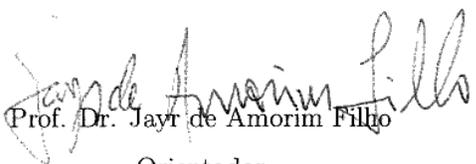


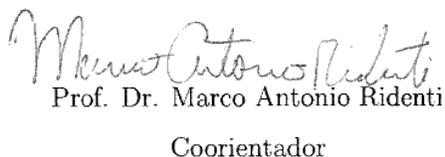
Dissertação apresentada à Pró-Reitoria de Pós-Graduação do Instituto Tecnológico de Aeronáutica, como parte dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Ciências no Programa de Pós-Graduação em Física, Área de Física de Plasmas.

Joel Anderson Ferreira Pinheiro

**ANOMALIA DE APPLETON E DISTRIBUIÇÃO DE
DENSIDADE ELETRÔNICA EM REGIÕES BRASILEIRAS
USANDO O SAMI2**

Dissertação aprovada em sua versão final pelos abaixo assinados:


Prof. Dr. Jayr de Amorim Filho
Orientador


Prof. Dr. Marco Antonio Ridenti
Coorientador

Prof. Dr. Pedro Teixeira Lacava
Pró-Reitor de Pós-Graduação

CAMPO MONTENEGRO
SÃO JOSÉ DOS CAMPOS, SP-BRASIL
2019

Dados Internacionais de Catalogação-na-Publicação (CIP) Divisão de Informação e Documentação

Ferreira Pinheiro, Joel Anderson.

Anomalia de Appleton e Densidade Eletrônica em Regiões Brasileiras usando o SAMI2 Brasileiras/ Joel Anderson Ferreira Pinheiro. 106f.

Dissertação de Mestrado-Curso de Física. Área de Física de Plasmas-Instituto Tecnológico de Aeronáutica, 2019. Orientador: Prof. Dr. Jayr de Amorim. Coorientador: Prof. Dr. Marco Ridenti.

1. Ionosférica Equatorial. 2. Simulação Numérica. 3. Modelo SAMI2

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

PINHEIRO, Joel A. F. **Anomalia de Appleton e Densidade Eletrônica em Regiões Brasileiras usando o SAMI2**.2019. 106f. Dissertação de mestrado em Física de Plasmas-Instituto Tecnológico de Aeronáutica. São José dos Campos.

CESSÃO DE DIREITOS

NOME DO AUTOR: Joel Anderson Ferreira Pinheiro

TITULO DO TRABALHO: Anomalia de Appleton e Densidade Eletrônica em Regiões Brasileiras usando o SAMI2.

TIPO DO TRABALHO/ANO: Dissertação / 2019

É concedida ao Instituto Tecnológico de Aeronáutica permissão para reproduzir cópias desta dissertação e para emprestar ou vender cópias somente para propósitos acadêmicos e científicos. O autor reserva outros direitos de publicação e nenhuma parte desta dissertação pode ser reproduzida sem a autorização do autor.

Joel Anderson Ferreira Pinheiro

Rua João Pedroso, 64 - Arruamento Fain José Feres

CEP: 13084-583, Campinas - SP

**ANOMALIA DE APPLETON E DISTRIBUIÇÃO DE
DENSIDADE ELETRÔNICA EM REGIÕES BRASILEIRAS
PELO MODELO SAMI2**

Joel Anderson Ferreira Pinheiro

Composição da Banca Examinadora:

Prof ^a . Dr	Marisa Roberto	Presidente	-	ITA
Prof. Dr	Jayr de Amorim Filho	Orientador	-	ITA
Prof. Dr	Marco Antonio Ridenti	Coorientador	-	ITA
Prof. Dr	Brett Vern Carlson	Membro Interno	-	ITA
Prof. Dr	Carlos Eduardo Fellows	Membro Externo	-	UFF

Agradecimentos

Agradeço a Deus por iluminar ao meu caminho até aqui.

Agradeço, com grande admiração, ao meu orientador Jayr de Amorim pela oportunidade concedida e orientação com atenção e confiança.

Agradeço, também com grande admiração, ao meu coorientador Marco Antonio Ridenti pela coorientação segura e auxílio na leitura dos atos.

Agradeço com especial carinho a Ana Rosa Santos Ferreira Pinheiro, João Damasceno Coelho Pinheiro, Jordânia Ferreira Pinheiro e a Rayanne França Santos por está sempre me apoiando, incondicionalmente, para que eu concluísse mais essa etapa da minha carreira acadêmica.

Agradeço ao Departamento de Física que me concederam a oportunidade da continuação de minha caminhada acadêmica.

Resumo

Este trabalho emprega o código SAMI2 na reprodução de fenômenos ionosféricos em regiões de baixas latitudes na zona do equador magnético e em especial para a região equatorial brasileira. Faz-se uma análise do efeito fonte e da Anomalia de Appleton reproduzidos pelo modelo do SAMI2 na região de Jicamarca-Peru, localizado sob o equador magnético, para o ano de 1994 para as diferentes estações do ano. Em seguida, um estudo comparativo entre os perfis de densidade eletrônica para as regiões brasileiras de Alcântara-MA e Natal-RN foi realizado através de uma sobreposição dos modelos reproduzidos pelo SAMI2 e o modelo ionosférico IRI-95/16 (Um modelo Ionosférico projetado pelo *Committee on Space Research* (COSPAR) e a *International Union of Radio Science*, URSI) em conjunto com as medidas obtidas por foguetes. O Efeito Fonte e a Anomalia de Appleton foram reproduzidos corretamente pelo código SAMI2. Em todas as simulações, é possível demonstrar que o modelo semi-empírico Scherliess/Fejer fornece uma estimativa consistente da velocidade de deriva $\vec{E} \times \vec{B}$. Definiu-se 5 casos (dois em Natal-RN e três em Alcântara-MA) para os anos de 1985, 1986, 1994, 1995 e 2012 para a análise das densidades eletrônicas geradas pelo modelo SAMI2. Os resultados obtidos através das simulações são consistentes com as medidas realizadas para os anos de 1985, 1986 e 1994. Já para os anos de 1995 e 2012 verificou-se uma discrepância entre os perfis das simulações e as medidas dos foguetes. Todos os casos foram simulados para condições calmas da atividade magnética. Evidenciou-se a necessidade de ajustes nos modelos empíricos adotados pelo SAMI2 como a atualização dos coeficientes do IGRF (*International Geomagnetic Reference Field*) e do modelo de ventos da atmosfera neutra.

Abstract

This work uses the SAMI2 code in the reproduction of ionospheric phenomena in regions of low-latitude ionosphere model in the region of the magnetic and especially for the Brazilian equatorial region. An analysis of the Fountain Effect and Appleton Anomaly is reproduced by the SAMI2 model in the region of Jicamarca-Peru, located under the magnetic equator, in the year of 1994 for the different seasons of this year. Then, a comparative study between the electronic density profiles for the Brazilian regions of Alcântara-MA and Natal-RN is made through an overlap of the models, reproduced in this work: by the SAMI2 and the ionospheric model IRI-95/16 (An Ionospheric model designed by the Committee on Space Research (COSPAR) and the International Union of Radio Science (URSI)) together with the measurements obtained by rockets. In all simulations, the consistency of the semi-empirical model of Scherliess/Fejer of the drift velocity $\vec{E} \times \vec{B}$ has been demonstrated.. Five cases (2 in Natal-RN and 3 in Alcântara-MA) were defined for 1985, 1986, 1994, 1995 and 2012 for the analysis of the electronic densities generated by the SAMI2 model. The results obtained through the simulations are consistent with the measurements carried out for the years 1985, 1986 and 1994. For the years 1995 and 2012 there was some discrepancy between the profiles of the simulations and measurements of the rockets. All cases were simulated for quiet conditions of magnetic activity. It was evidenced the need for adjustments in the empirical models adopted by the SAMI2 such as an update of the IGRF (International Geomagnetic Reference Field) coefficients and the neutral atmosphere wind model.

Lista de Figuras

2.1	Perfis típicos de temperatura atmosférica neutra e densidade do plasma ionosférico com as várias camadas designadas em função da altitude. Curva com linha sólida para o dia e curva com a linha tracejada para noite [1].	7
2.2	Composição atmosférica diurna do <i>International Quiet Solar Year</i> (IQSY), baseada em medidas espectrométricas de massa acima de White Sands, Novo México ($32^{\circ}N$, $106^{\circ}W$). A distribuição de hélio é de uma medição noturna. Distribuições acima de 250 km foram geradas a partir do satélite <i>Elektron 11</i> (1966) e resultados de Istomin juntamente com o satélite <i>Explorer XVII</i> e resultados de Reber e Nicolet (1965)[4].	10
2.3	Diagrama do fluxo de energia na região superior da atmosfera [4].	12
2.4	Perfis de densidade de elétrons na baixa ionosfera para condições de mínimo solar [1].	13
2.5	Perfis de densidade de elétrons na baixa ionosfera para máximo solar. [1].	13
2.6	Medições de composição de íons positivos em Praia do Cassino-RS, Brasil, para condições de pleno sol antes de um eclipse solar. [1.]	14
2.7	Representação do movimento do elétron como um dipolo elétrico [5].	16
2.8	Reflexão de ondas de rádio na ionosfera. [1.]	18
2.9	Ilustração do ambiente da magnetosfera da Terra e o vento solar. [7].	20
2.10	Diagrama esquemático que mostra a deflexão das partículas do vento solar pelo campo magnético da Terra. A visão estão no plano da elipse [1].	22
2.11	(a) Diagrama esquemático de uma magnetosfera fechada. A onda de choque de proa e o padrão de fluxo interno são esboçados em (b). [1.]	23

3.1	Geometria do sistema de coordenadas esférica geográfica em relação ao sistema inclinado.	26
3.2	Um triângulo esférico sob a superfície de uma esfera.	27
3.3	Triângulo Esférico.	28
3.4	Triângulo Esférico com os arcos dos sistemas geográfico e inclinado.	28
3.5	Frequências de colisão do elétron (vermelho) e íon (azul) com espécies neutras e a frequência angular do elétron e íon. Como esperado, a frequência de colisão das espécies carregadas com as espécies neutras vai decaindo com a altitude. Já a frequência angular não varia com a diminuição da altitude, lembrando que o mesmo foi definido em função de termos contantes [9].	39
4.1	Malha composta pelas células $i-1$, i , $i+1$ com as interfaces $i-1/2$ e $i+1/2$. O transporte na célula s_i é dado pelo fluxo na face $i - 1/2$ e na face $i + 1/2$	46
4.2	Geometria do tubo de fluxo com as coordenadas p_1 e p_2 [2].	48
5.1	Ventos termosféricos na região equatorial da camada E geram campos elétricos de dínamo à medida que os íons são arrastados através de \vec{B} . Os campos de dínamo também são transmitidos ao longo das linhas do campo geomagnético dipolar para a região F [4].	61
5.2	Padrão de deriva de plasma em baixas latitudes devido à ação combinada de um desvio $\vec{E} \times \vec{B}$ para cima perto do equador magnético e uma difusão descendente ao longo de \vec{B} [4].	62
5.3	Densidade de plasma na região de baixas latitudes ilustrando a anomalia de Appleton. O instrumento do satélite foi ajustado para medições para 300 km [15].	63
5.4	Densidade de elétrons às 1144 LT	64
5.5	Densidade de elétrons às 1904 LT	64
5.6	Densidade de elétrons às 0012 LT	64
5.7	Densidade de elétrons às 0506 LT	64
5.8	Densidade de Elétrons às 1144 LT	65
5.9	Densidade de Elétrons às 1904 LT	65
5.10	Densidade de Elétrons às 0012 LT	65

5.11	Densidade de Elétrons às 0506 LT	65
5.12	Densidade de Elétrons às 1144 LT	66
5.13	Densidade de Elétrons às 1904 LT	66
5.14	Densidade de Elétrons às 0012 LT	66
5.15	Densidade de Elétrons às 0506 LT	66
5.16	Densidade de Elétrons às 1144 LT	67
5.17	Densidade de Elétrons às 1904 LT	67
5.18	Densidade de Elétrons às 0012 LT	67
5.19	Densidade de Elétrons às 0506 LT	67
5.20	Perfis de altitude da densidade de elétrons estimados a partir dos dados do HFC do foguete, no qual a curva em preto mais espessa corresponde a subida e a curva menos espessa corresponde a descida, em 11 de dezembro de 1985. A linha tracejada corresponde ao perfil do modelo IRI-95 e por fim o perfil reproduzido pelo SAMI2 em vermelho.	71
5.21	Perfis de altitude da densidade de elétrons estimados a partir dos dados do HFC do foguete, no qual a curva em preto mais espessa corresponde a subida e a curva menos espessa corresponde a descida, em 31 de outubro de 1986. A linha tracejada corresponde ao perfil do modelo IRI-95 e por fim o perfil reproduzido pelo SAMI2 em vermelho.	72
5.22	Perfis de altitude da densidade de elétrons estimados a partir dos dados do HFC do foguete, no qual a curva em preto mais espessa corresponde a subida e a curva menos espessa corresponde a descida, em 14 de outubro de 1994. A linha tracejada corresponde ao perfil do modelo IRI-95 e por fim o perfil reproduzido pelo SAMI2 em vermelho.	73
5.23	Perfis de altitude da densidade de elétrons estimados a partir dos dados do LP do foguete, no qual a curva em preto mais espessa corresponde a subida e a curva menos espessa corresponde a descida, em 18 de dezembro de 1995. A linha tracejada corresponde ao perfil do modelo IRI-95 e por fim o perfil reproduzido pelo SAMI2 em vermelho.	74

5.24	Perfis de altitude da densidade de elétrons estimados a partir dos dados do LP do foguete, no qual a curva em roxo corresponde a subida do foguete e a curva em preto corresponde ao perfil do modelo IRI-16 e por fim o perfil reproduzido pelo SAMI2 em vermelho.	75
6.1	A relação entre esses os elementos que descrevem o campo geomagnético é mostrada no diagrama acima. Como o campo magnético da Terra é uma grandeza vetorial; em cada ponto do espaço, tem força e direção. Para descrevê-lo usa-se de três quantidades. Estes podem ser: três componentes de força ortogonais (X , Y e Z); a intensidade total do campo e dois ângulos (F, D, I); ou dois componentes de força e um ângulo (H, Z, D). [9].	88
6.2	A declinação das linhas de campo magnético local em Natal-RN em 11/12/1985 segundo o modelo IGRF	91
6.3	A declinação das linhas de campo magnético local em Natal-RN em 31/10/1986 segundo o modelo IGRF	91
6.4	A declinação das linhas de campo magnético local em Alcântara-MA em 14/10/1994 segundo o modelo IGRF	92
6.5	A declinação das linhas de campo magnético local em Alcântara-MA em 18/12/1995 segundo o modelo IGRF	92
6.6	A declinação das linhas de campo magnético local em Alcântara-MA em 08/12/2012 segundo o modelo IGRF	93

Lista de Tabelas

4.1	Seção de Choque da Fotoionização Matutina [2].	53
4.2	Seção de Choque da Fotoionização Noturna [2].	53
4.3	Parâmetros para o fluxo Solar do Modelo EUVAC [2].	54
4.4	Reações químicas e suas taxas [2].	58
4.5	Taxa de perda de recombinação [2].	59

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

GPS	-	Global Positioning System
ω_p	-	Frequência de Plasma
SAMI2	-	is Another Model of the Ionospher
MSIS	-	Naval Research Laboratory Mass Spectrometer-Icoherent Scatter Radar
HWM	-	Horizontal Wind Model
EUVAC	-	EUV Flux Model for Aeronomic Calculation
EUV	-	Extreme Ultraviolet
UV	-	Ultraviolet
NASA	-	National Aeronautics and Space Administration
MHD	-	Magneto-Hydrodynamic
IMF	-	Interplanetary Magnetic Field
e	-	Carga do elétron
\vec{B}	-	Campo magnético
B	-	Modulo do campo magnético
ν_{ej}	-	Frequência de colisão do elétron com a espécie j
ν_{ij}	-	Frequência de colisão do íon com a espécie j
m_e	-	Massa do elétron
\vec{E}	-	Campo Elétrico
\vec{P}	-	Vetor polarização
\vec{D}	-	Vetor Deslocamento
Ne	-	Densidade de elétrons
ϵ_o	-	Índice de permissividade elétrica no vácuo
ϵ_o	-	Índice de permissividade elétrica relativa
ω_p	-	Frequência de plasma
λ_D	-	Comprimento de Debye
r_e	-	Coordenada r no sistema de coordenadas excêntrico
θ_e	-	Coordenada θ no sistema de coordenadas excêntrico
ϕ_e	-	Coordenada ϕ no sistema de coordenadas excêntrico
R_e	-	Raio da Terra
V	-	Potencial escalar magnético
g_1^0	-	Coefficiente de Gauss
β	-	Potencial escalar das equipotenciais do campo magnético
q	-	Coordenada ao longo da linha de campo magnético no sist. de coord. dipolar
p	-	Coordenada ao longo da equipotencial de campo magnético no sist. de coord. dipolar
B_o	-	Valor do campo magnético próximo a superfície terrestre

P	-	Termo de produção de uma partícula
L	-	Termo de perda de uma partícula
b_s	-	Fluxo magnético
\vec{g}	-	Aceleração gravitacional
τ	-	Densidade de carga elétrica
∇P	-	Gradiente de pressão

Sumário

Lista de Figuras	vi
Lista de Tabelas	x
Sumário	xiii
1 Introdução	1
1.1 Motivação	1
1.2 Objetivos	3
1.3 Organização do trabalho	4
2 Estrutura da Atmosfera Neutra e da Ionosfera	6
2.1 Composição Química da Atmosfera	9
2.2 Processos de Troca de Energia	11
2.3 Camada D	12
2.4 Camada E	14
2.4.1 Propagação na Ionosfera	15
2.5 Camada F	19
2.6 Campo Geomagnético e a Magnetosfera	19
3 Equações Fundamentais para Dinâmica de Plasma	24
3.1 Sistema de Coordenadas	25
3.1.1 Coordenadas esféricas geográficas para esférica inclinada	25
3.1.2 Sistema excêntrico	29
3.1.3 Sistema de Coordenadas Dipolar	29

3.2	Equação de Continuidade	32
3.3	Equação de Momento	33
3.3.1	Tensor de Mobilidade e de Corrente Elétrica	36
3.4	Equação de Temperatura	40
4	Modelagem da Ionosfera empregando o SAMI2	44
4.1	Métodos Numéricos	44
4.1.1	Equações de Transporte	45
4.1.2	Modelo de Fotodeposição	51
4.1.3	O modelo EUVAC	52
4.1.4	O modelo de Scherliess e Fejer	55
4.1.5	O modelo de Vento HWM93	55
4.1.6	O modelo de Composição Atmosférica NRLMSISE-00	56
4.1.7	Modelo Químico	56
5	Resultados e Discussões	60
5.1	Simulação do Efeito Fonte e Anomalia de Appleton	60
5.1.1	Equinócio para o Hemisfério Sul	63
5.1.2	Solstício para o Hemisfério Sul	65
5.2	Simulação das Condições de Regiões Brasileiras	68
5.3	Análise da sobreposição dos perfis eletrônicos obtidos de observações e os produzidos pelo SAMI2	70
5.3.1	Comparativo entre dados observados em Natal-RN e o SAMI2 para o ano de 1985	70
5.3.2	Comparativo entre dados observados em Natal-RN e o SAMI2 para o ano de 1986	72
5.3.3	Comparativo entre dados observados de Alcântara-MA e o SAMI2 para o ano de 1994	73
5.3.4	Comparativo entre dados observados em Alcântara e o SAMI2 para o ano de 1995	74

5.3.5	Comparativo entre dados observados em Alcântara-MA e o SAMI2 para o ano de 2012	75
5.4	Discussão	76
6	Conclusão	78
	Referências Bibliográficas	83

Capítulo 1

Introdução

1.1 Motivação

O avanço da tecnologia e sua imersão no dia a dia propiciou a nossa sociedade a dependência da transmissão de informação a longas distâncias. Os sinais de satélite captados pela televisão e por aparelhos que possibilitam o tráfego de dados pela internet; a orientação geográfica pelo GPS (sistema de posicionamento global, em português); as ondas de rádio, sobretudo as chamadas ondas curtas, são exemplos de meios de comunicação a grandes distâncias. A inserção da tecnologia com maior frequência em nosso dia a dia acentua a dependência da sociedade atual em uma transmissão de informações em menor tempo possível e livre de interferências. Essa transmissão de dados é feita por meio de ondas eletromagnéticas que interagem com a ionosfera a qual pode se tornar útil ou prejudicial às transmissões dessas ondas, devido à presença de partículas carregadas nessa região. Estas partículas podem ser elétrons ou íons e deste último se origina o nome desta região, por se observar a maior concentração de íons nesta região. Mas os principais responsáveis pelos efeitos da ionosfera nas transmissões eletromagnéticas são os elétrons livres, presentes em quantidades aproximadamente iguais às dos íons nessa camada.

Nesse contexto, o estudo da ionosfera surge do desejo de compreender a origem e os efeitos da atmosfera superior ionizada e sua influência sobre a propagação de ondas eletromagnéticas e interferência devido a anomalias características desta região da atmosfera terrestre. A própria descoberta da ionosfera veio de observações de ondas de rádio e o reconhecimento de que apenas uma camada refletiva composta de elétrons e íons poderiam explicar as características

dos dados. As ondas de rádio (exemplos de ondas que se beneficiam da ionosfera para sua propagação) abaixo de 40 MHz são significativamente afetadas por causa da ionosfera, por serem refletidas pela ionosfera. As camadas E e F (ver figura 2.1) são as mais importantes para este processo o qual será descrito com maior detalhe no Capítulo 2. Logo, para frequências acima de 40 MHz o poder de penetração na ionosfera aumenta. As reflexões na ionosfera são produzidas por refrações sucessivas à medida que a onda propaga através da ionosfera. Esta reflexão está diretamente ligada à intensidade de um parâmetro do plasma ionosférico chamado frequência de plasma, ω_p .

Os primeiros estudos sobre a ionosfera visavam explicar a sua estrutura interna, composição e variabilidade com o horário local, latitude e estação do ano. A ionossonda foi a principal ferramenta de pesquisa por um longo tempo. Este é um dispositivo de sensoriamento remoto que emite pulsos de eletromagnéticos em frequências variáveis na faixa de 0.523 MHz ou 140 MHz , que são transmitidos verticalmente à camada ionosférica propiciando a análise do comportamento da densidade eletrônica das camadas E e F da ionosfera. Tais medidas da ionossonda revelaram uma variedade no comportamento ionosférico apresentando condição estável, produzindo um ionograma regular e suave, ou com a presença de instabilidade em seu meio, apresentando um ionograma irregular e disperso. Além disso, uma variedade de oscilações periódicas e aperiódicas foram observadas, com escalas de tempo variando em função do ciclo solar (ciclo de 11 anos) a apenas alguns segundos.

Com o passar do tempo, a ênfase da pesquisa ionosférica passou de questões relacionadas à formação de plasma atmosfera para a dinâmica de fluido de plasmas e seus fenômenos. A pesquisa ionosférica beneficiou-se grandemente do desenvolvimento de programas espaciais com o desenvolvimento associado de instrumentos para sondas em balões meteorológicos, foguetes e satélites. A combinação de sensoriamento ionosférico remoto e medições “in situ” diretas feitas a partir de espaçonaves acelerou o ritmo da pesquisa ionosférica. Igualmente importante, tem sido o desenvolvimento da física dos plasmas como um arcabouço teórico em torno do qual foi possível organizar a compreensão dos fenômenos ionosféricos. Da mesma forma, o contínuo desenvolvimento da ciência magnetosférica e atmosférica contribuíram muito para uma abordagem mais completa. Paralelamente a esses desenvolvimentos, a técnica de radar de espalhamento incoerente foi concebida e várias instalações de grande porte foram construídas

para implementá-lo.

A principal vantagem deste método foi a capacidade de fazer medições quantitativas de numerosos parâmetros ionosféricos em função da altitude que eram inacessíveis às ionossondas terrestres. A interpretação do sinal disperso requer uma compreensão detalhada da interação entre as ondas eletrodinâmicas e flutuações térmicas em um plasma ¹, de modo que um conhecimento mais aprofundado da física de plasmas tornou-se necessário para a compreensão do diagnóstico. [1].

Modelos de simulação da ionosfera fornecem ferramentas poderosas para investigar a natureza de suas interações, e para testar quão bem os parâmetros e a física incorporada nos modelos são capazes de prever características observadas da ionosfera e seus fenômenos.

Sendo assim, tendo em vista a importância da caracterização da ionosfera por modelos numéricos, este trabalho propõe uma descrição no setor brasileiro o qual ainda não foi feito a partir do SAMI2. E também realizou-se uma simulação da Anomalia de Appleton através do modelo ionosférico descrito neste trabalho, definindo parâmetros da dinâmica ionosférica tais como: modelo de deriva equatorial, modelo de ventos neutros, fluxo solar para a respectiva data e localização geográfica.

1.2 Objetivos

Este trabalho tem por objetivo realizar uma análise de simulações da ionosfera em baixas latitudes empregando o modelo ionosférico SAMI2, desenvolvido no Laboratório de Pesquisa Naval norte-americano (sede em Washington, D.C.-EUA). Este código tem várias aplicações, sendo uma delas gerar as condições iniciais da ionosfera não perturbada e que pode ser utilizado para apresentar curvas de perfis de densidade da atmosfera com bolhas de plasma na região ionosférica. Este estudo foca na análise e utilização desse código para fenômenos característicos das regiões equatoriais magnéticas e o levantamento de seu potencial de uso na descrição dos perfis de densidade eletrônica na região brasileira, contribuindo para o seu aperfeiçoamento. O

¹Decorrentes do fato de a temperatura da partícula está relacionada com a velocidade da partícula segundo a teoria cinética dos gases ($\frac{1}{3}mv^2/k = T$). Assim, temos uma distribuição de velocidades ocasionando as flutuações.

modelo aplicado tratará:

- A dinâmica do plasma, assim como a evolução química de sete espécies de íons (H^+ , He^+ , N^+ , O^+ , N_2^+ , NO^+ e O_2^+). As equações de continuidade iônica e momento são resolvidas para todos os íons;
- A equação de temperatura é resolvida para 3 espécies iônicas (H^+ , He^+ e O^+) e os elétrons;
- O SAMI2 modela o plasma ao longo do campo dipolar geomagnético para os dois hemisférios, a partir de um modelo de tubo de fluxo (tanto em altitude como em longitude) levando em conta a deriva $\vec{E} \times \vec{B}$ e a inércia dos íons na equação de conservação do momento para o movimento ao longo da linha de campo dipolar;
- O código também incorpora os modelos empíricos MSIS (Mass Spectrometer and Incoherent Scatter Radar), HWM (Horizontal Wind Model) e EUVAC (EUV Flux Model for Aeronomic Calculation) para descrever a composição das espécies neutras, o vento neutro horizontal e o fluxo de radiação solar, respectivamente;

O penúltimo ponto é relevante para a modelagem da dinâmica do plasma em altíssimas altitudes onde a inércia iônica pode ser importante [2]. Temos como foco o levantamento de seu potencial no setor brasileiro para então definir as limitações na utilização desse código e apontando possíveis melhorias para a descrição de fenômenos ionosféricos nesta região.

1.3 Organização do trabalho

No Capítulo 2 faz-se uma descrição sobre a ionosfera terrestre: composição química, estrutura e a magnetosfera. As equações a serem utilizadas para o cálculo das variáveis físicas necessárias para nossa modelagem da ionosfera são apresentadas no Capítulo 3.

No Capítulo 4 apresenta-se a teoria utilizada para o desenvolvimento da modelagem ionosférica e os modelos que vão ser usados para descrever os diversos parâmetros de entrada para as variáveis físicas.

Os resultados e interpretação são apresentados no quinto capítulo, com duas propostas de estudo:

- Uma descrição a respeito da caracterização da anomalia de Appleton e o efeito fonte através do SAMI2. Estes dos fenômenos acontecem devido a um deslocamento do plasma com uma velocidade proporcional a $\vec{E} \times \vec{B}$ e a difusão desse plasma através das linhas de campo magnético;
- e 5 comparativos entre os perfis de densidade obtido pelo SAMI2 e dados observacionais na região equatorial brasileira.

Finalmente, o capítulo 6 apresenta as principais conclusões obtidas a respeito deste estudo.

Capítulo 2

Estrutura da Atmosfera Neutra e da Ionosfera

A primeira exposição da humanidade a um fenômeno originário da ionosfera é a aurora. Este fenômeno se caracteriza pelo surgimento de luzes na forma de arcos, faixas e raios, que se movem rapidamente no céu. Tem sido sugerido que os primeiros registros da aurora remontam à pré-história. Possíveis referências à aurora aparecem em escritos de filósofos gregos, incluindo a Meteorológica de Aristóteles, e possivelmente em obras chinesas antigas de antes de 2000 a.C. (História de Fu-Pao [3]). O nome aurora boreal tem origem na mitologia romana - Aurora (deusa romana do alvorecer) e de seu filho Bóreas (o deus que rege os ventos do norte)- e foi feita por Galileu. A primeira observação registrada da aurora hemisférica do sul (aurora australis) foi feita por Cook em 1773. Numerosas teorias sobre o fenômeno da aurora foram propostas ao longo dos últimos 150 anos, incluindo partículas refletidas da luz do sol, luz solar refletida de nuvens, vapores sulfurosos, combustão de ar inflamável, partículas magnéticas luminosas, poeira inflamada pela fricção com a atmosfera, poeira cósmica, correntes geradas por éter cósmico comprimido, tempestades, descargas elétricas entre os pólos magnéticos da Terra e descargas elétricas entre finas agulhas de gelo [4]. Atualmente, sabe-se que o fenômeno da aurora é originado de átomos excitados do gás neutro¹, seja por partículas carregadas ou

¹A luz da aurora é principalmente de átomos de oxigênio eletronicamente excitados. A emissão na faixa do verde prevalece em baixas altitudes e o vermelho em maiores. Já moléculas de nitrogênio excitadas e íons moleculares produzem rosa e vermelho em baixas altitudes.

por fótons. Esse encontro libera energia na forma de luzes visíveis. As cores variam de acordo com o tipo de átomo que é excitado e com a altitude em que ocorre essa colisão. Essas emissões de luz criam a aurora visível.

