

FABRICIO DOS SANTOS PROL



**IonMAP: Sistema de assimilação de dados para
o imageamento tridimensional da ionosfera no
Brasil**

Presidente Prudente

2019

FABRICIO DOS SANTOS PROL

**IonMAP: Sistema de assimilação de dados para o
imageamento tridimensional da ionosfera no Brasil**

Tese de doutorado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Ciências Cartográficas da Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade Estadual Paulista “Júlio de Mesquita Filho” - Campus de Presidente Prudente, para obtenção do título de Doutor em Ciências Cartográficas.

Universidade Estadual Paulista – UNESP

Faculdade de Ciências e Tecnologia

Programa de Pós-Graduação em Ciências Cartográficas

Orientador: Paulo de Oliveira Camargo

Coorientador: Marcio Tadeu de Assis Honorato Muella

Presidente Prudente

2019

P964i Prol, Fabricio dos Santos
IonMAP: Sistema de assimilação de dados para o imageamento tridimensional da ionosfera no Brasil / Fabricio dos Santos Prol. -- Presidente Prudente, 2019
185 p.

Tese (doutorado) - Universidade Estadual Paulista (Unesp), Faculdade de Ciências e Tecnologia, Presidente Prudente
Orientador: Paulo de Oliveira Camargo
Coorientador: Marcio Tadeu de Assis Honorato Muella

1. GNSS. 2. Rádio-Ocultação. 3. Ionossonda. 4. Tomografia. 5. Modelagem Ionosférica. I. Título.

Sistema de geração automática de fichas catalográficas da Unesp. Biblioteca da Faculdade de Ciências e Tecnologia, Presidente Prudente. Dados fornecidos pelo autor(a).

Essa ficha não pode ser modificada.

CERTIFICADO DE APROVAÇÃO

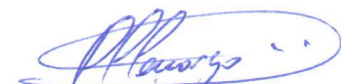
TÍTULO DA TESE: IONMAP: SISTEMA DE ASSIMILAÇÃO DE DADOS PARA O IMAGEAMENTO TRIDIMENSIONAL DA IONOSFERA NO BRASIL

AUTOR: FABRICIO DOS SANTOS PROL

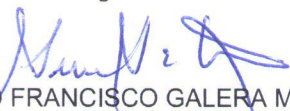
ORIENTADOR: PAULO DE OLIVEIRA CAMARGO

COORIENTADOR: MARCIO TADEU DE ASSIS HONORATO MUELLA

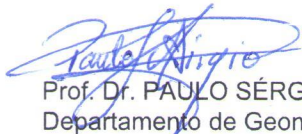
Aprovado como parte das exigências para obtenção do Título de Doutor em CIÊNCIAS CARTOGRÁFICAS, área: Aquisição, Análise e Representação de Informações Espaciais pela Comissão Examinadora:



Prof. Dr. PAULO DE OLIVEIRA CAMARGO
Departamento de Cartografia / Faculdade de Ciências e Tecnologia de Presidente Prudente



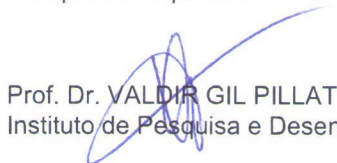
Prof. Dr. JOÃO FRANCISCO GALERA MONICO
Departamento de Cartografia / Faculdade de Ciências e Tecnologia de Presidente Prudente



Prof. Dr. PAULO SÉRGIO DE OLIVEIRA JÚNIOR
Departamento de Geomática / Universidade Federal do Paraná



Prof. Dr. EURICO RODRIGUES DE PAULA
Coordenação Geral de Ciências Espaciais e Atmosféricas, Divisão de Aeronomia / Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais



Prof. Dr. VALDIR GIL PILLAT
Instituto de Pesquisa e Desenvolvimento / Universidade do Vale do Paraíba

Presidente Prudente, 25 de janeiro de 2019

Agradecimentos

Agradeço à Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (CAPES) - Código de Financiamento 001, pela concessão da bolsa de Doutorado durante o ano de 2015, à Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo - FAPESP, pela concessão da bolsa de Doutorado nos anos subsequentes (Processo 2015/15027-7) e novamente à FAPESP pela concessão da Bolsa Estágio de Pesquisa no Exterior (BEPE) durante o período de um ano entre 2017 e 2018 (Processo 2016/22011-2).

Agradeço ao meu orientador Prof. Paulo O. Camargo, sendo o principal motivador da pesquisa, e ao Prof. Marcio T. A. H. Muella da Universidade do Vale do Paraíba (UNIVAP) pelas diversas contribuições como coorientador. Agradeço também ao Prof. Manuel Hernández-Pajares da *Universitat Politècnica de Catalunya* (UPC), quem amigavelmente compartilhou muito de seu conhecimento sobre modelagem da ionosfera e posicionamento geodésico na supervisão durante a BEPE.

Agradeço à todos da sala de permanência da Pós-Graduação pela convivência diária, bem como ao Grupo de Estudos em Geodésia Espacial (GEGE) e ao grupo UPC-*Ionospheric determination and Navigation based on Satellite And Terrestrial systems research team* (UPC-IonSAT).

Agradeço ao *International GNSS Service* (IGS), Instituto Brasileiro de Geografia e Estatística (IBGE), Instituto Geográfico Nacional (IGN) da Argentina, projeto *Low-latitude Ionospheric Sensor Network* (LISN) e ao projeto *Concept for Ionospheric Scintillation Mitigation for Professional GNSS in Latin America/Countering GNSS high Accuracy applications Limitations due to Ionospheric disturbances in BRAzil* (CIGALA/CALIBRA) pelo fornecimento dos dados do Sistema Global de Navegação por Satélite (GNSS). Também agradeço ao Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), UNIVAP e ao projeto *Space Physics Interactive Data Resource* (SPIDR) por conceder dados de ionossondas. À *University Corporation for Atmospheric Research* (UCAR) e ao centro de dados e análise do *Constellation Observing System for Meteorology, Ionosphere, and Climate* (COSMIC) por proporcionar dados de rádio ocultação. Ao observatório do *Massachusetts Institute of Technology* (MIT) por proporcionar dados de radares de espalhamento da base Madrigal e aos desenvolvedores do *International Reference Ionosphere* (IRI).

Seria impossível atingir a profundidade deste trabalho sem o conhecimento acumulado de muitas gerações. Agradeço indiretamente à todos que desenvolveram pesquisas em prol da ciência.

Resumo

A considerável variação espaço-temporal da densidade eletrônica na atmosfera superior terrestre torna a ionosfera uma região de difícil modelagem. Parte dos modelos que utilizam as observáveis do Sistema Global de Navegação por Satélite (GNSS) descreve a ionosfera como uma camada fina de altitude constante. No entanto, esta camada pode ter, na realidade, mais de 1000 km de espessura. A densidade eletrônica ao longo das diversas altitudes pode ser determinada por meio de técnicas de reconstrução tomográfica, que consistem em utilizar medidas de conteúdo total de elétrons (TEC - *Total Electron Content*) advindas de diferentes direções/elevações. Desta forma, é possível realizar o imageamento ionosférico em três dimensões. Contudo, o uso apenas de observações de TEC na reconstrução tomográfica apresenta deficiências nas representações verticais da ionosfera. Esta limitação pode ser reduzida com a assimilação de observações de perfis ionosféricos, sendo objeto de investigação em diversos métodos de imageamento ionosférico. Existe particular interesse na assimilação de dados sobre o setor longitudinal brasileiro, pois fenômenos peculiares da ionosfera tropical podem ser estudados, tais como os efeitos da forte deriva vertical que ocorre na região equatorial durante os horários do pico de pré-reversão, a intensificação da Anomalia Equatorial de Ionização e as irregularidades no plasma ionosférico. No intuito de analisar a performance de métodos de assimilação de dados sobre a ionosfera brasileira, a presente pesquisa de Doutorado tem o objetivo de desenvolver e verificar a qualidade de um novo método de assimilação de dados construído especificamente para descrever a ionosfera da região brasileira. O método foi desenvolvido com base na revisão sobre modelos ionosféricos antecessores e os experimentos foram conduzidos com dados de ionossondas, receptores GNSS sobre a superfície terrestre e receptores instalados em satélites por meio da técnica de Rádio-Ocultação. Como resultado, novas compreensões da ionosfera foram descobertas, principalmente, no que se refere à região superior e ao posicionamento GNSS de simples-frequência. Além disso, por se tratar de um modelo tridimensional, foi possível analisar a mitigação do impacto ionosférico no posicionamento GNSS utilizando valores inclinados de TEC (*Slant TEC*). Vale destacar que, além da boa performance do método na estimativa do TEC e na determinação de parâmetros da região de pico e topo, o método permitiu detectar e representar bolhas ionosféricas sobre o setor brasileiro, pelo qual é um fenômeno de grande interesse devido ao seu forte impacto nos sinais transionosféricos.

Palavras-chave: GNSS. Rádio-Ocultação. Ionossonda. Tomografia. Modelagem Ionosférica.

Abstract

Spatial and temporal variation of the electron density in the atmosphere make the ionosphere a difficult region to model. Several models were developed using Global Navigation Satellite System (GNSS) observations to represent the ionosphere by Vertical Total Electron Content (VTEC) maps. However, errors in the VTEC modeling occur due to the consideration of the ionosphere as a thin shell with constant height and the unrealistic mapping functions. In contrast, the ionosphere is a layer with 1000 km thickness. The electron density distribution with the altitude can be calculated using tomographic reconstruction techniques, which are based on slant TEC measurements to map the ionosphere in three dimensions. However, performing tomographic reconstructions using only TEC measurements has deficiencies in vertical representations of the ionosphere. To overcome this geometric deficiency, data assimilation can be performed including ionospheric profiles in the tomographic reconstruction. Data assimilation methods have been applied worldwide and a relevant peculiarity of the Brazilian region is the fact that some ionospheric dynamics over the region are not completely understood, as it is affected by the Equatorial Ionization Anomaly, ionospheric irregularities and strong vertical drifts in the evening pre-reverse period. In order to analyze the performance of data assimilation methods in the Brazilian area, this work aims to develop and evaluate a new method of data assimilation based on tomographic techniques to describe the ionosphere over Brazil using data from ionosonde, Radio-Occultation and ground-based GNSS. As a result, new understandings of the ionosphere were found, mainly related to the topside ionosphere and the single-frequency GNSS positioning. Furthermore, since the developed method provides a three-dimensional solution, it was possible to analyze the mitigation of the ionospheric delay using the slant TEC directly in the GNSS positioning. In addition to the good performance for describing TEC, the peak region and the topside, the developed method allowed to obtain representations of ionospheric plasma bubbles over the Brazilian area, which is a solution of great interest due to the strong impact of plasma bubbles in transionospheric signals.

Keywords: GNSS. Radio-Occultation. Ionosonde. Tomography. Ionospheric Modeling.

Sumário

1	INTRODUÇÃO	15
1.1	Hipótese	18
1.2	Objetivo	18
1.3	Conteúdo	18
1.4	Contribuições	19
2	A IONOSFERA TERRESTRE	21
2.1	Processos de Formação da Ionosfera	21
2.2	Movimento das Partículas na Ionosfera	25
2.2.1	Movimento das Partículas Neutras	25
2.2.2	Movimento das Partículas Carregadas	28
2.2.3	Processo de Transporte na Ionosfera	32
2.3	Estrutura da Ionosfera	33
2.3.1	Regiões Altimétricas	33
2.3.2	Regiões Latitudinais	35
2.3.3	Variações Temporais	36
2.4	Campo Geomagnético na Ionosfera	36
2.5	Condutividade Elétrica na Ionosfera	39
2.6	Campos Elétricos na Ionosfera	41
2.6.1	Dínamo Atmosférico	41
2.6.2	Campo Elétrico da Camada E	43
2.6.3	Campo Elétrico da Camada F	44
2.7	Anomalia Equatorial de Ionização	46
2.8	Pico de Pré-Reversão da Deriva Vertical	48
2.9	Irregularidades Ionosféricas	50
3	INSTRUMENTOS DE OBSERVAÇÃO DA IONOSFERA	55
3.1	Propagação de Ondas RF na Ionosfera	55
3.2	Sistema Global de Navegação por Satélites	59
3.2.1	Observáveis GNSS	60
3.2.2	Determinação do TEC a partir do GNSS	63
3.3	Rádio-Ocultação GNSS	66
3.4	Ionossonda	70
4	MÉTODOS DE MODELAGEM E IMAGEAMENTO DA IONOSFERA	75
4.1	Modelos Perfiladores	75

4.1.1	Modelo Exponencial	76
4.1.2	Modelo de Chapman	78
4.2	Modelos Empíricos	80
4.2.1	International Reference Ionosphere	81
4.3	Modelos Físicos	83
4.4	Modelos Semi-Empíricos	85
4.5	Modelos Baseados no GNSS	86
4.5.1	Modelos Globais do IGS	87
4.5.2	Modelos Regionais	91
4.6	Modelos de Assimilação de Dados	94
4.6.1	Tomografia da Ionosfera	95
4.6.2	MIDAS	99
4.6.3	Filtro de Kalman para Assimilação de Dados	100
4.6.4	Método Variacional para Assimilação de Dados	101
4.6.5	Modelos Globais de Assimilação	102
5	FORMULAÇÃO MATEMÁTICA DO MODELO IONOSFÉRICO COM ASSIMILAÇÃO DE PARÂMETROS	105
5.1	Calibração do TEC	106
5.2	Modelo de Background da Ionosfera	107
5.2.1	Estimativa da Região Topside	108
5.2.2	Estimativa da parte Inferior da Ionosfera	109
5.2.3	Dados e Interpolação Espacial para Construção do Background	110
5.3	Método de Inversão do Sistema 3D em Escala Regional	112
6	AVALIAÇÃO DO MÉTODO DE CALIBRAÇÃO DE TEC	117
6.1	Análise do TEC e DCB calibrados em comparação aos GIMs	119
6.2	Acurácia do PPP de simples frequência aplicando o TEC calibrado	121
6.3	Conclusões sobre o Posicionamento GNSS no Desenvolvimento do IonMAP	126
7	PERFORMANCE DO MODELO DE BACKGROUND DO IONMAP	129
7.1	Avaliação da Formulação do Topside com Dados de Radar de Espalhamento Incoerente	129
7.2	Avaliação do Topside com dados das sondas ISIS e Alouette	131
7.3	Avaliação da Região Topside com Dados de RO	135
7.4	Avaliação da Região Bottomside com dados de Ionossondas	144
8	VALIDAÇÃO DO IONMAP A PARTIR DE IONOSSONDAS, GNSS E IMAGEADORES ÓTICOS	151
8.1	Avaliação da Altura de Pico e Densidade de Pico	151

8.2	Avaliação do TEC e do PPP de Simples Frequência	156
8.3	IonMAP como um Novo Método para Imageamento de Bolhas de Plasma Ionosférico	161
8.3.1	Avaliação da Distribuição Horizontal das Bolhas de Plasma	161
8.3.2	Avaliação da Distribuição Vertical das Bolhas de Plasma	168
9	CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES	171
9.1	Conclusões	171
9.2	Recomendações	173
	REFERÊNCIAS	175

1 Introdução

A ionosfera terrestre é uma camada superior da atmosfera que vem sendo objeto de estudo há muitos anos a partir de uma grande variedade de técnicas baseadas em ondas de Rádio Frequência (RF). O principal interesse da comunidade científica está em compreender os processos físicos e químicos da atmosfera superior que ocorrem devido à constante competição entre as partículas neutras e ionizadas da ionosfera (KELLEY, 2009). No cenário tecnológico, a densidade de elétrons na presença do campo geomagnético é suficiente para criar um ambiente capaz de causar reflexão, refração, difração e mudanças na polarização das ondas RF que penetram na ionosfera (DAVIES, 1990). Neste sentido, a ionosfera exerce uma importante função nos sistemas de telecomunicação, pois atua como uma superfície refletora para sinais no intervalo de frequências de *Very Low Frequency* (VLF) à *High Frequency* (HF). Nas frequências mais altas, como a *Very High Frequency* (VHF) e *Ultra High Frequency* (UHF), o sinal possui energia suficiente para penetrar e atravessar a ionosfera. No entanto, a falta de homogeneidade do meio pode introduzir considerável nível de ruído e falha nos sinais, proporcionando interferência significativa e até mesmo interrupções nos sistemas tecnológicos.

No intuito de descrever os processos físicos e químicos da ionosfera, bem como o impacto da ionosfera sobre diversos sistemas tecnológicos, modelos ionosféricos e métodos de imageamento da ionosfera se tornaram importantes aliados à diversas demandas da sociedade, principalmente para as áreas de Aeronomia, Telecomunicações, Geodésia Espacial e Clima Espacial. Modelos ionosféricos percursores, como o modelo de Chapman (CHAPMAN, 1931), passaram a ser desenvolvidos em meados do século passado para definir valiosos parâmetros que descrevem a morfologia vertical da ionosfera. Nos anos seguintes, dados advindos de sondas espaciais, ionossondas e radares de espalhamento, passaram a desempenhar um importante papel na definição de modelos empíricos como o *International Reference Ionosphere* (IRI) (RAWER; BILITZA, 1989), Klobuchar (KLOBUCHAR, 1987) e DGR (DI GIOVANNI; RADICELLA, 1990), o atual NeQuick (NAVA; COISSON; RADICELLA, 2008). Os modelos empíricos se destacaram como modelos climatológicos com uma expressiva quantidade de usuários nas mais variadas áreas, pois permitem descrever a morfologia horizontal, vertical e temporal da ionosfera em escalas globais. Além disso, em conjunto com a modernização dos modelos empíricos ao final do século XX, modelos físicos passaram a ser desenvolvidos para descrever a ionosfera em escalas meteorológicas. Os modelos físicos, tal como o *Sheffield University Plasmasphere-Ionosphere Model* (SUPIM) (BAILEY; BALAN; SU, 1997), tiveram uma principal contribuição nos estudos da Aeronomia por descreverem os mais variados processos e reações químicas que regem a produção e o transporte das partículas na ionosfera.

