. \quad [\text{C.20}]$$

e, por fim

$$\vec{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \vec{m} \times \frac{\vec{r}}{r^3}, \quad [\text{C.21}]$$

neste caso,

$$\vec{m} = \frac{I}{2} \oint_C (\vec{r}' \times d\vec{r}'), \quad [\text{C.22}]$$

é o momento magnético do circuito. Mas, vimos que o campo magnético pode ser obtido a partir do potencial vetorial magnético de acordo com a Equação [C.8], assim o campo magnético de um dipolo será

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \nabla \times \left(\vec{m} \times \frac{\vec{r}}{r^3} \right). \quad [\text{C.23}]$$

Usando outra identidade vetorial podemos escrever

$$\begin{aligned} \nabla \times \left(\vec{m} \times \frac{\vec{r}}{r^3} \right) &= \left(\nabla \cdot \frac{\vec{r}}{r^3} \right) \vec{m} - (\nabla \cdot \vec{m}) \frac{\vec{r}}{r^3} + \left(\frac{\vec{r}}{r^3} \cdot \nabla \right) \vec{m} - (\vec{m} \cdot \nabla) \frac{\vec{r}}{r^3} \\ &= \vec{m} \left(\nabla \cdot \frac{\vec{r}}{r^3} \right) - (\vec{m} \cdot \nabla) \frac{\vec{r}}{r^3} \end{aligned} \quad [\text{C.24}]$$

Portanto o campo magnético de um dipolo será

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\vec{m} \left(\nabla \cdot \frac{\vec{r}}{r^3} \right) - (\vec{m} \cdot \nabla) \frac{\vec{r}}{r^3} \right]. \quad [\text{C.25}]$$