Devido à influência da gravidade, a atmosfera e a ionosfera são estratificadas horizontalmente. A estrutura atmosférica pode ser ordenadamente organizada por um perfil de temperatura, enquanto a ionosfera é organizada pela densidade do plasma. Perfis típicos para altitude média da temperatura e densidade do plasma são apresentados na figura (2.1) [1].

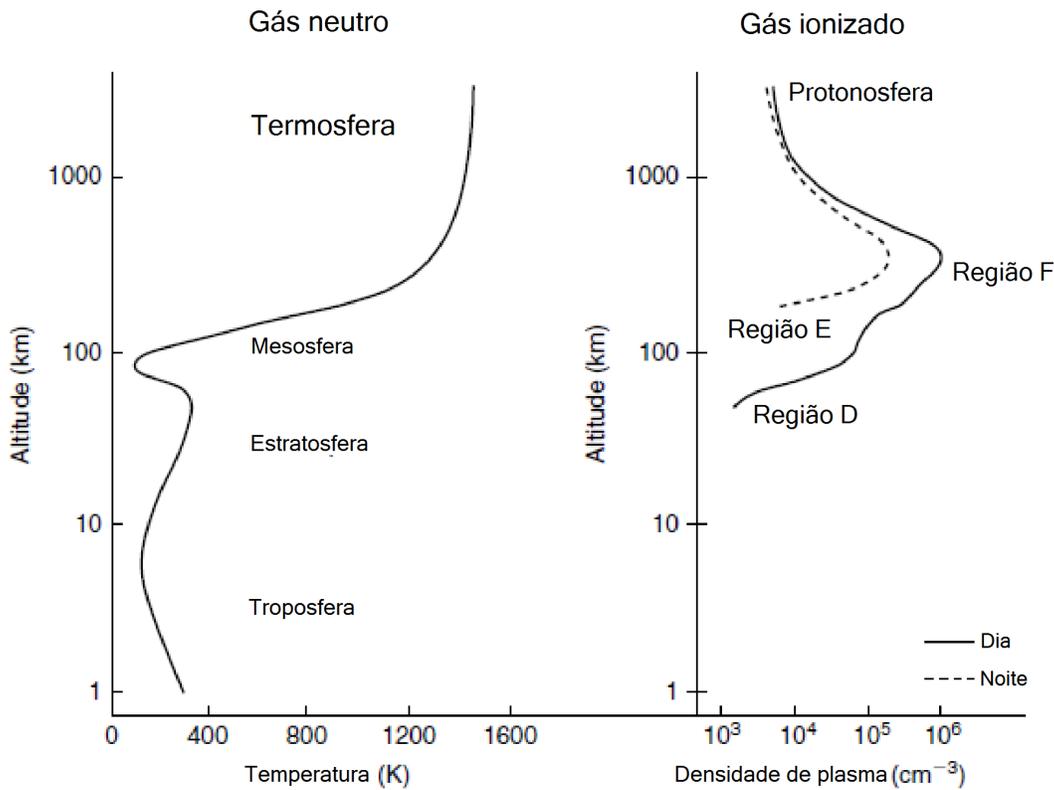


Figura 2.1: Perfis típicos de temperatura atmosférica neutra e densidade do plasma ionosférico com as várias camadas designadas em função da altitude. Curva com linha sólida para o dia e curva com a linha tracejada para noite [1].

A ionosfera estende-se de $\approx 60 \text{ km}$ até altitudes superiores a 1000 km . As camadas iônicas da ionosfera são: *D*, *E* e *F* (A região *F* é frequentemente separada em *F1* e *F2* durante o dia devido ao papel dos íons moleculares). A faixa de altitude de 150 a 500 km é denominada região *F* que é a região de maior densidade. Nesta faixa encontra-se o pico de densidade eletrônica

dentre as camadas da ionosfera. Abaixo do pico da camada F NO^+ e O_2^+ tornam-se os íons majoritários, dominando o plasma em altitudes menores que 150 km . A região $F1$ está situada entre 150 a 250 km e a região $F2$ de 250 à 500 e por fim $F3$ é formada a uma altitude acima de 500 km . A faixa de altitude 90 - 150 km é chamada de região E , e a ionização entre 60 km e 90 km é denominada região D . A região E foi nomeada assim por ter uma relação com o campo elétrico refletido da onda de rádio na camada “Heavyside” (o primeiro nome da ionosfera). As outras camadas eram simplesmente extensões alfabéticas. Inicialmente, acreditava-se que as camadas eram descontínuas e intercaladas por espaços onde não havia plasma. Hoje sabe-se que o plasma varia continuamente ao longo de toda a ionosfera.

A atmosfera apresenta divisões baseadas em características particulares. A divisão mais comum baseia-se na variação da temperatura de acordo com a altitude (como já apresentado na Figura 2.1), mas há outras maneiras de dividir e classificar as camadas (e.g. Ozonoesfera, Ionosfera, Homoesfera e heteroesfera). A classificação baseada na temperatura divide a atmosfera em cinco camadas: tropoesfera, estratosfera, mesoesfera, termosfera e exoesfera. O entendimento desta classificação da atmosfera pela temperatura ajuda no estudo da ionosfera.

Perfis típicos de temperatura e densidade de plasma estão representados na Figura 2.1. A temperatura atmosférica inicialmente diminui com a altitude, com uma taxa de cerca de 7 K/km na tropoesfera. A cerca de 10 km de altitude a temperatura tende para uma inversão (na tropopausa) no qual se itua o começo da estratosfera. Esse aumento deve-se principalmente à absorção pelo ozônio de determinada quantidade da radiação ultravioleta. Em 90 km observa-se uma redução muito acentuada da temperatura a um mínimo na faixa de 130 - 190 K devido à perda de calor por radiação térmica. A partir de 100 km de altitude a temperatura aumenta drasticamente devido à absorção de fótons do fluxo solar de alta energia, sendo que esta região se encontra frequentemente a uma temperatura bem acima de 1000 K . Não surpreendentemente, esta região é denominada termosfera. Acima dos 100 km os constituintes começam a se separar de acordo com sua massa (abaixo dos 100 km a composição química da atmosfera não depende do peso molecular e os gases são misturados por turbulência nesta região) [1]

Durante o dia, na figura 2.1, o fluxo solar incide sobre a atmosfera neutra. A intensidade de fótons incidentes diminui a medida em que entram na atmosfera, pois os fótons são absorvidos a medida que penetram na atmosfera. A diminuição do fluxo solar, o aumento da densidade de

espécies neutras e difusão explica a diferença de perfil entre a densidade eletrônica matutina e noturna. O pico da densidade do plasma ocorre na chamada camada F e atinge valores da ordem de 10^6cm^{-3} . O fator que limita o valor da densidade de pico é a taxa de recombinação, a taxa na qual íons e elétrons se combinam para formar uma molécula ou átomo neutro.

Na figura 2.2, é ilustrada a estratificação das moléculas, átomos neutros e ionizados. Moléculas, como por exemplo O_2 , N_2 e átomos de O e N predominam nas camadas inferiores da ionosfera. A partir de 250 km há predominância dos átomos O , N , He e o íon O^+ além dos elétrons ($-e$) [1].

2.1 Composição Química da Atmosfera

A área da ciência conhecida como cinética química tem como estudo as reações químicas. Este ramo da ciência examina os processos de reação de vários pontos de vista. Uma reação química na qual a fase do reagente não muda é chamada reação homogênea, enquanto um processo químico no qual diferentes fases estão envolvidas é chamado de reação heterogênea. A mudança química que ocorre em uma reação é geralmente representada pela equação estequiométrica seguinte [4]:



Onde A e B denotam os reagentes, C e D representam os produtos, e a , b , c e d indicam o número de moléculas das várias espécies envolvidas na reação. Tal reação tem como exemplo a recombinação dissociativa de O_2^+ com um elétron:



Reações que prosseguem em ambas as direções são chamadas reversíveis; a *reação de troca de carga acidentalmente ressonante*, mostrada abaixo, é um exemplo de uma reação reversível:



Estas são chamadas reações elementares porque os produtos são formados diretamente dos reagentes. Na ionosfera terrestre, O^+ pode se recombinar diretamente com um elétron, mas

esse processo é muito lento. Na maioria dos casos, O^+ se recombina através de um processo de várias etapas envolvendo espécies intermediárias[4], tais como N e o elétron:

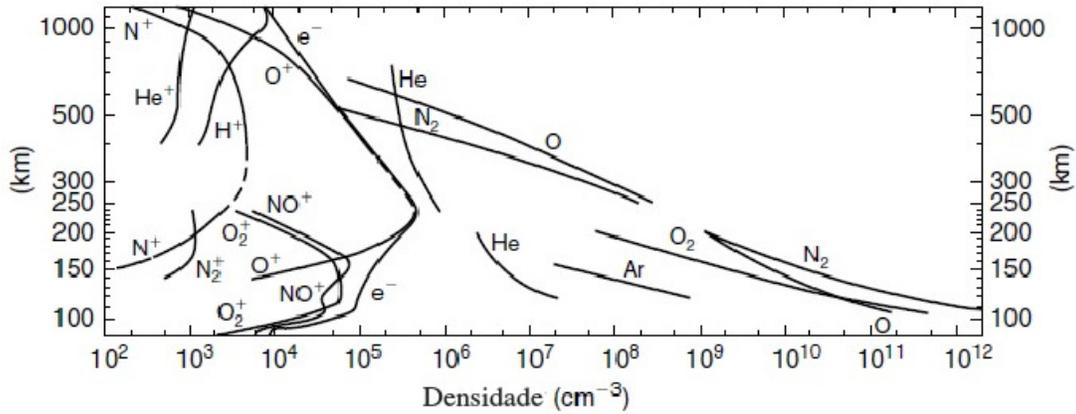


Figura 2.2: Composição atmosférica diurna do *International Quiet Solar Year* (IQSY), baseada em medidas espectrométricas de massa acima de White Sands, Novo México ($32^\circ N$, $106^\circ W$). A distribuição de hélio é de uma medição noturna. Distribuições acima de 250 km foram geradas a partir do satélite *Elektron 11* (1966) e resultados de Istomin juntamente com o satélite *Explorer XVII* e resultados de Reber e Nicolet (1965)[4].

Alguns dados experimentais sobre a composição iônica e neutra acima de 100 km são reproduzidos na figura (2.2). Abaixo e próximo dessa altura, O_2 e N_2 estão em iguais proporções - com proporção de 1:4 e dominam o gás. Perto de 120 km , a quantidade de oxigênio atômico atinge a de O_2 e acima de 250 km também excede a de N_2 . Essa tendência deve-se à fotodissociação do O_2 pela radiação solar UV (Ultravioleta) acoplada à difusão molecular e à ausência de mistura turbulenta acima da tropopausa. Com isso, perto do pico da densidade do plasma, os íons são quase todos O^+ devido a sua alta concentração no gás neutro. Abaixo do pico, NO^+ e O_2^+ se tornam mais importantes, dominando o plasma abaixo de 150 km [4].

Nas maiores altitudes mostradas na figura (2.2), o hidrogênio se torna o íon dominante. Os

íons de hélio são bastante variáveis, mas às vezes chegam a 50% do total de íons na base da prótonosfera.

2.2 Processos de Troca de Energia

A matéria e energia provinda do espaço tais como raios cósmicos, ejeção de massa coronal solar e a radiação de extremo ultravioleta (EUV) estão na origem dos processos que ocorrem na ionosfera. Um diagrama sistemático mostrando o fluxo de energia na termosfera causado pela radiação solar EUV é mostrado na figura (2.3). A interação desta energia de origem solar pode causar dissociação ionização. A distribuição exata desses diferentes resultados depende das moléculas ou átomos que constituem a atmosfera. Por exemplo, para fótons com $\lambda = 315 - 280$ (UV) tem-se a dissociação do O_2 , enquanto que para fótons com $\lambda = 102.7$ (EUV) tem-se a ionização do O_2 . Os dissipadores de energia, no que diz respeito à ionosfera, são o aquecimento aerodinâmico e o aquecimento da termosfera neutra. Mesmo o fluxo de fotoelétrons, que em sua maioria provem do sol, pode ser desviado pelo campo magnético ou tornar-se um fluxo de entrada, por vezes considerado um fluxo estacionário, na ionosfera. A distribuição específica do modo como a energia flui através do sistema é muito importante na determinação da composição e estrutura térmica do plasma ionosférico [4].

A absorção da radiação, fotoionização, fotodissociação e a recombinação de portadores de carga dependem da densidade e da composição química do meio, resultando na variação da composição iônica conforme a altitude e a hora do dia. Devido a isto, existe uma estratificação horizontal da ionosfera. Nas zonas de baixas altitudes, a densidade do plasma tende a reduzir-se bastante, pois a taxa de recombinação prevalece sobre a ionização, devido a maior densidade de partículas. Analogamente, a fotoionização é maior em decorrência da absorção nas camadas superiores [1].

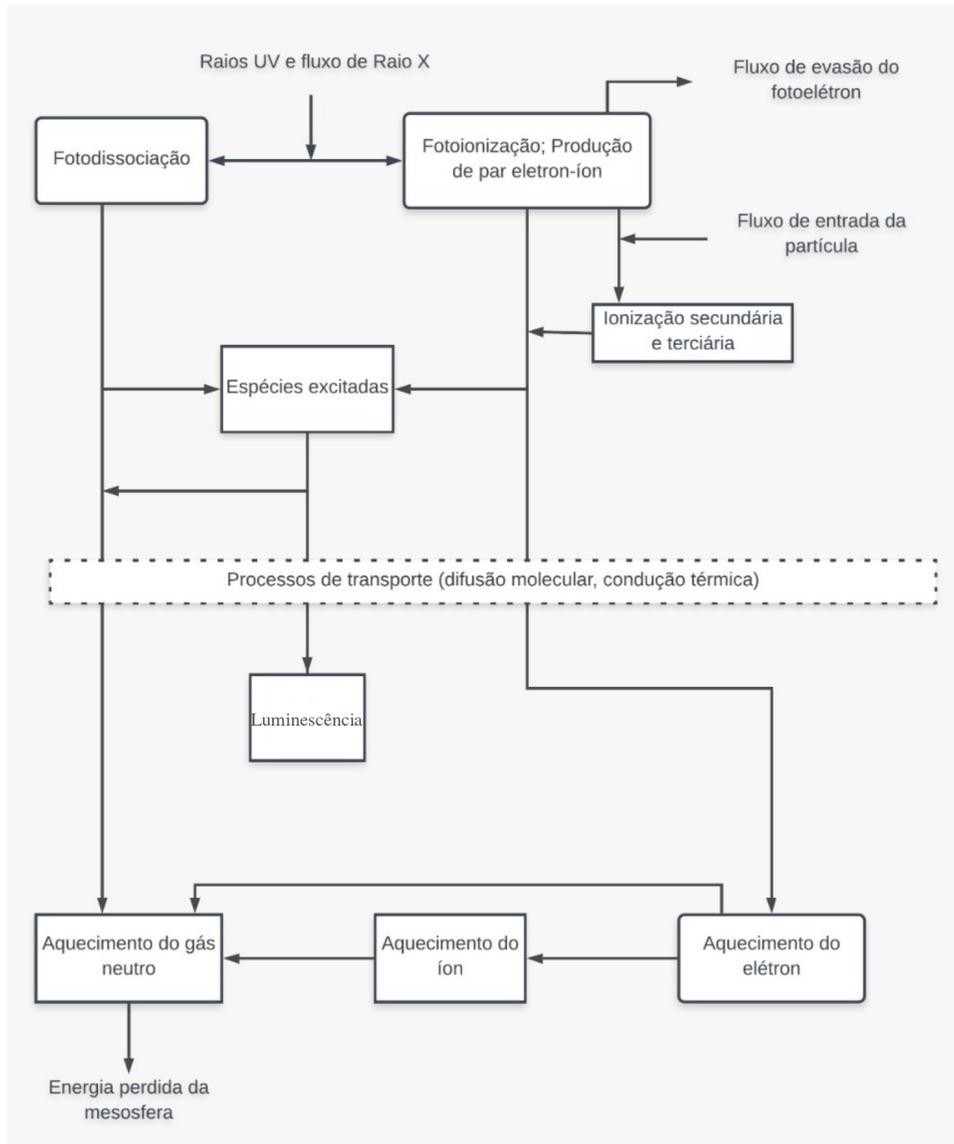


Figura 2.3: Diagrama do fluxo de energia na região superior da atmosfera [4].

2.3 Camada D

A região *D* da ionosfera já foi de pequeno interesse da física de plasma. O nível de ionização é tão baixo que a física de plasma é bem diferente daquela dos plasmas fracamente colisionais ou sem colisão, que capturaram a maior atenção de teóricos da área da física de plasma. Além disso, a região é muito alta para balões e muito baixa para satélites. Foguetes, geralmente não acionam seus equipamentos de medição ao passar por ela.

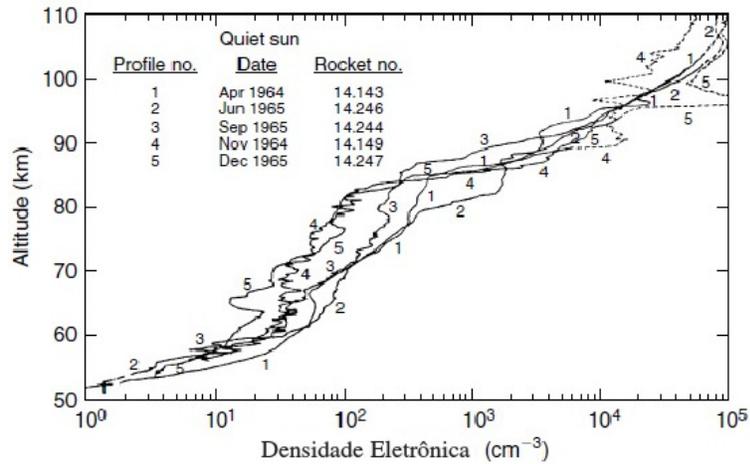


Figura 2.4: Perfis de densidade de elétrons na baixa ionosfera para condições de mínimo solar [1].

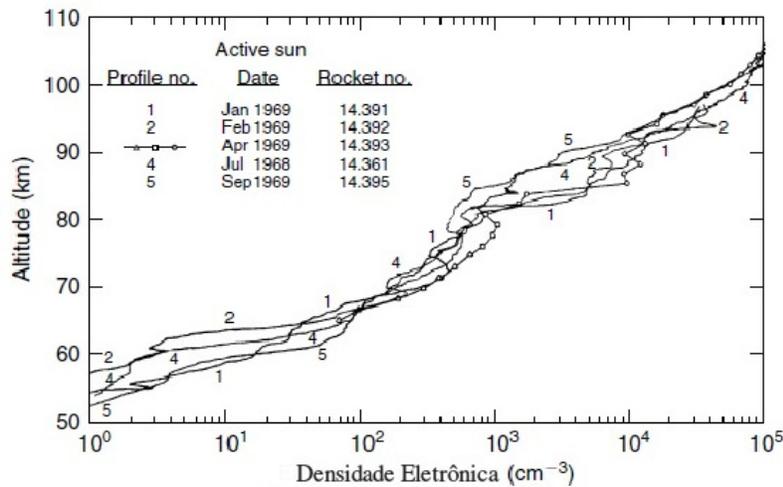


Figura 2.5: Perfis de densidade de elétrons na baixa ionosfera para máximo solar. [1].

Medições, feitas por foguetes, da densidade de elétrons são apresentadas nas figuras: (2.4) para o mínimo solar e (2.5) para o máximo solar. Todos os voos foram feitos para ângulos solares de zênite próximos a 60° e todos foram transportados da base da NASA em *Wallops Island*, Virgínia ($37,9N^\circ$, $284,5L^\circ$). A densidade eletrônica aumenta em quase cinco ordens de magnitude de 50 a 100 km. A maior diferença entre as condições solares mínimo e máximo ocorre entre 65 e 75 km, onde excede uma ordem de grandeza.

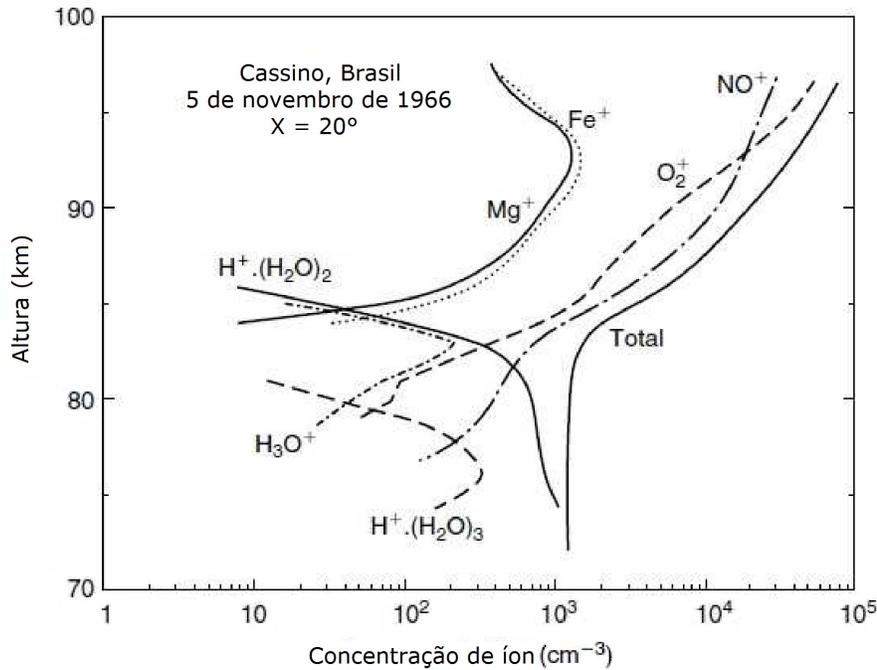


Figura 2.6: Medições de composição de íons positivos em Praia do Cassino-RS, Brasil, para condições de pleno sol antes de um eclipse solar. [1].

A Figura 2.6 ilustra a composição iônica da região *D*. Esses dados foram obtidos de uma missão da NASA que visava estudar um eclipse na região brasileira.

2.4 Camada E

A região a qual exerce uma grande importância na reflexão e a dissipação das ondas da MHD (Magneto-Hidrodinâmica²), bem como a eficácia da sua penetração na ionosfera, é a camada *E*. Os elétrons tem sua razão adimensional de sua girofrequência³ sobre a frequência de colisão maior do que um. Já no caso dos íons, a razão da girofrequência e frequência de colisão só é maior que um para regiões acima de 150 *km* de altitude (altitude onde termina a

²A magneto-hidrodinâmica é o estudo das equações hidrodinâmicas em fluidos contendo partículas carregadas, em particular, em plasmas. Entre os principais interesses em MHD está o estudo do equilíbrio do fluido, transporte de partícula e energia, e a interação de baixa frequência de campos eletromagnéticos com o fluido condutor.

³Esta frequência obtêm-se da análise do movimento circular de uma partícula carregada que interage com um campo magnético constante, no qual $\frac{mv^2}{r} = q\vec{B} \cdot \vec{v} \rightarrow \Omega = \frac{qB}{m}$

região E e começa a região F). Na região onde a frequência de colisão dos íons é maior que a girofrequência, a ação dos ventos produzidos pela atmosfera neutra gera uma densidade de corrente nessa região devido ao arraste que os íons sofrem por sua maior seção de choque. Essa densidade de corrente gera campos de dínamo elétricos na ionosfera.

Este campo elétrico zonal é gerado tanto no dia como na noite pelo dínamo da região E . Este campo zonal tem grande importância, porque faz com que o plasma se mova verticalmente ao campo elétrico e magnético. Esse movimento afeta a configuração da densidade do plasma, pois faz com que o plasma da região de baixa altitude e com densidades mais baixas de plasma interaja com o plasma de maiores altitudes e densidades. Esse movimento vertical provoca um padrão global de correntes elétricas, uma corrente paralela à componente perpendicular do campo elétrico (corrente de Pedersen) e uma outra corrente perpendicular a esta componente do campo (Corrente Hall) [4]. A configuração desta corrente elétrica é descrita no capítulo 3.

2.4.1 Propagação na Ionosfera

Esta região da atmosfera (ionosfera) possui uma constante dielétrica que é função de vários parâmetros, incluindo a concentração de elétrons e de uma frequência intrínseca em uma certa altitude. A partir de uma abordagem clássica para as interações, o campo elétrico de uma onda eletromagnética produzirá uma força sobre o elétron que o deslocará ao longo de uma reta caracterizada pelo vetor \vec{r} e este deslocamento de um elétron ao longo deste caminho pode ser modelado em uma situação equivalente a existência de um dipolo elétrico (com momento dipolar igual a $-e\vec{r}$) adicionado à situação inicial na qual o elétron estava em repouso. O elétron sofre a ação de uma força de atrito resultante de colisões com moléculas neutras ($-\nu_{en}m_e\frac{d\vec{r}}{dt}$). A força resultante é igual a força de atrito somada ao campo elétrico, originado da onda eletromagnética. Então pode-se escrever a 2ª lei de Newton como (ver Figura 2.7) [5].

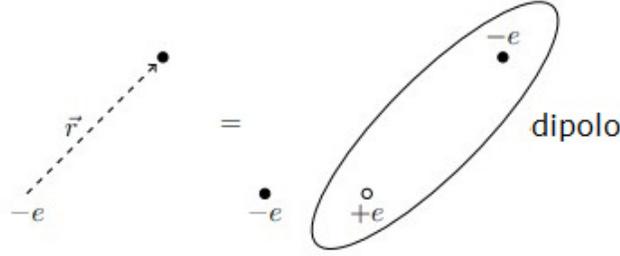


Figura 2.7: Representação do movimento do elétron como um dipolo elétrico [5].

Assim, podemos escrever a equação de movimento para o elétron, escrevendo o \vec{r} como $\vec{r} = A(e^{j\theta} \cdot e^{j\omega t})$ e substituir $\frac{d}{dt} = j\omega$ ⁴

$$\begin{aligned} m_e \frac{d^2 r}{dt^2} &= -e\vec{E} - \nu_{en} m_e \frac{d\vec{r}}{dt} \\ \omega^2 m_e \vec{r} &= e\vec{E} + j\omega \nu_{en} m_e \vec{r} \end{aligned} \quad (2.6)$$

Da equação acima, defini-se

$$\vec{r} = \frac{e\vec{E}}{(\omega^2 - j\omega\nu_{en})m_e} = \frac{e\vec{E}}{(1 - j\frac{\nu_{en}}{\omega})\omega^2 m_e} \quad (2.7)$$

Substituindo a (2.7) na equação de polarização volumétrica, onde N é o número de elétrons por volume

$$\vec{P} = -N_e e \vec{r} = -\frac{N_e e^2 \vec{E}}{\omega^2 m_e (1 - j\frac{\nu_{en}}{\omega})} \quad (2.8)$$

Assim, a partir do vetor deslocamento elétrico podemos encontrar a constante dielétrica relativa do plasma

$$\vec{D} = \epsilon_o \vec{E} + \vec{P} = \epsilon_o \vec{E} - \frac{N_e e^2 \vec{E}}{\omega^2 m_e (1 - j\frac{\nu_{en}}{\omega})} = \epsilon_r \epsilon_o \vec{E} \quad (2.9)$$

A constante dielétrica relativa efetiva do plasma é ⁵

$$\epsilon_r = 1 - \frac{N_e e^2}{\omega^2 m_e \epsilon_o (1 - j\frac{\nu_{en}}{\omega})} \quad (2.10)$$

⁴No qual, j é imaginário

⁵Que devido a dependência de N varia com a altitude, mas é aproximadamente constante para uma latitude fixa

E a frequência de plasma pode ser definida como

$$\omega_p^2 = \frac{N_e e^2}{m_e \epsilon_0} \approx 3183 N_e \quad (2.11)$$

Então, a 2.10 pode ser reescrita como

$$\epsilon_r = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2(1 - j \frac{\nu_{en}}{\omega})} \quad (2.12)$$

Vemos que, na presença do termo das colisões entre elétrons e espécies neutras, a constante dielétrica pode se tornar complexa. Desprezando-se as colisões, temos[5]

$$\epsilon_r = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (2.13)$$

A partir deste resultado podemos fazer várias observações importantes a respeito da propagação de uma onda viajando no meio ionosférico:

- Para uma onda com frequências $\omega > \omega_p$, a constante dielétrica efetiva é menor que um. Assim, a onda será refratada pelo plasma de acordo com a variação de ϵ_r com altitude;
- Para uma onda com frequências $\omega < \omega_p$, obtemos um valor negativo para a constante dielétrica, que leva a uma constante de propagação imaginária. Logo, uma onda plana no meio decairá exponencialmente com a distância. Não é absorvido (ignora-se as perdas/colisões de elétrons aqui), mas em vez disso se evanesce, definido uma frequência de corte para a região. Uma onda incidente em um meio com esta constante de propagação é totalmente refletida;
- Para uma onda com frequências $\omega \gg \omega_p$, a constante dielétrica efetiva é essencialmente 1. Isso acontece com frequências VHF (*Very High Frequency*) e acima. As ondas simplesmente passam através do plasma sem refração significativa, mas pode haver outros efeitos, especialmente pela interação do campo magnético da Terra tornando o meio anisotrópico.

Portanto, tem-se dois mecanismos para a propagação de uma onda eletromagnética que interage com a ionosfera. Se estiver abaixo da frequência do plasma, é simplesmente refletido da ionosfera. Quando está acima da frequência do plasma, ocorre uma refração (significativa ou não).