Na década de 90, o Sistema Global de Navegação por Satélites (GNSS - *Global Navigation Satellite System*) foi desenvolvido pioneiramente para aplicações de posicionamento geodésico, tempo e navegação. Contudo, devido à propriedade dispersiva da ionosfera sobre os sinais GNSS transmitidos em duas, ou mais, frequências distintas, o GNSS passou a ser utilizado como uma tecnologia adicional para a sondagem da ionosfera. A principal revolução do GNSS para a modelagem da ionosfera foi devido à possibilidade em obter o conteúdo total de elétrons (TEC - *Total Electron Content*) de maneira mais acurada em comparação com os métodos e modelos antecessores, sendo que o TEC pode ser considerado um dos mais importantes parâmetros para descrever algumas peculiaridades deste ambiente. Desta forma, a partir de observáveis GNSS obtidas por uma rede de receptores, diversos modelos foram desenvolvidos para a representação do TEC na ionosfera. Como exemplo, uma das mais relevantes contribuições dos modelos ionosféricos baseados no GNSS vem sendo desenvolvida desde 1998 pelo Serviço GNSS Internacional (IGS - *International GNSS Service*) para fornecer valiosa informação da ionosfera em mapas globais de TEC projetados na Vertical (VTEC) de pontos penetrantes na ionosfera (HERNÁNDEZ-PAJARES et al., 2009). Como resultado dos modelos da ionosfera do IGS, Mapas Globais da Ionosfera (GIMs - *Global Ionospheric Maps*) passaram a ser disponibilizados como um produto de simples utilização e, portanto, uma vasta comunidade emergiu para aplicação dos GIMs no estudo de estruturas de grande escala da ionosfera (LIN et al., 2005), no monitoramento da ionosfera (ZHAO et al., 2007), bem como para correção do atraso ionosférico no posicionamento GNSS (MACALALAD; TSAI; WU, 2016).

Uma limitação dos GIMs disponibilizados pelo IGS é que estes produtos não permitem que o usuário recupere a informação vertical da densidade eletrônica, o que torna a acurácia do atraso ionosférico dependente de funções de mapeamento não realistas (BRUNINI; CAMILION; AZPILICUETA, 2011) e limita os estudos sobre a morfologia vertical da ionosfera. No intuito de descrever as variações horizontais e verticais da ionosfera a partir do GNSS, diversos modelos foram desenvolvidos nos últimos anos para a representação da densidade de elétrons em mapas tridimensionais (3D) da ionosfera. Dentre os modelos e métodos de imageamento da ionosfera 3D, destacam-se os modelos polinomiais (ALIZADEH; SCHUH; SCHMIDT, 2015) e os algoritmos de tomografia (MITCHELL; SPENCER, 2003; WEN; WANG; NORMAN, 2012; PROL; CAMARGO, 2016). Uma principal relevância dos métodos de imageamento 3D da ionosfera com base no GNSS em comparação aos modelos empíricos e físicos é devido a possibilidade de utilizar uma grande quantidade de dados para a modelagem da ionosfera, uma vez que existe uma grande quantidade de receptores GNSS em comparação com a reduzida quantidade de sondas espaciais, ionossondas e radares de espalhamento. Desta forma, uma série de aplicações que exigem melhor detalhamento da ionosfera foram possíveis com o GNSS, como no estudo de bolhas ionosféricas e estruturas de média escala da ionosfera. Contudo, o imageamento da ionosfera usando dados GNSS advindos unicamente de receptores instalados sobre

a superfície terrestre compromete a geometria do sistema de imageamento ionosférico (BUST; MITCHELL, 2008; PROL; CAMARGO, 2015), de maneira que os resultados apresentam deficiências na estimativa das variações verticais da ionosfera. Em contrapartida, as informações verticais da ionosfera podem ser obtidas por meio de equipamentos que realizam medidas de densidade eletrônica. As ionossondas, por exemplo, realizam observações da parte inferior (*bottomside*) de um perfil ionosférico. Adicionalmente, a Rádio-Ocultação (RO), além de prover medidas de TEC com uma diferente geometria, realiza a estimativa da densidade eletrônica para diversas altitudes da ionosfera. Desta forma, o desenvolvimento de métodos que permitem utilizar dados terrestres do GNSS em adição aos dados de ionossondas e RO, como os métodos de ingestão de dados (MIGOYA-ORUÉ et al., 2015) e assimilação de dados (SCHUNK et al., 2004; HAJJ et al., 2004; BUST; MITCHELL, 2008), tornaram-se um grande potencial para superar o problema devido à geometria do GNSS.

Apesar dos modelos e métodos de imageamento terem passado por um grande progresso nos últimos anos, a modelagem acurada da densidade de elétrons ainda se apresenta como um constante desafio para diversas aplicações da comunidade científica e tecnológica. Atualmente, a representação da ionosfera nas regiões de altas e baixas latitudes ainda se apresentam como um relevante desafio para qualquer sistema de imageamento ionosférico. Especificamente na região brasileira um dos principais tópicos de investigação da ionosfera é o processo de formação das irregularidades ionosféricas que ocorrem logo após o entardecer durante os horários do pico pré-reversão na deriva vertical. Acredita-se que a formação dessas irregularidades deve-se ao mecanismo de instabilidade do plasma ionosférico na região equatorial denominado Rayleigh–Taylor, onde ocorre um processo similar quando um fluido de maior peso é colocado sobre outro mais leve (ABDU, 2005). Além das irregularidades, durante o entardecer e nos horários do pico de pré-reversão ocorre uma intensificação do efeito fonte do plasma sobre o equador geomagnético (ABDU et al., 1983). Nestes instantes, enquanto próximo ao equador magnético ocorre uma diminuição da densidade eletrônica, partículas do plasma ionosférico são deslocadas ao longo das linhas do campo magnético em direção às regiões mais afastadas do equador e são acumuladas entre aproximadamente 15° e 20° de latitude magnética, provocando o surgimento de duas cristas (norte e sul) de ionização. Consequentemente, métodos de imageamento tridimensional da ionosfera aplicados sobre a região brasileira podem contribuir para muitos estudos relacionados à dinâmica da ionosfera.

Além dos estudos relacionados às peculiaridades físicas, a ionosfera ainda permanece como um significativo obstáculo para o posicionamento GNSS de alta acurácia, principalmente para aplicações de posicionamento relativo com longas linhas de base e ao posicionamento por ponto preciso (PPP) em tempo real. Os modelos ionosféricos já desenvolvidos para serem utilizados no posicionamento GNSS com especial interesse no clima espacial brasileiro são baseados na estimativa do VTEC (EMBRACE, 2014; AGUIAR,

2010; VERONEZ; SEGANTINE; THUM, 2007; CAMARGO; MONICO; FERREIRA, 2000; MACHADO; FONSECA JUNIOR, 2013). Contudo, erros intrínsecos à estes tipos de modelos ocorrem devido à projeção do VTEC não considerar de forma completa a variação exponencial da ionosfera com a altitude. Consequentemente, erros no atraso ionosférico advindo do VTEC são propagados para o posicionamento GNSS realizado pelo usuário. Como maneira de minimizar estes erros, o imageamento da ionosfera 3D possibilita estimar o TEC considerando a variabilidade espacial da ionosfera, tanto horizontal quanto vertical.

Visando solucionar problemas vigentes da modelagem ionosférica tridimensional, este trabalho tem a finalidade de desenvolver e analisar um modelo ionosférico 3D capaz de descrever algumas peculiaridades da ionosfera sobre a região brasileira e aprimorar aplicações de posicionamento GNSS. Neste sentido, um método de assimilação de dados foi implementado com uma modelagem matemática desenvolvida em decorrência da revisão bibliográfica de diversos modelos ionosféricos já elaborados. Como resultado da pesquisa, esta Tese de Doutorado apresenta uma revisão bibliográfica da ionosfera, os conceitos empregados por alguns métodos de imageamento da ionosfera, bem como resultados pioneiros sobre a aplicação de um novo modelo de assimilação de dados para imageamento de algumas peculiaridades da ionosfera sobre a região brasileira. As próximas seções da Introdução apresentam o objetivo da pesquisa, o conteúdo da Tese e as contribuições do projeto.

1.1 Hipótese

As técnicas de assimilação de dados permitem descrever tridimensionalmente alguns fenômenos peculiares da ionosfera sobre a região brasileira e determinar o atraso ionosférico com qualidade suficiente para algumas aplicações do posicionamento GNSS.

1.2 Objetivo

Esta pesquisa tem como principal objetivo o de investigar métodos de assimilação de dados com a finalidade de desenvolver e avaliar um método eficiente para representar a ionosfera em três dimensões sobre a região brasileira, visando descrever tridimensionalmente alguns fenômenos peculiares da ionosfera sobre a região brasileira e determinar o atraso ionosférico com qualidade suficiente para utilização prática no posicionamento GNSS.

1.3 Conteúdo

A Tese está dividida em mais oito capítulos além da Introdução. Os três próximos capítulos se referem à revisão bibliográfica sobre a ionosfera. O Capítulo 2 apresenta uma

revisão bibliográfica sobre os principais conceitos da ionosfera, no que se refere à sua formação, morfologia, composição, processos de transporte, ações dos campos elétrico e magnético e algumas peculiaridades da ionosfera na região brasileira. O Capítulo 3 apresenta alguns dos principais instrumentos que podem ser utilizados para realizar medidas sobre a ionosfera, sendo eles o GNSS, a Rádio-Ocultação e as ionossondas. O Capítulo 4 se refere aos métodos de modelagem e imageamento da ionosfera, sendo que os métodos estudados foram divididos em seis grupos: modelos perfiladores, empíricos, semi-empíricos, físicos, baseados no GNSS e de assimilação de dados. O Capítulo 5 apresenta a formulação matemática do método proposto neste trabalho e os demais três capítulos apresentam os resultados e discussões. O Capítulo 6 mostra a validação do método desenvolvido para calibração do TEC. O Capítulo 7 apresenta a validação do método no contexto do modelo desenvolvido para descrever o *background* da ionosfera, que determina valores iniciais para a assimilação de dados. O Capítulo 8 mostra a performance do método proposto usando como referência dados de ionossondas, GNSS e imageadores óticos. As conclusões sobre o método desenvolvido quando aplicado à região brasileira são apresentadas no Capítulo 9.

1.4 Contribuições

A partir do estudo realizado durante o desenvolvimento do projeto, diversas foram as contribuições. Primeiro, destaca-se a revisão bibliográfica sobre os métodos de tomografia da ionosfera (PROL; CAMARGO, 2015), bem como a primeira aplicação de técnicas algébricas de reconstrução tomográfica sobre a região brasileira (PROL; CAMARGO, 2016). Além disso, um novo método para descrever o trajeto dos sinais GNSS foi desenvolvido (PROL; CAMARGO; MUELLA, 2017a) e uma simulação pioneira foi realizada para verificar a qualidade das técnicas algébricas para a estimativas de parâmetros da função de Chapman (PROL; CAMARGO; MUELLA, 2017b).

Vale destacar ainda, algumas contribuições para a comunidade científica com interesse no uso de modelos ionosféricos para o posicionamento GNSS bem como para a interpretação física da ionosfera. Prol et al. (2018a), por exemplo, mostrou a possibilidade de utilizar métodos de calibração do TEC para obter a qualidade do posicionamento GNSS com simples frequência similar ao posicionamento GNSS de dupla frequência. Desta forma, foi possível confirmar que o principal problema dos modelos ionosféricos desenvolvidos atualmente é a complexidade para realizar a interpolação espacial do TEC de maneira acurada. Além disto, Prol et al. (2018b) desenvolveu o primeiro modelo climatológico da ionosfera totalmente baseado em dados de Rádio-Ocultação, mostrando o grande potencial destas medidas para descrever as camadas superiores da ionosfera. Por meio dos mapas globais foram analisados os parâmetros identificados como altura de escala e gradiente da altura de escala, o que permitiu obter algumas novas compreensões sobre a representação da região mais superior do *topside*. Uma contribuição adicional se refere ao método de

assimilação de dados implementado para descrever a ionosfera na região brasileira. Até então, o cálculo do atraso ionosférico a partir de modelos ionosféricos para o posicionamento GNSS vinha sendo realizado por meio da direção vertical do TEC (VTEC). No trabalho de [Prol et al. \(2018c\)](#), o atraso ionosférico foi calculado diretamente por meio da integração da densidade de elétrons ao longo do percurso do sinal, o que elimina os erros intrínsecos às funções de mapeamento. Além disso, o método permitiu descrever a altitude de pico da ionosfera nos instantes de pico da deriva vertical, fenômeno este de grande complexidade para ser representado por qualquer sistema de imageamento. [Prol et al. \(2018d\)](#) mostrou ainda que, além da boa performance do método no posicionamento GNSS e na descrição de parâmetros da região de topo e pico da ionosfera, o método permitiu representar bolhas ionosféricas ao nível da densidade eletrônica e do VTEC. Este pode ser considerado o primeiro método de imageamento tridimensional (3D) da ionosfera brasileira capaz de representar as bolhas ionosféricas, o qual é um fenômeno de grande interesse devido ao seu forte impacto nos sinais transionosféricos.

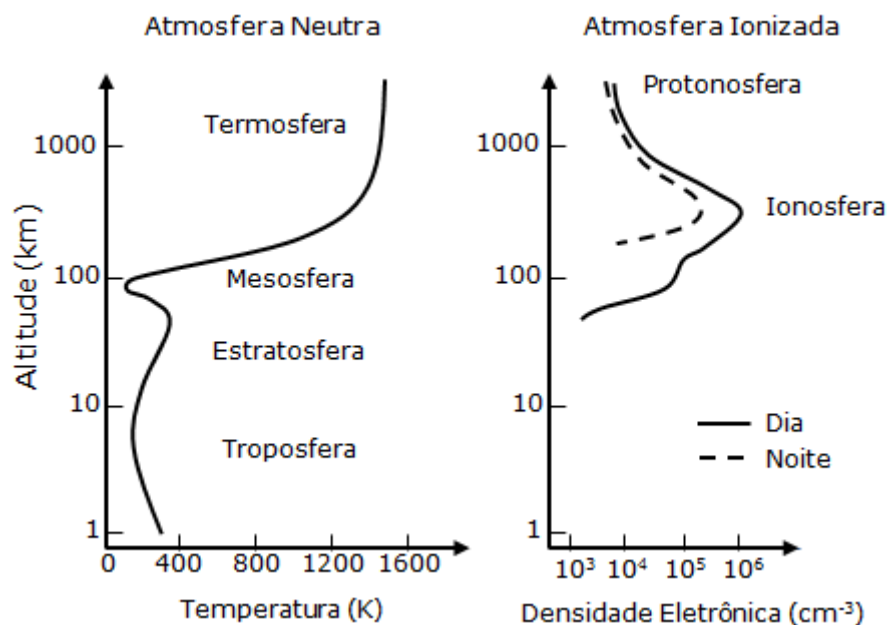
2 A Ionosfera Terrestre

A ionosfera é o principal objeto de estudo teórico neste capítulo. Os principais processos de formação da ionosfera são mostrados na Seção 2.1. As equações básicas que governam a dinâmica do plasma são apresentadas em 2.2. A estrutura da ionosfera é apresentada na Seção 2.3 e as Seções 2.4, 2.5 e 2.6 descrevem o campo geomagnético, as condutividades e os campos elétricos presentes na ionosfera. Em sequência, processos de formação e evolução de fenômenos peculiares da região equatorial são apresentadas no intuito de descrever a Anomalia Equatorial de Ionização (Seção 2.7), o pico de pré-reversão da deriva vertical (Seção 2.8) e as irregularidades ionosféricas (Seção 2.9).

2.1 Processos de Formação da Ionosfera

A atmosfera terrestre é comumente simplificada em atmosfera neutra e ionizada (Figura 1). A atmosfera neutra é organizada por um perfil representativo da temperatura. A ionosfera é mais bem organizada por um perfil de densidade eletrônica (número de elétrons livres por unidade volumétrica), sendo que existe uma relação intrínseca do aumento da temperatura na termosfera com a absorção da radiação solar por gases que compõe a ionosfera (KELLEY, 2009).

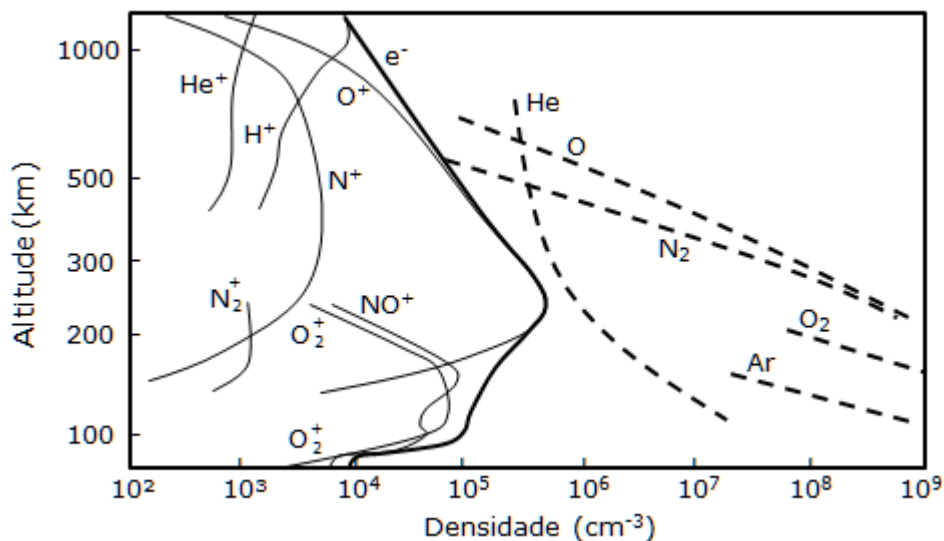
Figura 1 – Perfil típico da atmosfera neutra representada pela temperatura dos gases e a atmosfera ionizada representada pela densidade eletrônica.



Fonte: Adaptado de Kelley (2009).

A ionosfera é produzida principalmente pelo processo da ionização dos constituintes neutros da atmosfera, sendo em grande parte composta por átomos de Oxigênio (O) e moléculas de Nitrogênio (N_2). A Figura 2 apresenta perfis dos principais constituintes da ionosfera por meio das linhas tracejadas (gases neutros) e sólidas (gases ionizados), onde o perfil de elétrons livres é equivalente ao somatório de todos os constituintes ionizados (KIVELSON; RUSSELL, 1995).

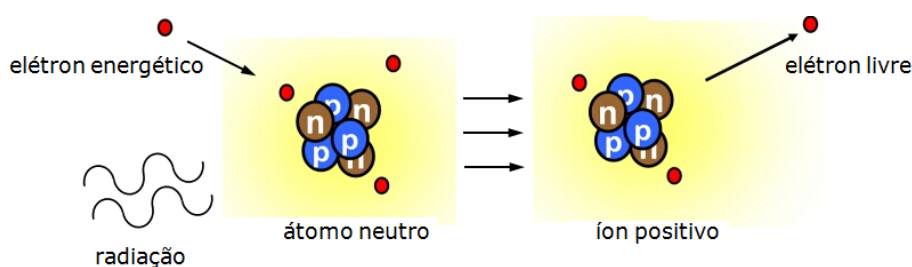
Figura 2 – Perfis diurnos dos principais constituintes da atmosfera neutra (linha tracejada) e atmosfera ionizada (linha sólida).



Fonte: Adaptado de Kivelson e Russell (1995).

O processo de produção dos íons O^+ , N^+ , NO^+ e outros na ionosfera é geralmente dividido em duas etapas. A primeira é regida principalmente pela fotoionização dos gases neutros e a segunda consiste na produção de íons por meio de rápidas reações químicas entre os constituintes obtidos após a fotoionização (JURSA, 1985). Na primeira etapa, os gases neutros são ionizados devido à absorção da energia proveniente de fótons na faixa espectral do extremo ultravioleta (EUV, $80 < \lambda < 102,6$ nm), ultravioleta (UV, $10 < \lambda < 80$ nm), raios X ($\lambda < 10$ nm), Lyman- α ($\lambda = 121,6$ nm) e Lyman- β ($\lambda = 102,5$ nm), ou pela colisão dos gases neutros com partículas energéticas, sendo que λ é o comprimento de onda. Estes processos de fotoionização e ionização por impacto são esquematizados na Figura 3.

Figura 3 – Esquema simplificado da fotoionização e ionização por impacto.



À medida que os fótons atingem os gases neutros, a energia é absorvida pelos elétrons dos átomos. Quando a energia dos fótons $E_{e^-} = hv$, sendo h a constante de Planck e v a frequência da radiação, é maior que o potencial de ionização (ou energia das ligações) da partícula neutra, a fotoionização ocorre e dá origem aos íons positivos (+) e elétrons livres (e^-). A maior parte da fotoionização é produzida pela radiação solar, sendo as radiações Lyman- α e Lyman- β importantes para a ionização das camadas inferiores da ionosfera e os raios cósmicos significativos na manutenção da ionosfera noturna.

No processo da ionização por impacto, partículas com alta energia cinética advindas de outras galáxias, do Sol, ou até mesmo aceleradas na ionosfera, colidem com constituintes da atmosfera neutra. A ionização ocorre quando a energia cinética destas partículas aceleradas excede o potencial de ionização das partículas neutras. A Tabela 1 apresenta os potenciais de ionização, em elétron-volt (eV), e os comprimentos de onda de radiação que podem ionizar alguns dos constituintes da ionosfera (HARGREAVES, 1992).

Tabela 1 – Potencial de ionização e máximo comprimento de onda para a ionização por radiação de alguns constituintes da ionosfera.

Espécie	Potencial de Ionização (eV)	Max. λ de Ionização (nm)
NO	9,25	134,05
O_2	12,08	102,7
H	13,69	91,2
O	13,61	91,1
N	14,54	85,5
N_2	15,58	79,6
Ar	15,75	78,7
He	24,58	50,4

Fonte: Hargreaves (1992).

A abundância de O , O_2 e N_2 aliado ao fato da radiação solar incidir na ionosfera com energia no comprimento de onda de até 102,6 nm explicam a abundância de O^+ , O_2^+ e N_2^+ produzidos pelas seguintes reações:



no entanto, apesar da elevada densidade de NO^+ nas camadas inferiores da ionosfera, estes não são produzidos diretamente pela ionização, sendo necessário recorrer à segunda etapa do processo de formação de íons na ionosfera.

A segunda etapa consiste nas reações químicas que ocorrem entre os íons gerados pela fotoionização com os elétrons livres e gases neutros remanescentes. Dois exemplos de

reações químicas que ocorrem na ionosfera são:



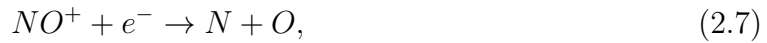
explicando a alta quantidade dos íons NO^+ nas camadas inferiores.

A fotoionização direta é a principal fonte de produção de íons, onde a taxa de produção dos elétron/íons (q) pode ser representada por uma função proporcional ao produto da densidade de gases neutros da atmosfera (n) pela intensidade de radiação solar (Φ) (JURSA, 1985):

$$q = n \Phi_\lambda \sigma_v, \quad (2.6)$$

em que Φ_λ é o fluxo de radiação no comprimento de onda λ e σ_v é a seção transversal de ionização.

Após os elétrons serem removidos dos átomos pela fotoionização, eles possuem energias dependentes da energia do fóton incidente e da função de trabalho do átomo (energia necessária para que um elétron possa vencer a barreira potencial de ionização). A energia cinética dos elétrons livres decresce ao passo que colisões ocorrem com outras partículas, acelerando o processo contrário à produção de elétrons/íons. O principal processo de perda de ionização ocorre a partir da recombinação eletrônica, sendo esta uma reação simples entre os íons positivos e os elétrons para formar átomos neutros. Exemplos de importantes reações de recombinação na ionosfera são (JURSA, 1985):



onde a contínua perda de elétrons pode ser expressa pela taxa de perda de elétrons (L).

A taxa de recombinação é aproximadamente dada por uma perda linear:

$$L = \alpha_R n_i n_e, \quad (2.9)$$

em que α_R é o coeficiente linear da recombinação e n_i e n_e são as densidades de íons e elétrons livres.

Uma vez definida as taxas de produção e recombinação, uma equação de continuidade pode ser construída para descrever a densidade eletrônica na ionosfera:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = q - L - \text{div}(n_e v_e), \quad (2.10)$$

onde $\frac{\partial n_e}{\partial t}$ é a variação temporal da densidade eletrônica e $\text{div}(n_e v_e)$ representa o movimento dos elétrons devido à velocidade de transporte do plasma v_e .

Supondo que a taxa de produção e recombinação dos elétrons seja independente do tempo e que $\text{div}(n_e v_e)$ seja desprezível (movimento nulo das partículas), tem-se a relação

para o plasma ionosférico dado por $0 = q - L$. Ao considerar a ionosfera em equilíbrio de cargas ($n_i \approx n_e$), tem-se que a taxa de recombinação do plasma ionosférico pode ser expresso por $L = \alpha_R n_e^2$. Portanto, ao isolar a densidade de elétrons na equação da taxa de perda ($L = \alpha_R n_e^2$) para a ionosfera em equilíbrio, obtém-se que a densidade de elétrons pode ser aproximada na seguinte expressão:

$$n_e = \sqrt{\frac{q}{\alpha_R}}, \quad (2.11)$$

em que a densidade eletrônica para um caso estático é diretamente proporcional a taxa de produção de elétrons e inversamente proporcional ao coeficiente de recombinação da perda linear.

2.2 Movimento das Partículas na Ionosfera

Na Equação (2.11) apresentada na Seção 2.1 considerou-se a ionosfera estática a partir da aproximação de que $\text{div}(n_e v_e)$ é desprezível. Contudo, a ionosfera é uma região extremamente dinâmica, onde as partículas estão em constante movimento. Neste sentido, esta seção apresenta alguns dos principais fatores que influenciam no movimento das partículas neutras e carregadas da ionosfera, bem como a equação geral que define como tratar o transporte $\text{div}(n_e v_e)$ do plasma ionosférico.

2.2.1 Movimento das Partículas Neutras

A densidade de partículas neutras excede à densidade de partículas carregadas na ionosfera. Portanto, a atmosfera neutra desempenha um importante papel na formação e dinâmica da ionosfera. Os movimentos das partículas neutras no planeta em rotação são caracterizados pelos ventos, os quais são principalmente gerados pelo aquecimento solar. O aquecimento da atmosfera pela energia solar é feito principalmente de maneira indireta, onde a superfície terrestre absorve a energia solar e transmite a energia térmica para as camadas mais baixas da atmosfera. Posteriormente, esse calor é transportado para as regiões mais altas da atmosfera a partir de movimentos convectivos.

O aquecimento da superfície terrestre é desigual, visto as diferenças no ângulo de incidência da radiação solar bem como dos diferentes constituintes da superfície. Portanto, surgem zonas onde as temperaturas são diferenciadas e um constante movimento das partículas tenta refazer o equilíbrio termodinâmico da atmosfera. Nestes movimentos, os gradientes de pressão formados pelas variações de temperatura e de densidade das partículas são os responsáveis pelo surgimento dos ventos neutros.

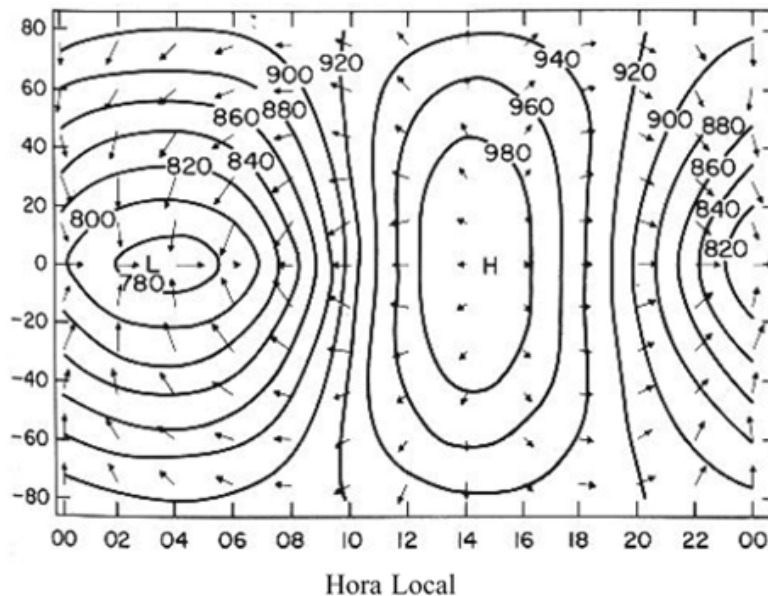
A direção do vento é sempre das zonas de alta pressão para as zonas de baixa pressão térmica. Como exemplo, os ventos sopram do lado diurno para o lado noturno da Terra. Os ventos dirigidos para leste ou oeste são tradicionalmente chamados de zonais,

os ventos para norte ou sul são os ventos meridionais e para cima ou para baixo são os verticais. Um dos principais ventos neutros que ocorre nas altitudes da ionosfera são os ventos termosféricos. Contudo, as variações de pressão térmica não são devido ao aquecimento da superfície terrestre, mas são resultados do aquecimento atmosférico pela absorção da mesma radiação solar que produz a fotoionização das partículas neutras.

Além do principal movimento da termosfera devido à pressão térmica, outras forças afetam no transporte das partículas. Embora a força de Coriolis influencie nestes movimentos, os ventos termosféricos sofrem maiores efeitos devido às forças friccionais, como a viscosidade do ar e as colisões entre as partículas neutras e ionizadas. Desta forma, o principal efeito dos ventos termosféricos (partículas neutras) na ionosfera (partículas carregadas) é de, a partir das forças friccionais, arrastar as partículas carregadas na região de maior pressão térmica para as direções de menor pressão (arraste iônico) (RICHMOND, 1995).

A velocidade com que as partículas neutras são conduzidas pela atmosfera é chamada de velocidade dos ventos neutros (U), sendo que esta velocidade é uma das componentes que afetam a velocidade e direção das partículas ionizadas. A Figura 4 apresenta um exemplo da distribuição global dos ventos termosféricos, mostrando a direção e a intensidade dos ventos.

Figura 4 – Campo vetorial dos ventos termosféricos em 300 km de altitude. As regiões de alta pressão são identificadas com H (*High*) e as de baixa pressão com L (*Low*).



Fonte: Adaptado de Dickinson, Ridley e Roble (1981).

Em geral, os ventos sopram em direção aos polos durante o dia e em direção ao equador durante a noite, sendo que a velocidade do vento é largamente reduzida no lado diurno visto que a força de reação ao arraste iônico é mais efetiva durante o dia. Além disto,

os ventos termosféricos são dirigidos principalmente para leste em direção ao anoitecer e para oeste em direção ao amanhecer (DICKINSON; RIDLEY; ROBLE, 1981).

Vale ressaltar que o aquecimento solar causa perturbações na atmosfera, provocando instabilidade das partículas neutras, que antes estavam em um estado de equilíbrio. Devido às forças restauradoras de equilíbrio termodinâmico, as partículas de ar realizam movimentos de oposição às perturbações, conduzindo oscilações locais de pressão, temperatura e velocidade dos ventos. Uma vez que alguns fenômenos afetam continuamente o movimento da atmosfera neutra, como a rotação aparente do Sol em torno da Terra, algumas perturbações oscilatórias da atmosfera podem ser tratadas como periódicas. Neste sentido, as perturbações periódicas da pressão, temperatura e velocidade dos ventos caracterizam as ondas atmosféricas, as quais transmitem energia e momentum para as partículas da atmosfera. As principais ondas atmosféricas que afetam a ionosfera são as ondas de gravidade, as ondas de maré (ou maré atmosférica) e as ondas planetárias.

Em geral, a atmosfera se encontra em equilíbrio hidrostático entre as forças do gradiente de pressão e da força da gravidade. Quando uma parcela de ar é deslocada de sua posição de equilíbrio, uma força aparecerá em oposição a essa perturbação para restaurar o equilíbrio. O termo onda de gravidade é devido à força da gravidade ser a força restauradora do desequilíbrio, em que os períodos das oscilações variam de minutos a horas. Estas ondas de gravidade surgem principalmente na baixa atmosfera, podendo ser geradas por inúmeras fontes na troposfera e propagar-se horizontalmente e verticalmente até a alta atmosfera (HINES, 1960). Durante períodos geomagneticamente perturbados, oscilações similares às ondas de gravidade podem ser geradas em altas latitudes e modificar a densidade eletrônica na ionosfera. Ao se propagarem com períodos na ordem de minutos a horas, essas oscilações são reconhecidas como distúrbios ionosféricos propagantes (TIDs - *Travelling Ionospheric Disturbances*), podendo chegar até a região equatorial.

As ondas de maré são oscilações geradas pelas forças de atração que o Sol e a Lua induzem sobre a Terra, bem como pelos gradientes de pressão que o aquecimento solar proporciona (RISHBETH; GARRIOTT, 1969). Embora a massa da Lua seja bem menor que a massa do Sol, a força de atração gerada pela Lua é cerca de 2,2 vezes maior. Contudo, na ionosfera, a força de ação mais efetiva ocorre pelo aquecimento solar (maré solar). As principais oscilações estão, portanto, relacionadas com o dia solar cujos períodos dominantes das ondas são de 24, 12 e 8 horas, onde são as forças das marés atmosféricas que causam os principais movimentos dos ventos neutros na ionosfera. Isto, pois o aquecimento solar provoca a expansão térmica da atmosfera iluminada e aciona os ventos termosféricos.

As ondas planetárias são oscilações com caráter de escala global, cujas escalas espaciais do movimento são da ordem de milhares de quilômetros e com períodos da ordem de dias (BEISSNER, 1997). Estas ondas surgem devido aos efeitos como o aquecimento diferencial entre os continentes e os oceanos e às mudanças bruscas nos perfis topográficos

da superfície terrestre, de maneira que estas duas fontes alteram os limites superiores e inferiores da atmosfera. As ondas planetárias possuem origem troposférica e podem penetrar em altitudes acima de 100 km, interferindo na densidade eletrônica da baixa ionosfera. Nas regiões da alta ionosfera, as ondas planetárias não conseguem penetrar diretamente, mas mesmo assim podem afetar essas regiões via o acompanhamento do sistema termosfera-ionosfera.

2.2.2 Movimento das Partículas Carregadas

No caso das partículas carregadas, apesar de haver colisões com partículas neutras não negligenciáveis, um movimento principal ocorre devido aos campos elétricos presentes na ionosfera. Considerando que cargas elétricas em repouso geram campos elétricos na ionosfera, forças Coulombianas são produzidas sobre as partículas carregadas no interior da ionosfera. A força Coulombiana gerada é dada por uma relação entre a carga Q e o campo elétrico E :

$$F_C = QE, \quad (2.12)$$

sendo que a força exercida nas partículas é diretamente proporcional ao campo elétrico E .

Quando a força elétrica F_C é produzida, os elétrons e íons passam a se deslocar em um movimento de arraste chamado de corrente elétrica ($i = \frac{\Delta Q}{\Delta t}$). De acordo com a primeira lei de Ohm, a corrente elétrica é dada por $i = \frac{V}{R_\Omega}$, onde V é a diferença de potencial ($V = \int_0^l E dl$) em volts, i é a corrente elétrica em ampère e R_Ω é a resistência elétrica em Ohm. Pela segunda lei de Ohm, tem-se que a resistência elétrica de um condutor é proporcional ao comprimento l do meio condutor e inversamente proporcional à sua área transversal ($R_\Omega = \frac{l}{\sigma_e A}$), sendo σ_e a condutividade elétrica que representa a capacidade do material em conduzir corrente à uma dada temperatura, ou seja, determina quão permeável o meio é ao fluxo de uma corrente elétrica.

A partir da condutividade elétrica pode-se obter a densidade de corrente elétrica J que, por definição, é igual à corrente elétrica dividida pela área transversal do meio, ou então, como a densidade de cargas multiplicada pela velocidade das partículas em movimento:

$$J = \frac{i}{A} = n Q v. \quad (2.13)$$

Substituindo σ_e na primeira lei de Ohm obtém-se $i = \sigma_e V A / l$. Além disso, considerando o campo elétrico constante na integração do potencial elétrico $V = El$ obtém-se que a densidade de corrente elétrica pode ser expressa por:

$$J = \sigma_e E, \quad (2.14)$$

onde esta é uma forma bastante usual para descrever as correntes elétricas na ionosfera, sendo J proporcional à aceleração das partículas carregadas devido ao campo elétrico.