Para ilustrar a propagação de ondas eletromagnéticas, as quais $\omega < \omega_p$, na ionosfera, ela pode ser considerada como sendo composta por um número de placas com composição uniforme de plasma. A figura 2.8, assumindo uma Terra localmente plana por simplicidade, mostra um sinal de rádio transmitido no ângulo i_o do zênite. Portanto, a ionosfera composta por uma pilha destas placas finas com índices de refração n_1, n_2, n_3 etc. Aplicando a lei de Snell, pode ser representar a reflexão de uma onda eletromagnética como na figura abaixo

$$\text{sen}(i_o) = n_1 \text{sen}(i_1) \quad (2.14)$$

$$n_1 \text{sen}(i_1) = n_2 \text{sen}(i_2) \quad (2.15)$$

$$\vdots \quad (2.16)$$

$$n_{N-1} \text{sen}(i_{N-1}) = n_N \text{sen}(i_N) \quad (2.17)$$

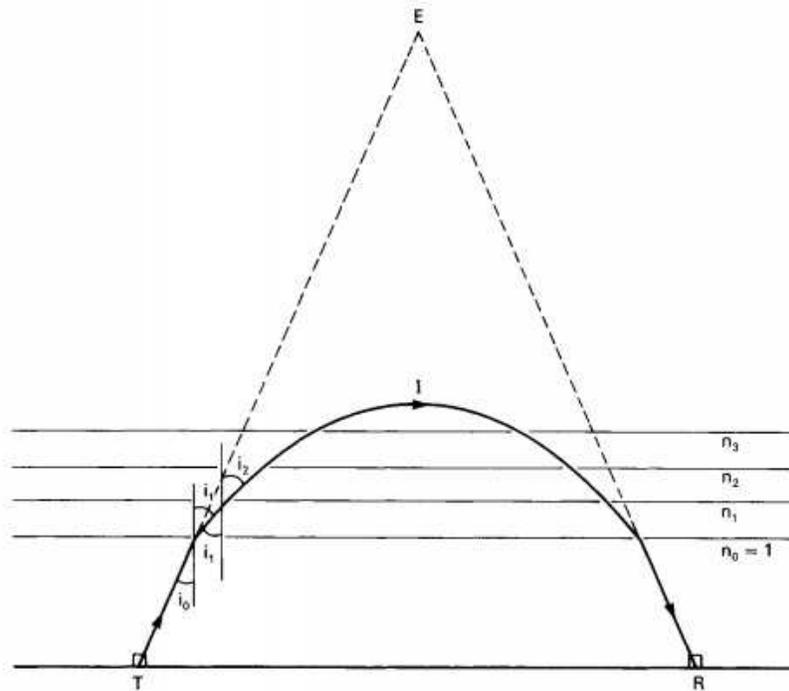


Figura 2.8: Reflexão de ondas de rádio na ionosfera. [1].

2.5 Camada F

A região F necessita de uma atenção dentro do estudo da ionosfera devido à sua complexidade e comportamento anômalo. É o principal meio de reflexão ionosférico, utilizada para as comunicações em altas frequências à longa distância. Como citado anteriormente, a região F se divide em duas regiões durante o dia: $F1$ e $F2$. Durante a noite, estas sub-regiões se fundem. Esta divisão se dá pelo fator já citado da diminuição da taxa de recombinação com a altitude devido a diminuição da intensidade do fluxo solar. A região $F1$ desaparece ao anoitecer devido à ausência de fonte de ionização e o surgimento de rápido processo de recombinação. Já a camada $F2$ existe durante o dia e a noite [7].

A altitude da $F2$ varia conforme a hora do dia, época do ano, condições de vento, ciclo solares e latitude. A propagação e reflexão obedecem a estas variáveis.

2.6 Campo Geomagnético e a Magnetosfera

Em primeira ordem, o campo magnético da Terra é regularmente representado por um dipolo cujo eixo é inclinado em relação ao eixo de rotação da Terra. A primeira menção que a Terra possui um campo magnético pode ser encontrada na obra de Gilbert De Magnete, em 1600, na qual ele descreveu explicitamente a Terra como um ímã gigante. Hoje, centenas de observatórios ao redor do mundo monitoram o campo magnético da Terra. Este campo magnético deve ser distinguido do campo magnético interplanetário (*IMF*, *Interplanetary Magnetic Field*), que é uma extensão do campo magnético do Sol. Nas regiões externas da magnetosfera, na magnetopausa, o IMF se conecta ao campo magnético da Terra (ver a figura 2.9).

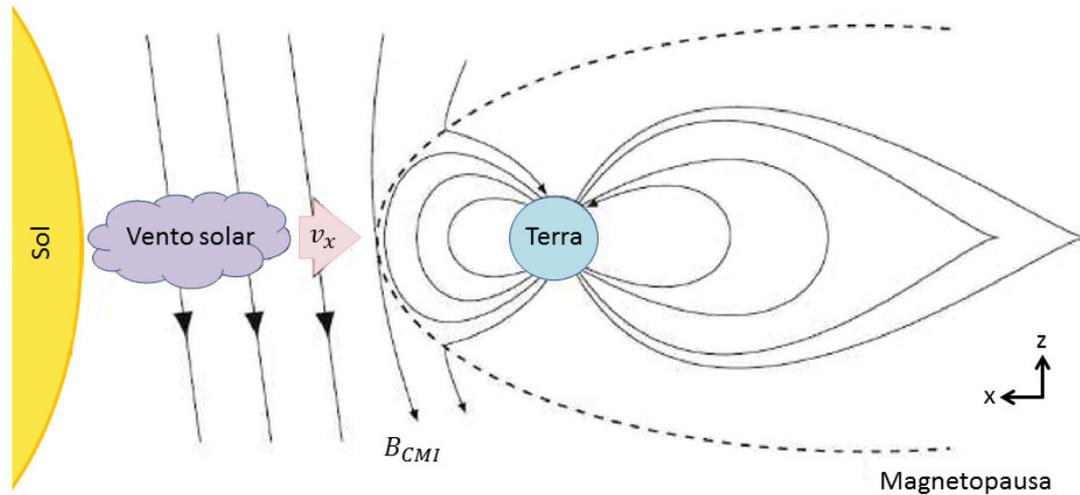


Figura 2.9: Ilustração do ambiente da magnetosfera da Terra e o vento solar. [7].

A superfície solar está a uma temperatura da ordem de $10^3 K$. E essa temperatura propicia ao hidrogênio e também ao hélio escapar da atração gravitacional e formar um fluxo constante de material chamado vento solar. O vento solar é um plasma totalmente ionizado (ao contrário da ionosfera, que contém porções de partículas neutras). Uma característica surpreendente do vento solar é ser supersônico. Simplesmente aquecer não pode criar um fluxo supersônico, mas uma combinação de aquecimento, compressão e expansão subsequente pode criar essa condição, como acontece por exemplo, em um bocal de exaustão de foguete. No caso do vento solar, o campo gravitacional solar age de forma análoga ao bico do foguete, e o vento solar torna-se supersônico acima de algumas distâncias solares. O sol tem um campo magnético superficial muito complexo criado pelo fluxo convectivo do material solar eletricamente condutor. As manchas solares, em particular, estão associadas a campos magnéticos elevados. O vento solar cria um arraste do campo magnético solar. Assim, o campo magnético da Terra é continuamente banhado por um plasma quente, magnetizado, supersônico, sem colisão, capaz de conduzir corrente elétrica e que transporta uma grande quantidade de energia cinética e elétrica [1].

A energia e matéria provinda do vento solar flui e interage com a ionosfera e a atmosfera neutra superior. Ali ele alimenta a aurora, cria tempestades magnéticas e afeta as redes elétricas e sistemas de comunicação, aquece a atmosfera polar superior, impulsiona grandes ventos atmosféricos neutros, energiza grande parte do plasma nas linhas do campo magnético da Terra e cria um vasto sistema circulante de plasma quente dentro e ao redor do ambiente espacial

próximo da Terra. A força magnética que age em uma partícula que está dentro do vento solar de carga q se movendo na velocidade v é:

$$F_m = q \vec{v} \times \vec{B} \quad (2.18)$$

Como ilustrado na figura 2.10, essa força irá desviar os íons do vento solar para a direita e os elétrons para a esquerda quando eles se aproximarem da Terra. Uma vez desviados, eles espiralarão em torno das linhas do campo magnético e vagarão pela atmosfera terrestre. Uma vez que a intensidade do campo magnético aumenta à medida que o plasma se aproxima da Terra, uma determinada distância é finalmente alcançada onde a força é suficiente para impedir que as partículas penetrem mais longe, e elas fluem ao redor do obstáculo. Observe que, como os íons são desviados para o crepúsculo e os elétrons em direção ao amanhecer, existe uma corrente líquida superficial em direção ao crepúsculo, semelhante a uma folha (estendendo-se também fora do plano do diagrama), onde ocorre o equilíbrio de forças. O campo magnético secundário gerado por essa corrente é paralelo ao campo terrestre na região entre a Terra e a corrente sendo antiparalelo entre o campo magnético da Terra e vento solar. Assim, este campo magnético, gerado pela interação do vento solar com o campo geomagnético, cancela o campo da Terra na região entre a magnetopausa e o Sol e aumenta o valor do campo magnético resultante na região entre a magnetopausa e a terra. Se esta fosse toda a interação, a configuração resultante de fluxo e campo seria algo parecido com o esboço da figura 2.11.

No capítulo 3, será discutido a abordagem da dinâmica de plasma ionosférico feita pelo modelo. Serão definidas as equações de continuidade, conservação do momento e energia em função das coordenadas do campo geomagnético.

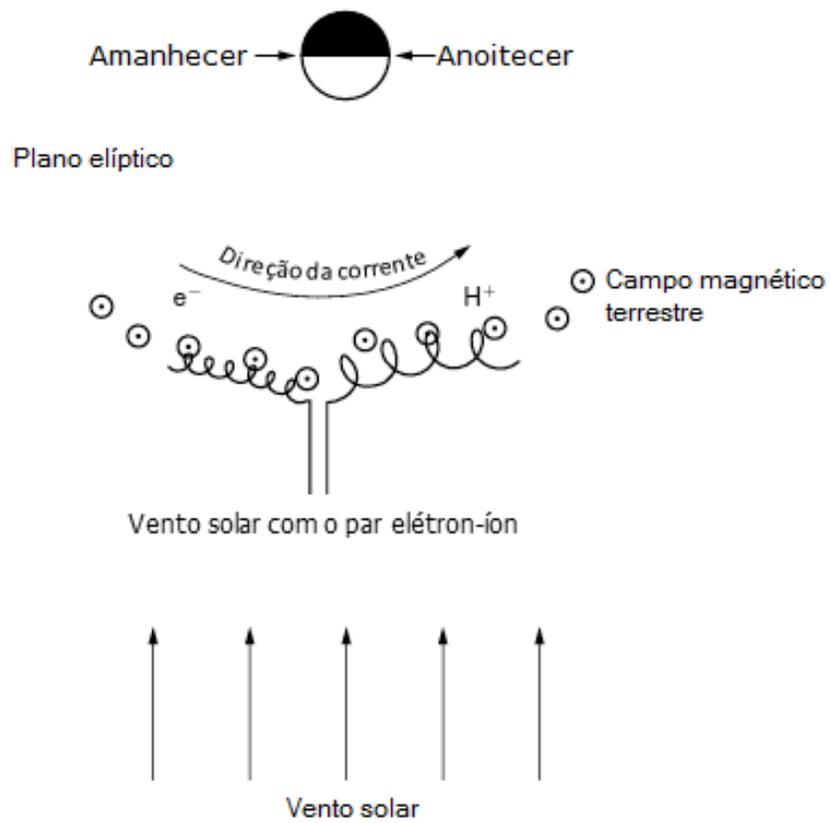


Figura 2.10: Diagrama esquemático que mostra a deflexão das partículas do vento solar pelo campo magnético da Terra. A visão está no plano da elipse [1].

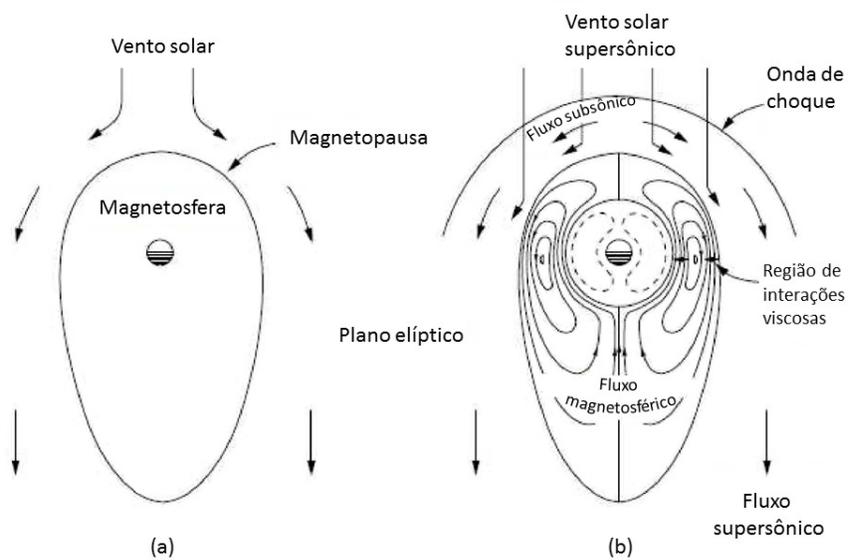


Figura 2.11: (a) Diagrama esquemático de uma magnetosfera fechada. A onda de choque de proa e o padrão de fluxo interno são esboçados em (b). [1].

Capítulo 3

Equações Fundamentais para Dinâmica de Plasma

A ionosfera é uma região da atmosfera terrestre composta por um gás parcialmente ionizado que envolve a Terra e forma a interface entre a atmosfera neutra e o espaço exterior. Para que um gás seja denominado plasma, ele necessita satisfazer a exigência de neutralidade de carga, o que, por sua vez, implica que a densidade numérica de íons deve ser quase igual à densidade numérica de elétrons e também satisfazer a condição de blindagem representada pelo comprimento de Debye (λ_D). Este parâmetro é a distância mínima sobre a qual um plasma pode exibir comportamento coletivo. Ou seja, para fenômenos de plasma que variam em comprimentos de escala menores que λ_D , os íons e elétrons podem ser tratados como partículas individuais. O grau em que o comportamento coletivo ocorre é determinado pelo número de partículas dentro de uma esfera de Debye [4].

Em nosso estudo, a ionosfera será descrita através de equações da dinâmica de fluidos para íons e elétrons. Além disso, necessita-se um conhecimento das reações químicas entre íons, elétrons e espécies neutras para lidar com processos de produção e perda de partículas carregadas e neutras. No entanto, uma descrição mais realista requer alguns parâmetros que exigem uma maior complexidade (como o fato de a ionosfera estar na interface entre dois meios muito dinâmicos e diferentes: atmosfera neutra e o espaço).

3.1 Sistema de Coordenadas

As linhas de campo magnético desempenham um papel importante quando se deseja modelar a dinâmica da ionosfera e da magnetosfera, pois as partículas de plasma se movem muito livremente ao longo das linhas de campo. Com objetivo de facilitar a solução das equações de dinâmica de plasma, toda a dinâmica do plasma será trabalhada no sistema de coordenadas do campo geomagnético, usando o fato da dinâmica do plasma paralelo e perpendicularmente ao campo geomagnético ser fracamente acoplada. Para definimos nossas coordenadas, faremos uma transformação do sistema esférico geográfico para o excêntrico, em seguida, uma transformação do sistema excêntrico para o sistema inclinado, e por fim, uma transformação do sistema inclinado para o sistema dipolar, possibilitando uma descrição aproximada do campo magnético terrestre.

3.1.1 Coordenadas esféricas geográficas para esférica inclinada

O norte magnético não está alinhado com o norte geográfico, além disso, a posição do dipolo tem um deslocamento secular. Para descrever o campo geomagnético é necessário adotar um eixo deslocado em relação ao eixo de rotação da terra. No SAMI2 a posição dos polos magnéticos é dada por definida como $\theta_n=11^\circ$ e $\phi_n=289^\circ$. Um ponto P definido no sistema geográfico é dado por (θ_g, r_g, ϕ_g) e é necessário encontrar a transformação desse sistema para o sistema inclinado (θ_i, r_i, ϕ_i) , i indica as coordenadas inclinadas, n indica as coordenadas do eixo z do novo sistema de coordenadas inclinado em relação ao sistema g , que indica as coordenadas esféricas geográficas, representados na figura 3.1. Para isso, utilizaremos a formula dos triângulos esféricos.

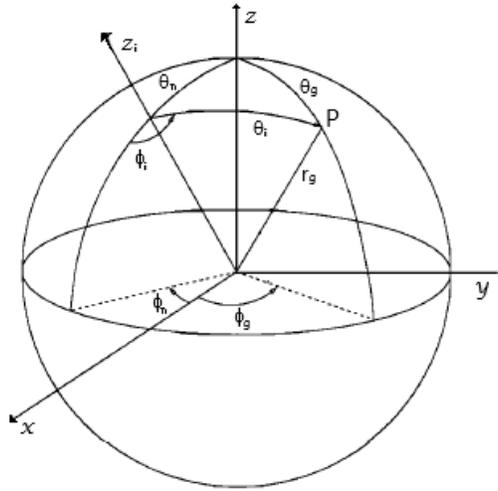


Figura 3.1: Geometria do sistema de coordenadas esférica geográfica em relação ao sistema inclinado.

As coordenadas geográficas são escritas em função das coordenadas cartesianas da seguinte forma:

$$\begin{aligned}
 x &= r_g \operatorname{sen} \theta_g \cos \phi_g \\
 y &= r_g \operatorname{sen} \theta_g \operatorname{sen} \phi_g \\
 z &= r_g \cos \theta_g.
 \end{aligned}
 \tag{3.1}$$

Na figura 3.2, imagina-se três circunferências (concêntricas a esfera) que se interceptam no ponto A , B e C . Os lados do perímetro dessa figura é representado pelos arcos a , b e c . É possível fazer uma projeção dos arcos sobre uma plano perpendicular a normal da superfície esférica no ponto A , no qual os ponto D e E também estão nesse plano tangente. Sendo \overline{AE} uma reta paralela a projeção do arco b , denomina-se de \overline{AD} a reta paralela ao arco c . Define-se como A o ângulo entre \overline{AD} e \overline{AE} o que nos dá também o ângulo entre os arcos b e c , que é justamente A .

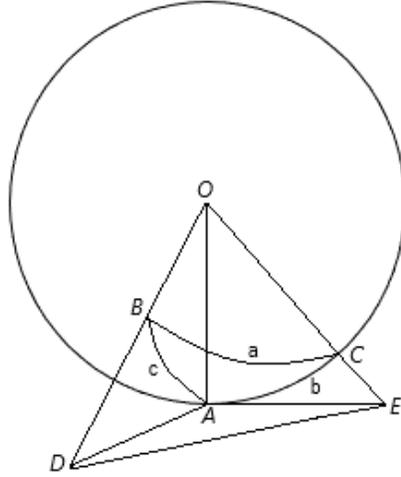


Figura 3.2: Um triângulo esférico sob a superfície de uma esfera.

O arco c é o ângulo entre \overline{OA} e \overline{OD} :

$$\overline{OD} = \tan c \rightarrow \frac{\overline{AD}}{\overline{OA}} = \frac{\text{sen } c}{\cos c}. \quad (3.2)$$

O arco b é o ângulo entre \overline{OA} e \overline{OE} :

$$\overline{OE} = \tan b \rightarrow \frac{\overline{AE}}{\overline{OA}} = \frac{\text{sen } b}{\cos b}. \quad (3.3)$$

Tem-se que o triângulo \overline{DAE} :

$$\overline{DE}^2 = \overline{AD}^2 + \overline{AE}^2 - 2 \cdot \overline{AD} \cdot \overline{AE} \cos(A). \quad (3.4)$$

Podemos reescrever como:

$$\overline{DE}^2 = \overline{OA}^2 [tg^2(c) + tg^2(b) - 2 \cdot tg(c) \cdot tg(b) \cos(A)], \quad (3.5)$$

usando, $\frac{\overline{AD}}{\overline{OA}} = tg(c)$ e $\frac{\overline{AE}}{\overline{OA}} = tg(b)$.

Também podemos escrever o triângulo \overline{DOE} :

$$\overline{DE}^2 = \overline{OD}^2 + \overline{OE}^2 - 2 \cdot \overline{OD} \cdot \overline{OE} \cos(a). \quad (3.6)$$

Que pode ser reescrita como:

$$\overline{DE}^2 = \overline{OA}^2 [2 + tg^2(c) + tg^2(b) - 2 \cdot \sec(c) \cdot \sec(b) \cos(a)]. \quad (3.7)$$

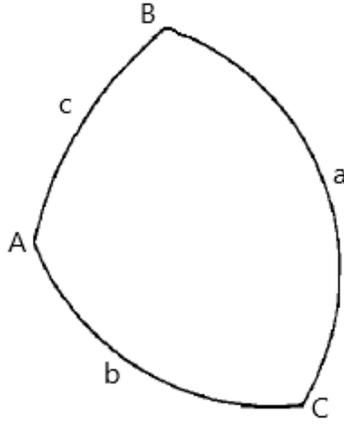


Figura 3.3: Triângulo Esférico.

Agora, igualando a (3.5) e (3.7) , temos, para o triangulo da figura 3.3:

$$\cos (a) = \cos (c) \cos (b) + \operatorname{sen} (c) \operatorname{sen} (b) \cos (A) . \quad (3.8)$$

Portanto, usando a equação acima, podemos escrever a relação entre os ângulos do sistema geográfico e o sistema inclinado, respectivamente a figura 3.4:

$$\cos (\theta_i) = \cos (\theta_g) \cos (\theta_n) + \operatorname{sen} (\theta_g) \operatorname{sen} (\theta_n) \cos (\phi_g - \phi_n) , \quad (3.9)$$

$$\theta_i = \cos^{-1} [\cos (\theta_g) \cos (\theta_n) + \operatorname{sen} (\theta_g) \operatorname{sen} (\theta_n) \cos (\phi_g - \phi_n)] . \quad (3.10)$$

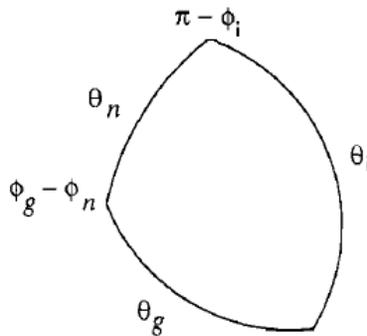


Figura 3.4: Triângulo Esférico com os arcos dos sistemas geográfico e inclinado.

Sendo a transformação reversa:

$$\cos (\theta_g) = \cos (\theta_i) \cos (\theta_n) - \operatorname{sen} (\theta_n) \operatorname{sen} (\theta_i) \cos (\phi_i) . \quad (3.11)$$

$$\theta_g = \cos^{-1} [\cos(\theta_i) \cos(\theta_n) - \text{sen}(\theta_i) \text{sen}(\theta_n) \cos(\phi_i)]. \quad (3.12)$$

Para , ϕ_i temos:

$$\phi_i = \cos^{-1} \left[\frac{\cos(\theta_i) \cos(\theta_n) - \cos(\theta_g)}{\text{sen}(\theta_n) \text{sen}(\theta_i)} \right]. \quad (3.13)$$

3.1.2 Sistema excêntrico

Para a transformação do sistema inclinado para o excêntrico, iremos apenas transladar o centro do sistema inclinado para um ponto dado por $r_o(x_o, y_o, z_o)$. Definimos então que $r_e = r_i - r_o$, logo:

$$\begin{aligned} x_e &= r_i \text{sen} \theta_i \cos \phi_i - x_o \\ y_e &= r_i \text{sen} \theta_i \text{sen} \phi_i - y_o \\ z_e &= r_i \cos \theta_i - z_o. \end{aligned} \quad (3.14)$$

Para os ângulos:

$$\theta_e = \tan^{-1} \left[\frac{z_e}{\rho_e} \right]. \quad (3.15)$$

Onde, $\rho_e = (x_e^2 + y_e^2)^{\frac{1}{2}}$.

A partir da seção a seguir será utilizada este ultimo sistema de coordenada, excêntrico indicado pelo índice e .

3.1.3 Sistema de Coordenadas Dipolar

Resolve-se a equação de Laplace em coordenadas esféricas para o campo externo usando o fato de que é possível definir um potencial escalar magnético V , análogo ao potencial elétrico. No entanto, alguma diferenças importantes devem ser salientadas. Assumindo que as variações de campo elétrico e de corrente na ionosfera são desprezíveis, temos:

$$\begin{aligned} \nabla \times \vec{B} &= 0 \rightarrow \vec{B} = -\nabla V \\ \nabla \cdot \vec{B} &= 0 \rightarrow \nabla^2 V = 0. \end{aligned} \quad (3.16)$$

Resolvendo a equação de Laplace em coordenadas esféricas

$$\nabla^2 V = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial V}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \text{sen} \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\text{sen} \theta \frac{\partial V}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \text{sen}^2 \theta} \frac{\partial^2 V}{\partial \phi^2} = 0, \quad (3.17)$$

na qual deseja-se uma solução para o campo externo. As condições de contorno são: simetria azimutal e os termos de monopolo não são soluções físicas para este o fenômeno. Então os termos da solução que satisfazem a condição de contorno são dados para $n=1$ e $m=0,1$, :

$$V(r, \theta) = \left(\frac{R_E^3}{r_e^2} \right) [g_1^0 \cos(\theta) + g_1^1 \text{sen}(\theta) \cos(\phi) + h_1^1 \text{sen}(\theta) \text{sen}(\phi)]. \quad (3.18)$$

Como as linhas de campo tem simetria axial a (3.18) se torna:

$$V = R_E^3 \frac{g_1^0 \cos \theta}{r_e^2}. \quad (3.19)$$

Comparando com o dipolo físico magnético[8], $g_1^0 = \frac{\mu_o m}{4\pi R_E^3}$ e pode-se definir a relação $R_E^2 = \frac{\mu_o m}{4\pi B_o}$ por meio do dipolo físico. Então, convencionalmente define-se o coeficiente g_1^0 , que é uma constante arbitrária, por $g_1^0 \approx \frac{1}{R_E}$, então:

$$V = \frac{R_E^2}{r_e^2} \cos \theta, \quad (3.20)$$

sendo que o V é uma grandeza normalizada cujo gradiente é paralelo a direção do campo geomagnético.

Com a relação de \vec{B} e V na equação 3.16, pode-se determinar um outro potencial escalar (β) relacionado com as equipotenciais do campo geomagnético. Para isso, encontremos um vetor \vec{A} tal que $\vec{A} \cdot \vec{B} = 0$. Portanto, \vec{A} também pode ser escrito como $\vec{A} = \nabla \beta$, então:

$$\begin{aligned} \nabla V \cdot \nabla \beta &= 0 \\ 2 \cos \theta \frac{\partial \beta}{\partial r_e} + \frac{\text{sen} \theta}{r_e} \frac{\partial \beta}{\partial \theta} &= 0. \end{aligned} \quad (3.21)$$

Lembrando que $\nabla = \frac{\partial}{\partial r} \hat{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \hat{\theta} + \frac{1}{r \text{sen} \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} \hat{\phi}$. A equação é uma equação diferencial parcial que pode ser resolvida pelo método das características

$$\frac{\partial \beta}{\partial r} + \frac{\text{sen} \theta}{2r \cos \theta} \frac{\partial \beta}{\partial \theta} = \frac{d\beta(r, \theta(r))}{dr} = 0. \quad (3.22)$$

Esse método consiste em reduzir uma EDP (Equações Diferenciais Parciais) em uma EDO (Equações Diferenciais Ordinárias). Onde:

$$\frac{d\beta(r, \theta(r))}{dr} = \frac{\partial\beta}{\partial r} \frac{dr}{dr} + \frac{\partial\beta}{\partial\theta} \frac{d\theta}{dr}. \quad (3.23)$$

Logo, $\beta(r, \theta(r)) = C$. Temos que C está no plano $r - \theta$ que dá origem a “curvas características” $\phi(r, \theta)$, que podem ser expressas como solução da (3.23).

$$\frac{d\theta}{dr} = \frac{\text{sen}\theta}{2r \cos\theta} \rightarrow \frac{2 \cos\theta d\theta}{\text{sen}\theta} = \frac{dr}{r}. \quad (3.24)$$

A solução da EDO é:

$$\ln(K) + \ln(\text{sen}\theta) = \ln(r), \quad (3.25)$$

$$K = \frac{r}{\text{sen}\theta}. \quad (3.26)$$

Expressando $K = \frac{C}{\alpha}$ ¹, logo $\phi(r, \theta) = \frac{\alpha r}{\text{sen}\theta}$, então:

$$\beta = \frac{r}{R_E} \frac{1}{\text{sen}\theta}. \quad (3.27)$$

onde, definiu-se $\alpha = \frac{1}{R_E}$.

Agora é possível definir as coordenadas para o campo dipolar em termos das coordenadas esféricas excêntricas:

$$\begin{aligned} q &= \frac{R_E^2}{r_e^2} \cos\theta_e \\ p &= \frac{r_e}{R_E} \frac{1}{\text{sen}\theta_e} \\ \phi &= \phi_e. \end{aligned} \quad (3.28)$$

A transformação de q e p para r e θ é encontrada na solução da seguinte equação:

$$q\left(\frac{r_e}{R_E}\right)^4 + \frac{1}{p} \left(\frac{r_e}{R_E}\right) - 1 = 0, \quad (3.29)$$

sendo que a solução da equação (3.29) pode ser obtida numericamente

¹onde α é uma constante de normalização que será usada para definir a coordenada perpendicular a do campo obtido por V

As coordenadas do campo geomagnético para esse sistema de coordenadas é dado por:

$$\begin{aligned}\vec{B} &= B_q \hat{e}_q \\ |\vec{B}| &= B_q = B_o (1 + 3 \cos \theta_e) \left(\frac{R_E}{r_e} \right)^3.\end{aligned}\tag{3.30}$$

e de (3.16) temos $\vec{B} = g_1^0 \left(\frac{R_E}{r_e} \right) (2 \cos \theta \hat{r} + \text{sen} \theta \hat{\theta}) = B_o \left(\frac{R_E}{r_e} \right)^3 (2 \cos \theta \hat{r} + \text{sen} \theta \hat{\theta})$.

O versor \hat{e}_q é definido em função do campo obtido do potencial V . O coeficiente B_o que é exibido na definição do campo geomagnético é originado da relação $g_1^0 \approx \frac{B_o}{R_E}$. O versor \hat{e}_q é o vetor unitário que segue a direção do campo \vec{B} . No apêndice A, definem-se as equações de divergência e do Gradiente para as coordenadas dipolar.