A densidade de corrente governa o movimento dos íons e elétrons na ionosfera por meio de forças Coulombianas. Contudo, além das partículas estarem imersas em campos elétricos, um campo geomagnético exerce uma importante influência no movimento das partículas. Quando as partículas carregadas estão em movimento, seja devido aos ventos neutros ou aos campos elétricos, o campo magnético gera uma força magnética F_B . A força exercida é dada pela seguinte expressão:

$$F_B = Q v B \sin(\theta), \quad (2.15)$$

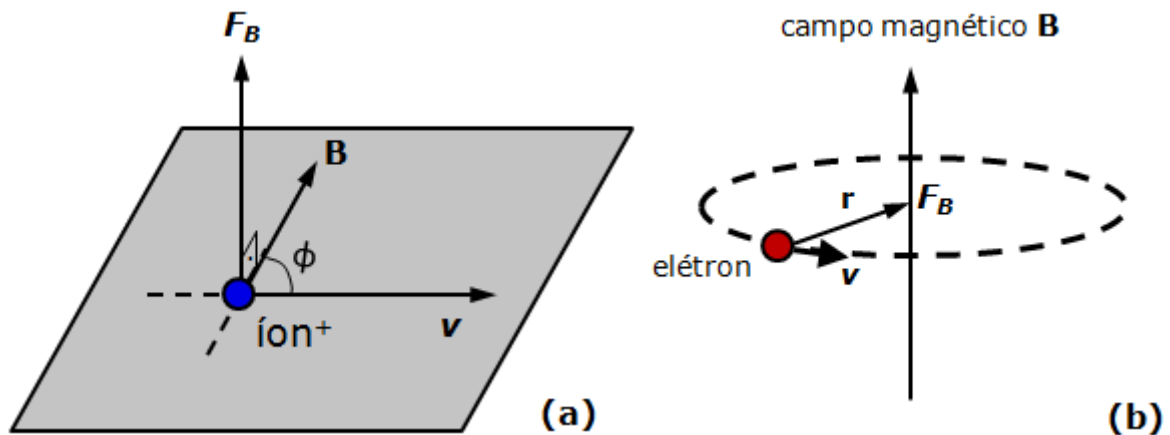
onde B é a intensidade do campo magnético na unidade Tesla ($volt.s/m^2$) e θ é o ângulo formado entre a direção de movimento da carga e a direção do campo magnético.

Além da representação pela multiplicação escalar, a força do campo magnético sobre partículas carregadas pode ser representada como uma multiplicação vetorial $F_B = Q(v \times B)$, onde a Figura 5a apresenta a relação destes parâmetros. Considerando uma partícula carregada que se desloca com velocidade constante dentro de um campo magnético uniforme, o resultado será um movimento circular, visto que, em cada instante, a força será perpendicular à velocidade. Desta forma, como apresentado na Figura 5b, a carga pode ser aprisionada pelo campo magnético em um movimento onde a força centrípeta (mv^2/r) será igual à força magnética (QvB). Consequentemente, o raio da trajetória da partícula será dado por $r = mv/QB$ com velocidade angular expressa por:

$$\omega = \frac{QB}{m}, \quad (2.16)$$

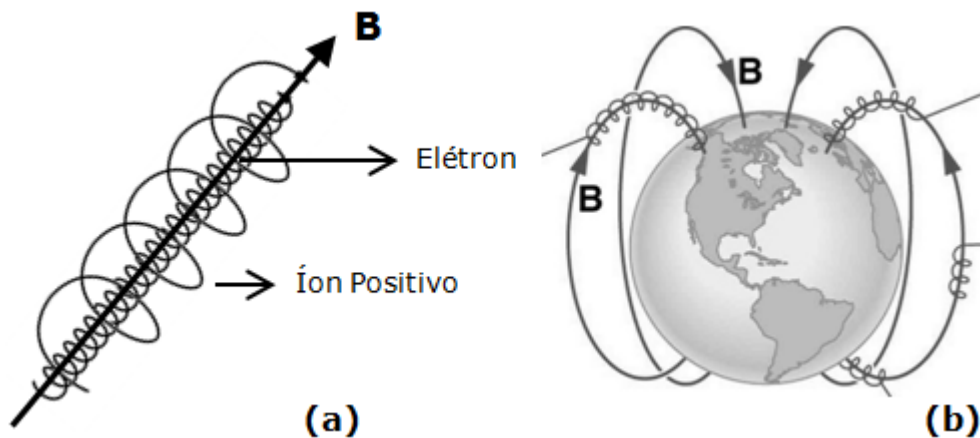
onde a partícula carregada entrará em um movimento helicoidal se, além da velocidade perpendicular ao campo B , possuir uma componente de velocidade na direção do campo B . Este movimento helicoidal é associado a uma frequência de giro da partícula, chamada de girofrequência que, no caso de elétrons na ionosfera, é aproximadamente igual à 1,4 MHz (DAVIES, 1990).

Figura 5 – Influência do campo magnético sobre carga em movimento (a) e carga sendo aprisionada pelo campo magnético (b).



Na ionosfera, as partículas carregadas, como os elétrons e os íons, são comumente forçadas a realizar um movimento helicoidal em torno do campo geomagnético (Figura 6a). O campo magnético terrestre exerce uma força F_B principalmente direcionada para norte ou sul visto a alta condutividade das linhas de campo magnético. Isto faz com que os íons e elétrons descrevam uma trajetória helicoidal em direção aos polos de maneira similar ao apresentado na Figura 6b. Porém, o íon, por possuir maior massa, se desloca com maior raio e, conseqüentemente, menor velocidade angular.

Figura 6 – Movimento helicoidal de íons positivos e elétrons devido ao campo magnético B.



Fonte: Adaptado de Halliday, Resnick e Walker (1996).

Na ausência do campo magnético, a velocidade das partículas seria na direção do campo elétrico aplicado. Na presença do campo magnético, além da força de Coloumb F_C , as cargas elétricas são influenciadas pela força magnética, formando a força de Lorentz F_L :

$$F_L = nQ(E + v \times B), \quad (2.17)$$

onde o movimento resultante da partícula é proporcional à ação conjunta do campo elétrico $F_C = QE$ e magnético $F_B = nQ(v \times B)$.

Neste caso, a densidade de corrente elétrica também é influenciada pela ação conjunta dos campos elétricos e magnéticos, podendo ser expressa com a seguinte relação:

$$J = \sigma_e(E + v \times B), \quad (2.18)$$

de forma que a condutividade elétrica relaciona os campos elétricos e magnéticos com a corrente elétrica. Além disso, considerando que as partículas carregadas se movem devido à ação dos ventos neutros, tem-se a densidade de corrente elétrica dada por:

$$J = \sigma_e(E + U \times B), \quad (2.19)$$

em que v foi adotado igual à velocidade dos ventos neutros U .

Vale ressaltar que o movimento das partículas carregadas resultante da ação de J pode ser expresso pela velocidade de deriva. O termo “deriva” é adicionado à palavra velocidade para enfatizar o efeito do campo magnético sobre o movimento de partículas carregadas. Neste sentido, substitui-se a força de Lorentz pela velocidade das partículas:

$$m \frac{\partial v}{\partial t} = nQ(E + v \times B), \quad (2.20)$$

e desconsiderando o movimento de girofrequência ($\frac{\partial v}{\partial t} = 0$), no intuito de analisar apenas a velocidade resultante da atuação dos campos elétrico e magnético, tem-se:

$$E + v \times B = 0. \quad (2.21)$$

Utilizando a propriedade $A \times (B \times C) = B(A \cdot C) - C(A \cdot B)$, encontra-se a relação:

$$E \times B = B \times (v \times B) = vB^2 - B(v \cdot B), \quad (2.22)$$

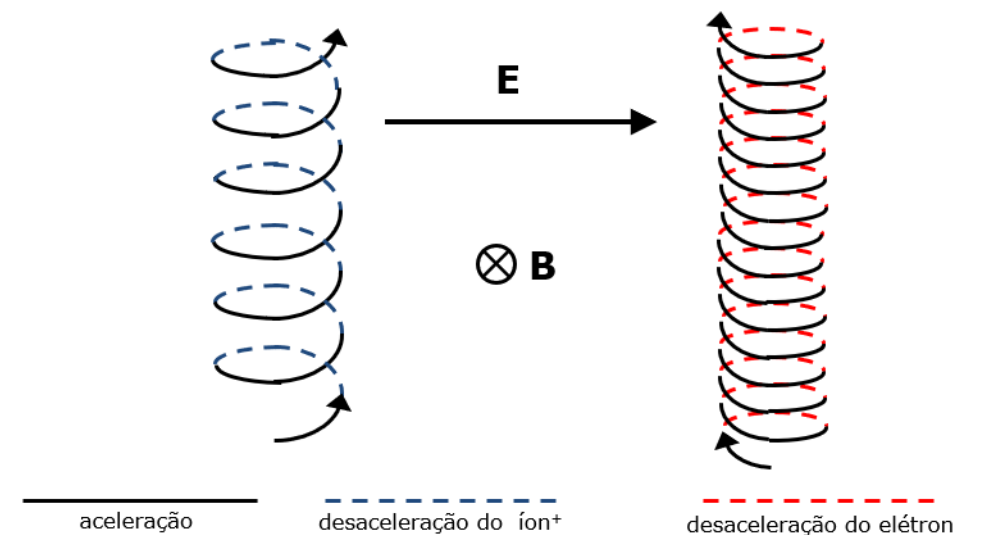
cujas a componente transversal é dada por:

$$v = \frac{E \times B}{B^2}, \quad (2.23)$$

usualmente chamada como deriva $E \times B$.

A Figura 7 apresenta o comportamento da deriva $E \times B$, indicando que na presença do campo elétrico o íon parcialmente acelera no sentido de E e parcialmente desacelera no sentido oposto. Esta variação de velocidade ocasiona em uma deflexão na partícula na direção $E \times B$. No caso dos elétrons, a aceleração e a desaceleração são no sentido oposto ao do íon. Isto ocasiona em uma deriva nos elétrons com o mesmo sentido dos íons, fazendo com que a deriva $E \times B$ seja independente do sinal da carga.

Figura 7 – Deriva das partículas em um sistema com campos elétricos e magnético.



2.2.3 Processo de Transporte na Ionosfera

Uma vez apresentado os movimentos das partículas neutras e a ação dos campos elétrico e magnético sobre partículas carregadas é possível descrever o processo de transporte do plasma ionosférico. Como mencionado anteriormente, a contínua produção e perda de elétrons por meio da fotoionização e recombinação pode ser definida com uma equação de continuidade (HARGREAVES, 1992):

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = q - L - \text{div}(n_e v_e). \quad (2.24)$$

Na Equação (2.24), $\text{div}(n_e v_e)$ expressa a taxa de produção e perda de elétrons devido ao processo de transporte na ionosfera. O transporte do plasma pode ser descrito por meio de uma equação de movimento com o intuito de calcular o fluxo dos íons ($n_i v_i$) e elétrons ($n_e v_e$) na ionosfera. Na equação de movimento, ou equação de momentum, todas as forças envolvidas são definidas, sendo representada por (PILLAT, 2006):

$$m_i \frac{\partial v_i}{\partial t} = m_i g - \frac{1}{n_i} \nabla(n_i k T_i) + Q_i(E + v_i \times B) - m_i v_{in}(v_i - U) - m_i v_{ij}(v_i - v_j), \quad (2.25)$$

em que:

- m_i e n_i são a massa e a densidade dos íons;
- $F_T = m_i \frac{\partial v_i}{\partial t}$ é a força resultante total que atua sobre os íons com aceleração $\frac{\partial v_i}{\partial t}$
- $F_g = m_i g$ é a força devido à aceleração da gravidade g ;
- $P = n_i k T_i$ é a pressão hidrostática, sendo k a constante de Boltzmann e T a temperatura;
- v_{in} e v_{ij} são as frequências de colisão entre o íon i com as partículas neutras n e outros íons j , respectivamente.

A partir da equação de movimento, nota-se que o plasma ionosférico é afetado por diversos fatores, sendo que as forças agindo sobre o plasma incluem a força gravitacional, força colisional com partículas neutras e ionizadas, ao gradiente de pressão e as forças elétrica e magnética. Portanto, a partir da equação de movimento é possível compreender a dinâmica da ionosfera e definir a relação entre os parâmetros que proporcionam variações na ionosfera.

Vale ressaltar que a força resultante total pode ser considerada zero ($F_T = 0$), uma vez que este termo representa o movimento do plasma em larga escala. Neste sentido, considera-se que o plasma em movimento gera um padrão de correntes estacionárias $\nabla \cdot J = 0$, onde o número de elétrons por unidade de volume é considerado igual ao número de íons positivos de todos os tipos:

$$n_e = \sum n_j, \quad (2.26)$$

condição esta chamada de neutralidade de cargas, que, para caráter explicativo, pode ser comparada a condição *No Net Rotation* (NNR), amplamente utilizada na Geodésia.

No caso da NNR, existem movimentos regionais das placas litosféricas que se cancelam ao analisar movimento global das placas. De maneira similar, existe um movimento das partículas carregadas na ionosfera em escala regional, contudo, os movimentos regionais se eliminam de tal forma que proporciona movimento nulo da ionosfera em escala global.

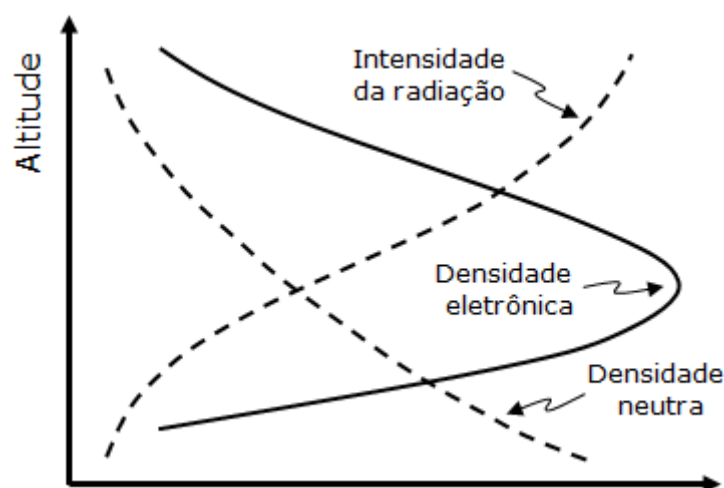
2.3 Estrutura da Ionosfera

A constante competição entre o processo de transporte das partículas na ionosfera com a taxa de produção e recombinação iônica faz com que a ionosfera dependa de uma ampla variedade de fatores que estão em constante mudança, tais como os constituintes da ionosfera e as condições das taxas de ionização solar. Contudo, apesar da alta variabilidade da ionosfera, alguns padrões são constantemente observados, permitindo dividir a ionosfera em regiões altimétricas, latitudinais e dependentes das variações temporais.

2.3.1 Regiões Altimétricas

Ao passo que a radiação solar penetra na atmosfera, que se torna mais densa à medida que a altitude diminui, a taxa de produção de elétrons livres ($q = n \Phi_{\lambda} \sigma_v$) aumenta até um nível onde a densidade eletrônica é máxima (Figura 8). Em altitudes abaixo deste nível, apesar do aumento na densidade da atmosfera neutra (n) em virtude da força da gravidade, a taxa de produção de elétrons decresce, pois a maior parte da radiação ionizante (Φ_{λ}) foi absorvida nas altitudes superiores (KIRCHHOFF, 1991).

Figura 8 – Esquema simplificado da produção de elétrons por fotoionização.



Fonte: Adaptado de Kirchhoff (1991).

O esquema ilustrado na Figura 8 aproxima a ionosfera como uma região de camada única. Considerando as variações espaço-temporais da ionosfera e as diferentes composições dos gases neutros e ionizados em cada altitude, a ionosfera pode ser melhor representada

por uma divisão em cinco principais camadas altimétricas, denominadas por D, E, F1, F2 e *topside*. Algumas das suas principais características são apresentadas na Tabela 2.

Tabela 2 – Características das camadas D, E, F e *Topside*.

Camada	Altitude (km)	Componentes Abundantes	Causa da Ionização
D	70 à 90	NO^+ , O_2^+	Lyman- α e raio X
E	95 à 140	O_2^+ , NO^+	Lyman- α e raio X
F1	140 à 200	O^+ , NO^+	Radiação UV e EUV
F2	200 à 500	O^+ , N^+	Radiação UV e EUV
<i>Topside</i>	>500	O^+	Transporte do <i>Bottomside</i>

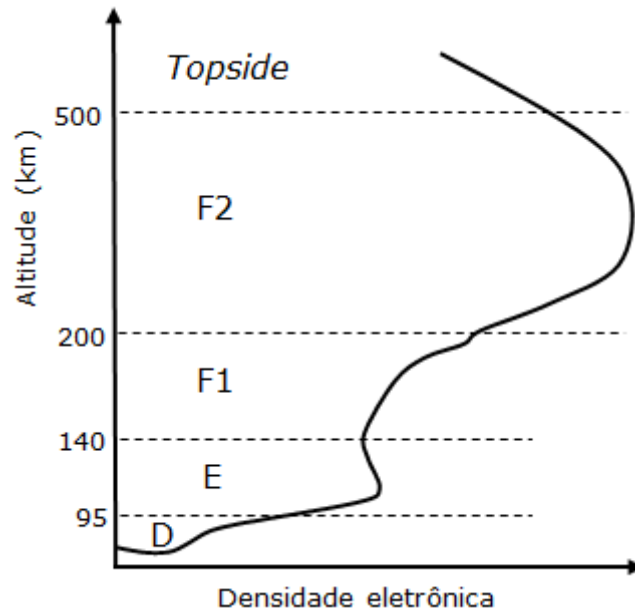
Fonte: Modificado de [Jursa \(1985\)](#).

As camadas D, E e F1 compreendem o *bottomside* da ionosfera. A camada D localiza-se abaixo de 90 km, apresenta alta complexidade nos processos fotoquímicos, alta variedade de íons positivos e negativos e possui a menor densidade em comparação com todas as camadas ionosféricas, desaparecendo à noite. A camada E mantém-se ativa durante o dia, sendo localizada entre 90 e 140 km. A altura do pico da densidade da camada E está em torno de 110 km, sendo afetada por ondas de gravidade e de maré e possuindo alta condutividade e conseqüente intensa interação com o campo magnético e campo elétrico. A camada F localiza-se acima de 140 km, onde se concentram as regiões com maior densidade do plasma e dominada por processos dinâmicos devido à sua grande interação com os ventos termosféricos. A região F é subdividida nas camadas F1 e F2, sendo a camada F1 caracterizada por uma inflexão na curva da densidade eletrônica em torno de 180 km e a camada F2 onde ocorre o pico na densidade eletrônica em torno de 300 km durante o dia, podendo se elevar à noite. A região *topside* é basicamente a parte superior acima da camada F, sendo que a densidade eletrônica decai exponencialmente à medida que a altitude aumenta até que a densidade de ionização esteja abaixo de níveis detectáveis ([JURSA, 1985](#)). Uma representação destas camadas é apresentada na Figura 9, levando-se em consideração que os limites das camadas são valores aproximados visto a diversidade de fenômenos que alteram a densidade eletrônica no espaço e no tempo.

Além dessas camadas principais, outras estruturas podem ser observadas na ionosfera. Trabalhos baseados na propagação de ondas VLF sugerem a existência de uma camada mais baixa do que a região D diurna, chamada de camada C ([GAVILÁN, 2009](#)). Distintas são as evidências da existência da camada C, sendo que alguns estudos apontam os raios cósmicos como os principais responsáveis pela sua formação. Além disso, dependendo de condições ainda não totalmente compreendidas, uma fina camada com espessura de poucos quilômetros pode eventualmente surgir próxima à região entre 90 e 120 km, chamada de Esporádica E (Es). A camada Es pode atuar de maneira transparente às ondas de rádio, no entanto, em algumas ocorrências, a Es pode possuir densidade eletrônica comparável à da região F. Além destas, estudos evidenciam uma terceira subcamada na região F,

a camada F3, a qual se forma no período da manhã, antes do meio dia local, e pode continuar existindo por algumas horas próximo ao equador quando a interação dos campos elétrico e magnético, bem como os ventos neutros, transportam a ionização da camada F para altitudes superiores (BALAN et al., 1997; BATISTA et al., 2000).

Figura 9 – Principais camadas da ionosfera.

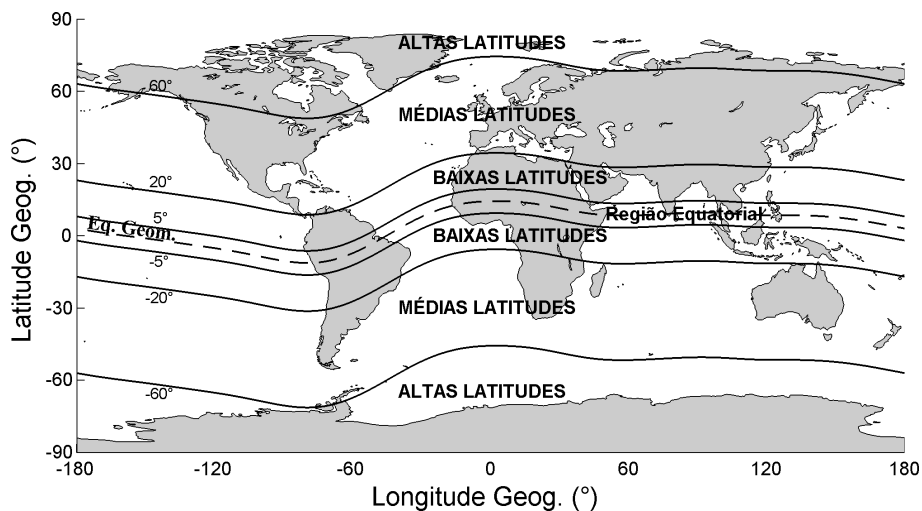


Fonte: Adaptado de Schunk e Nagy (2000).

2.3.2 Regiões Latitudinais

A ionosfera não é homogênea para diferentes latitudes. Há quatro maiores regiões latitudinais, conhecidas como regiões de altas latitudes, médias latitudes, baixas latitudes e região equatorial (SEEBER, 2003), como mostra a Figura 10.

Figura 10 – Regiões latitudinais da ionosfera.



A ionosfera sobre os polos norte e sul, alternativamente denominadas de ionosfera polar ou de altas latitudes, é extremamente instável. Apesar dos raios solares não incidirem frontalmente sobre as regiões de altas latitudes, as linhas de força do campo geomagnético são quase verticais na região polar, intensificando o processo de ionização por impacto. Em contra partida, as regiões de latitudes médias são consideradas relativamente livres das anomalias ionosféricas. Já as regiões de baixas latitudes e equatorial são caracterizadas por um alto nível de densidade eletrônica, pois o Sol forma os menores ângulos zenitais nestas regiões.

2.3.3 Variações Temporais

As variações temporais da ionosfera compreendem as variações diurnas, sazonais e de ciclos de longos períodos, ocasionando variações graduais na densidade eletrônica. A principal razão da variação diurna é a rotação da Terra em torno de seu eixo, fazendo com que a produção de elétrons/íons prevaleça durante o dia e, quando o Sol se põe, o fluxo de radiação solar diminua e a perda de elétrons/íons passa a predominar. Ao longo de um dia, a densidade eletrônica atinge máximos valores por volta de 14 horas locais e mínimos valores às 5 horas locais.

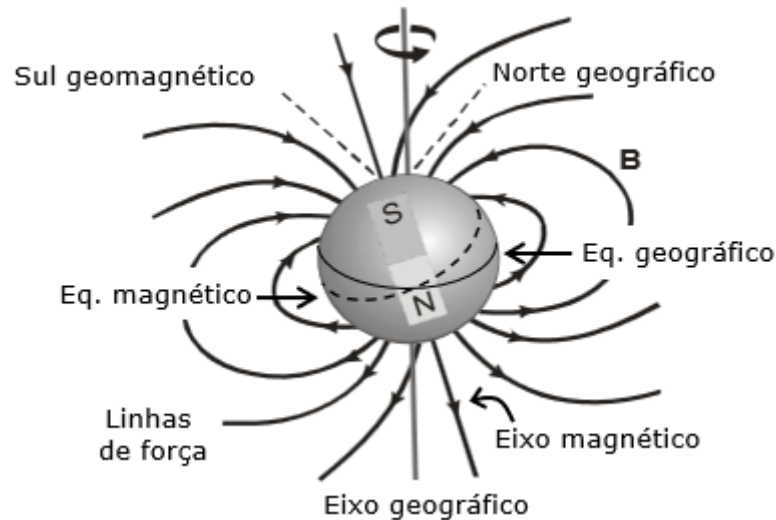
Além das variações diárias, as estações do ano caracterizam as variações sazonais devido à mudança do ângulo zenital do Sol e da conseqüente mudança na intensidade do fluxo de radiação solar e da densidade eletrônica. Além disso, há, também, os ciclos de longos períodos que são associados à atividade solar, possuindo anos de baixa e alta atividade solar. Um dos principais ciclos do Sol possui período de aproximadamente 11 anos, sendo a intensidade da fotoionização proporcional à quantidade de ocorrências de manchas solares ao longo dos anos e do fluxo de potência no comprimento de onda de 10,7 cm. Atualmente, o Sol está no ciclo denominado “ciclo 24” e o período de máxima atividade solar ocorreu nos anos entre 2013 e 2015, o que ocasionou um aumento da produção de elétrons livres na ionosfera.

2.4 Campo Geomagnético na Ionosfera

O campo magnético da Terra, ou geomagnético, pode ser comparado com uma grande barra magnética localizada no núcleo terrestre e inclinada a certo ângulo com o eixo geográfico de rotação da Terra (Figura 11). Na realidade, o interior da Terra não possui uma barra magnética, mas supõe-se que haja um fluido de alta condutividade composto principalmente por ferro e níquel. A hipótese mais aceita para explicar como o campo geomagnético é gerado diz que existe um constante movimento deste fluido, o qual induz uma corrente elétrica e amplifica um campo magnético pré-existente. Esta interação entre o campo magnético pré-existente e o fluido eletricamente condutor faz com que o

campo magnético original seja constantemente amplificado e/ou regenerado num processo de geodínamo com movimentos convectivos (MIRANDA, 2011).

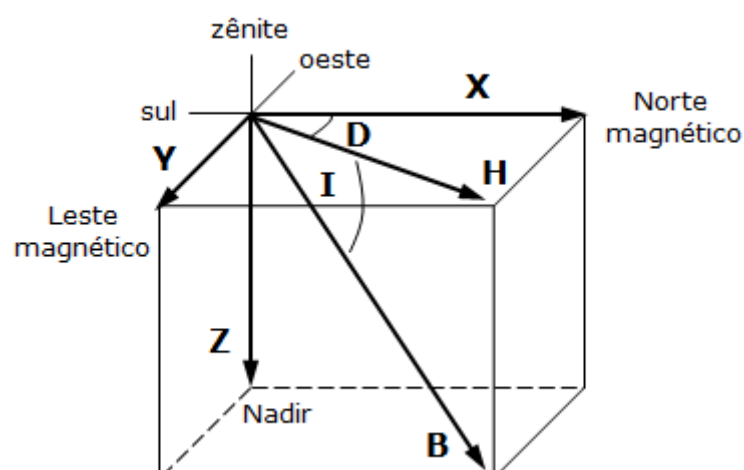
Figura 11 – Campo geomagnético dipolar.



Fonte: Modificado de <<http://lilith.fisica.ufmg.br>> (Acesso em Dezembro de 2018).

O campo gerado no interior da Terra é de geometria aproximadamente dipolar, possuindo polo norte magnético e polo sul magnético, com equador magnético diferindo do equador geográfico. O referencial é definido no sistema local com as componentes apresentadas na Figura 12 (JURSA, 1985).

Figura 12 – Componentes e coordenadas associadas ao campo geomagnético.



A intensidade total do campo magnético é representada por B , com componentes horizontal (H) e zenital (Z), sendo que X e Y são as componentes horizontais em norte-sul e leste-oeste, respectivamente. Em analogia às coordenadas polares, o ângulo D (declinação) pode ser visto como o azimuth, o ângulo I (inclinação) como a elevação, sendo constantemente estimados por meio de um conjunto de coeficientes harmônicos esféricos

e divulgados nas publicações do *International Geomagnetic Reference Field* (IGRF). O campo geomagnético aproximado apenas com o primeiro termo da expansão harmônica ($n=1$) forma o campo dipolar. Esta aproximação dipolar corresponde a cerca de 90% do campo observado. Contudo, o modelo IGRF-12 utiliza a expansão em $n=13$ termos em virtude das variações regionais do campo geomagnético.

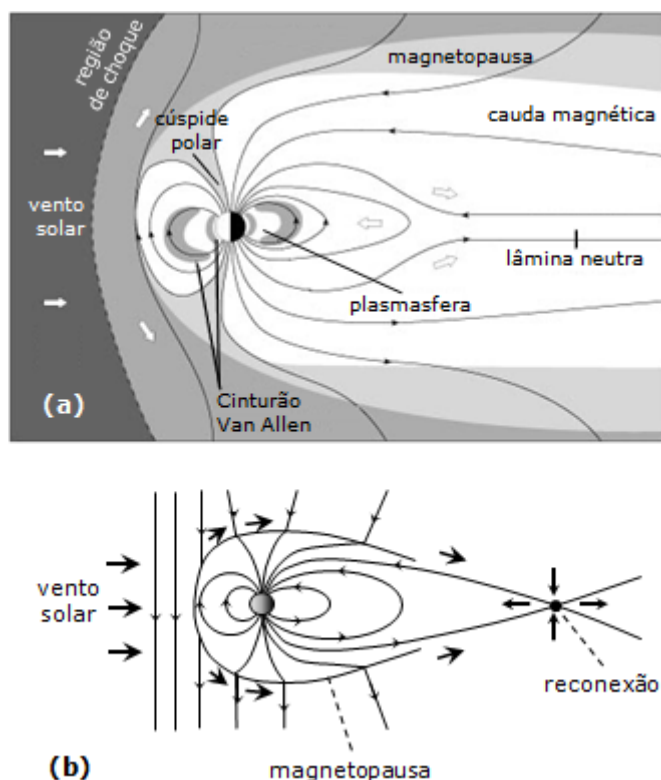
Vale dizer que, como mostrado na Seção 2.2, o campo geomagnético controla o movimento das partículas ionizadas. Qualquer perturbação no campo geomagnético, evidentemente, resultará em modificações no transporte do meio ionizado na ionosfera. Por isso, tempestades geomagnéticas são comumente associadas com tempestades ionosféricas. O inverso também é verdadeiro. Perturbações na ionosfera resultam em modificações no campo geomagnético uma vez que corrente elétrica produz forças magnéticas, sendo que as variações mais comuns observadas no campo geomagnético são aquelas produzidas por meio das correntes elétricas que fluem na parte inferior da ionosfera.

Vale ressaltar que, sob a influência das partículas carregadas advindas do Sol (ventos solares), a parte mais externa do campo geomagnético é comprimida no lado diurno e alongada no lado noturno da Terra. Conforme o vento solar se aproxima da superfície terrestre, o campo geomagnético se torna mais forte. À certa distância, as partículas solares não possuem energia suficiente para continuar penetrando na atmosfera e então são aprisionadas nas linhas de força do campo geomagnético e levadas no entorno do campo, até serem lançadas ao espaço pelo lado oposto de onde penetraram. A região onde a força de repulsão do campo geomagnético é balanceada com a energia penetrante dos ventos solares é chamada de magnetopausa. O local onde os ventos solares são predominantemente controlados pelo campo geomagnético é, portanto, a magnetosfera (Figura 13a) (JURSA, 1985; KELLEY, 2009).

Os ventos solares, além de partículas, carregam a orientação do campo magnético solar, podendo ser a norte ou a sul. Quando fortes explosões solares ocorrem com ejeções de massa coronal (CME) polarizada principalmente na direção sul, o campo geomagnético pode se combinar com o campo magnético solar e a energia do vento solar pode se elevar ao nível em que a cauda da magnetosfera noturna possa se reconectar (Figura 13b). Após a reconexão, elétrons ficam aprisionados no campo geomagnético e passam a acelerar ao longo das linhas de campo da magnetosfera noturna em direção às mais baixas altitudes das regiões polares. Estas partículas injetadas na atmosfera colidem, excitam e ionizam as moléculas e átomos de oxigênio e nitrogênio da alta atmosfera. Isto causa um aumento dos níveis energéticos dos constituintes da atmosfera. Quando os constituintes da atmosfera decaem para níveis menos energéticos, há uma emissão de fótons na forma de radiação no visível, infravermelho e ultravioleta. Estes fótons emitidos podem ser observados da superfície terrestres e permitem inferir parâmetros sobre a ionosfera, ou até mesmo provocar o surgimento de auroras boreais. Portanto, a constante injeção de energia na magnetosfera

pelo vento solar perturbado gera fortes variações no campo geomagnético, contribuindo para a ocorrência de tempestades geomagnéticas e ionosféricas (JURSA, 1985; KELLEY, 2009).

Figura 13 – Magnetosfera (a) e reconexão da cauda da magnetosfera (b).



Fonte: Adaptado de <<https://ase.tufts.edu/>> (Acesso em Dezembro de 2018).

2.5 Condutividade Elétrica na Ionosfera

Como visto anteriormente, a condutividade elétrica σ_e relaciona os campos elétricos e magnéticos com as correntes elétricas por $J = \sigma_e(E + U \times B)$. Uma vez que a condutividade elétrica na ionosfera possui características distintas para diferentes direções no espaço tridimensional, é intuitivo separá-la em três componentes (σ_0 , σ_P , σ_H): a condutividade longitudinal σ_0 é paralela à direção do campo magnético B ; a condutividade Pedersen σ_P é perpendicular à direção de B e paralela ao campo elétrico E ; e a condutividade de Hall σ_H é simultaneamente perpendicular à E e B .

A partir das três componentes de σ_e é possível atribuir um sistema de coordenadas em função da direção do campo magnético, de maneira a considerar a condutividade

elétrica como um tensor. Neste sistema de coordenadas, tem-se (DENARDINI, 2004):

$$\sigma_e = \begin{bmatrix} \sigma_0 \cos^2(I) + \sigma_P \sin^2(I) & \sigma_H \sin(I) & -(\sigma_0 - \sigma_P) \sin(I) \cos(I) \\ -\sigma_H \sin(I) & \sigma_P & -\sigma_H \cos(I) \\ -(\sigma_0 - \sigma_P) \sin(I) \cos(I) & \sigma_H \cos(I) & \sigma_P \cos^2(I) + \sigma_0 \sin^2(I) \end{bmatrix}, \quad (2.27)$$

onde o ângulo de inclinação I do campo geomagnético é positivo no hemisfério norte.

No equador, o ângulo de inclinação é zero e, então, o tensor da condutividade elétrica na ionosfera equatorial pode ser simplificado em:

$$\sigma_e = \begin{bmatrix} \sigma_0 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_P & -\sigma_H \\ 0 & \sigma_H & \sigma_P \end{bmatrix}, \quad (2.28)$$

onde as condutividades elétricas podem ser calculadas com as seguintes equações:

$$\sigma_0 = Q_e^2 n_e \left[\frac{1}{m_i v_i} - \frac{1}{m_e v_e} \right], \quad (2.29)$$

$$\sigma_P = Q_e^2 n_e \left[\frac{\omega_i}{m_i(v_i^2 + \omega_i^2)} - \frac{\omega_e}{m_e(v_e^2 + \omega_e^2)} \right], \quad (2.30)$$

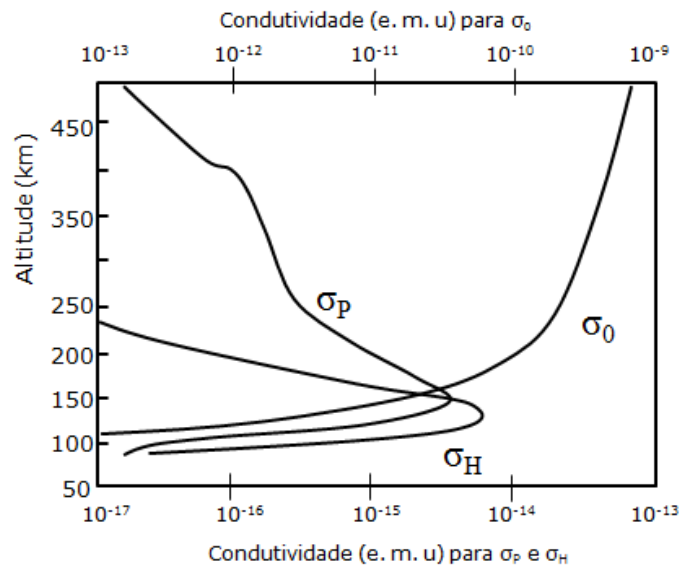
$$\sigma_H = Q_e^2 n_e \left[\frac{v_i}{m_i(v_i^2 + \omega_i^2)} - \frac{v_e}{m_e(v_e^2 + \omega_e^2)} \right]. \quad (2.31)$$

A partir das equações da condutividade elétrica na ionosfera pode-se notar que as condutividades na ionosfera dependem de alguns fatores, como a girofrequência dos íons e elétrons ($\omega_{i,e}$), as frequências de colisão entre as partículas ($v_{i,e}$), as massas dos íons e elétrons ($m_{i,e}$), a carga elétrica (Q) e a densidade eletrônica (n_e). Anteriormente, foi apresentado que a densidade eletrônica n_e apresenta variação com a altitude devido, principalmente, à radiação solar. Além disto, as frequências de colisão também apresentam variações com as altitudes, visto que a quantidade de partículas diminui conforme a altitude aumenta. Conseqüentemente, é natural que as condutividades sigam variação com a altitude. Neste sentido, a Figura 14 apresenta o comportamento das condutividades em função das altitudes (AKASOFU; CHAPMAN, 1972).