3.2 Equação de Continuidade

A equação para a conservação da massa pode ser obtida na qual o fluxo do material para dentro ou fora da superfície de controle igual à taxa de crescimento ou diminuição dentro do volume de controle (e se houver) mais o termo de fonte relacionado à criação ou aniquilação de massa (ζ):

$$\iiint_V \left(\frac{\partial \sigma}{\partial t} \right) dV + \iint_S \vec{\Gamma} \cdot d\vec{S} = \iiint_V \zeta dV.\tag{3.31}$$

Pode-se escrever a 3.31 em termos de $m_j n_j$, que é a massa da espécie j vezes o número total de partículas da espécie j por volume. Desta forma, faz-se $\sigma = m_j n_j$, $\vec{\Gamma} = m_j n_j \vec{v}$ e $\zeta = P - L n_j$ (P termo de produção e L termo de perdas) e \vec{v} é a velocidade do fluxo do fluido. Usando o teorema do divergente no segundo termo do lado esquerdo e assumindo que não há variação da massa para a espécie j , obtém-se a equação de continuidade

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} + \nabla \cdot (n_j \vec{v}) = P - L n_j.\tag{3.32}$$

Escrevendo em coordenadas dipolares:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_j}{\partial t} + \frac{R_E (1 + 3 \cos \theta_e)}{r_e^4 \text{sen}^4 \theta_e} \left[\frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{r_e^4 n_j v_p \text{sen} \theta_e}{R_E^2 (1 + 3 \cos \theta_e)^{1/2}} \right) + \frac{\partial}{\partial q} \left(\frac{R_E r_e n_j v_q \text{sen}^4 \theta_e}{(1 + 3 \cos \theta_e)^{1/2}} \right) \right] \\ + \frac{R_E (1 + 3 \cos \theta_e)}{r_e^4 \text{sen}^4 \theta_e} \left[\frac{\partial}{\partial \phi} \left(\frac{r_e^3 n_j v_\phi \text{sen}^3 \theta_e}{R_E (1 + 3 \cos \theta_e)^{1/2}} \right) \right] = P - Ln_j. \end{aligned} \quad (3.33)$$

Determina-se uma variável dimensional s ao longo da linha de campo magnético ao invés de q , sendo $s = qR_E$, então:

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} + \frac{(1 + 3 \cos \theta_e)}{R_E^2 r_e^4 \text{sen}^4 \theta_e} \frac{\partial}{\partial p} \frac{r_e^4 n_j v_p \text{sen} \theta_e}{(1 + 3 \cos \theta_e)^{1/2}} + \quad (3.34)$$

$$\frac{R_E^3 (1 + 3 \cos \theta_e)}{r_e^4 \text{sen}^4 \theta_e} \frac{\partial}{\partial s} \frac{r_e n_j v_s \text{sen}^4 \theta_e}{(1 + 3 \cos \theta_e)^{1/2}} + \frac{1}{r \text{sen} \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} (n_j v_\phi) = P - Ln_j. \quad (3.35)$$

Podemos simplificar a expressão acima fazendo $\frac{B_s}{B_o} = b_s$, onde $b_s = \frac{(1+3 \cos^2 \theta)^{1/2}}{r \text{sen}^4 \theta}$ e $\vec{B} = B_s \hat{e}_s$:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + b_s^2 \frac{\partial}{\partial s} \frac{nv_s}{b_s} + \frac{p^2}{R_E^2} b_s^2 \frac{\partial}{\partial p} \frac{r_e \text{sen} \theta_e n v_p}{b_s} + \frac{1}{r \text{sen} \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} (n v_\phi) = P - Ln. \quad (3.36)$$

Esta é a equação de continuidade para qualquer espécie de íon e para os elétrons.

3.3 Equação de Momento

O princípio de conservação do momento, requer que a taxa de variação do momento em relação ao tempo dentro de um volume seja igual ao gradiente de pressão e o campo de força externo total $\sum \vec{F}$ atuando sobre o material dentro do volume mais o fluxo de momento através da superfície delimitada pelo volume.

Isto é, o que o teorema de transporte de Reynolds define-se que, para uma propriedade extensiva de um fluido $(\vec{\Pi})$, temos:

$$\frac{d}{dt} \int_V \vec{\Pi} dV = \int_V \frac{\partial \vec{\Pi}}{\partial t} dV + \oint_S \vec{\Pi} (\vec{v}_j \cdot \hat{n}) dA. \quad (3.37)$$

Onde $\frac{dV}{dt} = (\vec{v}_j \cdot \hat{n}) dA$.

O primeiro termo de (3.37) é referente as forças internas ao volume e o segundo referente a forças superficiais. Definimos o momento como $\vec{\Pi} = m_j n_j \vec{v}_j$:

$$\frac{d}{dt} \int_V (m_j n_j \vec{v}_j) dV = \int_V \left(m_j \vec{v}_j \frac{\partial n_j}{\partial t} + m_j n_j \frac{\partial \vec{v}_j}{\partial t} \right) dV + \oint_S m_j n_j \vec{v} \left(\vec{v}_j \cdot d\vec{A} \right). \quad (3.38)$$

Forças Internas

Temos atuando no volume de controle do plasma as forças gravitacional, Lorentz e efeitos colisionais entre as espécies, resultando em:

$$\begin{aligned} \int_V \left(m_j \vec{v} \frac{\partial n_j}{\partial t} + m_j n_j \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} \right) dV &= \int_V m_j n_j \vec{g} dV \\ + \int_V n_j \tau \left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \right) dV &- \sum_k \int_V m_j n_j \nu_{jk} (\vec{v}_j - \vec{v}_k) dV. \end{aligned} \quad (3.39)$$

onde define-se as densidades de massa e carga elétrica (a carga é representada por τ) como $\rho_g = \frac{mN}{V}$ e $\rho_c = \frac{\tau N}{V}$ respectivamente, e os índices $_{jk}$ representam ou as espécies carregadas, íons e elétrons, ou as espécies neutras.

Forças Superficiais

Considera-se que na superfície que contém o volume de controle do plasma atua o gradiente de pressão:

$$\oint_S m_j n_j \vec{v} \left(\vec{v} \cdot d\vec{A} \right) = \sum_\alpha \left(\int_V \nabla \cdot (m_j n_j v_\alpha \vec{v}) dV \right) \hat{e}_\alpha = - \int_V \nabla P dV. \quad (3.40)$$

No qual $m_j n_j \vec{v} \left(\vec{v} \cdot d\vec{A} \right) = m_j n_j (v_1 \hat{e}_1 + v_2 \hat{e}_2 + v_3 \hat{e}_3) \left(\vec{v} \cdot d\vec{A} \right)^2$, portanto, reescrevendo a conservação do momento para espécie j como:

$$m_j n_j \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} \right) + \vec{v} \zeta = m_j n_j \vec{g} + n_j \tau \left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \right) - \sum_k m_j n_j \nu_{jk} (\vec{v}_j - \vec{v}_k) - \nabla P_j. \quad (3.41)$$

Nesse estudo, despreza-se o termo de fonte que aparece em (3.41)³, pois a produção do par

²No qual o índice α representa a os componentes de v nas direções 1, 2 e 3

³O termo ζ , que foi definido na equação 3.31, foi escrito por simplicidade, lembrando que a soma dos dois termos do lado esquerdo da igualdade na equação 3.32 são responsáveis pela taxa de produção/aniquiação das espécies carregadas

elétron-íon não irá mudar o momento do fluido. Em razão do plasma ionosférico contar com a presença de espécies neutras, é adicionado o termo de colisão das espécies neutras com os íons e elétrons além dos termos de colisão elétron-íon. Então, para $j = i$:

$$\frac{\partial \vec{v}_i}{\partial t} + (\vec{v}_i \cdot \nabla) \vec{v}_i = \vec{g} + \frac{e}{m_j} \left(\vec{E} + \vec{v}_i \times \vec{B} \right) - \nu_{in} (\vec{v}_i - \vec{v}_n) - \sum_k \nu_{ik} (\vec{v}_i - \vec{v}_k) - \frac{1}{m_i n_i} \nabla P_i. \quad (3.42)$$

No caso do elétron, podemos negligenciar o termo inercial em razão de sua massa desprezível. Além disso, no regime de interesse, o termo colisional pode ser desprezado por muito ser menor que a girofrequência, $\nu_{ek} \ll \Omega_e$,⁴ (ou frequência de Larmor) e a taxa de colisão.

$$0 = -\frac{e}{m_e} \left(\vec{E} + \vec{v}_e \times \vec{B} \right) - \frac{1}{m_e n_e} \nabla P_e. \quad (3.43)$$

Reescrevendo 3.42 e 3.43 em coordenadas dipolares:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_{is}}{\partial t} + (\vec{v}_i \cdot \nabla) v_{is} &= -\frac{1}{m_i n_i} b_s \frac{\partial P_i}{\partial s} + \frac{e}{m_j} E_s + g_s \\ &\quad - \nu_{in} (v_{is} - v_{ns}) - \sum_k \nu_{ik} (v_{is} - v_{ks}), \end{aligned} \quad (3.44)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_{ip}}{\partial t} + (\vec{v}_i \cdot \nabla) v_{ip} &= -\frac{1}{m_i n_i} \frac{p^2}{R_E^2} b_s r \text{sen} \theta \frac{\partial P_i}{\partial p} + \frac{e}{m_j} E_p - \frac{e}{m_j} v_{i\phi} B_s + g_p \\ &\quad - \nu_{in} (v_{ip} - v_{np}) - \sum_k \nu_{ik} (v_{ip} - v_{kp}), \end{aligned} \quad (3.45)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_{i\phi}}{\partial t} + (\vec{v}_i \cdot \nabla) v_{i\phi} &= -\frac{1}{m_i n_i} \frac{1}{r \text{sen} \theta} \frac{\partial P_i}{\partial \phi} + \frac{e}{m_j} E_\phi - \frac{e}{m_j} v_{ip} B_s + g_\phi \\ &\quad - \nu_{in} (v_{i\phi} - v_{n\phi}) - \sum_k \nu_{ik} (v_{i\phi} - v_{k\phi}), \end{aligned} \quad (3.46)$$

$$0 = -b_s \frac{\partial P_e}{\partial s} - n_e e E_s \quad (3.47)$$

$$0 = -\frac{p^2}{R_E^2} b_s r \text{sen} \theta \frac{\partial P_e}{\partial p} - e n_e E_p + e n_e v_{e\phi} B_s \quad (3.48)$$

$$0 = -\frac{1}{r \text{sen} \theta} \frac{\partial P_e}{\partial \phi} - e n_e E_\phi - e n_e v_{ep} B_s. \quad (3.49)$$

⁴Onde $\Omega_e = \frac{e B_s}{m_e}$

Resolvendo a (3.41), definiremos os seguinte termos:

$$E_s = -\frac{b_s}{n_e e} \frac{\partial P_e}{\partial s} \quad (3.50)$$

$$v_{ep} = -\frac{1}{en_e B_s} \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial P_e}{\partial \phi} - \frac{E_\phi}{B_s} \quad (3.51)$$

$$en_e v_{e\phi} B_s = -\frac{1}{en_e B_s} \frac{p^2}{R_E^2} b_s r \sin \theta \frac{\partial P_e}{\partial p} + \frac{E_p}{B_s}. \quad (3.52)$$

3.3.1 Tensor de Mobilidade e de Corrente Elétrica

É possível obter uma equação para uma densidade de corrente na ionosfera ao analisar-se uma situação em que a o plasma ionosférico apresenta uma dinâmica em função de uma velocidade de deriva para as espécies carregadas. Para isto, na equação de momento (equação 3.41) a velocidade para íons e elétrons é constante, sendo assim o termo do lado esquerdo da equação de momento é nulo. E também, os termos devido as colisões entre espécies carregadas é desprezíveis devido ao seu movimento coletivo.

Assim, o plasma se move com a velocidade uma constante na direção radial o que induz a assumir que a força gravitacional é igual a menos o gradiente de pressão. Lembrando que no processo para encontrar a equação de momento definiu-se que o gradiente de pressão está na direção normal a superfície que contem o plasma (direção radial). Então a equação de momento para o íon é dada por [9]:

$$\frac{e}{m_i} \left(\vec{E} + \vec{v}_i \times \vec{B} \right) - \nu_{in} (\vec{v}_i - \vec{v}_n) = 0. \quad (3.53)$$

Usando a notação a seguir para resolver a equação acima

$$\vec{F} = e\vec{E} + m_i \nu_{in} \vec{v}_n. \quad (3.54)$$

Então, substituindo em 3.53, temos:

$$\vec{v}_i = \frac{1}{m_i \nu_{in}} (e\vec{v}_i \times \vec{B} + \vec{F}). \quad (3.55)$$

Agora fazendo o produto vetorial e produto escalar entre 3.55 com \vec{B} , tem-se respectivamente:

$$\begin{aligned}\vec{v}_i \times \vec{B} &= \frac{1}{m_i \nu_{in}} [e(\vec{v}_i \cdot \vec{B})\vec{B} - eB^2\vec{v}_i + \vec{F} \times \vec{B}] \\ \vec{v}_i \cdot \vec{B} &= \frac{\vec{F} \cdot \vec{B}}{m_i \nu_{in}}.\end{aligned}\tag{3.56}$$

Logo, a equação do produto vetorial pode ser reescrita substituindo o termo de produto escalar $\vec{v}_i \cdot \vec{B}$:

$$\vec{v}_i \times \vec{B} = \frac{1}{m_i \nu_{in}} \left(\frac{e}{m_i \nu_{in}} (\vec{F} \cdot \vec{B})\vec{B} - eB^2\vec{v}_i + \vec{F} \times \vec{B} \right).\tag{3.57}$$

Por fim, a equação 3.55 é redefinida como:

$$\vec{v}_i = \frac{1}{m_i \nu_{in}} \left\{ \frac{e}{m_i \nu_{in}} \left[\frac{e}{m_i \nu_{in}} (\vec{F} \cdot \vec{B})\vec{B} - eB^2\vec{v}_i + \vec{F} \times \vec{B} \right] + \vec{F} \right\}.\tag{3.58}$$

Tem-se que $\vec{B} = B\hat{e}_B$, no qual \hat{e}_B é o vetor unitário na direção do campo geomagnético

$$\left[1 + \left(\frac{eB}{m_i \nu_{in}} \right)^2 \right] \vec{v}_i = \frac{1}{m_i \nu_{in}} \left[\left(\frac{eB}{m_i \nu_{in}} \right)^2 (\vec{F} \cdot \hat{e}_B)\hat{e}_B + \left(\frac{eB}{m_i \nu_{in}} \right) \vec{F} \times \hat{e}_B + \vec{F} \right],\tag{3.59}$$

usando a notação $\omega_i = \frac{eB}{m_i}$, que é a giro frequência ou frequência angular de ciclotron. A partir desta notação percebe-se que $\frac{1}{m_i \nu_{in}} = \omega_i / \nu_{in} \cdot 1/eB$ temos:

$$\vec{v}_i = \frac{1}{eB} \cdot \frac{\omega_i \nu_{in}}{\omega_i^2 + \nu_{in}^2} \left[\frac{\omega_i^2}{\nu_{in}^2} (\vec{F} \cdot \hat{e}_B)\hat{e}_B + \left(\frac{\omega_i}{\nu_{in}} \right) \vec{F} \times \hat{e}_B + \vec{F} \right].\tag{3.60}$$

O \vec{F} pode ser escrito em função de duas componentes, uma paralela e outra perpendicular a \vec{B} . Então a equação 3.60 é dada por:

$$\vec{v}_i = \frac{1}{eB} \cdot \frac{\omega_i \nu_{in}}{\omega_i^2 + \nu_{in}^2} \left[\vec{F}_\perp + \left(\frac{\omega_i}{\nu_{in}} \right) \vec{F}_\perp \times \hat{e}_B + \left\{ 1 + \left(\frac{\omega_i}{\nu_{in}} \right)^2 \right\} \vec{F}_\parallel \right].\tag{3.61}$$

Expressando \vec{F} em função das componentes (x, y, z) , definindo $\hat{e}_B = \hat{e}_z$. Então, $\vec{F}_\perp = F_x \hat{e}_x + F_y \hat{e}_y$ e $\vec{F}_\parallel = F_z \hat{e}_z$, convencionou-se \vec{v}_i pela matriz:

$$\vec{v}_i = \begin{pmatrix} k_{iP} & k_{iH} & 0 \\ -k_{iH} & k_{iP} & 0 \\ 0 & 0 & k_{i\parallel} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} F_x \\ F_y \\ F_z \end{pmatrix},$$

no qual

$$\begin{aligned}
k_{iP} &= \frac{1}{eB} \cdot \frac{\omega_i \nu_{in}}{\omega_i^2 + \nu_{in}^2} \\
k_{iH} &= \frac{1}{eB} \cdot \frac{\omega_i^2}{\omega_i^2 + \nu_{in}^2} \\
k_{i\parallel} &= \frac{1}{eB} \cdot \frac{\omega_i}{\nu_{in}} = \frac{1}{m_i \nu_{in}}.
\end{aligned} \tag{3.62}$$

Pode-se agora representar a equação 3.3.1

$$\vec{v}_i = k_i \cdot \vec{F} = k_i \cdot (e\vec{E} + m_i \nu_{in} \vec{v}_n). \tag{3.63}$$

Aqui, k_i é o tensor da mobilidade iônica. A apresentação do tensor é uma descrição matemática conveniente para o resultado no qual se obtêm valores diferentes da velocidade em direções diferente.

O tensor de mobilidade é composto de três mobilidades diferentes, a mobilidade de Pedersen k_{iP} , a mobilidade de Hall k_{iH} e a mobilidade paralela $k_{i\parallel}$ (paralela a \vec{B}).

A velocidade do elétron pode ser calculada de maneira semelhante e, portanto, o resultado pode ser escrito diretamente. É preciso, no entanto, notar que o termo referente a carga elétrica e deve ser substituído por $-e$ e a frequência de rotação angular tanto para elétrons quanto para íons são definidas como uma quantidade positiva. Assim, os componentes do tensor de mobilidade de elétrons são[9]

$$\begin{aligned}
k_{eP} &= \frac{1}{eB} \cdot \frac{\omega_e \nu_{en}}{\omega_e^2 + \nu_{en}^2} \\
k_{eH} &= -\frac{1}{eB} \cdot \frac{\omega_e^2}{\omega_e^2 + \nu_{en}^2} \\
k_{e\parallel} &= \frac{1}{eB} \cdot \frac{\omega_e}{\nu_{en}} = \frac{1}{m_e \nu_{en}},
\end{aligned} \tag{3.64}$$

no qual $\omega_e = \frac{eB}{m_e}$. Então, a expressão para a velocidade do elétron é:

$$\vec{v}_e = k_e \cdot \vec{F} = k_e \cdot (-e\vec{E} + m_e \nu_{en} \vec{v}_n). \tag{3.65}$$

Em altitudes onde a frequência de colisão de elétrons é muito menor que a frequência angular eletrônica, $k_{eP} \approx 0$ e $k_{eH} \approx -1/eB$. Então os elétrons se movem a uma velocidade

$v_{e\perp} = \vec{E} \times \vec{B}/B^2$ em um plano perpendicular a \vec{B} . Isso acontece praticamente em todas as altitudes acima da região D (Figura 3.5). Uma deriva semelhante também acontece para os íons, mas a frequência de colisão de íons torna-se menor que a frequência angular dos íons apenas na região F (Figura 3.5). Assim, na região F (em altitudes acima de 200 km), os íons e elétrons se movem juntos em uma direção perpendicular ao campo elétrico E e ao campo magnético B , assim denominada deriva $\vec{E} \times \vec{B}$ [9].

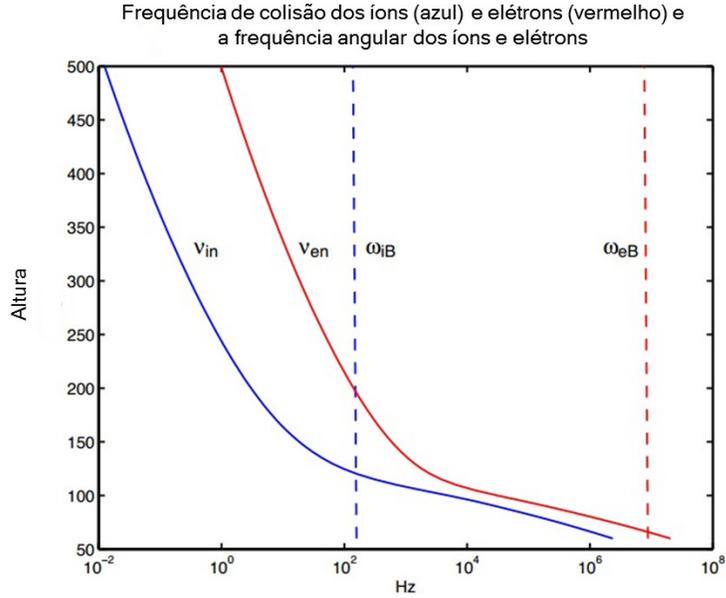


Figura 3.5: Frequências de colisão do elétron (vermelho) e íon (azul) com espécies neutras e a frequência angular do elétron e íon. Como esperado, a frequência de colisão das espécies carregadas com as espécies neutras vai decaindo com a altitude. Já a frequência angular não varia com a diminuição da altitude, lembrando que o mesmo foi definido em função de termos contantes [9].

$$v_{e,i\perp} = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} \quad (3.66)$$

O dínamo da região E (devido aos ventos neutros), leva a correntes elétricas. A mobilidade de elétrons na direção paralela ao campo magnético é muito alta na ionosfera, como consequência da pequena massa eletrônica. As forças motrizes que causam movimento de partículas carregadas são a força $\vec{E} \times \vec{B}$ e o vento neutro.

Através da velocidade dos íons e elétrons pode-se expressar as correntes oriundas desse movimento. Quando os elétrons se movem a uma velocidade v_e , isto gera uma densidade de corrente $j_e = -n_e e v_e$. Já a densidade de corrente devido a íons é $j_i = n_i e v_i$ e a densidade de corrente total é a soma dessas duas densidades de corrente. Usando as equações 3.63 e 3.65 e levando em conta a propriedade de neutralidade do plasma ($n_e \equiv n_i$) além de desprezar o termo de arrasto, obtem-se[9]:

$$\begin{aligned}\vec{j} &= \vec{j}_i + \vec{j}_e = n_i e (v_i - v_e) \\ \vec{j} &= n_i e^2 (k_i + k_e) \cdot [\vec{E} + (m_i \nu_{in} - m_e \nu_{en}) v_n] \\ \vec{j} &= \vec{\sigma} \cdot [\vec{E} + (m_i \nu_{in} - m_e \nu_{en}) v_n].\end{aligned}\tag{3.67}$$

no qual, $\sigma = n_i e^2 (k_i + k_e)$ é o tensor de condutividade. No sistema de coordenadas (x, y, z) com o campo geomagnético apontando na direção do eixo z , a representação do tensor de condutividade é

$$\sigma = \begin{pmatrix} k_{iP} k_{eP} & k_{iH} + k_{eH} & 0 \\ -k_H - k_{eH} & k_{iP} + k_{eP} & 0 \\ 0 & 0 & k_{i\parallel} + k_{e\parallel} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sigma_P & -\sigma_H & 0 \\ \sigma_H & \sigma_P & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{\parallel} \end{pmatrix}.$$

Aqui σ_P , σ_H e σ_{\parallel} são as condutividades de Pedersen, Hall e paralela (ao campo) e são definidas como positivas. Os sinais no tensor de condutividade aparecem porque k_{eH} é definido como negativo na equação 3.64 e, devido à alta frequência angular do elétron, $|k_{eH}| > k_{iH}$. Então, uma condutividade Hall positiva é obtida com uma definição $\sigma_H = -n_e e^2 (k_{iH} + k_{eH})$ [9].

3.4 Equação de Temperatura

Podemos definir a equação para a temperatura a partir da equação de transporte de energia térmica. Para isso, usaremos a 1º lei da termodinâmica para encontrar a variação de energia em um volume de controle:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{dQ}{dt} - \frac{dW}{dt}.\tag{3.68}$$

Para a variação de energia por unidade de massa:

$$\frac{d}{dt} \int_V (\varepsilon_j \rho) dV = \int_V \frac{\partial (\varepsilon_j \rho)}{\partial t} dV + \oint_S \varepsilon_j \rho (\vec{v} \cdot \hat{n}) dA. \quad (3.69)$$

Em (3.68), temos contribuições de $(\frac{dQ}{dt} - \frac{dW}{dt})$ internas e externas ao volume de controle.

Aquecimento Interno

São exemplos combustão e absorção de radiação:

$$\frac{dQ}{dt} |_{interno} = \int_V \rho \gamma dV \quad (3.70)$$

onde o γ indica o fluxo de calor por unidade de volume.

Aquecimento Superficial

Essa contribuição vem de um fluxo de calor na superfície do volume de controle e para isso usamos a lei de Fourier: $\vec{\gamma}'' = -\kappa \nabla T$, onde κ é o coeficiente de condutividade térmica do qual o SAMI2 emprega o modelo numérico de *Baks and Kockarts 1973*[2]:

$$\frac{dQ}{dt} |_{superfície} = - \int_V \rho \vec{\gamma}'' \cdot d\vec{A}. \quad (3.71)$$

Trabalho interno

São exemplos o trabalho devido as forças gravitacional e elétrica:

$$\frac{dW}{dt} |_{interno} = \int_V (\rho \vec{g} \cdot \vec{v}) dV - \int_V - (nq \vec{E} \cdot \vec{v}) dV. \quad (3.72)$$

Trabalho Superficial

O trabalho na superfície de controle devido a pressão defini-se por

$$\frac{dW}{dt} |_{superfície} = \int_V P (\vec{v} \cdot d\vec{A}). \quad (3.73)$$

Definindo $\varepsilon = e + \frac{1}{2}v^2$, onde e é a energia interna do fluido sobre a massa, então:

$$\frac{\partial \rho_j (e_j + \frac{1}{2} v_j^2)}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\rho_j e_j \vec{v}_j + \frac{1}{2} \rho_j v_j^2 \vec{v}_j \right) = \gamma - \nabla \cdot \nabla (\kappa T_j) - \nabla \cdot (P_j \vec{v}_j). \quad (3.74)$$

Assumindo que os termos referentes a fonte na equação (3.32), podemos escrever a equação para o transporte de energia térmica:

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} n_j k \frac{\partial T_j}{\partial t} + \rho \frac{\partial (v_j^2/2)}{\partial t} + \frac{3}{2} n_j k (\vec{v}_j \cdot \nabla) T_j + \rho \vec{v}_j \cdot \left(\nabla \frac{1}{2} v_j^2 \right) \\ - \nabla \cdot \kappa \nabla T_j + P_j (\nabla \cdot \vec{v}_j) + (\vec{v}_j \cdot \nabla) P_j + \frac{dW}{dt} \Big|_{\text{superfície}} = \gamma. \end{aligned} \quad (3.75)$$

Onde $P_j = n_j k T_j$ e $\rho_j e_j = \frac{3}{2} n_j k T_j$. Substituindo $\vec{v}_j \cdot \nabla (\frac{1}{2} v_j^2) = \vec{v}_j \cdot [(\vec{v}_j \cdot \nabla) \vec{v}_j]$ e somando ao termo $\frac{\partial (v_j^2/2)}{\partial t} = \vec{v}_j \cdot \frac{\partial \vec{v}_j}{\partial t}$ obtemos o produto escalar de (3.41) com \vec{v}_j que somado ao termo $(\vec{v}_j \cdot \nabla) P$ resulta na seguinte equação

$$\frac{\partial T_j}{\partial t} + (\vec{v}_j \cdot \nabla) T_j + \frac{2}{3} T_j (\nabla \cdot \vec{v}_j) - \frac{2}{3 n_j k} \nabla \cdot \kappa \nabla T_i = \sum Q_{jk}. \quad (3.76)$$

Faz-se $\gamma \rightarrow \sum Q_{jk} = Q_{jj} + Q_{je} + Q_{jn}$ que é empregado por modelos empíricos, no qual os Q 's se originam das colisões entre a j -ésima espécie de íon e a mesma espécie de íons e com espécies neutras e elétrons. Agora, pode-se escrever a equação da temperatura para $j = i$ em coordenadas dipolares. O transporte do plasma no modelo SAMI será tratado primariamente ao longo da coordenada s , descrito no próximo capítulo na seção (4.1.1). Então, considera-se que a condutividade térmica será dada ao longo da linha de campo magnético, logo, fazendo $\nabla \cdot \kappa_j \nabla (T_j) \simeq b_s^2 \frac{\partial}{\partial s} \kappa_j \frac{\partial T_j}{\partial s}$, a temperatura do íon é dada por:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_i}{\partial t} + b_s \frac{\partial T_i}{\partial s} v_{is} + \frac{p^2}{R_E} b_s r \sin \theta \frac{\partial T_i}{\partial p} v_{ip} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial T_i}{\partial \phi} v_{i\phi} \\ + \frac{2}{3} T_i \left(b_s^2 \frac{\partial}{\partial s} \frac{v_{is}}{b_s} + \frac{p^2}{R_E^2} b_s^2 \frac{\partial}{\partial p} \frac{r_e \sin \theta_e v_{ip}}{b_s} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial v_{i\phi}}{\partial \phi} \right) \\ - \frac{2}{3 n_i k} b_s^2 \frac{\partial}{\partial s} \kappa_i \frac{\partial T_i}{\partial s} = Q_{ij} + Q_{ie} + Q_{in}. \end{aligned} \quad (3.77)$$

Para o elétron, devido a sua alta condutividade ao longo de s , consideraremos nula sua componente de velocidade nesta direção, sua frequência cíclotron é $\Omega_e = e B_s / m_e \gg 1$. Nesta aproximação, a equação de conservação de energia dos elétrons pode ser escrita como,

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} - \frac{2}{3nk} b_s^2 \frac{\partial}{\partial s} \kappa_e \frac{\partial T_e}{\partial s} = Q_{phe} + Q_{ie} + Q_{in}, \quad (3.78)$$

onde Q_{phe} é o aquecimento devido a fotoabsorção.

Definiu-se as equações de fluidos para os íons e elétrons e sua interação com as espécies neutras neste capítulo. No próximo será mostrado como o modelo implementa numericamente essas equações e como estão acopladas à dinâmica das espécies neutras e os modelos empíricos de radiação solar, ventos neutro, da deriva vertical e de Composição Atmosférica.

Capítulo 4

Modelagem da Ionosfera empregando o SAMI2

O SAMI2 é um modelo de simulação numérica do plasma ionosférico de baixas latitudes ao longo do campo geomagnético da Terra, de hemisfério à hemisfério. O código inclui uma deriva $\vec{E} \times \vec{B}$ modelada empiricamente, bem como a inércia dos íons na equação do momento para o movimento ao longo da linha de campo do dipolo. O código usa uma grade fixa, ortogonal, na qual uma das coordenadas coincide com as linhas de campo e a outra com as equipotenciais. As espécies neutras são especificadas usando os modelos empíricos que descrevem desde a superfície até a base da exosfera, fornecendo valores de temperatura (NRLMSISE00 [10]) e outro que fornece dados de velocidade dos ventos neutros (HWM93 [11]). O transporte do plasma é calculado ao longo da linha de campo e perpendicularmente. A taxa de fotoionização é calculada usando um modelo de fotoabsorção associado ao modelo empírico EUVAC [12], que fornece o espectro do fluxo solar no ultravioleta extremo. O modelo químico é baseado em um conjunto de reações, cujos coeficientes de taxa são tabelados.

4.1 Métodos Numéricos

Alguns modelos de baixa latitude da ionosfera assumem que os íons são colisionais em todas as altitudes, e as equações são resolvidas também ao longo da linha de campo magnético. Nesse caso, é necessário utilizar expansão de Taylor, por exemplo, na equação da continuidade dos

íons (equação (3.36)). Este método produz uma equação extensa e complexa e que não tem sua convergência garantida, e de fato, falha quando se inclui os termos de advecção da temperatura dos íons [2].

No SAMI2, utiliza-se de métodos numéricos simples e com flexibilidade. Não há expansões, no entanto, a resolução é obtida de forma direta. O intervalo de tempo empregado satisfaz a condição de Courant $\Delta t < (\Delta l_i / V_{is})_{\min}$ ¹. A condição de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) é uma condição necessária para a convergência de equações diferenciais parciais (geralmente PDE's hiperbólicas) no caso de vários esquemas numéricos. Surge na análise numérica de esquemas explícitos de integração de tempo, quando estes são utilizados para a solução numérica. Portanto, há um intervalo de tempo limite para que os valores venham a convergir e produzir resultados coerentes.

Por causa da condição de CFL, o intervalo de tempo no SAMI2 precisa ser suficientemente pequeno para sempre satisfazê-la. Para altitudes menores que $\sim 4000 \text{ km}$, é usual o emprego de uma malha de 201 pontos o que requer um intervalo de tempo de $\sim 1-12 \text{ s}$. A medida que a altitude aumenta, precisa-se de mais pontos e intervalos de tempo ainda menores [2].

Os sistemas de equações são resolvidos usando uma divisão temporal da dinâmica do plasma, no qual os processos na ionosfera propagam-se em primeiro estágio ao longo da linha de campo geomagnético (na direção de s) e depois perpendicular ao campo (na direção de p e ϕ). O esquema de transporte dos processos no plasma ionosférico é feito da seguinte forma: (1) transporte paralelo: $t_o + \Delta t \rightarrow t^*$ e (2) transporte perpendicular: $t^* + \Delta t \rightarrow t_1$. Densidade, temperatura e velocidade são calculados no intervalo de t_o e t^* , representando o movimento paralelo ao longo da linha de campo magnético. Depois, esses valores são usados para o cálculo do transporte perpendicular às linhas de campo magnético avançando para o tempo t_1 [2].

4.1.1 Equações de Transporte

O efeito que os vários processos externos têm sobre a ionosfera é determinado, em grande parte, pelos processos de transporte de plasma, que são afetados pelo campo magnético intrínseco da Terra. O transporte de plasma molda a propagação de perturbações ou processos que ocorrem

¹Tem-se que Δl_i é um intervalo de comprimento e V_{is} é a magnitude da velocidade. O índice i é referente a célula como ilustrado na figura 4.1

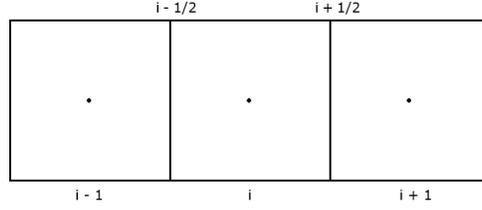


Figura 4.1: Malha composta pelas células $i-1$, i , $i+1$ com as interfaces $i-1/2$ e $i+1/2$. O transporte na célula s_i é dado pelo fluxo na face $i - 1/2$ e na face $i + 1/2$

no plasma.

Transporte Paralelo

O movimento ao longo da linha de campo geomagnético é descrito por um conjunto de equações de advecção\difusão. Para os termos de advecção usamos o método *donor-cell*. Este esquema é baseado na ideia de tratar a dinâmica dos parâmetros físicos do plasma ionosférico por meio de uma simulação numérica na direção de propagação dos parâmetros através das faces celulares.

Aplicando este método na equação de continuidade, equação 3.36, considera-se o movimento do plasma na direção paralela a linha do campo geomagnético:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + b_s^2 \frac{\partial}{\partial s} \frac{nv_s}{b_s} = P - Ln \quad (4.1)$$

Os parâmetros físicos são numericamente representados em uma grade, tal como esquematizado na Figura 4.1.

Assim, as grandezas físicas: densidade, temperatura e velocidade são definidas em s_{i-1} , s_i e s_{i+1} . Usando essa grade numérica ¹, a equação de continuidade pode ser rescrita da seguinte forma ²:

$$\frac{n_j^{t+\Delta t} - n_j^t}{\Delta t} + \frac{(n^{t+\Delta t}v)_{j+1/2} - (n^{t+\Delta t}v)_{j-1/2}}{\Delta s_j} = P - Ln_j^{t+\Delta t}. \quad (4.2)$$

¹onde: $\Delta s = (s_{j+1} - s_{j-1})/2$; v, P e L são calculados para o tempo $t + \Delta t$ e o índice s foi negligenciado por simplicidade.

²A derivada parcial do segundo do termo do lado esquerdo da relação 4.1 tem uma deriva do fluxo magnético b_s em relação a s e foi suprimido da equação no intuito de implementar uma equação para a malha com uma configuração próxima da equação da continuidade, e foi suprimido o termo b_s^2 em 4.2.

Este esquema de diferencial é implícito, com a densidade calculada para o tempo $t + \Delta t$, dessa forma, a velocidade v na equação 4.2 é somente a velocidade de advecção ³ e não é considerada sua soma com a velocidade do som, $v = v_s + v_{som}$, o que se demonstra ser uma técnica útil para modelar plasmas subsônicos, que é o caso do plasma ionosférico.

Para que a densidade seja obtida, atualiza-se para o tempo $t + \Delta t$ para que possa se obter e resolver a matriz tridiagonal 4.3 , escrita a partir de 4.2:

$$An_{j-1}^{t+\Delta t} + Bn_j^{t+\Delta t} + Cn_{j+1}^{t+\Delta t} = D, \quad (4.3)$$

onde⁴

$$\begin{aligned} A &= \frac{a_0}{\Delta s_j}, \\ B &= \frac{b_0}{\Delta s_j} + \frac{1}{\Delta t} + L, \\ C &= \frac{c_0}{\Delta s_j}, \\ D &= n_j^t + P. \end{aligned} \quad (4.4)$$

A condição de contorno na extremidade de cada tubo de fluxo (ver figura 4.2) é $n_i = P_i/L_i$. A equação de momento é resolvida de maneira semelhante, porém, os termos de advecção são desprezados em razão do regime subsônico e da alta condutividade ao longo das linhas de campo geomagnético. Sendo assim, as espécies carregadas possuem um movimento em conjunto ao longo das linhas de campo. Contudo, a condição de contorno na extremidade de cada tubo de fluxo é $v_i = 0$.

³Por ser a velocidade na qual os parâmetros são atualizados.

⁴Os coeficientes, definidos em [2], a_0 , b_0 e c_0 são usados para estimar o fluxo na face de cada célula em função da média da velocidade e sua direção. Por exemplo, se o fluxo na face $i - 1/2$ está no sentido $i - 1$ para i tem-se $\frac{1}{2}(v_{i-1} + v_i)n_{j+1}^{t+\Delta t}$.

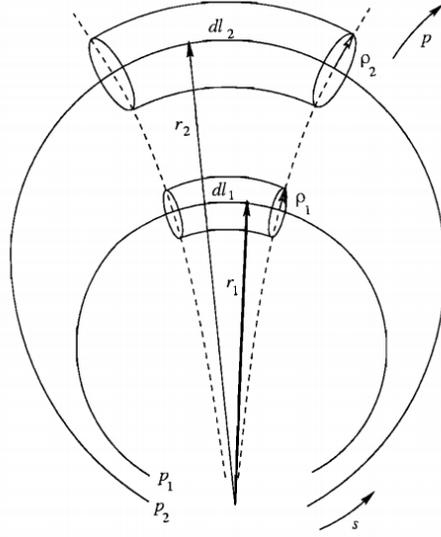


Figura 4.2: Geometria do tubo de fluxo com as coordenadas p_1 e p_2 [2].

A equação de temperatura para o íon exige uma atenção maior devido aos termos de advecção que não podem ser escritos inteiramente em uma forma conservativa e também por causa dos termos de difusão térmica. A equação de temperatura do íon ao longo da linha de campo geomagnético é, a partir de 3.77:

$$\frac{\partial T_i}{\partial t} + b_s \frac{\partial T_i}{\partial s} v_{is} + \frac{2}{3} T_i b_s^2 \frac{\partial v_{is}}{\partial s} - \frac{2}{3 n_i k} b_s^2 \frac{\partial \kappa_i}{\partial s} \frac{\partial T_i}{\partial s} = Q_{ii} + Q_{ie} + Q_{in}. \quad (4.5)$$

Pode-se reescrever os termos de advecção na forma abaixo:

$$b_s \frac{\partial T_i}{\partial s} v_{is} + \frac{2}{3} T_i b_s^2 \frac{\partial v_{is}}{\partial s} = \frac{\partial b_s v_{is} T_i}{\partial s} - \frac{5}{3} v_{is} T_i \frac{\partial b_s}{\partial s} - \frac{1}{3} b_s T_i \frac{\partial v_{is}}{\partial s}. \quad (4.6)$$

Então, a equação de temperatura do íon se define como:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_i}{\partial t} + \frac{\partial b_s v_{is} T_i}{\partial s} - \frac{5}{3} v_{is} T_i \frac{\partial b_s}{\partial s} - \frac{1}{3} b_s T_i \frac{\partial v_{is}}{\partial s} \\ - \frac{2}{3 n_i k} b_s^2 \frac{\partial \kappa_i}{\partial s} \frac{\partial T_i}{\partial s} = Q_{ij} + Q_{ie} + Q_{in} \end{aligned} \quad (4.7)$$

Usando o esquema de grade do método *donor-cell*, a equação 4.7 é diferenciada como

$$\begin{aligned} \frac{T_j^{t+\Delta t} - T_j^t}{\Delta t} + \frac{(b_s v_s T^{t+\Delta t})_{j+1/2} - (b_s v_s T^{t+\Delta t})_{j-1/2}}{\Delta s_j} - \frac{5}{3} v_{is} T^{t+\Delta t} \frac{b_{s,j+1} - b_{s,j-1}}{\Delta s'_j} - \\ \frac{1}{3} b_s T^{t+\Delta t} \frac{v_{s,j+1} - v_{s,j-1}}{\Delta s'_j} - \frac{2}{3 n k} \left[\frac{\kappa_{j+1/2}}{\Delta s'_j} \frac{T_j^{t+\Delta t} - T_j^t}{ds_j} - \frac{\kappa_{j-1/2}}{\Delta s'_j} \frac{T_j^{t+\Delta t} - T_{j-1}^{t+\Delta t}}{ds_{j-1}} \right] = \\ [Q_{ij} + Q_{ie} + Q_{in}] - [Q'_{ij} + Q'_{ie} + Q'_{in}] T_j^{t+\Delta t}. \end{aligned} \quad (4.8)$$

Desta vez, o fator de fluxo magnético b_s se encontra na diferenciação a partir do método *donor-cell*.

Para obter os valores da temperatura, utiliza-se o processo semelhante ao usado para a densidade. Atualiza-se para o tempo $t + \Delta t$ para que possa se obter e resolver a matriz tridiagonal 4.9, escrita a partir de 4.2:

$$AT_{j-1}^{t+\Delta t} + BT_j^{t+\Delta t} + CT_{j+1}^{t+\Delta t} = D, \quad (4.9)$$

onde, os valores A , B , C e D , são calculados para o tempo t , sendo⁴:

$$\begin{aligned} A &= \frac{a_0}{\Delta s_j} - \frac{2}{3} \frac{b_s^2}{n_i k} \frac{\kappa_{j-1/2}}{\Delta s'_j} \frac{1}{ds_{j-1}}, \\ B &= \frac{b_0}{\Delta s_j} + \frac{1}{\Delta t} - \frac{5}{3} v_{is} \frac{b_{s,j+1} - b_{s,j-1}}{\Delta s'_j} - \frac{1}{3} b_s \frac{v_{s,j+1} - v_{s,j-1}}{\Delta s'_j} \\ &+ \frac{2}{3} \frac{b_s^2}{n_i k} \left[\frac{\kappa_{j+1/2}}{\Delta s'_j} \frac{1}{ds_j} + \frac{\kappa_{j-1/2}}{\Delta s'_j} \frac{1}{ds_{j-1}} \right] + [Q'_{ij} + Q'_{ie} + Q'_{in}], \\ C &= \frac{c_0}{\Delta s_j} - \frac{2}{3} \frac{b_s^2}{n_i k} \frac{\kappa_{j+1/2}}{\Delta s'_j} \frac{1}{ds_j}, \\ D &= [Q_{ij} + Q_{ie} + Q_{in}] + T_j^t. \end{aligned} \quad (4.10)$$

A condição de contorno na extremidade de cada fluxo é $T_i = T_n$. Uma equação semelhante é usada para os elétrons, porém, com os respectivos sem termos de advecção e os devidos termos de aquecimento (em 3.78)

Transporte Perpendicular

Determinamos o movimento perpendicular através de dois estágios. Primeiro, calculamos o novo valor de p para a deriva de $\vec{E} \times \vec{B}$ usando um tubo de fluxo. Segundo, atualizamos a densidade e temperatura de cada espécie para o próximo valor de p baseado na conservação do número de partículas e de fluxo magnético. Assumimos que não há transporte ao longo de \vec{B} durante esse último estágio.

Considere dois tubos de fluxo (Figura 4.2) nos tempos t e $t + \Delta t$. O tubo no tempo t tem $p = p_1$; e acima para $t + \Delta t$ tem $p = p_2$ devido à velocidade de deriva V_E .

No tempo t , p_1 e as coordenadas s são conhecidas, assim também como as variáveis físicas ao longo de p_1 . A partir da (3.28), obtemos:

⁴Os coeficiente, definidos em [2], a_0 , b_0 e c_0 são usados para descrever a velocidade do fluxo no *grid*.

$$\Delta p = p_2 - p_1 = \frac{\Delta r_e}{R_E} \frac{1}{\text{sen}^2 \theta_e}. \quad (4.11)$$

Essa relação é válida para todos os θ_e . Para o equador magnético $\theta_e = \pi/2$ e $s = 0$:

$$p_2 = p_1 + V_E \Delta t / R_E. \quad (4.12)$$

Onde, $\Delta r_e = V_E \Delta t$.

Assim, podemos encontrar a magnitude do campo geomagnético ao longo de p_2 . Agora, a densidade e temperatura podem ser atualizadas e calculadas ao longo de p_2 . Para isso, temos o volume do tubo de fluxo no tempo t , $v_1 = \pi \rho_1^2 dl_1$, e no tempo $t + \Delta t$, $v_2 = \pi \rho_2^2 dl_2$, no qual ρ é o raio do tubo e dl é o comprimento ao longo do tubo. O número total de partículas por volume ($N/v_1 = n_1$) é conservado, portanto:

$$n_1 \rho_1^2 dl_1 = n_2 \rho_2^2 dl_2. \quad (4.13)$$

O fluxo magnético no tubo é:

$$\rho_1^2 B_1 = \rho_2^2 B_2. \quad (4.14)$$

Utilizando 4.13 e 4.14, obtemos a densidade n_2 em no tempo $t + \Delta t$:

$$n_2 = \frac{dl_1}{dl_2} \frac{B_2}{B_1} n_1, \quad (4.15)$$

e para a temperatura:

$$T_2 = \frac{dl_1}{dl_2} \frac{B_2}{B_1} T_1, \quad (4.16)$$

obtida pela lei adiabática dos gases ideias ($TV^{\chi-1} = \text{Constante}$). Esta equação, que envolve a temperatura, volume e a razão dos calores específicos a pressão e volume constante ($\chi = c_p/c_v$), é usado porque considera-se o gás nesse transporte perpendicular: isotérmico e sujeito a processos adiabáticos.

Este calculo está baseado no fato de que o valor de s para os demais valores de p será o mesmo, e assim, para um fluxo inicial o SAMI2 calcula o valor do p máximo que o tubo de fluxo pode ter durante o período de 24-h usando o modelo semi-empírico de campo elétrico. É

padrão usar 201 pontos nos quais o primeiro e último, ao longo de s , estão a uma altitude de 90 km . Porém, os tubos descritos no transporte perpendicular podem ter suas extremidades abaixo da altitude mínima de 90 km , para tal situação há um mapeamento dos valores em s . Somente tubos acima de 90 km são usados no algoritimo para atualização das variáveis. As condições de contorno para cada tubo são, $n_i = P_i/L_i$, $T_i = T_n$ e $V_{is} = 0$.

Pode se incorporar uma deriva na direção de ϕ diretamente². Portanto, a nova coordenada longitudinal para o tubo é obtido usando:

$$\phi_2 = \phi_1 + \text{sen}^{-1}(\Delta x/r_e) \quad (4.17)$$

4.1.2 Modelo de Fotodeposição

O modelo foi criado em função do fluxo solar, sendo, um modelo para a manhã e outro para a noite. Como vimos no capítulo 2, o fluxo solar é um parâmetro fundamental para modelar a química e a dinâmica da termosfera.

A taxa de fotoionização matutina é definida como [2]:

$$q_l(z) = n_l(z) \sum_{\lambda} \sigma_l^i(\lambda) \phi_{\infty}(\lambda) \times \exp \left[- \sum_m \sigma_l^a(\lambda) \int_z^{\infty} n_m(s) ds \right]. \quad (4.18)$$

onde $q_l(z)$ é a taxa de fotoionização para a espécie neutra l a uma altitude z , $n_{l,m}(z)$ é a densidade neutra de l e m em z , $\phi_{\infty}(z, \lambda)$ é o fluxo solar incidente para o comprimento de onda λ , σ_l^i é a seção de choque de fotoionização para l em λ , σ_l^a é a seção de choque de fotoabsorção para m em λ . A integral é avaliada ao longo de um raio provindo do sol em z .

Já a taxa de fotoionização noturna é definida como:

$$q_l(z) = n_l(z) \sum_{\lambda} \sigma_l^i(\lambda) \Phi_{\infty}(z, \lambda). \quad (4.19)$$

onde $q_l(z)$ é o a taxa de fotoionização para a espécie neutra l a uma altitude z , n_l é a densidade neutra de l em z , $\Phi_{\infty}(z, \lambda)$ é o fluxo solar incidente noturno³ para o comprimento de onda λ ,

²No qual, faz-se $\Delta x = V_{\phi} \Delta t$. O valor de V_{ϕ} precisa ser determinado.

³Esse fluxo é referente à incidência de luz solar ao entardecer

σ_l^i é a seção de choque de fotoionização para l em λ .

As seções de choque para o modelo matutino e noturno são apresentados, respectivamente, nas tabelas 4.1 e 4.2. A seguir, apresentam-se os modelos que fornecem a representação de deriva eletromagnética $\vec{E} \times \vec{B}$, fluxo solar e atmosfera neutra.

4.1.3 O modelo EUVAC

A determinação da fotoionização depende do modelo de fluxo solar que será empregado. Neste estudo, usamos o EUVAC[12] com o fluxo solar ϕ_∞ determinado por[2]:

$$\phi_i = F74113_i [1 + A_i (P - 80)] \quad (4.20)$$

sendo $F74113_i$ o fluxo de referência modificado, A_i é o fator de escala, e $P = (F10.7A + F10.7)$. Este modelo de fluxo solar EUV (*Extreme Ultraviolet*) para cálculos aeronômicos (EUVAC, *EUV flux model for aeronomic calculation*), é baseado no espectro solar EUV de referência $F74113$. O modelo fornece fluxos nos 37 grupos de comprimento de onda (Tabela 4.3). Também apresenta valores de seções transversais a serem usadas com o modelo de fluxo EUVAC[12] para calcular as taxas de fotoionização. O fluxo para a atividade solar é realizado através de uma aproximação baseada no índice $F10.7^4$ e sua média é de 81 dias, juntamente com a variação de fluxo solar medido pelo foguete *Atmospher explorere E* entre os anos 1976-1980. O modelo EUVAC concorda com observações de foguetes e com a variação das Bandas de Lyman medidas entre 1982 e 1988. O modelo é adequado para calcular as taxas de ionização em aeronomia, mas não tem uma boa resolução para modelos de fluxo de fotoelétrons. Além disso, EUVAC não pode produzir fotoelétrons com energia maior que 250 eV porque não inclui radiação solar com comprimento de onda inferior a 5 nm, a qual também é importante para a fotoquímica da região E da ionosfera. Para melhorar a resolução deste modelo, existe uma nova versão chamada HEUVAC, que pode ser empregado pelo SAMI2, contudo neste trabalho utilizou-se a versão fornecida pelos autores do modelo. Os valores de $\phi_\infty(\lambda)$ utilizados pelo SAMI2 estão na tabela 4.3 [12].

⁴Este índice é comumente usado para indicar a atividade solar por meio da medição do fluxo incidente no comprimento de onda de 10,7 cm que se originaram na proximidade de manchas solares.

Tabela 4.1: Seção de Choque da Fotoionização Matutina [2].

Grupo	\AA	<i>O</i>	<i>He</i>	<i>N</i> ₂	<i>O</i> ₂
1	50-100	1.06	0.21	0.60	1.18
2	100-150	3.53	0.53	2.32	3.61
3	150-200	5.96	1.02	5.40	7.27
4	200-250	7.55	1.71	8.15	10.50
5	256.32	8.43	2.16	9.65	12.80
6	284.15	9.26	2.67	10.60	14.80
7	250-300	8.78	2.38	10.08	13.65
8	303.31	9.70	3.05	11.58	15.98
9	303.78	9.78	3.05	11.60	16.00
10	300-350	10.03	3.65	14.60	17.19
11	368.07	10.84	4.35	18.00	18.40
12	350-400	10.70	4.25	17.51	18.17
13	400-450	11.21	5.51	21.07	19.39
14	465.22	11.25	6.53	21.80	20.40
15	450-500	11.64	7.09	21.85	21.59
16	500-554	11.91	0.72	24.53	24.06
17	554.37	12.13	0.00	24.69	25.59
18	584.33	12.17	0.00	23.20	22.00
19	550-600	11.90	0.00	22.38	25.04

Grupo	\AA	<i>O</i>	<i>He</i>	<i>N</i> ₂	<i>O</i> ₂
20	609.76	12.23	0.00	23.10	26.10
21	629.73	12.22	0.00	23.20	25.80
22	600-650	12.21	0.00	23.22	25.94
23	650-700	10.04	0.00	25.06	22.05
24	703.36	11.35	0.00	23.30	23.00
25	700-750	8.00	0.00	23.20	23.81
26	765.15	4.18	0.00	23.77	8.59
27	770.41	4.18	0.00	18.39	9.69
28	789.36	4.28	0.00	10.18	11.05
29	750-800	4.23	0.00	16.75	9.39
30	800-850	4.38	0.00	0.00	6.12
31	850-900	4.18	0.00	0.00	4.69
32	900-950	2.12	0.00	0.00	9.34
33	977.02	0.00	0.00	0.00	2.50
34	950-1000	0.00	0.00	0.00	12.22
35	1025.7	0.00	0.00	0.00	1.00
36	1031.91	0.00	0.00	0.00	0.00
37	1000-1050	0.00	0.00	0.00	0.27

As unidades são $\times 10^{-18} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$

Tabela 4.2: Seção de Choque da Fotoionização Noturna [2].

Linha	\AA	<i>O</i>	<i>N</i> ₂	<i>NO</i>	<i>O</i> ₂
Ly β	1026	0	0	10	0.98
He I	584	10	23	24	23
He II	304	13	24	24	11
Ly α	1216	0	0	2	0

As unidades são $\times 10^{-18} \text{cm}^{-2}$

Tabela 4.3: Parâmetros para o fluxo Solar do Modelo EUVAC [2].

Grupo	$\overset{\circ}{A}$	F74113*	A_i
1	50-100	1.200	$1.0017x10^{-2}$
2	100-150	0.450	$7.1250x10^{-3}$
3	150-200	4.800	$1.3375x10^{-2}$
4	200-250	3.100	$1.9450x10^{-2}$
5	256.32	0.460	$2.7750x10^{-3}$
6	284.15	0.210	$1.3768x10^{-1}$
7	250-300	1.679	$2.6467x10^{-2}$
8	303.31	0.800	$2.5000x10^{-2}$
9	303.78	6.900	$3.3333x10^{-3}$
10	300-350	0.965	$2.2450x10^{-2}$
11	368.07	0.650	$6.5917x10^{-3}$
12	350-400	0.314	$3.6542x10^{-2}$
13	400-450	0.383	$7.4083x10^{-3}$
14	465.22	0.290	$7.4917x10^{-3}$
15	450-500	0.285	$2.0225x10^{-2}$
16	500-554	0.452	$8.7583x10^{-3}$
17	554.37	0.720	$3.2667x10^{-3}$
18	584.33	1.270	$5.1583x10^{-3}$
19	550-600	0.357	$3.6583x10^{-3}$

Grupo	$\overset{\circ}{A}$	F74113*	A_i
20	609.76	0.530	$1.6175x10^{-2}$
21	629.73	1.590	$3.3250x10^{-3}$
22	600-650	0.342	$1.0017x10^{-2}$
23	650-700	0.230	$4.2667x10^{-3}$
24	703.36	0.360	$3.0417x10^{-3}$
25	700-750	0.141	$4.7500x10^{-3}$
26	765.15	0.170	$3.8500x10^{-3}$
27	770.41	0.260	$1.2808x10^{-2}$
28	789.36	0.702	$3.2750x10^{-3}$
29	750-800	0.758	$4.7667x10^{-3}$
30	800-850	1.625	$4.8167x10^{-3}$
31	850-900	3.537	$5.6750x10^{-3}$
32	900-950	3.000	$4.9833x10^{-3}$
33	977.02	4.400	$3.9417x10^{-3}$
34	950-1000	1.475	$4.4167x10^{-3}$
35	1025.72	3.500	$5.1833x10^{-3}$
36	1031.91	2.100	$5.2833x10^{-3}$
37	1000-1050	2.467	$4.3750x10^{-2}$

As unidades são $\times 10^{-9}$ fótons $cm^{-2}s^{-1}$

4.1.4 O modelo de Scherliess e Fejer

O modelo de Scherliess e Fejer (1999) é um modelo global empírico de derivas verticais da região F (deriva $\vec{E} \times \vec{B}$). Este é o primeiro modelo empírico global para os desvios verticais equatoriais da região F para condições de mínimo solar com base em observações de radar de dispersão incoerentes combinadas nas observações de Jicamarca e do *Ion Drift Meter* a bordo do foguete *Atmospheric Explorer E*. Os resultados obtidos indicam que durante o mínimo solar, o aumento da velocidade noturna do plasma ionosférico na região E apresenta apenas pequenas variações longitudinais durante o equinócio com amplitudes de cerca de 15-20 m/s , observado apenas no setor americano durante o solstício de dezembro com amplitudes de cerca de 5 a 10 m/s , e está ausente em todas as longitudes durante o solstício de junho. Durante o máximo solar, os desvios verticais da noite e os tempos de reversão exibem grandes variações longitudinais, particularmente durante os solstícios. As velocidades de pico equinociais variam entre cerca de 35 e 45 m/s . Os tempos de reversão matinal e os desvios diurnos exibem apenas pequenas variações com a fase do ciclo solar. As variações diurnas têm maiores amplitudes entre cerca de 0900 e 1100 LT (Horário Local), com valores típicos de 25 a 30 m/s . Os resultados deste modelo estão de acordo com outras observações equatoriais baseadas em solo sobre a Índia, Brasil e o Kwajalein-Havai [13].

4.1.5 O modelo de Vento HWM93

O modelo empírico *Horizontal Wind Model* (HWM), fornece dados de velocidade dos ventos termoelétricos neutros. As componentes zonal e meridional da velocidade do vento neutro são calculadas também pelos dados observacionais do foguete *Atmosphere Explorer E* e o *Dynamical Explorer 2*, usando uma série de harmônicos esféricos ajustados com cada coeficiente da expansão representado por uma série de Fourier no dia do ano para variações anuais e semestrais. A primeira edição do modelo lançado em 1987 (HWM87) foi projetada para ventos acima de 220 km . Com a inclusão de dados de vento do radar de dispersão incoerente e interferômetros ópticos Fabry-Perot, o HWM90 foi estendido até 100 km e o HWM93 foi estendido até o solo. Existem versões mais atualizadas como HWM07, a qual inclui: ondas planetárias, marés migratórias e modulações sazonais, além de dois componentes, um para condições geo-

magneticamente calmas e outro para condições perturbadas, mas que não leva em consideração o índice F10.7 (como explicado na referência [14]). Também existe uma última versão do HWM14 ([19]) a qual incorpora dados dos interferômetros Fabry-Perot, 630 *nm*, medidos no equador e nos polos, dados do satélite GOCE [10].