A condutividade longitudinal σ_0 aumenta com a altitude à medida que n_e se eleva na região F e, também, devido a menor quantidade de colisões dos íons e elétrons com as partículas neutras. A alta condutividade longitudinal σ_0 (ao longo das linhas de campo magnético) tem um papel importante na transmissão de campos elétricos ao longo do campo B . No momento que σ_0 tende para o infinito há uma diferença de potencial constante entre duas linhas de campo magnético. Tanto os campos elétricos gerados na ionosfera podem chegar à altitudes elevadas quanto os campos elétricos provenientes dos ventos solares ou da magnetosfera podem atingir a ionosfera. Este processo de transmissão do campo elétrico ao longo das linhas do campo geomagnético é chamado de mapeamento de campos elétricos e faz um importante papel no controle da dinâmica da ionosfera. Além disso,

a baixa concentração de partículas carregadas abaixo de 80 km causa pequenos valores em todas as componentes da condutividade elétrica. Contudo, ao passo que a altitude se aproxima de 140 km, a quantidade de partículas aumenta juntamente com a frequência de colisão entre íons e partículas neutras. Como resultado, o perfil das condutividades de Pedersen e Hall se assemelham com os perfis das frequências de colisão das partículas, como pode ser visto em [Kelley \(2009\)](#).

Figura 14 – Perfis das condutividades longitudinal (σ_0), Pedersen (σ_P) e Hall (σ_H). [1 e.m.u. (cgs) = 1011 S/m (SI)].



Fonte: Adaptado de [Akasofu e Chapman \(1972\)](#).

2.6 Campos Elétricos na Ionosfera

Os campos elétricos na ionosfera movimentam íons e elétrons como um todo. As próximas seções apresentam algumas das principais características da geração e do dínamo dos campos elétricos na ionosfera.

2.6.1 Dínamo Atmosférico

A geração original dos campos elétricos se dá segundo a teoria do dínamo atmosférico. Uma parte da teoria do dínamo atmosférico considera que, durante o dia, o aquecimento solar mais intenso na região equatorial faz com que as partículas neutras sejam sopradas do equador em direção aos polos, provocando o surgimento de ventos neutros meridionais em direção às altas latitudes. As partículas neutras passam a colidir com os íons e elétrons presentes na ionosfera e a arrastá-los com a velocidade U dos ventos.

No setor de altas latitudes, a inclinação das linhas do campo geomagnético fica quase vertical. Portanto, o campo B e o vento passam a interferir mais intensamente no

movimento das partículas, de tal maneira que a densidade de corrente elétrica para as altas latitudes é dada por:

$$J = \sigma_e(U \times B), \quad (2.32)$$

onde $v = U$ devido à predominância dos ventos neutros na velocidade das partículas carregadas.

Uma vez que o campo magnético é aproximadamente direcionado para baixo na região polar e que o sentido da velocidade U é para norte, cargas positivas são deslocadas para oeste (terminador do amanhecer) enquanto os elétrons permanecem aprisionados nas linhas do campo geomagnético (DENARDINI, 2004). Para escalas maiores que um minuto, o campo elétrico gerado pelas cargas depositadas nos terminadores do amanhecer pode ser considerado eletroestático, ou seja, as cargas são consideradas em repouso, de forma que o número de cargas negativas é igual ao número de cargas positivas. Neste sentido, na condição de repouso, tem-se que o divergente da densidade de corrente elétrica é nulo:

$$\nabla \cdot J = 0, \quad (2.33)$$

e qualquer ponto onde a ionosfera não satisfaça a condição $\nabla \cdot J = 0$ irá proporcionar cargas elétricas acumuladas que polarizam a ionosfera. Um campo elétrico de polarização $\nabla \varphi$ é então estabelecido até a condição $\nabla \cdot J = 0$ ser atendida, onde $\nabla \varphi$ é gradiente do potencial escalar eletroestático φ . Portanto, a densidade de corrente total do dínamo gerado é:

$$J_D = \sigma_e[(U \times B) - \nabla \varphi], \quad (2.34)$$

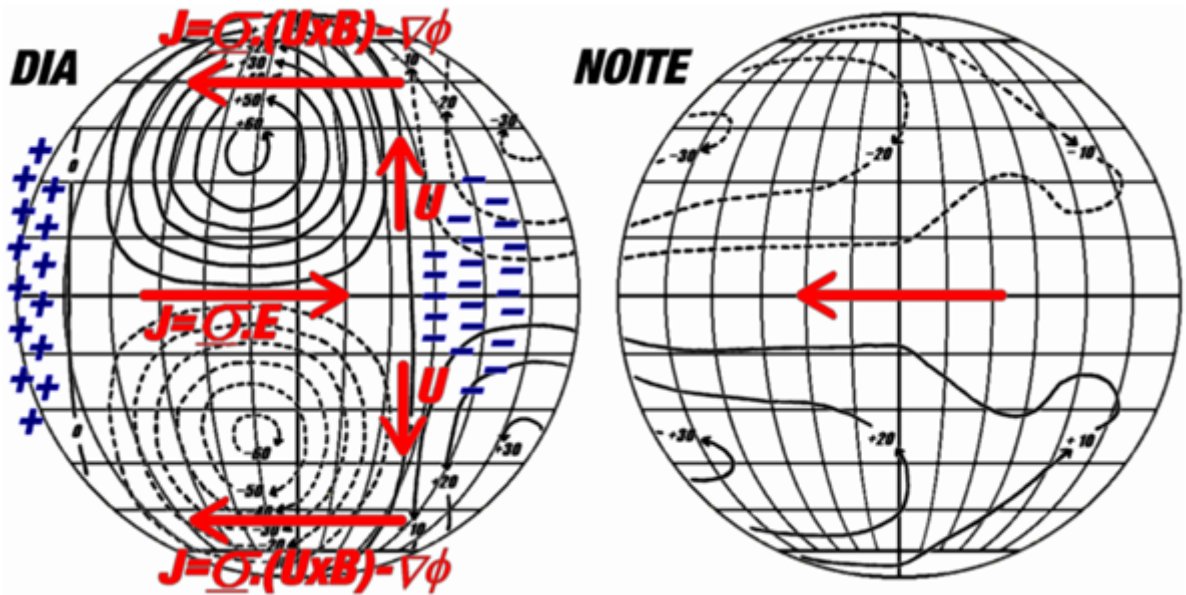
em que este sistema de correntes, chamado de *Solar quiet (Sq Current)*, irá formar as correntes elétricas mostradas na Figura 15.

O sistema Sq polariza positivamente o terminador do lado do amanhecer devido às cargas positivas se deslocarem junto com o vento neutro e polariza negativamente do lado do anoitecer para atender a condição $\nabla \cdot J = 0$. Na região equatorial, o campo elétrico polarizado pelos ventos neutros produz uma intensa corrente elétrica na camada E, chamada de Eletrojato Equatorial, a qual é dada pela seguinte densidade de corrente elétrica:

$$J_D = \sigma_e E, \quad (2.35)$$

mostrando que o dínamo atmosférico é responsável pela geração de um campo elétrico polarizado para leste durante o dia e para oeste durante a noite. Nota-se que, nos terminadores solares, há uma região de transição dos campos elétricos diurnos e noturnos. Consequentemente, variações diferenciadas na densidade eletrônica ocorrem nestas regiões, as quais serão abordadas em próximos capítulos. Além disso, mais detalhes da geração de campos elétricos no setor equatorial são apresentados nas próximas duas seções.

Figura 15 – Formação do sistema Sq de correntes, baseado na teoria do dínamo atmosférico.

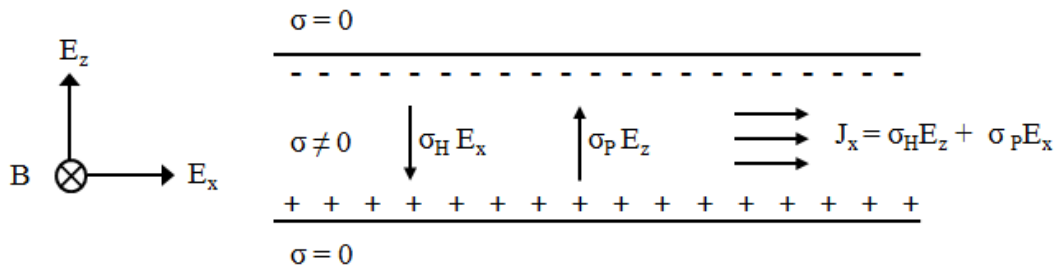


Fonte: Adaptado de Denardini (2004).

2.6.2 Campo Elétrico da Camada E

A Figura 16 apresenta a geometria considerada para explicar a geração do campo elétrico na camada E da ionosfera. A figura foi construída considerando um sistema de coordenadas onde a direção x é para leste e z é para cima. Neste sistema, a camada E está sujeita ao campo elétrico zonal constante (E_x) criado pelo dínamo atmosférico.

Figura 16 – Geometria de lâmina que descreve a eletrodinâmica da camada E.



Fonte: Adaptado de Kelley (2009).

O campo elétrico zonal constante (E_x) cria uma corrente elétrica na sua própria direção e sentido, chamada de corrente Pedersen ($J_P = \sigma_P E_x$). Contudo, devido à ação mútua deste campo elétrico zonal e do campo geomagnético B , existe um movimento resultante $E \times B$ de deriva vertical para cima (z). Uma vez que a frequência de colisão entre os íons e os gases neutros é bastante alta na lâmina de baixo da camada E, os íons não se movimentam enquanto os elétrons estão “livres” para realizar o movimento de deriva para

cima. Portanto, uma corrente Hall é gerada e direcionada para baixo ($J_H = \sigma_H E_x$). Uma vez que a condutividade abaixo e acima da lâmina é considerada zero, os íons positivos passam a se acumular nas fronteiras da parte inferior da camada E, o que produz um campo elétrico polarizado verticalmente para cima (E_z). Considerando que o sistema de correntes está em equilíbrio, nenhuma corrente consegue fluir, o que gera uma corrente $\sigma_P E_z$ que cancela a corrente de Hall (J_H):

$$J_z = -\sigma_H E_x + \sigma_P E_z = 0, \quad (2.36)$$

o que leva à:

$$E_z = \frac{\sigma_H}{\sigma_P} E_x. \quad (2.37)$$

Vale dizer que o campo elétrico polarizado E_z , na ação do campo geomagnético B , produz uma corrente na direção $+x$ dada por $\sigma_H E_z$. Esta última corrente se soma à corrente inicial de Pedersen ($\sigma_P E_x$), intensificando a corrente original:

$$J_x = \sigma_H E_z + \sigma_P E_x, \quad (2.38)$$

onde, substituindo o campo E_z , tem-se a corrente que define o Eletrojato Equatorial:

$$J_x = \left[\frac{\sigma_H^2}{\sigma_P^2} + 1 \right] \sigma_P E_x, \quad (2.39)$$

em que o fator $\left[\frac{\sigma_H^2}{\sigma_P^2} + 1 \right] \sigma_P$ é conhecido como condutividade Cowling, sendo o principal fator para a geração da alta intensidade de corrente elétrica na região equatorial para a direção leste durante o dia.

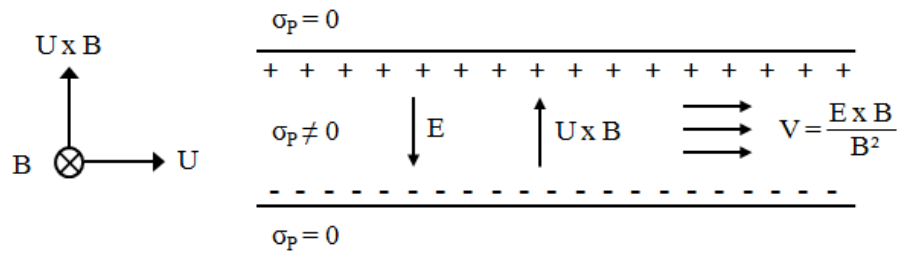
2.6.3 Campo Elétrico da Camada F

Enquanto os campos elétricos da camada E tem origem no dínamo atmosférico gerado pelos ventos associados com as ondas de maré e ao campo gravitacional lunar, o vento termosférico é o responsável pelos campos elétricos na camada F. Os ventos termosféricos são resultantes do aquecimento da camada F pela mesma radiação solar que produz a ionização. Estes ventos produzem um movimento principal dos íons e elétrons ao longo das linhas de campo geomagnético para norte ou sul. Contudo, uma força de menor magnitude é imposta para leste principalmente sobre os íons visto que estes possuem maior taxa de colisão com o gás neutro do que os elétrons. A Figura 17 apresenta a geometria considerada para o funcionamento do campo elétrico na camada F da ionosfera.

Neste sistema, a camada F está sujeita a uma constante velocidade de vento termosférico zonal para leste (U). Estes ventos termosféricos à leste induzem um movimento principal dos íons na direção $U \times B$ para cima e dos elétrons para baixo. Assim, uma corrente elétrica é estabelecida na forma:

$$J = \sigma_e (U \times B). \quad (2.40)$$

Figura 17 – Geometria de lâmina que descreve a eletrodinâmica da camada F.



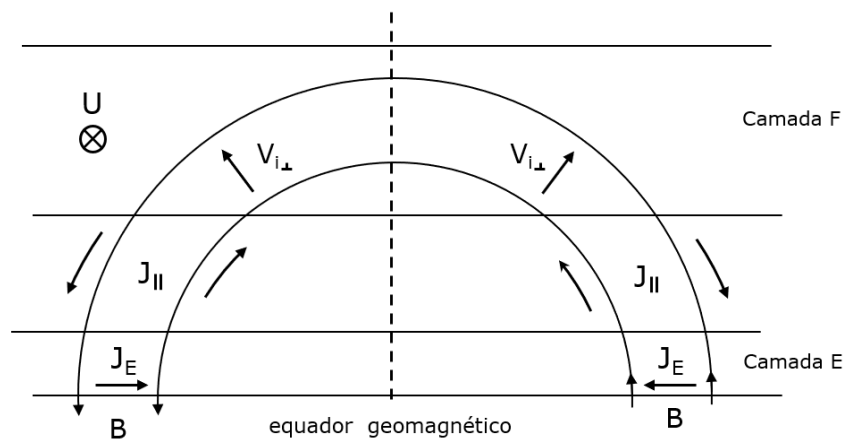
Fonte: Adaptado de Kelley (2009).

Considerando que a condutividade é zero para fora dos limites da lâmina da camada F, as cargas positivas se acumulam no limite superior. Isto cria um campo elétrico polarizado para baixo proporcional à $U \times B$, que será responsável por gerar uma velocidade de deriva para leste dada por:

$$v = \frac{E \times B}{B^2}, \quad (2.41)$$

em que v possui magnitude similar à velocidade do vento U .

Vale ressaltar que, durante o dia, a velocidade de deriva gerada pelo dínamo da camada F não é o atuante principal para gerar a corrente elétrica da camada. Isto, pois há altas condutividades na região E durante o dia que permitem mapear os campos elétricos da camada E quase sem atenuação para a camada F. Portanto, durante o dia, o campo elétrico na camada E atua quase que inalteradamente na camada F, promovendo um constante campo elétrico zonal E_x para leste. O circuito que faz o mapeamento do campo elétrico da camada E para a F é apresentado na Figura 18.

Figura 18 – Sistema de acoplamento elétrico das camadas E e F através das linhas de força do campo geomagnético. O vento U está dirigido à leste.

Fonte: Adaptado de Rishbeth (1971).

Neste circuito, o vento neutro U à leste produz deslocamento dos íons para cima

($V_{i\perp}$). As linhas do campo geomagnético se comportam como bons condutores, criando a corrente elétrica alinhada ao campo J_{\parallel} pela alta mobilidade dos elétrons. A corrente de Pedersen J_E , gerada pelo dínamo da camada E, completa o circuito. Além disso, o campo elétrico gerado no dínamo da camada F é descarregado pelas correntes J_{\parallel} , de forma que, devido à alta condutividade de J_E , o campo elétrico de polarização da camada E é mapeado quase sem atenuação para a camada F.

Desta forma, as derivas verticais e zonais da camada F diurna são controladas, basicamente, pelos campos elétricos da região E, proporcionando uma deriva $v = \frac{E \times B}{B^2}$ para cima e para leste. Contudo, durante a noite, a condutividade da camada E diminui e o dínamo da camada F (Figura 17) passa a ser responsável pelo comportamento das derivas das partículas, que serão voltadas para baixo (negativas) e para leste.