4.1.6 O modelo de Composição Atmosférica NRLMSISE-00

O modelo NRLMSISE-00 é um modelo atmosférico empírico formulado pela *Naval Research Laboratory* (NRL, da Marinha Norte Americana). NRLMSISE-00 modela desde a superfície até a base da exosfera, fornecendo valores de temperatura e densidade de *He*, *O*, *N₂*, *O₂*, *Ar*, *H*, *N*, em equilíbrio térmico, densidade de massa total, e densidade da componente de “oxigênio anômalo” (íon de oxigênio com alta energia que se encontra aproximadamente a 500 *km* de altitude) que não está em equilíbrio térmico. Para o seu desenvolvimento o modelo incluiu dados de densidade de massa total a partir de acelerômetros de satélites e de determinação de órbitas, temperaturas medidas por radar de espalhamento incoerente entre os anos 1981-1997, e densidade de oxigênio molecular *O₂* obtida da *Solar Maximum Mission* [10].

4.1.7 Modelo Químico

As reações químicas e suas taxas usadas no SAMI2 se encontram na tabela 4.4; as taxas de perda por recombinação se encontram na tabela 4.5. As equações são incorporadas na equação de continuidade como demonstrado nas equações (2.1), (2.2), (2.3), (2.4), (2.5). Considerando reação de troca de carga:



Esta reação ocorre a uma taxa κ_{XY} com uma perda de X íons e com uma fonte Y de íons. Essa taxa de produção e perda de partículas são iguais, ou seja:

$$\mathcal{L}_X = \kappa_{XY} n_i(X) n_n(Y) = P_Y. \quad (4.22)$$

Sendo as densidade n_i e n_n quantidades relacionadas aos íons X e Y , respectivamente. Para o SAMI2, o cálculo da perda da espécie Y , por exemplo, é feito uma simplificação:

$$\mathcal{L}_X = \kappa_{XY} n_n(Y). \quad (4.23)$$

A recombinação radioativa é representada por:



Portanto, a perda de X^+ íon é definida abaixo a uma taxa :

$$\mathcal{L}_X = \kappa_{XY} n_i(X) n_e. \quad (4.25)$$

Neste capítulo, foram apresentados os métodos numéricos utilizados nas simulações, mostrando que os processos de transporte de plasma serão modelados perpendicular e paralelamente as linhas do campo geomagnético. Também foram apresentados os valores dos coeficientes de taxa das reações químicas e os modelos empíricos empregados na simulação. No próximo capítulo, será apresentado os resultados e as discussões do uso do SAMI2 para descrever a Anomalia de Appleton e a ionosfera na região brasileira..

Tabela 4.4: Reações químicas e suas taxas [2].

Reação	Taxa de Reação, $cm^{-3}s^{-1}$
$H^+ + O \rightarrow O^+ + H$	$2.2x10^{-11}T^{0.5}(H^+)$
$He^+ + N_2 \rightarrow N_2^+ + He$	$3.5x10^{-10}$
$He^+ + N_2 \rightarrow N^+ + N + He$	$8.5x10^{-10}$
$He^+ + O_2 \rightarrow O^+ + O + He$	$8.0x10^{-10}$
$He^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + He$	$2.0x10^{-10}$
$N^+ + O_2 \rightarrow NO^+ + O + H$	$2.0x10^{-10}$
$N^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + N(2D)$	$4.0x10^{-10}$
$N^+ + O \rightarrow O^+ + N$	$1.0x10^{-12}$
$N^+ + NO \rightarrow NO^+ + O$	$2.0x10^{-11}$
$O^+ + H \rightarrow H^+ + O$	$2.5x10^{-11}T_n^{0.5}$
$O^+ + N_2 \rightarrow NO^+ + N$	k_1
$O^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + O$	k_2
$O^+ + NO \rightarrow NO^+ + O$	$1.0x10^{-12}$
$N_2^+ + O \rightarrow NO^+ + N(2D)$	$1.4x10^{-10}T_{300}^{-0.44}(O^+)$
$N_2^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + N_2$	$5.0x10^{-11}T_{300}^{-0.5}(O^+)$
$H^+ + O \rightarrow O^+ + H$	$1.0x10^{-14}$
$N_2^+ + O_2 \rightarrow NO^+ + NO$	$3.3x10^{-10}$
$O_2^+ + N \rightarrow NO^+ + O$	$1.2x10^{-10}$
$O_2^+ + N(2D) \rightarrow N^+ + O_2$	$2.5x10^{-10}$
$O_2^+ + NO \rightarrow NO^+ + O_2$	$4.4x10^{-10}$
$O_2^+ + N_2 \rightarrow NO^+ + NO$	$5.0x10^{-16}$

$$k_1 = 1.53x10^{-12} - 5.92x10^{-13}T_{300}(O^+) + 8.60x10^{-14}T_{300}^2(O^+) \text{ para } T(O^+) < 1700K$$

$$k_1 = 1.73x10^{-12} - 1.16x10^{-12}T_{300}(O^+) + 1.48x10^{-13}T_{300}^2(O^+) \text{ para } T(O^+) > 1700K$$

$$k_2 = 2.82x10^{-11} - 7.74x10^{-12}T_{300}(O^+) + 1.07x10^{-12}T_{300}^2(O^+) - 5.17x10^{-14}T_{300}^3(O^+) + 9.65x10^{-16}T_{300}^4(O^+)$$

$$T_{300} = T/300$$

Tabela 4.5: Taxa de perda de recombinação [2].

Reação	Taxa de Reação, $cm^{-3}s^{-1}$
$H^+ + e \rightarrow H$	$2.2x10^{-12}/T_e^{0.7}$
$He^+ + e \rightarrow He$	$3.5x10^{-12}/T_e^{0.7}$
$N^+ + e \rightarrow N$	$8.5x10^{-12}/T_e^{0.7}$
$O^+ + e \rightarrow O$	$8.0x10^{-12}/T_e^{0.7}$
$N_2^+ + e \rightarrow N_2$	$2.0x10^{-7}/T_e^{0.39}$
$NO^+ + e \rightarrow NO$	$4.20x10^{-7}/T_e^{0.85}$
$O_2^+ + e \rightarrow O_2$	$1.60x10^{-7}/T_e^{0.55}$

Capítulo 5

Resultados e Discussões

Neste capítulo apresentamos os resultados das simulações da ionosfera equatorial obtidas por meio do SAMI2. Esses resultados correspondem a faixas de latitude e longitude compatíveis com a região equatorial do território brasileiro e também com a estação de Jicamarca-Peru. Diversos parâmetros de entrada foram testados com as seguintes finalidades: (i) verificar o acordo dos resultados de simulação as densidades observadas; (ii) verificar se o código reproduz as condições e fenômenos típicos da ionosfera equatorial.

5.1 Simulação do Efeito Fonte e Anomalia de Appleton

Um efeito ionosférico tropical interessante e importante surge da eletrodinâmica equatorial resultante da ação de um campo elétrico zonal, criado pelo arraste dos íons. Campos elétricos de dínamo são gerados em função dos ventos neutros (ventos termosféricos) que arrastam os íons enquanto que o plasma em uma região acima deste campo elétrico se movimentar ao longo das linhas de campo geomagnético dipolar para as altitudes da região F (Figura 5.1). Este campo elétrico é gerado na região baixas latitudes da camada E e durante o dia, convencionalmente, está na direção leste-oeste, o que causa um desvio do plasma (em função do $\vec{E} \times \vec{B}$) para cima, enquanto o inverso ocorre à noite havendo uma inversão da direção do campo elétrico de dínamo. À medida que alcança maiores altitudes, o plasma se difunde através na direção das linhas de campo geomagnético devido à ação da gravidade resultando em um deslocamento para baixo e para longe do equador. Essa combinação de deriva eletromagnética e difusão produz

um padrão em forma de fonte para o movimento do plasma (Figura 5.2), que é chamado de *Equatorial Fountain* (Efeito Fonte) [4].

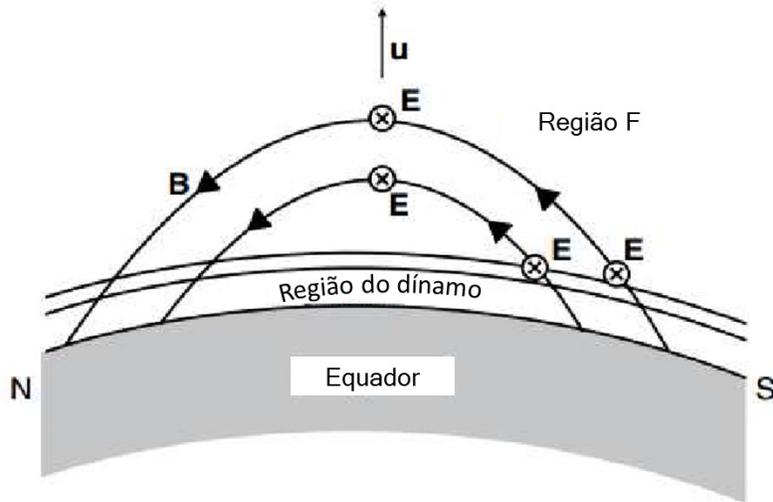


Figura 5.1: Ventos termosféricos na região equatorial da camada E geram campos elétricos de dínamo à medida que os íons são arrastados através de \vec{B} . Os campos de dínamo também são transmitidos ao longo das linhas do campo geomagnético dipolar para a região F [4].

Um resultado do movimento fonte é que os picos de ionização são formados nos subtrópicos em ambos os lados do equador magnético; esta característica é denominada anomalia equatorial ou anomalia de Appleton.

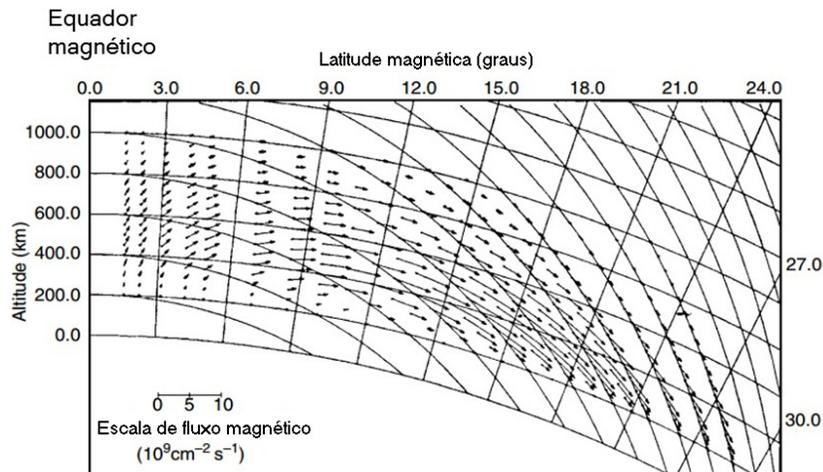


Figura 5.2: Padrão de deriva de plasma em baixas latitudes devido à ação combinada de um desvio $\vec{E} \times \vec{B}$ para cima perto do equador magnético e uma difusão descendente ao longo de \vec{B} [4].

A Figura 5.2 mostra a anomalia de Appleton, calculada com um modelo numérico para as condições do solstício de dezembro apresentada em [4].

O local onde se espera encontrar os maiores valores de densidade seria o equador geográfico, pelo fato de ser o local de maior absorção da radiação solar incidente (ângulo de zênite). Porém, as maiores densidade se encontram no equador geomagnético e nele observa-se uma assimetria que passa por vários nomes incluindo: a anomalia geográfica, a anomalia geomagnética e a anomalia de Appleton, bem como a anomalia equatorial. A anomalia de Appleton está associada ao desvio significativo na distribuição latitudinal da concentração máxima de elétrons entre 20 e 30 graus em cada lado do equador geomagnético. Após algumas horas, a região F equatorial é caracterizada por duas cristas, em geral, distintas de ionização.

Dados observacionais da anomalia de Appleton são apresentados figura 5.3 para a data de 22 de Setembro de 2002. As medidas foram obtidas a partir do satélite americano da NASA TIMED (*Thermosphere, Ionosphere, Mesosphere, Energetic and Dynamics*) lançado em 2001. O TIMED tem órbita aproximadamente circular a 630 km com inclinação de 74°. Na figura 5.3 a densidade de plasma foi plotada de acordo com um mapa de cor onde defini-se a escala de cor: vermelho para regiões menos densas e regiões próximo ao amarelo mais densa. Logo, pode-se observar os picos de densidade ao longo dos subtrópicos magnético, linha pontilhada

em branco.

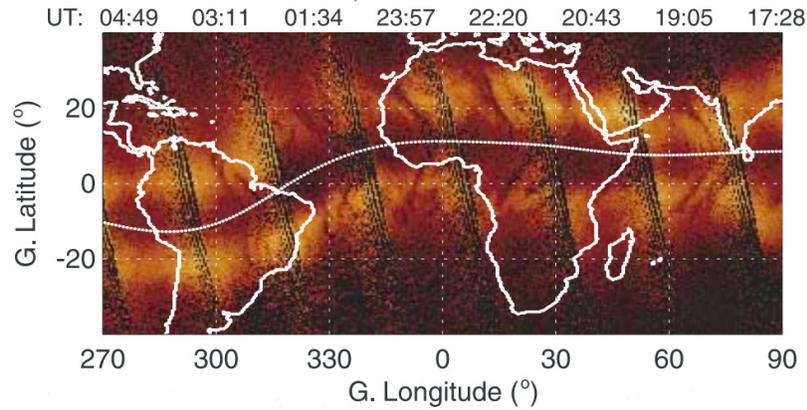


Figura 5.3: Densidade de plasma na região de baixas latitudes ilustrando a anomalia de Appleton. O instrumento do satélite foi ajustado para medições para 300 *km* [15].

Para reproduzir as condições da anomalia de Appleton, utilizamos as coordenadas de Jicamarca-Peru onde está localizado o Observatório de Rádio Jicamarca (Jicamarca Radio Observatory-JRO) que é uma das principais instalações científicas do mundo para o estudo da ionosfera equatorial e conta com o fato de que está localizada sob o equador magnético localizado nas coordenadas 125° e $283,30^{\circ}$. As condições usadas neste trabalho para caracterização deste fenômeno pelo SAMI2 foram os dias de equinócio e solstício.

5.1.1 Equinócio para o Hemisfério Sul

Durante o equinócio a radiação solar incide sobre a linha do Equador geográfico com menor valor do zênite solar (0°), no qual o dia e a noite tem a mesma duração nos dois hemisférios. Ocorre duas vezes ao ano: em Março e Setembro.

Equinócio de Outono-20-03-1994

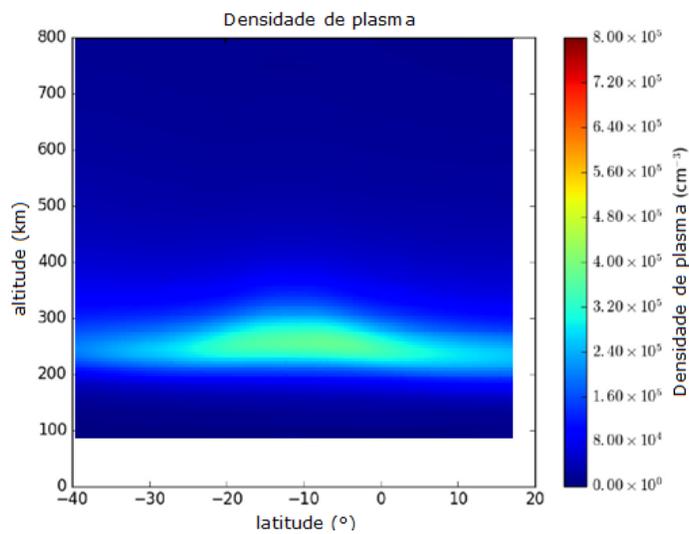


Figura 5.4: Densidade de elétrons às 1144 LT

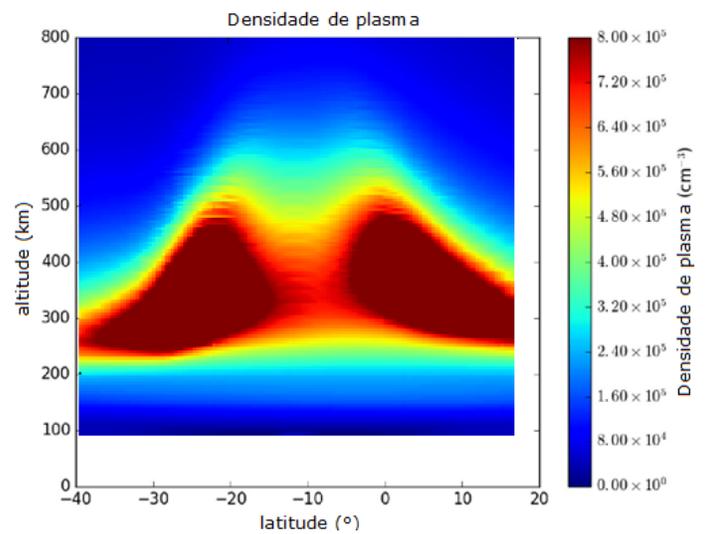


Figura 5.5: Densidade de elétrons às 1904 LT

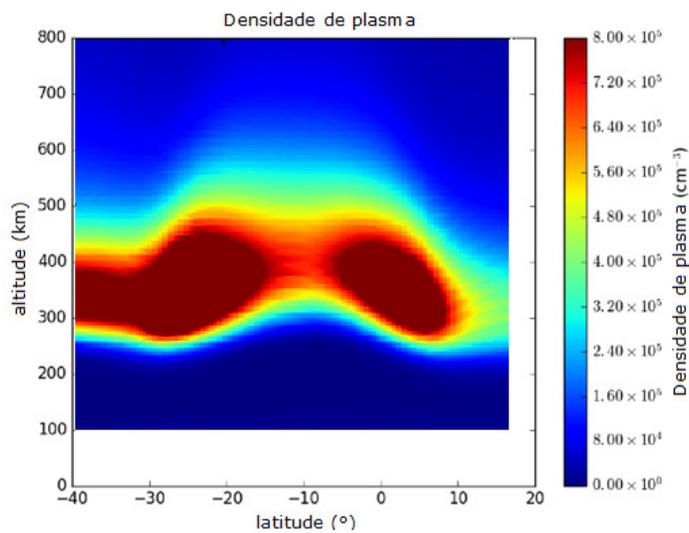


Figura 5.6: Densidade de elétrons às 0012 LT

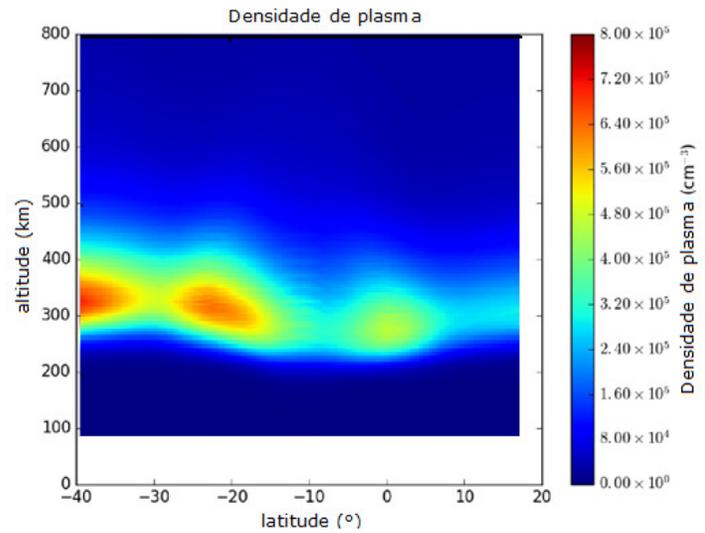


Figura 5.7: Densidade de elétrons às 0506 LT

Equinócio de Primavera-23-09-1994

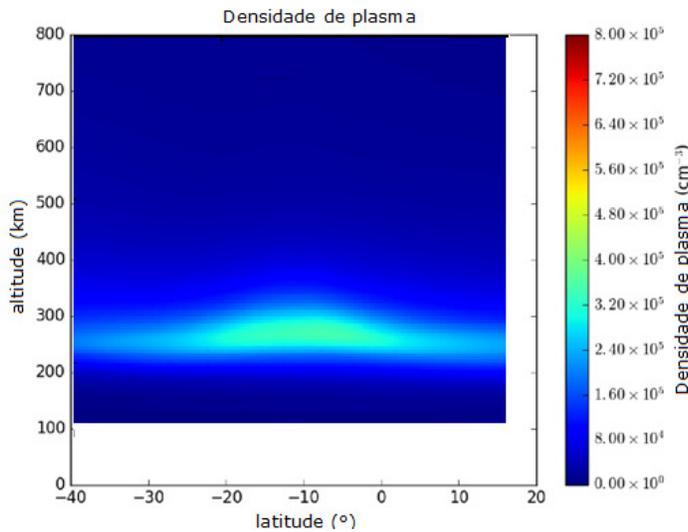


Figura 5.8: Densidade de Elétons às 1144 LT

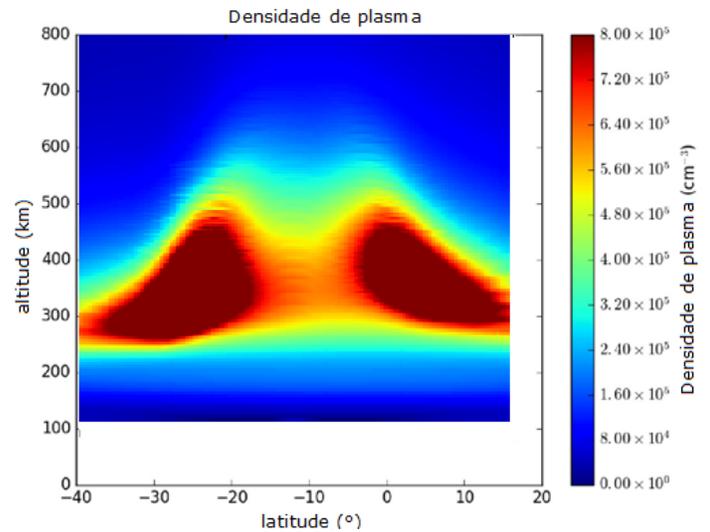


Figura 5.9: Densidade de Elétons às 1904 LT

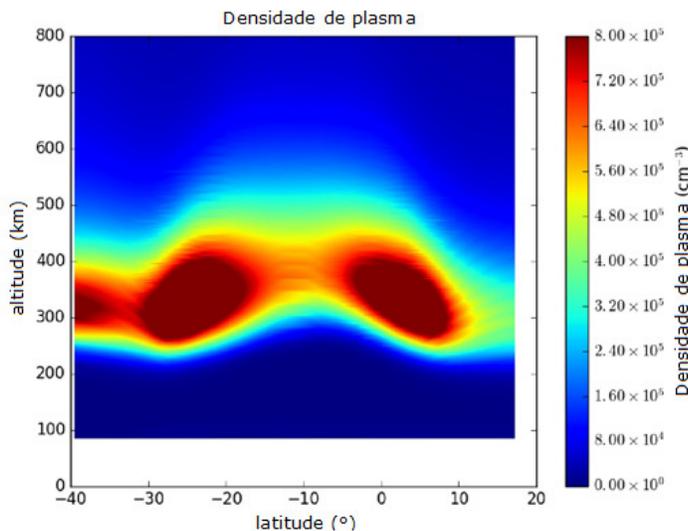


Figura 5.10: Densidade de Elétons às 0012 LT

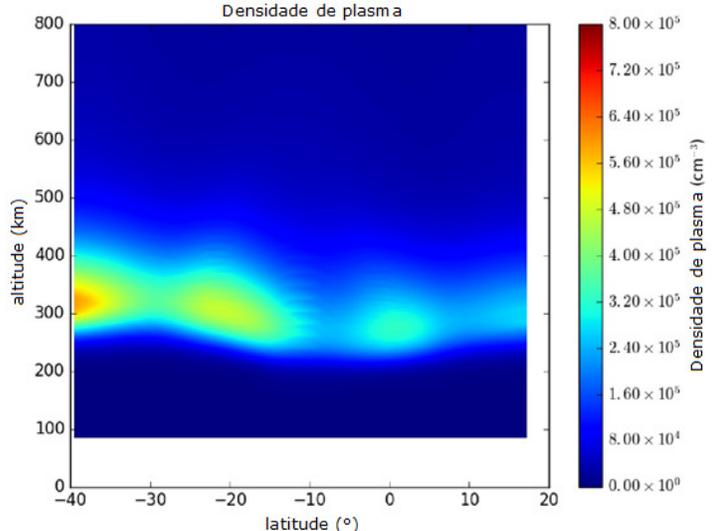


Figura 5.11: Densidade de Elétons às 0506 LT

5.1.2 Solstício para o Hemisfério Sul

O Solstício ocorre duas vezes ao ano: em Junho e Dezembro. No período do solstício há uma duração maior da luz do sol sobre um dos hemisférios. Para o hemisfério Norte no dia 20 ou 21 de junho e para o hemisfério sul no Hemisfério Sul 21 ou 22 de Dezembro (valor zênite $\approx 23^\circ$).

Solstício de Inverno- 21/06/1994

Época de menor incidência de raios solares no hemisfério sul.

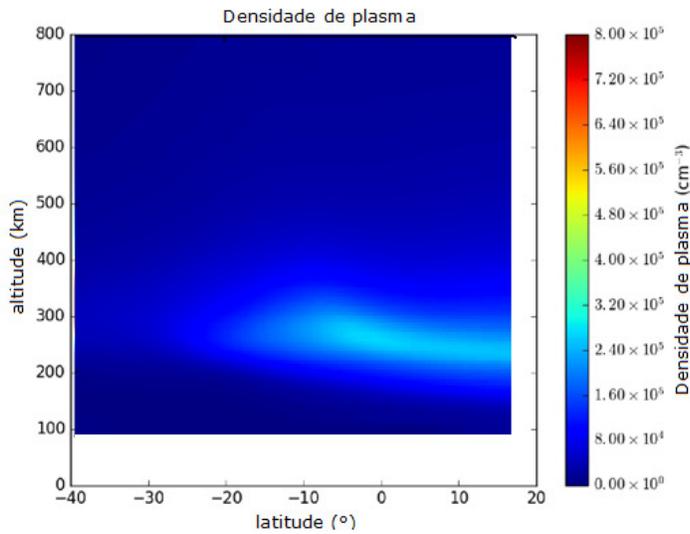


Figura 5.12: Densidade de Elétrons às 1144 LT

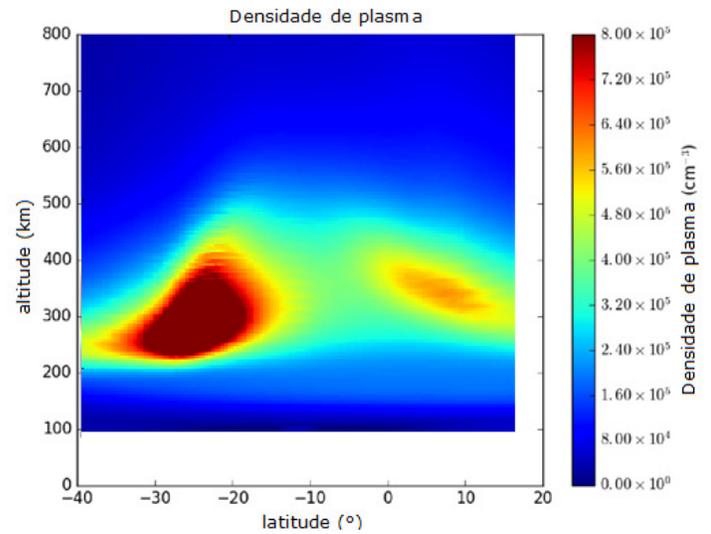


Figura 5.13: Densidade de Elétrons às 1904 LT

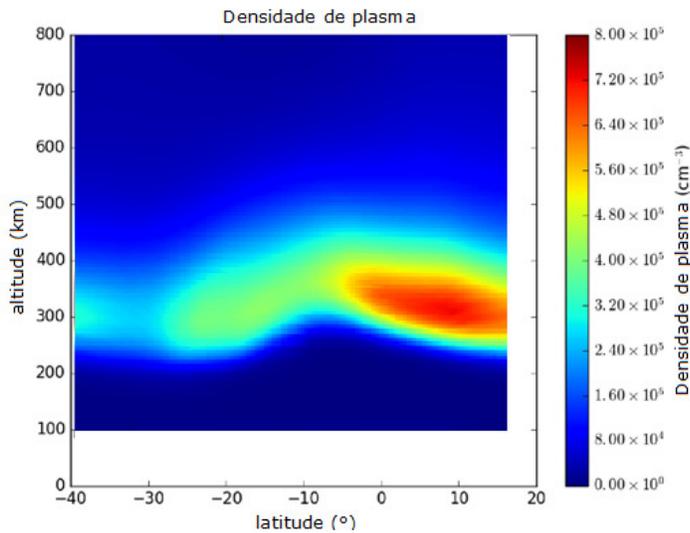


Figura 5.14: Densidade de Elétrons às 0012 LT

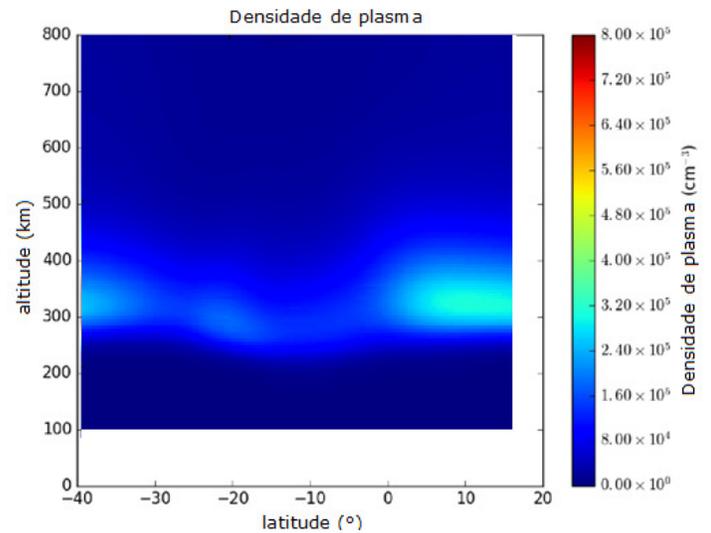


Figura 5.15: Densidade de Elétrons às 0506 LT

Solstício de Verão-22/12/1994

A época de maior incidência de raios solares no hemisfério sul.