2.7 Anomalia Equatorial de Ionização

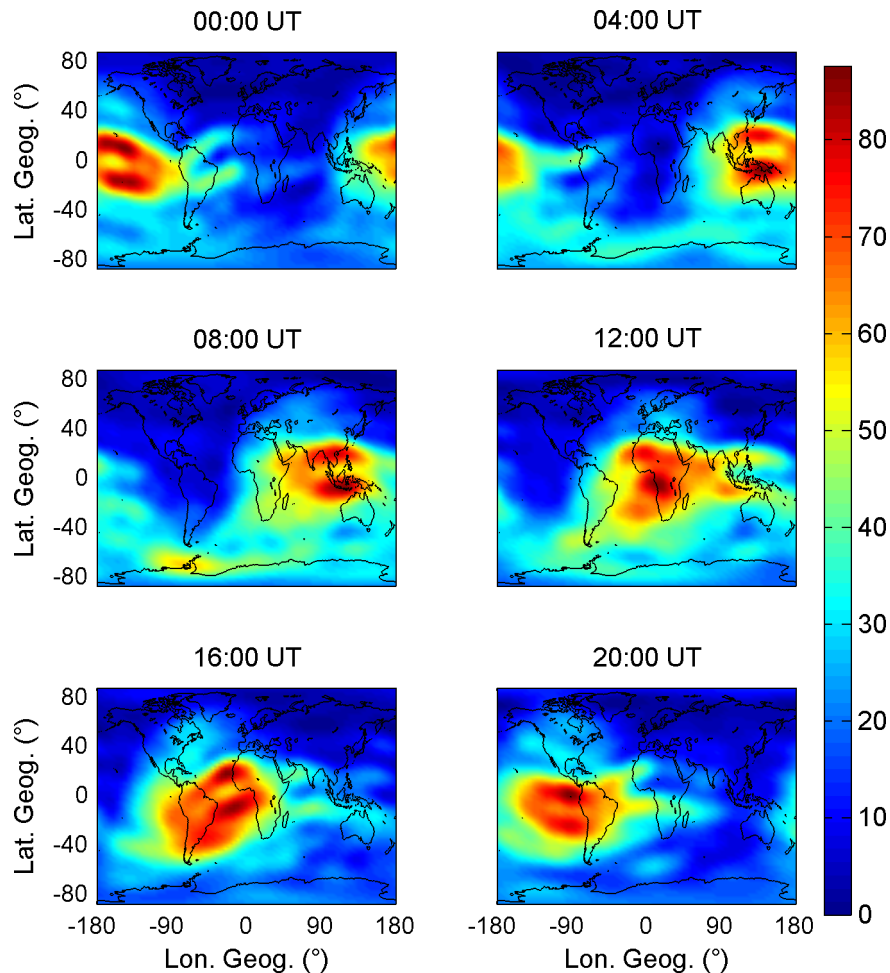
Como já visto, a taxa de produção de elétrons ($q = n \Phi_{\lambda} \sigma_v$) é diretamente proporcional à incidência da radiação solar Φ_{λ} . A partir desta constatação, Chapman (1931) desenvolveu uma teoria considerando que a densidade eletrônica na ionosfera deveria seguir as variações do ângulo zenital do Sol. Nesta teoria, o equador geográfico, por ser a região com menores ângulos zenitais da radiação solar, seria o local com os maiores valores de densidade eletrônica. Contudo, experimentalmente, observou-se que essa consideração é válida apenas para as camadas inferiores da ionosfera (D, E e F1). Para a camada F2, Appleton (1946) observou que o pico de densidade eletrônica se comporta de maneira muito diferente da teoria de Chapman. Historicamente, o comportamento incompatível da camada F2 com o ângulo zenital solar foi considerado anômalo e, por isso, é chamado de Anomalia Equatorial de Ionização (EIA) ou, também, Anomalia de Appleton. Hoje, essa incompatibilidade pode ser explicada devido aos processos físicos de transporte do plasma ionosférico, bem como devido ao conhecimento sobre as variações da composição atmosférica, os quais não eram adequadamente conhecidos no período de Chapman.

Na realidade, a taxa de produção de elétrons é maior na região equatorial. Contudo ocorre uma diminuição da densidade eletrônica da região equatorial, pois as partículas do plasma ionosférico da camada F2 derivam inicialmente para cima e a seguir são deslocadas ao longo das linhas do campo magnético em direção às regiões mais afastadas do equador, sendo acumuladas entre $\pm 15^\circ$ e $\pm 20^\circ$ de latitude magnética e provocando o surgimento de duas cristas (norte e sul) de ionização. Estas cristas caracterizam a EIA, sendo os locais com maiores valores globais de densidade eletrônica ao invés da região equatorial.

A Figura 19 é apresentada com o objetivo de mostrar a EIA e sua variação diária em uma sequência de mapas globais de VTEC gerados pelo centro de análise do IGS. O deslocamento das partículas da região equatorial para as cristas da EIA ocorre em

consequência de uma série de fatores. Os ventos neutros, por meio do dínamo atmosférico, produzem um campo elétrico zonal na camada E com sentido leste durante o dia e sentido oeste à noite. O campo elétrico gerado na camada E diurna é mapeado para a camada F através da alta condutividade das linhas do campo geomagnético. A combinação do campo elétrico (dirigido para leste) e geomagnético (dirigido para norte) faz com que a resultante das forças eleve as partículas carregadas da camada F com velocidade de deriva dada por $v = \frac{E \times B}{B^2}$, o que desloca o plasma ionosférico para altitudes superiores. Em uma dada altitude, o plasma tende a voltar (difundir) para sua altitude inicial devido aos gradientes de pressão (ΔP) e aos efeitos gravitacionais (g). Este movimento de difusão forma as cristas da EIA e se dá ao longo das linhas do campo geomagnético visto a diminuição da frequência de colisão nas altas altitudes.

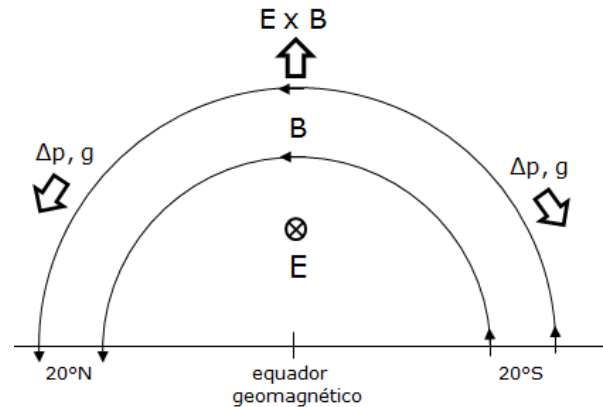
Figura 19 – Mapas de VTEC do IGS mostrando a variação temporal da EIA ao longo do dia 05/01/2014. A barra de cores está na unidade TECU ($10^{16}el/m^2$).



A Figura 20 apresenta o desenvolvimento gerador da EIA, mostrando o fluxo vertical do plasma na região equatorial e a difusão do plasma ao longo das linhas de campo magnético. Este movimento de subida na vertical e descida ao longo das linhas de campo magnético é conhecido como Efeito Fonte, por se tratar de um movimento similar ao de um chafariz. Desta forma, a EIA é dependente da intensidade do campo elétrico zonal

produzido na camada E. Quanto mais intenso o campo elétrico zonal E_x , maior será a velocidade da deriva vertical para cima na camada F, de forma que a deriva vertical passa por um máximo antes do meio dia local e se mantém positiva (para cima) até pouco antes do entardecer. À noite, o campo elétrico zonal se inverte e fica dirigido para oeste. Isto faz com que a deriva vertical do plasma na região F noturna fique dirigida para baixo (KELLEY, 2009).

Figura 20 – Esquema ilustrativo que explica a formação da EIA.



Vale ressaltar que ventos termosféricos meridionais, tanto a sul quanto a norte, podem intensificar as cristas da EIA bem como podem causar assimetrias nestas cristas. Além disso, apesar do vento termosférico meridional não causar deriva vertical no equador geomagnético, este é fundamental no transporte de íons entre os hemisférios, podendo produzir assimetria entre as cristas.

2.8 Pico de Pré-Reversão da Deriva Vertical

Durante o dia, o campo elétrico zonal da camada E para leste associado ao campo geomagnético (dirigido para norte) causa uma deriva vertical para cima no plasma da camada F. Durante a noite, o campo elétrico zonal da camada E é dirigido para oeste, provocando um movimento do plasma para baixo. Contudo, uma intensa deriva vertical para cima ocorre durante o pôr do sol, sendo denominado de pico pré-reversão.

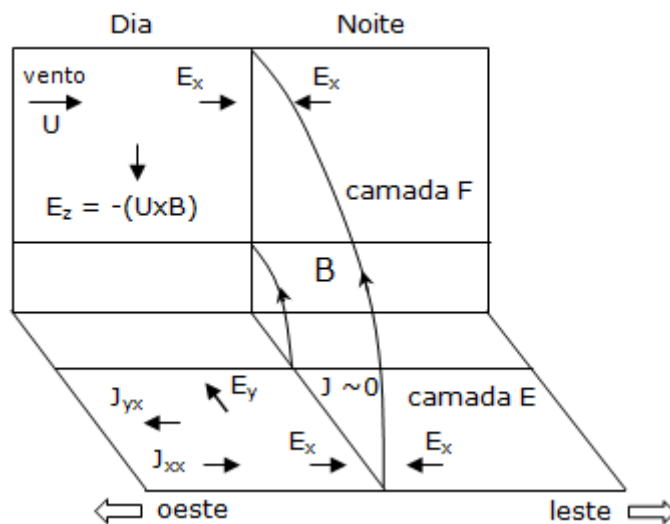
A intensificação da deriva vertical nas horas do pôr do sol é consequência da intensificação do campo elétrico zonal da camada F. A intensificação do campo elétrico zonal ocorre, pois a condutividade da camada E diminui no anoitecer e, no mesmo instante, ventos neutros são soprados na direção leste. A Figura 21 apresenta um esquema ilustrando a geração da intensificação do campo elétrico zonal da camada F, que pode ser explicada pelas seguintes considerações (KELLEY, 2009):

1. o vento termosférico zonal na camada F, dirigido para leste, gera um campo

$$E_z = -(U \times B);$$

2. o campo E_z é mapeado para a camada E ao longo das linhas do campo geomagnético, se tornando o campo E_y no sentido do equador geomagnético;
3. o campo E_y produz uma corrente Hall para oeste J_{yx} ;
4. uma vez que a condutividade da camada E é bastante inferior à noite, um acúmulo de cargas negativas surge no terminador solar do anoitecer, produzindo um campo elétrico zonal para leste E_x ;
5. o campo E_x cria uma corrente de Pedersen J_{xx} que anula J_{yx} , estabelecendo o equilíbrio eletrostático;
6. com a condutividade aumentada, o campo E_x é mapeado da camada E para a camada F, produzindo um aumento súbito na deriva vertical do plasma ao entardecer;
7. então, a deriva decresce rapidamente devido à inversão do campo elétrico durante a noite.

Figura 21 – Esquema ilustrativo que explica a formação das intensas derivas verticais no entardecer.

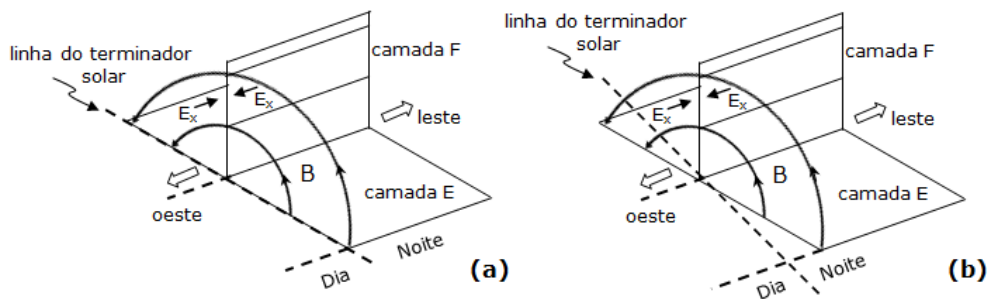


Fonte: Adaptado de Kelley (2009).

O vento U é gerado pela radiação solar acima de 200 km de altitude e este se expande da região diurna para região noturna devido aos gradientes de pressão térmica gerados pelo aquecimento solar mais intenso durante o dia. Por isso, os ventos zonais da região F são considerados como impulsos geradores da intensificação do campo elétrico zonal para leste e do conseqüente pico da deriva vertical no período de pré-reversão do campo elétrico zonal.

Vale mencionar que variações no pico de pré-reversão ocorrem em função do ângulo de declinação magnética. Conforme a Figura 22 apresenta, duas situações são possíveis. Quando a linha do terminador solar é paralela à linha do campo geomagnético (Figura 22a), o pôr do sol é simultâneo nos dois hemisférios (a norte e a sul do equador magnético). Isto faz com que a deriva seja mais intensa e que as correntes de mapeamento do campo elétrico zonal sejam interrompidas simultaneamente nos hemisférios norte e sul. Por outro lado, se um dos hemisférios permanecer iluminado (Figura 22b), a deriva será menos intensa e não haverá condutividade na região noturna da camada E, de forma que a corrente elétrica será descarregada no lado do dia (KELLEY, 2009).

Figura 22 – Paralelismo (a) e não paralelismo (b) entre as linhas do terminador solar e das linhas do campo geomagnético devido ao ângulo de declinação.



Fonte: Adaptado de Kelley (2009).

2.9 Irregularidades Ionosféricas

O termo irregularidades ionosféricas representa as não homogeneidades observadas no plasma ionosférico. Existem vários tipos de irregularidades ionosféricas, seja de pequenas e grandes escalas espaciais e temporais. Dentre as manifestações de irregularidades mais estudadas pode-se destacar as bolhas de plasma (regiões de depleção), as plumas observadas em radares, as irregularidades relacionadas com espalhamentos observados em ionogramas (*spread-F* equatorial), bem como as irregularidades causadoras das cintilações (flutuações) na amplitude e/ou fase dos sinais de rádio que atravessam a ionosfera (KELLEY, 2009).

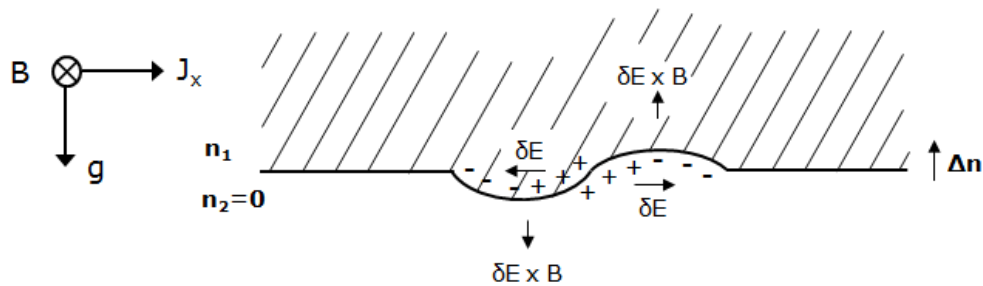
Acredita-se que determinados mecanismos de disparo criam instabilidades na ionosfera e, devido às condições favoráveis do plasma, estas instabilidades se desenvolvem até a formação de irregularidades detectáveis. O principal mecanismo gerador das irregularidades na camada F equatorial é atribuído ao processo de instabilidade Rayleigh-Taylor (RT) gravitacional (DUNGEY, 1956). Este processo é baseado na instabilidade hidrodinâmica de Rayleigh-Taylor que considera que um fluido mais denso sustentado por outro menos denso resulta em um meio instável quando estes estão sobre ação da gravidade.

A Figura 23 ilustra o processo de formação de instabilidade gravitacional RT. O fluido mais denso está situado na parte superior com densidade n_1 , sendo sustentado pelo fluido com densidade $n_2=0$. Portanto, o gradiente vertical de densidade ∇n é formado na parte inferior da camada E, sendo antiparalelo ao vetor da aceleração gravitacional g . Considerando um mecanismo de disparo inicial que causa uma perturbação senoidal, como as ondas de gravidade, a velocidade das partículas carregadas será proporcional à sua frequência de colisão com as partículas neutras. Como resultado, haverá um predomínio de movimento dos íons na direção $g \times B$, dirigindo um fluxo de corrente para leste (ou oeste) com a seguinte magnitude:

$$J_x = \frac{n m g \times B}{B^2}, \quad (2.42)$$

onde J_x será proporcional a densidade do plasma n .

Figura 23 – Processo de formação da instabilidade de RT.



Fonte: Adaptado de Kelley (2009).

Deste modo, haverá acúmulo de cargas nas extremidades da perturbação inicial, produzindo divergência não nula. Campos elétricos de polarização δE surgem com sentidos contrários de modo a restabelecer a condição de divergência nula ($\nabla \cdot J = 0$). Estes campos elétricos δE interagem com o campo magnético, produzindo uma deriva vertical para baixo e para cima com magnitude proporcional à $\delta E \times B/B^2$. A região com maior densidade do plasma é deslocada para baixo e a de menor densidade para cima (regiões de depleção). Portanto, os campos elétricos δE provocam uma amplificação na perturbação inicial e o sistema se torna cada vez mais instável.

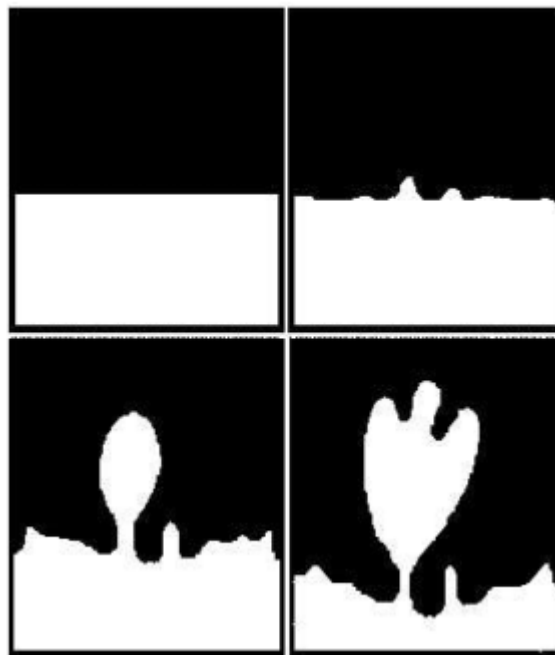
Na teoria linear da instabilidade de RT, a taxa de crescimento da instabilidade gravitacional γ_{RT} pode ser calculada a partir da seguinte expressão (KELLEY, 2009):

$$\gamma_{RT} = \left(\frac{g}{v_{in}}\right) \left(\frac{1}{n_0} \frac{\partial n_0}{\partial h}\right), \quad (2.43)$$

onde $\nabla n = \frac{\partial n_0}{\partial h}$ é o gradiente vertical da densidade e n_0 a densidade do plasma. Portanto, a taxa de crescimento da instabilidade RT é inversamente proporcional à frequência de colisão entre os íons com as partículas neutras v_{in} e diretamente proporcional à aceleração da gravidade g e ao gradiente de densidade ∇n .

Uma configuração similar da instabilidade RT pode ocorrer na camada F, sendo mais intensa durante o pico de pré-reversão. Isto, pois, nestes instantes, a camada E é rapidamente consumida pelo processo de recombinação e há uma intensa deriva $E \times B$ na camada F para cima, o que produz fortes gradientes ∇n na parte inferior da camada F. No momento em que a camada F está suficientemente alta, e/ou o gradiente da densidade é suficientemente alto, elevadas flutuações de densidade crescem com o movimento de polarização $\delta E \times B$ em decorrência da instabilidade RT. Neste processo de crescimento, bolhas de plasma podem evoluir e derivar para altitudes superiores com o movimento $\delta E \times B$, acompanhando o plasma local no sentido de deslocamento leste. Portanto, as bolhas de plasma são essencialmente um fenômeno noturno, em que as irregularidades começam a cessar após a meia noite local. A Figura 24 apresenta um esquema exemplificando o processo de crescimento da instabilidade em bolhas de plasma.

Figura 24 – Evolução da instabilidade em bolhas de plasma.



Fonte: Adaptado de Kelley (2009).