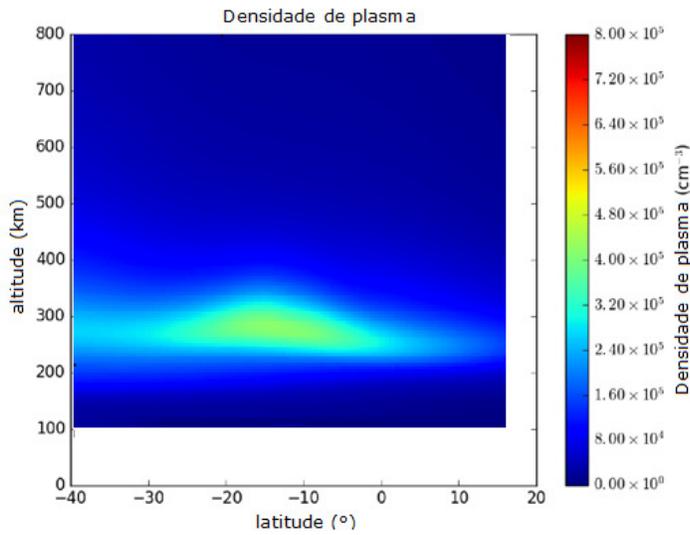


Figura 5.16: Densidade de Elétrons às 1144 LT

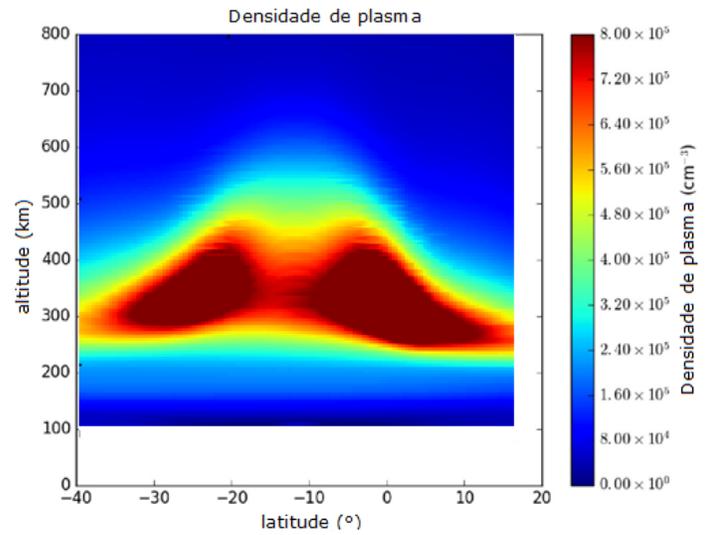


Figura 5.17: Densidade de Elétrons às 1904 LT

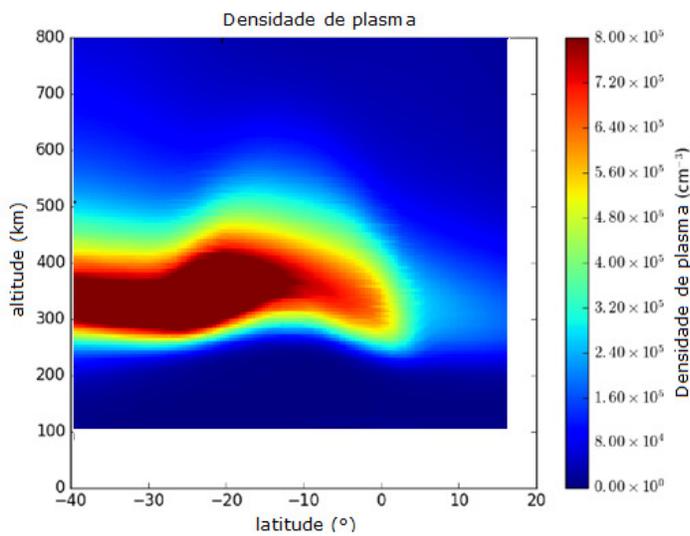


Figura 5.18: Densidade de Elétrons às 0012 LT

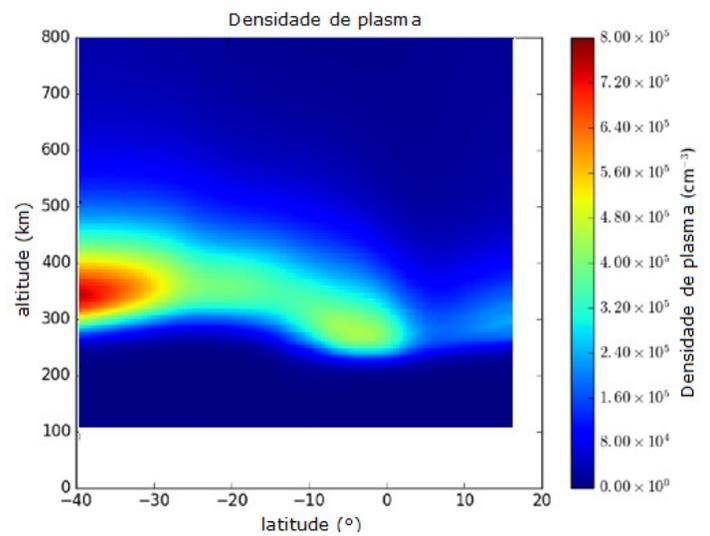


Figura 5.19: Densidade de Elétrons às 0506 LT

Os dados gerados e representados nas Figuras 5.4 à 5.19 ilustram do efeito fonte e da Anomalia de Appleton. O modelo é consistente com a teoria que prevê uma elevação das camadas da ionosfera devido a ação de $\vec{E} \times \vec{B}$. Também verifica-se o "escorregamento" das partículas carregadas para o norte/sul do equador magnético.

5.2 Simulação das Condições de Regiões Brasileiras

Nesta seção, apresenta-se alguns perfis de densidade eletrônica do SAMI2 obtidos pelas equações e métodos descritos anteriormente, que serão comparados com os valores obtidos por observações “in situ” para as mesmas condições juntamente com valores obtidos por outro modelo ionosférico em duas de suas versões: IRI 95/16. Os índices referentes ao fluxo solar para as datas das medidas foram adquiridas em [16], o qual é um site que fornece conjuntos de dados sobre a atividade solar (irradiância espectral solar, irradiância solar total, manchas solares, etc.) para plotagem gerados a partir de várias missões, instrumentos e laboratórios. As coordenadas empregadas foram $5.9^{\circ}S$, $35.2^{\circ}O$ (Natal-RN) e $2.4^{\circ}S$, $44.4^{\circ}O$ (Alcântara-MA). Adotou-se uma velocidade máxima de desvio $\vec{E} \times \vec{B}$ para o modelo de drift vertical *Scherliess and Fejer* de $20m/s$ e também uma grade com 120 tubos de fluxo e 201 pontos. Os parametros utilizados para simular as condições de regiões brasileiras definidas para o estudo comparativo são:

- AP: definido como o valor máximo de 24 horas no qual está associado à atividade magnética;
- F10.7: índice que indica a atividade solar;
- Ano: O ano para determinada para a simulação;
- Dia: Dia do ano definido para a simulação.

Os dados obtidos por observação, foram extraídos de [17] e de [18]. Que tiveram como objetivo de estudo a identificação de irregularidades nos perfis de densidade de elétrons das regiões onde os foguetes foram lançados e analisar processos dinâmicos e eletrodinâmicos responsáveis pela geração de tais irregularidades. Os dados procedem de experimentos de diagnóstico de plasma embarcados em foguetes lançados dos centros Brasileiros de lançamento em Natal e Alcântara. Para os anos de 1985, 1986 e 1995 foram usadas as medições do foguete brasileiro sonda III. No caso do ano de 1994 foram utilizados os dados provenientes do foguete *Black Brant X*. Para obter os dados utilizou-se: Sondas de Langmuir (LP) para medir os perfis de densidade e temperatura do plasma; Sondas Capacitivas em Alta Frequência (HFC) para me-

dir a densidade eletrônica. Tal estudo teve como objetivo a identificação de irregularidades de densidade eletrônica produzidas pelo mecanismo de instabilidade de Rayleigh-Taylor⁶.

Os dados obtidos para o ano de 2012 provêm de medições de outro foguete brasileiro, o VS-30 Orion, que carregava uma sonda de Langmuir operando alternadamente nos modos “varredura” e constante. O objetivo desse estudo era a detecção “in situ” de irregularidades de plasma de pequena e média escala durante a subida e descida do foguete na camada F . Os comparativos utilizaram das curvas produzidas pelo modelo IRI-95/16.

O modelo ionosférico usado na sobreposição com as medidas dos foguetes, juntamente com o SAMI2, foi o International Reference Ionosphere (IRI)[23] que é um projeto internacional patrocinado pelo Comitê de Pesquisas Espaciais (COSPAR) e a União Internacional de Ciência de Rádio (URSI). Este é um trabalho colaborativo que visa produzir um modelo padrão empírico da ionosfera, com base em todas as fontes de dados disponíveis. As principais fontes de dados são a rede mundial de ionossondas, os poderosos radares de dispersão incoerentes (Jicamarca, Arecibo, Millstone Hill, Malvern, St. Santin), as sirenes ISIS e Alouette e instrumentos “in situ” em muitos satélites e foguetes. O IRI é atualizado anualmente durante os workshops especiais do IRI (por exemplo, durante a assembleia geral do COSPAR).

O modelo IRI calcula numericamente a densidade eletrônica, temperatura dos elétrons, temperatura iônica, composição iônica para as espécies: O^+ , H^+ , He^+ , N^+ , NO^+ , O_2^+ , deriva de íons verticais equatorial, conteúdo de elétrons ionosféricos verticais, probabilidade de $F1$, probabilidade de *spread-F*, limites aurorais, efeitos de tempestades ionosféricas em densidades de pico F e E .

Outras Versões Disponíveis são: IRI-2016 (13/05/2019), IRI-2012 , IRI-2007 , IRI-2001 [23].

⁶Esta instabilidade se configura quando um fluido mais denso se encontra sobre um fluido menos denso. Na ionosfera isso ocorre devido a ação da força $\vec{E} \times \vec{B}$ (demonstrado no capítulo 2) na camada F que ao entardecer é conduzida maiores altitudes. Com a ausência da luz do sol, a localidade abaixo da região F rapidamente decaem de altitude desenvolvendo um gradiente na região F . Portanto, esta redução em sua altitude configura uma região mais densa (camada F) sobre uma região menos densa (camada E), o que caracteriza uma instabilidade de Rayleigh-Taylor na ionosfera de baixa latitude.

5.3 Análise da sobreposição dos perfis eletrônicos obtidos de observações e os produzidos pelo SAMI2

Nesta seção iremos abordar a sobreposição dos perfis observacionais, que foram obtidos de lançamento de foguetes passando pela ionosfera, ao longo dos anos e utilizados para estudar a dinâmica da ionosfera nas referentes regiões. Discutiremos a adequação do SAMI2 para Regiões brasileiras de baixa latitude e próximas ao equador magnético. Os resultados apresentados contribuem no avanço e desenvolvimento da compreensão de como empregar o modelo SAMI2 para região brasileira.

5.3.1 Comparativo entre dados observados em Natal-RN e o SAMI2 para o ano de 1985

O foguete brasileiro Sonda III foi lançado às 21:30 (LT) em 11 de dezembro de 1985, a partir da estação de lançamento de foguetes em Natal-RN. O foguete atingiu seu apogeu com altitude de 516 km e alcance horizontal de 484 *km*. Os parâmetros usados para o SAMI2 foram: $f_{10p7} = 76.6$, $A_p = 4$, Ano = 1985, dia = 345.

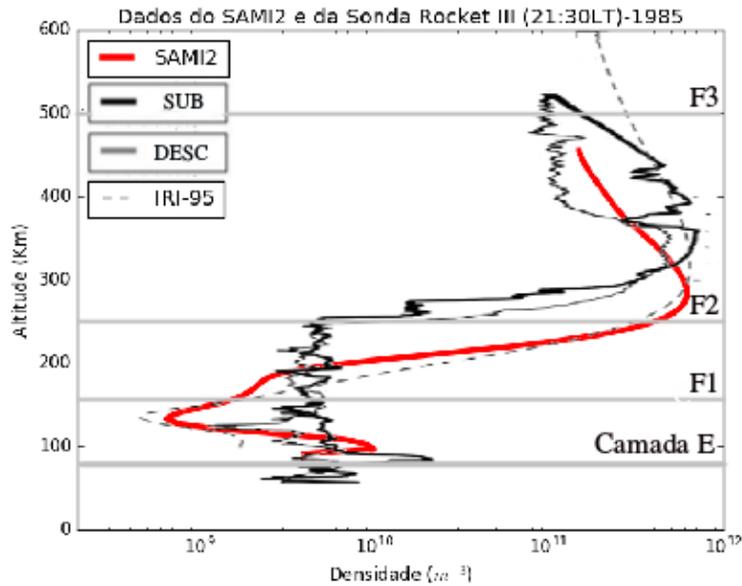


Figura 5.20: Perfis de altitude da densidade de elétrons estimados a partir dos dados do HFC do foguete, no qual a curva em preto mais espessa corresponde a subida e a curva menos espessa corresponde a descida, em 11 de dezembro de 1985. A linha tracejada corresponde ao perfil do modelo IRI-95 e por fim o perfil reproduzido pelo SAMI2 em vermelho.

O perfil de densidade eletrônica referente a subida mostra estruturas irregulares de pequena escala, algumas delas bastante íngremes. Durante a descida do foguete, as irregularidades da densidade eletrônica praticamente não estavam presentes na região entre 350 à 250 *km*. Onde está posicionada a base da região *F*. A curva gerada através dos modelos IRI-95 e SAMI2 apresentam uma irregularidade na região *E*. Essa irregularidade é caracterizada por um “vale” e no SAMI2 tem maior extensão em relação a curva do IRI-95. Situada entre 100 à 200 *km* para o SAMI2 e 40 à 60 *km* para o IRI-95. Além disso, há uma diferença na densidade do “vale” entre os modelos ionosféricos. A bolha é menos densa para a simulação do IRI-95 em relação ao SAMI2.

5.3.2 Comparativo entre dados observados em Natal-RN e o SAMI2 para o ano de 1986

Em 31 de outubro de 1986, o foguete brasileiro Sonda III foi lançado às 24:00 h (LT) da estação de lançamento de foguetes em Natal-RN. O foguete atingiu um apogeu com altitude de 444 *km* e um alcance horizontal de 656 *km*. Os parâmetros usados para o SAMI2 foram: $f_{10p7} = 89.2$, $A_p = 4$, Ano = 1986, dia = 304.

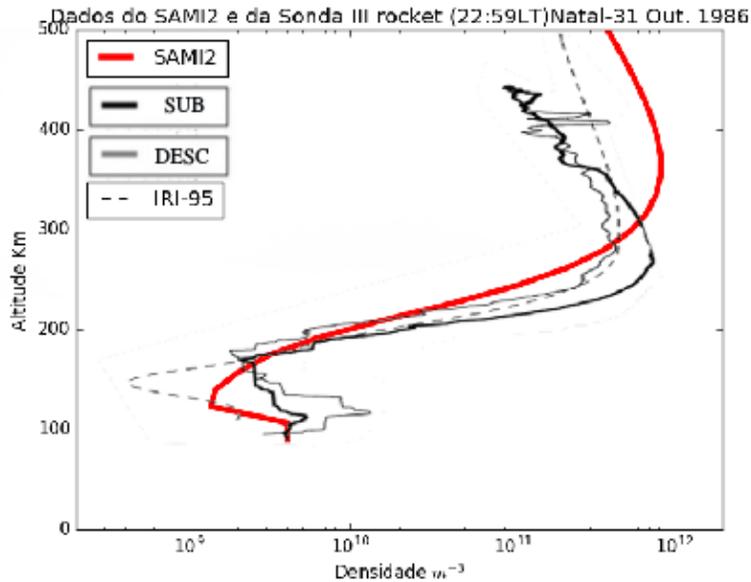


Figura 5.21: Perfis de altitude da densidade de elétrons estimados a partir dos dados do HFC do foguete, no qual a curva em preto mais espessa corresponde a subida e a curva menos espessa corresponde a descida, em 31 de outubro de 1986. A linha tracejada corresponde ao perfil do modelo IRI-95 e por fim o perfil reproduzido pelo SAMI2 em vermelho.

Como pode ser visto na Figura 5.21, durante a subida, o foguete encontrou irregularidades na densidade de elétrons na região *E* e em *F*. No restante das altitudes, o foguete não observou irregularidades tão ingrimas quanto na figura 5.20. A densidade de elétrons é praticamente regular para a subida. A base da região *F* pode ser vista entre 300 á 500 *km*. A curva gerada através dos modelos IRI-95 e SAMI2 novamente apresentam uma irregularidade na região *E*. Porém, o “vale” presente na simulação do SAMI2 e no IRI-95 tem praticamente a mesma extensão na faixa de altitude entre 100 à 200 *km*. Novamente, há uma diferença na densidade

dessa bolha entre os modelos ionosféricos sendo menos densa para a simulação do IRI-95 em relação ao SAMI2.

5.3.3 Comparativo entre dados observados de Alcântara-MA e o SAMI2 para o ano de 1994

O *Black Brant X* foi lançado da estação de lançamento brasileira em Alcântara-MA em 19:55 hrs (LT) em 14 de outubro de 1994 e atingiu um apogeu de 957 km de altitude e um alcance horizontal de 532 km. Os parâmetros usados para o SAMI2 foram: $f_{10p7} = 92.1$, $A_p = 4$, Ano = 1994, dia = 287.

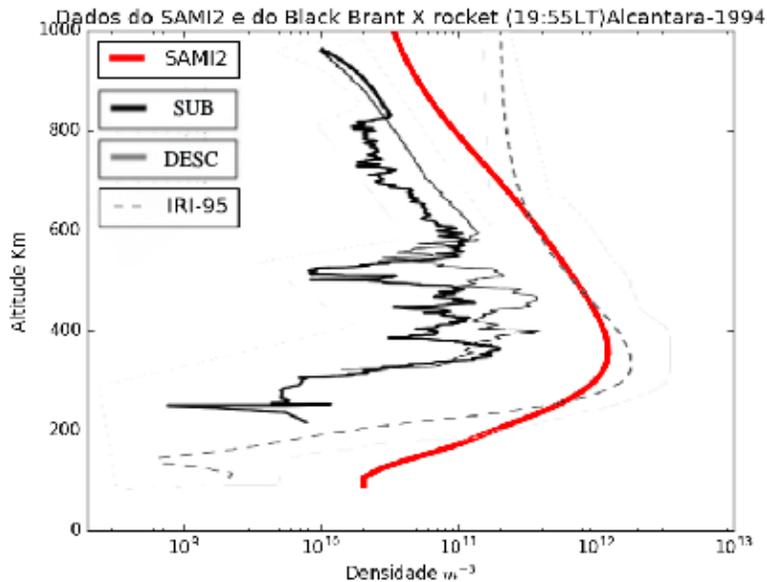


Figura 5.22: Perfis de altitude da densidade de elétrons estimados a partir dos dados do HFC do foguete, no qual a curva em preto mais espessa corresponde a subida e a curva menos espessa corresponde a descida, em 14 de outubro de 1994. A linha tracejada corresponde ao perfil do modelo IRI-95 e por fim o perfil reproduzido pelo SAMI2 em vermelho.

Observa-se irregularidades com ampla variedade na ordem de grandeza da densidade eletrônica durante esta a passagem na região situada de 300 a 800 km durante a subida do foguete e na região entre 600 a 310 km durante a descida do foguete. A base da região F é observada acima dos 300 km. A curva gerada através do modelo IRI-95 desta vez apresenta uma irregularidade

é bem menor em relação as duas outras figuras. Desta vez, para a simulação do SAMI2 não é possível observar um “vale”.

5.3.4 Comparativo entre dados observados em Alcântara e o SAMI2 para o ano de 1995

O foguete brasileiro Sonda III foi lançado às 21 horas (LT) no dia 18 de dezembro de 1995 da estação de lançamento em Alcântara-MA. O foguete atingiu um apogeu de 557 km de altitude e um alcance horizontal de 589 km. Os parâmetros usados para o SAMI2 foram: $f_{10p7} = 66.4$, $A_p = 4$, Ano = 1995, dia = 352

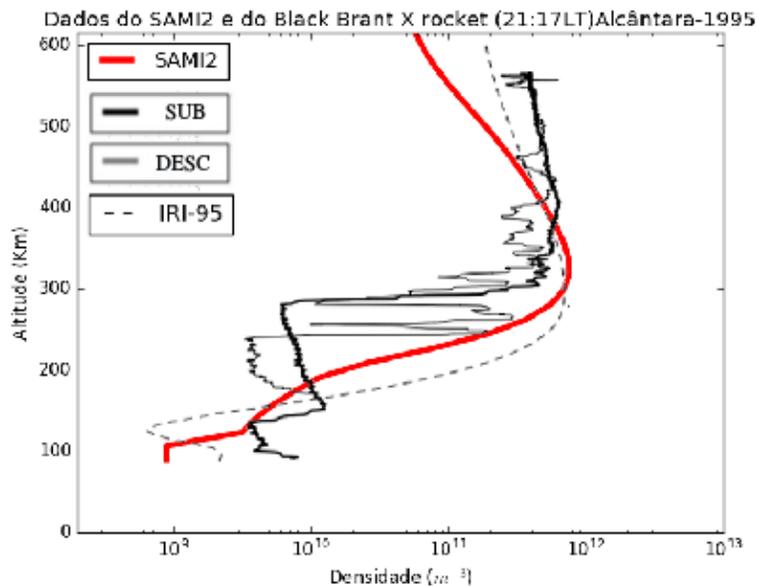


Figura 5.23: Perfis de altitude da densidade de elétrons estimados a partir dos dados do LP do foguete, no qual a curva em preto mais espessa corresponde a subida e a curva menos espessa corresponde a descida, em 18 de dezembro de 1995. A linha tracejada corresponde ao perfil do modelo IRI-95 e por fim o perfil reproduzido pelo SAMI2 em vermelho.

Observa-se que o perfil eletrônico originados do foguete exibe irregularidades com valores de densidades de grande contraste entre si. Este contraste entre as bolhas medidas pelo *Black Brant X* se pronunciam na região entre 250 e 300 km durante a descida do foguete. Durante a subida observa-se irregularidades de 100 à 150 km e mais de forma mais atenuada de 300 à 350

km. A base da região *F* é observada acima dos 300 *km*. A curva gerada através dos modelos IRI-95 e SAMI2 apresentam uma irregularidade na região *E*. Somente a curva gerada através dos modelos IRI-95 apresenta uma irregularidade na base da região *E*. Nesta mesma região bolha no IRI-95, a simulação do SAMI2 apresenta uma região em sua curva com um formato ingrime.

5.3.5 Comparativo entre dados observados em Alcântara-MA e o SAMI2 para o ano de 2012

O VS-30 Orion foi lançado a partir do lançamento em Alcântara-MA em 8 Dezembro de 2012 às 19:00 LT e atingiu seu apogeu em 428 *km*. Os parâmetros usados para o SAMI2 foram: $f_{10p7} = 98.1$, $A_p = 4$, Ano = 2012, dia = 342

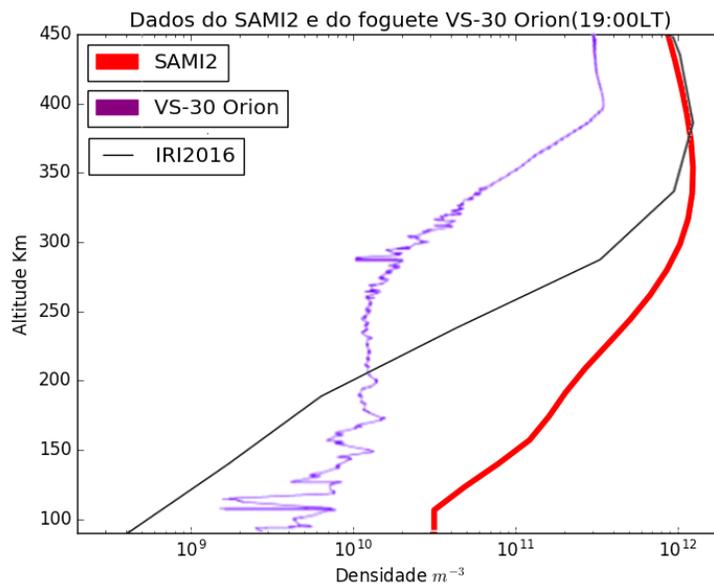


Figura 5.24: Perfis de altitude da densidade de elétrons estimados a partir dos dados do LP do foguete, no qual a curva em roxo corresponde a subida do foguete e a curva em preto corresponde ao perfil do modelo IRI-16 e por fim o perfil reproduzido pelo SAMI2 em vermelho.

No perfil eletrônico originados do VS-30 Orion, observa-se irregularidades aproximadamente na região entre 100 à 180 *km*. A base da região *F* é observada próximo dos 400 *km* de altituede. A curva gerada através dos modelos IRI-16 e SAMI2 não apresentam uma irregularidade. Para

este caso, os valores da densidade eletrônica são superestimados e os do IRI-16 são superestimados até as proximidades dos 200 *km*, sendo que abaixo desta região os valores são subestimados.

5.4 Discussão

A simulação para o efeito fonte e a anomalia de Appleton foi reproduzida com uma boa aproximação do fenômeno descrito em, por exemplo, [1], [4] e [7]. As figuras de 5.4 à 5.19 demonstram que o SAMI2 considera o desvio $\vec{E} \times \vec{B}$ na dinâmica de plasma o qual eleva a camada *F* no equador magnético próximo a 600 *km*. Isto leva a picos de ionização em ambos os lados do equador magnético através do efeito de fonte. Dentre as características apresentadas entre estes casos, estão a simetria (na época de equinócio) e assimetria (na época de solstício). Percebe-se que nas datas de equinócio uma simetria surge nas primeiras horas do dia para a região ionizada sobre o equador magnético, que se assemelha à forma de um sino (Figuras 5.4 e 5.8). Essa simetria no período de equinócio ocorre pelo fato de que a luz solar incide em igual proporção nos hemisférios, resultando em uma densidade de plasma semelhante ao norte e ao sul do equador.

A assimetria nos picos observada nas Figuras 5.13 e 5.17, é o resultado de um vento meridional neutro que sopra do hemisfério sul (verão) para o hemisfério norte (inverno). Diferentemente do equinócio, nas primeiras horas do dia a região ionizada surge do norte em direção ao sul (inverno) e do sul em direção ao norte (verão) (Figuras 5.12 e 5.16). Em ambas épocas do ano -equinócio e solstício- ao final do dia, o desvio $\vec{E} \times \vec{B}$ é para baixo, nas quais a altura da camada *F* no equador magnético cai para 400 *km* e os picos de ionização se aproximam do equador. O pico ao norte de densidade do plasma diminui mais rapidamente para as estações de outono, primavera e verão. Ainda para estas época do ano, o plasma exibe um movimento em direção ao hemisfério sul. Já no inverno, o pico sul decai mais rapidamente e o movimento aparente do plasma é na direção norte.

Os resultados do SAMI2 para a região brasileira reproduz os perfis de densidade até um determinado ano com melhor aproximação do que os modelos IRI de 95 e 2016. Para os anos de 1985 e 1986 (Natal) o modelo ajusta bem a região *F*₁ (150-250 *km*). Porém, nas regiões *E* (90-150 *km*) *F*₂ (250 400 *km*) o perfil de densidade eletrônica para o caso do ano de 1985 pode

reproduzir com boa aproximação a curva gerada através dos dados do foguete. No ano de 1986, há uma defasagem considerável entre o perfil eletrônico gerado pelo SAMI2 e o IRI-95, no qual o último tem uma melhor aproximação com a curva do foguete do que a curva simulada pelo SAMI2. Para estes dois anos em que se simulou a ionosfera brasileira pode se observar uma bolha de plasmas ionosférico. Em 1985 observa-se uma bolha de plasma entre 200 e 100 *km*. E também no ano de 1986 observa se uma bolha entre 180 e 100 *km*.

Para as condições de Alcântara nos anos de 1994, 1995 e 2012 o modelo sofre deslocamento em relação aos dados observacionais. Para o ano de 1994 o modelo mantém um bom ajuste na região *E* (90-150 *km*) até acima da região F_2 (250 400 *km*) em relação ao IRI-95. Na simulação para o ano de 1995, o modelo mantém um bom ajuste na região *E* (90-150 *km*) a partir de aproximadamente 180 *km* até as proximidade de 400 *km*, onde está o pico de ionização. Porém, a partir da região acima de F_2 o perfil de densidade do SAMI2 diminui consideravelmente em relação ao IRI-95 e os dados do foguete.

O ano de 2012 é um caso que indica uma defasagem maior do que os demais anos proposto para este estudo. Nestas condições foi usado o perfil eletrônico simulado pelo modelo IRI-2016. O perfil do IRI-2016 se ajusta relativamente bem ao perfil observado da região F_2 (250 400 *km*) até o final de F_1 (150-250 *km*), com o pico da região *F* entre 350 e 400 *km*. Na camada *E* (90-150 *km*) o modelo não é bem acurado. Já o SAMI2, apresenta uma curva que possui aproximadamente uma ordem de grandeza maior que os dados observacionais. O resultado da simulação também exhibe o pico da região *F* entre 350 à 250 *km*, enquanto a curva do VS-30 Orion está a partir de 400 *km*. Por conta dessa defasagem do SAMI2, presume-se que seja necessário um ajuste nos modelos semi-empíricos

Capítulo 6

Conclusão

As medidas da densidade eletrônica ionosférica tem essencialmente uma vasta gama de aplicações, sobretudo na área de telecomunicações. Este trabalho concentrou-se na modelagem da ionosfera calma em condições compatíveis com a região do equador magnético na América do Sul. A densidade do plasma ionosférico usualmente varia entre 10^8 e $10^{13} m^{-3}$. O modelo empregado neste trabalho reproduziu densidades de elétrons dentro dos valores típicos de densidade observadas na ionosfera. A reprodução do plasma ionosférico e sua interação com os ventos neutros, campo elétrico e do campo magnético se ajustaram melhor às observações até os anos 90, ano no qual a maioria dos modelos empíricos foram criados. Especificamente se conclui que nos anos 90 o modelo apresenta resultados condizentes com valores medidos “in situ”.

A proposta de trabalhar com o SAMI2 se dá por ser um software *open source* e proporcionar a possibilidade de personalizar e atualizar as linhas comando. Este conceito oferece a perspectiva de desenvolver novas aplicações que se adequem melhor a necessidades específicas. A personalização do software acontece de forma mais orgânica por, principalmente, permitir acesso ao código fonte. Com isso, tem-se mais controle sobre os parâmetros, modelos empíricos e formato dos dados de saída.

A partir desta importante característica, trabalharam-se diferentes condições, épocas e anos na modelagem da ionosfera para reproduzir a sua dinâmica e fenômenos em regiões equatoriais geográficas e magnéticas de baixas latitudes durante períodos geomagneticamente calmos. Primeiramente foi avaliado os efeitos típicos de ionosfera equatorial: anomalia de Appleton e efeito

fonte, para analisar se estavam em concordância com as observações e descrições da literatura.

Para isto, escolheu-se 4 épocas do ano de 1994 para representar os dois fenômenos típicos do equador magnético. Então, definiram-se os parâmetros compatíveis aos dias de equinócio e solstícios do hemisfério sul. Por fim, geraram-se os dados referentes com valores numéricos somados da densidade eletrônica e das 7 espécies através do SAMI2. E para a leitura destes dados, foi criado um algoritmo na linguagem PYTHON resultando nas figuras de 5.4 à 5.19.

No estudo da anomalia de Appleton verificou-se que:

- o modelo reproduz a elevação das camadas inferiores da ionosfera que durante o anoitecer sofre um decaimento como visto para os 4 casos entre 1900 e 0012 LT.
- em todas as datas é possível observar uma variação dos perfis de densidade do plasma devido a ação do fluxo solar.
- para as datas do solstício no hemisfério sul observam-se valores de densidade maior para o caso do verão, como é esperado devido a maior incidência de fluxo solar. Na figura 5.12, o modelo demonstra uma densidade eletrônica subestimada para este horário. Contudo, para o demais horários desta data o comportamento da região de plasma é condizente com a teoria.
- em todos os casos nos horários de 0012 e 0506 LT observa-se uma difusão na direção sul para outono, primavera, verão e na direção norte para a data do solstício de inverno.

Definiram-se 5 casos para a análise dos perfis de densidade eletrônica entre os dados de missões em regiões brasileiras e os modelos ionosféricos. Os foguetes operados foram lançados para produzir dados no estudo de instabilidades na ionosfera das respectivas regiões. Foram feitas sobreposições das curvas geradas por estes dados com o modelo SAMI2 além do IRI 95/16. Novamente foi criado um algoritmo na linguagem PYTHON para a leitura destes dados e então gerar as figuras utilizadas na análise comparativa.

Nos casos dos comparativos entre os dados medidos “in situ” e os modelos ionosféricos, verifica-se que:

- para o caso de Natal-RN em 1985, o SAMI2 e o IRI-95 subestimam os valores gerados pelo medida do foguete na faixa de altitude entre 100 e 230 *km* e superestimam em duas

regiões, entre: 230-300 *km* e 450-540*km*. Porém, tem boa concordância com os valores da densidade eletrônica na região entre 300-450 *km*, com o SAMI2 com maior aproximação ao valor medido “in situ” pelo foguete na subida.

- para o caso de Natal-RN em 1986, o SAMI2 e o IRI-95 subestimam os valores gerados pelo medida do foguete em duas regiões: entre 100-170 *km* e 190-320 *km*. Há uma superestimativa em duas regiões, entre: 320-450 *km*. Porém, há uma uma ligeira concordância com os valores da densidade eletrônica na região entre 170 à 190 *km*, no qual o IRI-95 tem maior aproximação ao valor medido “in situ” pelo foguete na subida.
- para o caso de Alcântara-MA em 1994, o SAMI2 e o IRI-95 superestimam os valores gerados pelo medida do foguete em todas as regiões. Observa-se que a faixa de altitude da base da camada *F* na curva do SAMI2 tem a mesma extensão do que a curva das medidas.
- para o caso de Alcântara-MA em 1995, o SAMI2 e o IRI-95 superestimam os valores gerados pela medida do foguete na região entre 180-380 *km*. Os modelos subestimam os valores de densidade em duas regiões, entre: 100-180 *km* 380 à 550 *km*.
- para o caso de Alcântara-MA em 2012, o SAMI2 superestima os valores gerados pelo medida do foguete em todas as regiões. Já o IRI-95 superestima valores gerados pelo medida do foguete na região entre 210-450 *km* e subestimam na região entre 100-210 *km*.

A partir deste estudo comparativo observa-se que o SAMI2 tem uma adequação aos dados medidos nos dois primeiros casos (1985 e 1986). E que nos dois casos dos anos 90 ainda há uma conformidade entre os valores do SAMI2 e os medidos “in situ”, contudo, já é perceptível que o modelo não esta tão congruente quanto nos anos de 1985 e 1986. E por fim, para simulações em datas acima dos anos 90 gera resultados que se afastam das observações. A partir disto, é possível atribuir esta imprecisão à necessidade de alguns ajustes finos no código do SAMI2.

Futuros aprimoramentos deste modelo numérico pode fornecer orientações para futuras campanhas experimentais. A partir deste estudo sugere-se o ajuste de alguns parâmetros do SAMI2, tais como os coeficientes do IGRF que é uma descrição matemática da estrutura do campo magnético da Terra e de sua variação secular. Assim, para períodos situados nos anos 2000 em

diante, propõe-se ajuste do modelo de dipolo excêntrico e inclinado baseado nos valores mais atualizados dos coeficientes do IGRF (A mudança da inclinação nas linhas de campo com o passar dos anos para as localidades usadas neste estudo pode ser vista na seção *ANEXO B*)..

Também propõe-se a atualização do modelo de ventos neutros para HWM07 ou HWM14. No artigo [19], são descritas as atualizações recentes para o componente de tempo calmo do modelo de vento horizontal (HWM) abordando as deficiências da versão anterior identificadas pela nova observação, bem como as considerações teóricas. As observações recentes incluem as de [20] e [21] que encontraram concordância com os ventos zonais noturnos equatoriais do HWM07. Em paralelo, os primeiros cálculos ionosféricos usando o HWM07 sobre o HWM93, produziram resultados insatisfatórios para alguns casos e localizações. Por exemplo, em [22] relata-se dificuldades em prever a morfologia observada e taxa de deriva do espalhamento da região *F* em regiões equatoriais para condições de equinócio de primavera com HWM07, mas não com HWM93. Melhorias para HWM14 são principalmente na região da termosfera superior (acima de 120 *km*), com apenas pequenas alterações em altitudes mais baixas.

Discutiu-se anteriormente que a radiação solar leva à produção do par íons-elétrons e aquecimento via deposição da energia fotoeletrônica, com comprimentos de onda EUV e comprimentos de onda de raios *X* e *UV*. Esses processos ocorrem em todo o lado ensolarado da Terra. Em altas latitudes, as principais fontes de energia e transferência de momento para a ionosfera são os campos elétricos magnetosféricos.

Esses processos magnetosféricos afetam não apenas a ionosfera de alta latitude, mas também as latitudes médias e baixas, particularmente durante tempestades. A magnetosfera também afeta a baixa ionosfera através da precipitação de partículas muito energéticas. Por isso, qualquer alteração que houver na atividade magnética pode aumentar ou diminuir os termos nas equações da dinâmica de plasma [4]. Então, para uma descrição com maior propriedade dos perfis de densidades com os observados, propõe-se a melhoria dos termos referentes à atividade magnética no modelo. Não houve mudanças drásticas nas curvas de densidade eletrônica com a mudança do índice $Ap=4$. Por isso, usou-se o índice $Ap=4$ pra todos os casos. O método empregado pelo SAMI2 está descrito no *ANEXO C*.

Existe uma versão do modelo depois do SAMI2, o SAMI3, no qual a atmosfera neutra é especificada, de forma semelhante ao seu antecessor, usando os códigos empíricos da NRLM-

SISE00 e HWM07. O desvio $\vec{E} \times \vec{B}$ pode ser especificado analiticamente ou a partir do modelo Fejer-Scherliess. Além disso, há uma versão do SAMI3 que calcula o desvio $\vec{E} \times \vec{B}$ de forma consistente a partir de uma equação do potencial elétrico. Existe também o modelo do SAMI3 que foi modificado para suportar a missão NASA ICON (*Ionospheric Connection Explorer*). Especificamente, o SAMI3 ICON foi modificado para importar a composição termosférica, temperatura e ventos do TIEGCM-ICON e o potencial de alta latitude dos dados da AMIE. O SAMI3 ICON fornecerá parâmetros ionosféricos e plasmasféricos, como as densidades elétricas e iônicas, temperaturas e velocidades, assim como o conteúdo total de elétrons (TEC), pico de densidade eletrônica ionosférica ($NmF2$) e altura da camada F em $NmF2$ ($hmF2$). Contudo, essas versões não estão disponíveis em código aberto.

Referências Bibliográficas

- [1] KELLEY, M. C. **The Earth's ionosphere**: Plasma Physics and Electrodynamics. Elsevier, 2ª Edição. 2009.
- [2] HUBA, D. J.; JOYCE, G.; FEDDER A. J. Sami2 is another model of the ionosphere (SAMI2): a new low-latitude ionosphere model. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 105, A10, p. 23035-23053, 2000.
- [3] FALCK-YTTER, H. Aurora: **The northern lights in mythology, history and science**. 2ª ed. Bell Pond Books, 1999.
- [4] SCHUNK, R. W.; NAGY A. F. **Ionospheres**: physics, plasma physics, and chemistry. 2a ed. Cambridge: Cambridge University Press, 2009.
- [5] HUM, S. V. **Ionospheric propagation**. Toronto: Department of Electrical and Computer Engineering, University of Toronto, 2016. 6p. Notas de aula. Disponível em: <http://www.waves.utoronto.ca/prof/svhum/ece422/notes/20c-ionosphere.pdf>. Acesso em: 2019.
- [6] HARGREAVES, J. K. **The solar-terrestrial environment**. Cambridge University Press, 1992.
- [7] YIGIT, E. **Atmospheric and space sciences**: ionospheres and plasma environments. Berlin: Springer, 2018. v. 2.
- [8] GRIFFITHS, D. J. **Introduction to electrodynamics**. 4. ed. Cambridge: Cambridge University Press, 2017.

- [9] AIKIO, A.; NYGREN, T. **Ionospheric physics**. Oulu: Department Of Physical Sciences-University of Oulu, 2008. 156 p. <https://wiki oulu fi/display/761658S/Ionospheric+Physics+course>.
- [10] HEDIN, A. E. et al. A. Empirical wind model for the upper, middle and lower atmosphere. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 58, n.13, p. 1421-1447, Sept. 1996. ISSN 1364-6826. 23, 49.
- [11] DROB, D. P. et al. An update to the Horizontal Wind Model (HWM): the quiet time thermosphere. **Earth and Space Science**, v. 2, ed. 7, p. 301-319, Jul. 2015. ISSN 2333-5084. 50.
- [12] RICHARDS, P. G.; FENNELLY, J. A.; TORR, D. G. EUVAC: a solar EUV Flux Model for aeronomic calculations. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 99, n. A5, p. 8981-8992, May 1994.
- [13] SCHERLISS, L. AND FEJER, B. G. Radar and satellite global equatorial F region vertical drift model. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 104, n. A4, p.6829-6842, 1999. doi:10.1029/1999JA900025.
- [14] SOUZA, J. et al. Longitudinal variation of the equatorial ionosphere: Modeling and experimental results. **Advances in Space Research**, v. 51, n 4, p. 654-660, Feb. 2013. ISSN 0273-1177. 23, 50.
- [15] MICHAEL C. K. et al. The first coordinated ground- and space-based optical observations of equatorial plasma bubbles. **Geophysical Research Letters**, v. 30, n. 14, p. 1766, doi:10.1029/2003GL017301, 2003.
- [16] LAPS INTERACTIVE SOLAR IRRADIANCE DATACENTER. **NOAA adjusted Solar Radio Flux at 10.7cm, time series**. Boulder, CO: Data System Group, LASP, 2018. Disponível em: http://lasp.colorado.edu/lisird/data/noaa_radio_flux. Acesso em: 15 out.2019.
- [17] MURALIKRISHNA, P. VIEIRA L. P. et al. Equatorial F-region irregularities generated

- by the Rayleigh-Taylor instability mechanism-rocket observations from Brazil. **Rev. Bras. Geof.**, São Paulo, v. 25 suppl.2, p. 135-149, 2007.
- [18] SAVIO ODRIOZOLA, S. et al. Rocket in situ observation of equatorial plasma irregularities in the region between E and F layers over Brazil. **Ann. Geophys.**, v.35, p.413-422, 2017. <https://doi.org/10.5194/angeo-35-413-2017>.
- [19] DROB, D. P. et al. An update to the Horizontal Wind Model (HWM): the quiet time thermosphere. **Earth and Space Science**, v.2, p.301-319, 2015. doi:10.1002/2014EA000089.
- [20] MERIWETHER, J. W. et al. Climatology of the nighttime equatorial thermospheric wind-sand temperatures over Brazil near solar minimum. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v.116, A4, p.1-12, 2011. doi: <https://doi.org/10.1029/2011JA016477>.
- [21] MAKELA, J. J. et al. **Near-continual ground-based nighttime observations of thermospheric neutral winds and temperatures over equatorial Brazil from 2009 to 2012.** v.103, p. 94-102, 2013. Disponível em: <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2012.11.019>.
- [22] HUBA, J. D. et al. Self-consistent modeling of equatorial dawn density depletions with SAMI3. **Geophysical Research Letters**, v. 37, n.3, L03104, 2010. Disponível em: <https://doi.org/10.1029/2009GL041492>.
- [23] INTERNATIONAL REFERENCE IONOSPHERE. IRI. [S. l.]: [COSPAR, URSI], [2019]. Disponível em: <http://irimodel.org/>. Acesso em: 15 out. 2019.
- [24] UK SOLAR SYSTEM DATA CENTRE. **AP derivation and representation.** Harwell,Oxfordshire: STFC Rutherford Appleton Laboratory, 2009. Disponível em: <https://www.ukssdc.ac.uk/Help/Ap/Derivation.html>. Acesso em: 08 jul. 2019
- [25] NATIONAL CENTER FOR ENVIRONMENTAL INFORMATION: National Oceanic and Atmospheric Administration. **Magnetic field calculartors.** Boulder, CO: NCEI, 2019. Disponível em: <https://www.ngdc.noaa.gov/geomag/calculators/magcalc.shtml>. Acesso em: 08 jul. 2019.

ANEXO A- Coeficientes Curvilíneos Dipolares

Para um dado um sistema de coordenadas ortogonais, o comprimento de arco $(\vec{ds})^2$ é invariante a uma escolha de um outro do sistema de coordenadas preferencial.

$$\vec{ds}^2 = h_1^2(d\varepsilon_1)^2 + h_2^2(d\varepsilon_2)^2 + h_3^2(d\varepsilon_3)^2 \quad (6.1)$$

Os fatores de escala (h_i) são determinados pela relação $h_i^2 = \frac{(\vec{ds})^2}{d\varepsilon_i^2}$.

Para se obter os coeficientes curvilíneos do sistema dipolar usaremos a relação acima. Como no capítulo 3 faz-se uma transformação do sistema de coordenadas esférico para o sistema dipolar. Os coeficientes curvilíneos do sistema esférico¹[1] são, usando $\vec{ds} = dx + dy + dz$ (sistema cartesiano):

$$\begin{aligned} h_\theta &= \sqrt{\left(\frac{\partial x}{\partial \theta}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial \theta}\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial \theta}\right)^2} = r \\ h_r &= \sqrt{\left(\frac{\partial x}{\partial r}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial r}\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial r}\right)^2} = 1 \\ h_\phi &= \sqrt{\left(\frac{\partial x}{\partial \phi}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial \phi}\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial \phi}\right)^2} = r \operatorname{sen} \theta \end{aligned} \quad (6.2)$$

Agora, como já definido anteriormente as coordenadas do sistema dipolar em função das coordenadas esféricas é dada na equação 3.28, e por ϕ no sistema excêntrico esférico ser o mesmo para o sistema dipolar iremos calcular somente os coeficientes de p e q . Porém, por simplicidade também podemos definir os fatores de escala através de $\frac{1}{h_i^2} = \frac{d\varepsilon_i^2}{(ds)^2}$ ²:

$$\begin{aligned} \frac{1}{h_q} &= \sqrt{\left(\frac{\partial q}{\partial r}\right)^2 + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial q}{\partial \theta}\right)^2 + \left(\frac{1}{r \operatorname{sen} \theta} \frac{\partial q}{\partial \phi}\right)^2} = \frac{R_E^2}{r_e^3} (1 + 3 \cos^2 \theta)^{1/2} \\ \frac{1}{h_p} &= \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial r}\right)^2 + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta}\right)^2 + \left(\frac{1}{r \operatorname{sen} \theta} \frac{\partial p}{\partial \phi}\right)^2} = \frac{(1 + 3 \cos^2 \theta)^{1/2}}{R_E \operatorname{sen}^3 \theta} \end{aligned} \quad (6.3)$$

¹Lembrando que $x = r \operatorname{sen} \theta \cos \phi, y = r \operatorname{sen} \theta \operatorname{sen} \phi, z = r \cos \theta$

²Lembrando que para as coordenadas esféricas $\vec{ds} = dr + r d\theta + r \operatorname{sen} \theta d\phi$

Então, podemos definir o gradiente em coordenadas dipolares

$$\begin{aligned} \nabla\Phi &= \frac{1}{h_p} \frac{\partial\Phi}{\partial p} + \frac{1}{h_q} \frac{\partial\Phi}{\partial q} + \frac{1}{h_\phi} \frac{\partial\Phi}{\partial\phi} \\ \nabla\Phi &= \frac{(1+3\cos^2\theta)^{1/2}}{R_E \text{sen}^3\theta} \frac{\partial\Phi}{\partial p} \hat{e}_p + \frac{R_E^2}{r_e^3} (1+3\cos^2\theta)^{1/2} \frac{\partial\Phi}{\partial q} \hat{e}_q + \frac{1}{r \text{sen}\theta} \frac{\partial\Phi}{\partial\phi} \hat{e}_\phi \end{aligned} \quad (6.4)$$

e divergente

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \vec{A} &= \frac{1}{h_p h_q h_\phi} \left[\frac{\partial}{\partial p} (h_q h_\phi A_p) + \frac{\partial}{\partial q} (h_p h_\phi A_q) + \frac{\partial}{\partial \phi} (h_p h_q A_\phi) \right] \\ \nabla \cdot \vec{A} &= \frac{R_E (1+3\cos^2\theta)^{1/2}}{r_e^4 \text{sen}^4\theta} \left[\frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{r^4 \text{sen}\theta}{R_E^2 (1+3\cos^2\theta)^{1/2}} \right) A_p \right. \\ &\quad \left. + \frac{\partial}{\partial q} \left(\frac{R_E r \text{sen}^4\theta}{(1+3\cos^2\theta)^{1/2}} \right) A_q + \left(\frac{1}{r \text{sen}\theta} \right) \frac{\partial}{\partial \phi} A_\phi \right] \end{aligned} \quad (6.5)$$

ANEXO B- Índice A_p referente ao Distúrbio Máximo de 24 Horas para Eventos de Atividade Magnética

O índice A_p é a média diária de 3 em 3 horas, a partir dos valores de K_p . O índice K_p tem escala logarítmica, enquanto a escala A_p mapeia isso para uma escala linear. O índice K_p é derivado da medida de um observatório em colaboração com uma rede de observatórios. A medição registrada do observatório é para o maior intervalo de variação nos componentes H e D (ver Figura 6.1) do campo geomagnético e classificado. O índice K_p de cada observatório é então mapeado para uma escala comum que se destina a eliminar as diferenças diurnas, sazonais e observatórias[1].

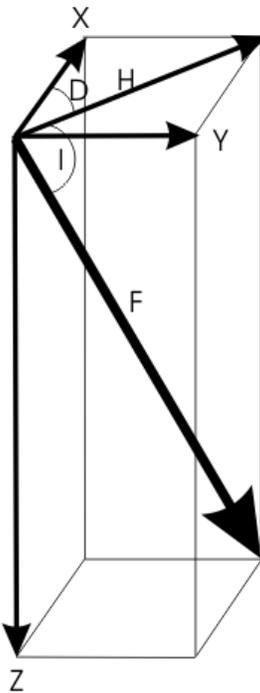


Figura 6.1: A relação entre esses os elementos que descrevem o campo geomagnético é mostrada no diagrama acima. Como o campo magnético da Terra é uma grandeza vetorial; em cada ponto do espaço, tem força e direção. Para descrevê-lo usa-se de três quantidades. Estes podem ser: três componentes de força ortogonais (X , Y e Z); a intensidade total do campo e dois ângulos (F, D, I); ou dois componentes de força e um ângulo (H, Z, D). [9].

Essa escala vai de 0 a 27, também pode ser representada como 0,0+, 1-, 1, ..., 8+, 9-, 9 e

os valores são conhecidos como Ks , a tabela 6 mostra os valores de Ks correspondentes a Kp [24].

Kp- valores equivalentes de suas diferentes notações

0	0	0
1	0+	3
2	1-	7
3	1	10
4	1+	13
5	2-	17
6	2	20
7	2+	23
8	3-	27
9	3	30
10	3+	33
11	4-	37
12	4	40
13	4+	43
14	5-	47
15	5	50
16	5+	53
17	6-	57
18	6	60
19	6+	63
20	7-	67
21	7	70
22	7+	73
23	8-	77
24	8	80
25	8+	83
26	9-	87
27	9	90

Finalmente, esses valores de Ks são calculados sobre os dados fornecidos à rede de obser-

vatórios para chegar-se Kp . A conversão de Kp para Ap é dada pela seguinte tabela 6:

Kp	Ap
0	0
1	2
2	3
3	4
4	5
5	6
6	7
7	9
8	12
9	15
10	18
11	22
12	27
13	32
14	39
15	48
16	56
17	67
18	80
19	94
20	111
21	132
22	154
23	179
24	207
25	236
26	300
27	400

O índice Kp é dado em uma escala logarítmica e para um índice equivalente em uma escala linear, usa-se o índice Ap

ANEXO C-Declinação das Linhas de Campo Geomagnético em Relação ao Norte Geográfico

A declinação magnética é o ângulo entre o norte geográfico e a linha de campo magnético local. Em geral, os modelos de campo atuais, como o IGRF e o World Magnetic Model (WMM), são precisos em até 30 minutos de arco para a declinação. No entanto, existem anomalias locais superiores a 10 graus, apesar de raras.

Date 1985-12-11
Latitude 5.9° S
Longitude 35.2° W
Elevation 0.0 km GPS
Model Used IGRF2015
Declination 22.07° W changing by 0.00° W per year



Compass shows the magnetic bearing of the magnetic north (MN)

Figura 6.2: A declinação das linhas de campo magnético local em Natal-RN em 11/12/1985 segundo o modelo IGRF

Date 1986-10-31
Latitude 5.9° S
Longitude 35.2° W
Elevation 0.0 km GPS
Model Used IGRF2015
Declination 22.07° W changing by 0.00° W per year



Compass shows the magnetic bearing of the magnetic north (MN)

Figura 6.3: A declinação das linhas de campo magnético local em Natal-RN em 31/10/1986 segundo o modelo IGRF

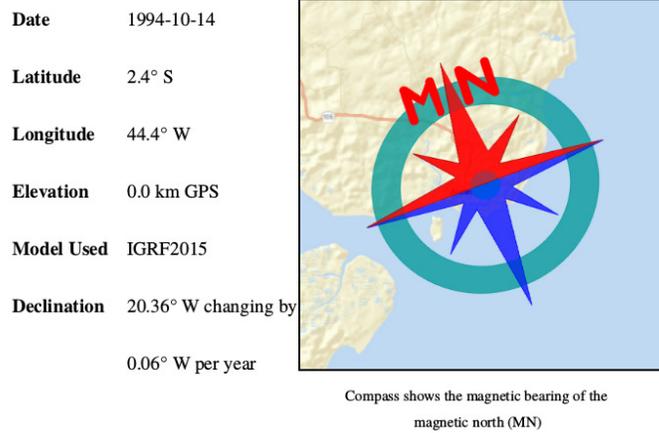


Figura 6.4: A declinação das linhas de campo magnético local em Alcântara-MA em 14/10/1994 segundo o modelo IGRF

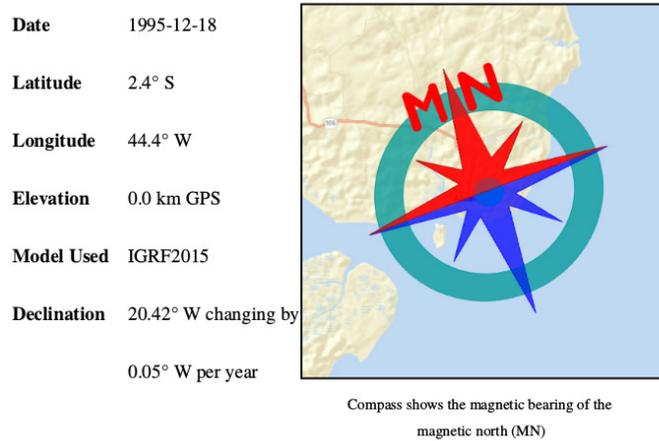
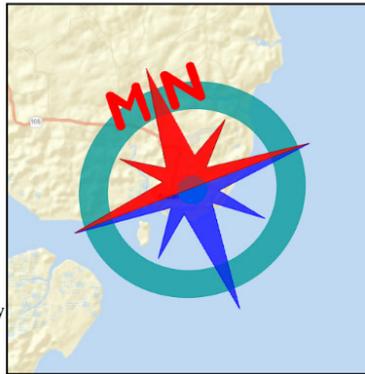


Figura 6.5: A declinação das linhas de campo magnético local em Alcântara-MA em 18/12/1995 segundo o modelo IGRF

Date 2012-12-08
Latitude 2.4° S
Longitude 44.4° W
Elevation 0.0 km GPS
Model Used IGRF2015
Declination 20.88° W changing by
0.00° W per year



Compass shows the magnetic bearing of the magnetic north (MN)

Figura 6.6: A declinação das linhas de campo magnético local em Alcântara-MA em 08/12/2012 segundo o modelo IGRF

É perceptível a flutuação das linhas de campo sob Alcântara, mesmo de um ano para o outro. Contudo, em Natal está mudança se dá de maneira mais suave, tanto que de 1985 a 1986, não há declinação dentro de duas casa decimais [25].

FOLHA DE REGISTRO DO DOCUMENTO

1. CLASSIFICAÇÃO/TIPO DM	2. DATA 22 de novembro de 2019	3. REGISTRO Nº DCTA/ITA/DM-085/2019	4. Nº DE PÁGINAS 106
5. TÍTULO E SUBTÍTULO: Anomalia de Appleton e densidade eletrônica em regiões brasileiras usando o SAMI2.			
6. AUTOR(ES): Joel Anderson Ferreira Pinheiro			
7. INSTITUIÇÃO(ÕES)/ÓRGÃO(S) INTERNO(S)/DIVISÃO(ÕES): Instituto Tecnológico de Aeronáutica – ITA			
8. PALAVRAS-CHAVE SUGERIDAS PELO AUTOR: Ionosfera, SAMI2, Anomalia de Appleton, Efeito Fonte.			
9. PALAVRAS-CHAVE RESULTANTES DE INDEXAÇÃO: Ionosfera; Densidade de energia; Anomalias magnéticas; Medidas de densidade; Simulação; Física.			
10. APRESENTAÇÃO: ITA, São José dos Campos. Curso de Mestrado. Programa de Pós-Graduação em Física. Área de Física de Plasmas. Orientador: Prof. Dr. Jayr de Amorim Filho; coorientador: Prof. Marco Antônio Ridente. Defesa em 18/11/2019. Publicada em 2019.			
11. RESUMO: Este trabalho emprega o código SAMI2 na reprodução de fenômenos ionosféricos em regiões de baixas latitude na zona do equador magnético e em especial para a região equatorial brasileira. Faz-se uma análise do efeito fonte e da Anomalia de Appleton reproduzidos pelo modelo do SAMI2 na região de Jicamarca-Peru, localizado sob o equador magnético, para o ano de 1994 para as diferentes estações do ano. Em seguida, um estudo comparativo entre os perfis de densidade eletrônica para as regiões brasileiras de Alcântara-MA e Natal-RN foi realizado através de uma sobreposição dos modelos reproduzidos pelo SAMI2 e o modelo ionosférico IRI-95/16 (Um modelo Ionosférico projetado pelo <i>Committee on Space Research</i> (COSPAR) e a <i>International Union of Radio Science</i> , URSI) em conjunto com as medidas obtidas por foguetes. O Efeito Fonte e a Anomalia de Appleton foram reproduzidos corretamente pelo código SAMI2. Em todas as simulações, é possível demonstrar que o modelo semi-empírico <i>Scherliess/Fejer</i> fornece uma estimativa consistente da velocidade de deriva $E \times B$. Definiu-se 5 casos (dois em Natal-RN e três em Alcântara-MA) para os anos de 1985, 1986, 1994, 1995 e 2012 para a análise das densidades eletrônicas geradas pelo modelo SAMI2. Os resultados obtidos através das simulações são consistentes com as medidas realizadas para os anos de 1985, 1986 e 1994. Já para os anos de 1995 e 2012 verificou-se uma discrepância entre os perfis das simulações e as medidas dos foguetes. Todos os casos foram simulados para condições calmas da atividade magnética. Evidenciou-se a necessidade de ajustes nos modelos empíricos adotados pelo SAMI2 como a atualização dos coeficientes do IGRF (<i>International Geomagnetic Reference Field</i>) e do modelo de ventos da atmosfera neutra.			
12. GRAU DE SIGILO: (X) OSTENSIVO () RESERVADO () SECRETO			