Vale ressaltar que a gravidade e o gradiente de densidade não são os únicos fatores que geram instabilidades na ionosfera, principalmente na camada F. A teoria da instabilidade generalizada de RT prevê, adicionalmente, a ação do campo elétrico zonal E_x e ventos neutros. De acordo com a teoria generalizada de RT, o campo elétrico zonal ambiente E para leste na presença do campo magnético B conduz a um aumento de γ_{RT} . Esta consideração é levada em conta na equação, pois a deriva vertical $E \times B$ irá movimentar a camada F para altas altitudes, onde há baixa frequência de colisão. Uma vez que a frequência de colisão se torna menor, a importância da gravidade passa a aumentar na taxa de crescimento. Como exemplo, a intensificação do campo elétrico zonal para

leste durante o período de pico de pré-reversão faz com que a gravidade tenha papel principal no controle de instabilidades. Além disso, considerações sobre as condutividades são comumente incorporadas na teoria de generalizada de RT. Em uma das sugestões para descrever as taxas de crescimentos, [Martinis, Mendillo e Aarons \(2005\)](#) discutem que as irregularidades ionosféricas são principalmente afetadas quando: (1) a razão das condutividades de Pedersen se aproxima de uma unidade; (2) há elevados gradientes de densidade eletrônica; (3) há fortes derivas $E \times B$; (4) ocorre diminuição na frequência de colisões entre os íons e as partículas neutras (como quando a ionosfera se eleva para altas altitudes) e; (5) há um aumento na velocidade dos ventos neutros. As condições (1) e (2) são essenciais para a formação das irregularidades, enquanto as condições (3) e (5) são condições para conduzir ou suprimir as irregularidades ionosféricas.

3 Instrumentos de Observação da Ionosfera

Diversos são os equipamentos que realizam observações da ionosfera. Este capítulo apresenta uma descrição sobre o funcionamento de alguns dos principais, com ênfase em descrever as características dos sinais e como as observações sobre a ionosfera são obtidas. A Seção 3.1 descreve conceitos introdutórios sobre como transmitir ondas RF para obter medidas da ionosfera. O funcionamento do GNSS é contemplado na Seção 3.2 e a Seção 3.3 mostra o uso de receptores GNSS para realizar técnicas de Rádio-Ocultação. A Seção 3.4 apresenta o funcionamento de um dos principais equipamentos especificamente construídos para observar a ionosfera, a ionossonda.

3.1 Propagação de Ondas RF na Ionosfera

Uma onda periódica no tempo e no espaço, que possui frequência f e comprimento de onda λ , tem velocidade de propagação dada por (WELLS, 1974):

$$v = f \lambda, \quad (3.1)$$

sendo $\omega = 2\pi f$ a velocidade angular da onda e $k = 2\pi/\lambda$ o número de onda. Esta onda adequadamente modelada por uma função senoidal pode ser representada como uma onda plana pela seguinte equação (WELLS, 1974):

$$y = A \sin(kx - \omega t + \phi_0), \quad (3.2)$$

em que A é a amplitude, $\phi = (kx - \omega t + \phi_0)$ é a fase para a distância x da fonte e instante t e ϕ_0 é a fase da onda para x_0 e t_0 .

A função senoidal apresentada na Equação (3.2) é comumente utilizada para definir ondas eletromagnéticas geradas por instrumentos de observação da ionosfera. Tipicamente, osciladores são utilizados para gerar ondas senoidais com amplitude proporcional à voltagem da corrente elétrica e frequência definida pelos componentes eletrônicos do oscilador. Considerando a propagação periódica do campo elétrico no espaço e no tempo, tem-se a seguinte expressão para a equação de uma onda gerada por um oscilador (HALLIDAY; RESNICK; WALKER, 1996; ZILIO, 2009):

$$E = E_0 \sin(kx - \omega t + \phi_0), \quad (3.3)$$

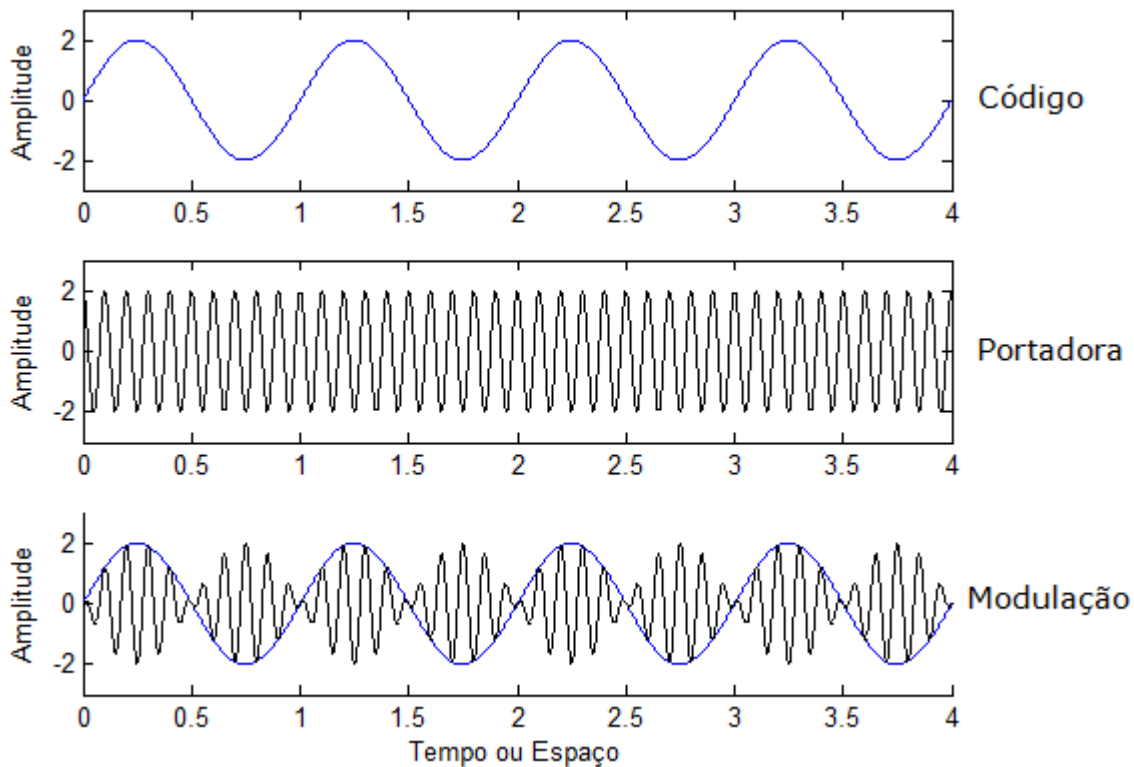
em que E_0 é o valor máximo que o campo elétrico pode assumir.

Os osciladores, acoplados a equipamentos próprios de telecomunicação, são amplamente utilizados para gerar ondas eletromagnéticas harmônicas e transmitir informação

remotamente. Contudo, historicamente, percebeu-se que as ondas geradas em baixa frequência não conseguem ser propagadas por longas distâncias. Além disso, o comprimento das antenas transmissoras está associado ao comprimento de onda. Para transmitir um sinal de frequência 20 kHz, deve-se ter uma antena de aproximadamente 3,5 km de comprimento, o que torna o procedimento inviável. Partindo desse princípio, recorre-se a modulação de ondas, onde a informação em baixa frequência é modulada por uma onda com maior frequência. Dessa maneira, o comprimento final da antena terá dimensões possíveis de serem construídas (CARVALHO; BADINHAN, 2011).

A Figura 25 apresenta uma onda de baixa frequência sendo modulada em amplitude por uma onda de maior frequência. Nota-se na Figura 25 que a modulação consiste na sobreposição, também chamada de interferência, de duas ondas com distintas frequências.

Figura 25 – Modulação em amplitude de uma onda.



A onda modulada pode ser composta por mais constituintes de ondas, como é o caso da luz, onde todo o espectro do visível é sobreposto. Ao utilizar dois constituintes de ondas, tem-se tradicionalmente a onda de alta frequência chamada de portadora e a onda de baixa frequência chamada de código (por levar a informação de interesse), sendo que a onda resultante da sobreposição é a onda do grupo, ou envelope. A modulação do código pode ser realizada por meio de variações da amplitude (AM - *Amplitude Modulation*), frequência (FM - *Frequency Modulation*) ou mesmo pela fase (PM - *Phase Modulation*) da onda portadora.

No intuito de expressar matematicamente a modulação AM, pode-se sobrepor uma

onda de frequência f com outra onda de frequência $f + \Delta f$ para obter uma onda resultante dada pela seguinte soma senoidal (considerando $\phi_0 = 0$ para simplificar) (WELLS, 1974; HALLIDAY; RESNICK; WALKER, 1996):

$$E = E_0 \sin(kx - \omega t) + E_0 \sin[(k + \Delta k)x - (\omega + \Delta \omega)t], \quad (3.4)$$

em que Δk e $\Delta \omega$ são os deslocamentos devido à variação na frequência.

Utilizando as identidades trigonométricas mostradas por Wells (1974) é possível encontrar que a onda resultante dessa sobreposição terá duas componentes de um envelope. A primeira componente define a velocidade de fase v_p da portadora e a segunda componente da equação define a velocidade de grupo v_g . Vale ressaltar que o grupo representa o código da informação, em que a velocidade da onda do grupo é quem governa o tempo do percurso pelo qual a energia da informação da onda modulada será propagada.

No limite de um caso contínuo, tem-se:

$$v_p = \omega/k, \quad (3.5)$$

$$v_g = d\omega/dk. \quad (3.6)$$

Substituindo $\omega = v_p k$ na velocidade de grupo, tem-se que (WELLS, 1974):

$$v_g = v_p + k \frac{dv_p}{dk}, \quad (3.7)$$

sendo igual à:

$$v_g = v_p - \lambda \frac{dv_p}{d\lambda}, \quad (3.8)$$

ou então substituindo $v = f\lambda$, tem-se:

$$v_g = v_p - f \frac{dv_p}{df}. \quad (3.9)$$

Desta forma, a partir das velocidades v_p e v_g conhecidas é possível, além de transmitir informação remotamente com a modulação, realizar medidas de, por exemplo, velocidade da onda ao atravessar diferentes meios.

No caso da onda modulada estar se propagando em um meio não dispersivo, o gradiente da velocidade de fase em função do comprimento de onda será zero, $dv_p/d\lambda = 0$. Neste sentido, a velocidade de fase será igual à velocidade de grupo $v_p = v_g$. Contudo, se a onda for transmitida em um meio dispersivo, como no caso da ionosfera para as ondas de RF, o índice de refração do meio deverá ser considerado ao definir a velocidade da onda. Os índices de refração de fase e de grupo são dados por $n_p = c/v_p$ e $n_g = c/v_g$, podendo construir a seguinte relação (SEEBER, 2003; WELLS, 1974):

$$n_g = n_p - f \frac{dn_p}{df}. \quad (3.10)$$

O índice de refração da ionosfera é comumente descrito pela teoria magneto-iônica, envolvendo os processos físicos que definem a propagação de ondas em meios ionizados. Esta teoria foi primeiramente aplicada por Appleton em 1925 e, independentemente, derivada por Hartree em 1931, criando a fórmula de Appleton-Hartree. A fórmula postulada para o índice de refração ionosférico de fase é dada por (JURSA, 1985; BELLAN, 2006):

$$n_p^2 = 1 - \frac{X}{1 - iZ - \frac{Y_T^2}{2(1-X-iZ)} \pm \left[\frac{Y_T^4}{4(1-X-iZ)^2} + Y_L^2 \right]^{(1/2)}}, \quad (3.11)$$

com:

$$X = \frac{n_e q_e^2}{\varepsilon_0 m_e \omega^2} = \frac{f_N^2}{f^2}, \quad (3.12)$$

$$Y_T = \frac{e B_T}{m_e \omega} = \frac{\omega_e \cos \theta}{\omega}, \quad (3.13)$$

$$Y_L = \frac{e B_L}{m_e \omega} = \omega_e \sin \theta, \quad (3.14)$$

$$Z = \frac{v_{en}}{\omega}, \quad (3.15)$$

onde q_e é a carga do elétron, m_e a massa do elétron, ω a frequência angular da onda, ε_0 a permissividade elétrica no vácuo, v_{en} a frequência de colisão entre os elétrons e as partículas neutras e f_N é a frequência de oscilação da densidade de elétrons no plasma. Os termos Y_T e Y_L são as componentes transversal e longitudinal, respectivamente, da girofrequência dos elétrons (ω_e^T e ω_e^L) dividida pela frequência angular da onda. O termo θ é o ângulo formado entre a direção de propagação da onda e a direção do campo geomagnético. O termo B_L representa a componente longitudinal da intensidade do campo geomagnético, sendo máximo quando a onda propaga-se na direção do campo ($\theta = 0$), e B_T é a componente transversal, sendo máximo quando a onda propaga-se perpendicularmente à B .

A partir da fórmula de Appleton-Hartree é possível interpretar que, quando a onda eletromagnética atravessa a ionosfera, o campo elétrico da onda afeta o campo elétrico do ambiente, ocasionando em oscilações nos elétrons. Como resultado das oscilações dos elétrons são produzidos campos elétricos que interferem construtivamente ou destrutivamente no campo elétrico da onda. Desta forma, a equação de Appleton-Hartree prevê que as ondas eletromagnéticas na ionosfera sofrem interferências devido às oscilações dos elétrons. Este contínuo processo de interferências construtiva e destrutiva irá provocar variações na velocidade da portadora da onda e, portanto, um índice de refração ionosférico n_p .

Vale ressaltar que a presença do sinal \pm na equação de Appleton-Hartree informa que a onda é decomposta em duas ao atravessar a ionosfera, havendo dois modos de polarização. O sinal positivo (+) representa o modo ordinário da onda e o sinal negativo (-) representa o modo extraordinário. A onda ordinária é governada pela lei de refração de Snell, onde a velocidade de propagação se altera na interface do meio, e a onda extraordinária é direcionada perpendicularmente à ordinária, possuindo velocidade variável no meio. Em

função de a ionosfera causar essa polarização de dupla-refração da onda a ionosfera é considerada um meio birrefringente.

Além disso, percebe-se na equação de Appleton-Hartree que o índice de refração é um número complexo, possuindo uma parte real e outra imaginária (i). A parte real se refere às propriedades de refração e dispersão da onda e a parte imaginária se refere ao índice de refração responsável pelo decaimento da amplitude da onda por unidade de distância que ocorre devido a absorção do meio.

Portanto, a partir da equação de Appleton-Hartree em conjunto com valores sobre a densidade de elétrons e do campo geomagnético, é possível calcular a velocidade de fase e conseqüente velocidade de grupo de uma onda eletromagnética com características conhecidas. Distintas são as características dos principais instrumentos utilizados para observação da ionosfera, sendo que a equação de Appleton-Hartree é utilizada de maneira distinta para cada instrumento. As próximas seções apresentam algumas das principais características dos sinais utilizados por instrumentos de observação da ionosfera, bem como descreve como utilizar a equação de Appleton-Hartree e as velocidades de fase e grupo para obter medidas sobre a ionosfera.

3.2 Sistema Global de Navegação por Satélites

O termo GNSS foi concebido em 1991 na 10^a Conferência de Navegação Aérea, quando a Organização Internacional de Aviação Civil (ICAO - *International Civil Aviation Organization*) reconheceu que o sistema primário para a navegação aérea do século XXI seria a partir dos sistemas globais de navegação por satélite. Neste encontro, foi de comum acordo que o GNSS incluiria mais do que apenas sistemas de posicionamento baseado em satélites, mas também sistemas que garantiam características importantes de integridade, disponibilidade e continuidade do serviço (SEEBER, 2003).

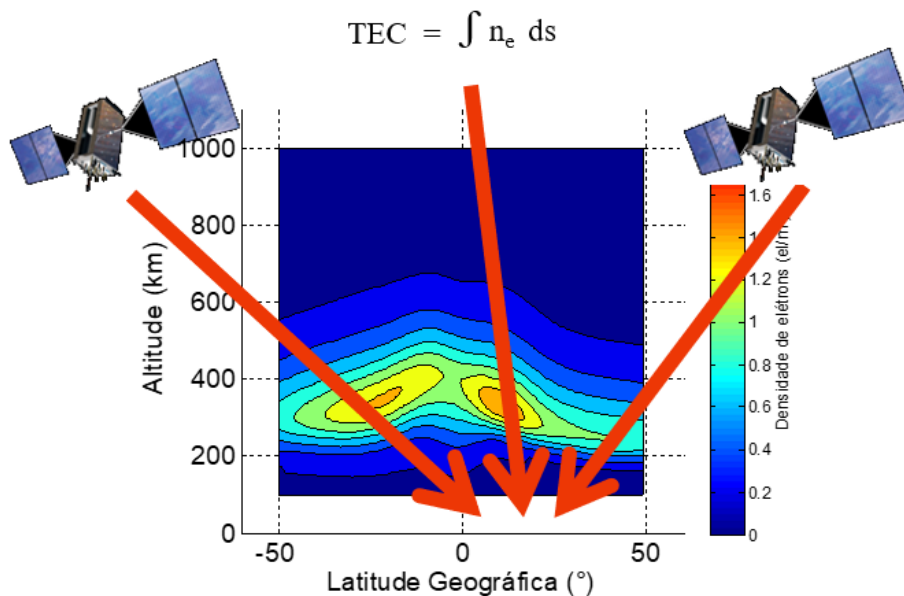
O GNSS é um sistema de radionavegação baseado na técnica de Tempo de Chegada com sentido único (*one-way Time of Arrival - ToA*), onde os sinais são emitidos na faixa UHF pelos satélites e rastreados por receptores autônomos. A constelação dos satélites é arquitetada de maneira a prover cobertura global e contínua para que usuários com receptores apropriados possam obter o instante de rastreamento referenciado ao Tempo Universal Coordenado (UTC - *Coordinated Universal Time*), bem como a posição e velocidade do receptor em um referencial geodésico global. Em razão da acurácia proporcionada pelo sistema, uma grande comunidade usuária emergiu dos mais variados segmentos que necessitam de posicionamento geodésico e navegação (KAPLAN; HEGARTY, 2006; MONICO, 2008).

Apesar do GNSS ser pioneiramente desenvolvido para posicionamento e navegação, a tecnologia envolvida permitiu que o sistema fosse utilizado para uma ampla variedade

de estudos sobre atmosfera terrestre. Isto, pois os sinais provenientes dos satélites GNSS propagam-se através da atmosfera dinâmica, atravessando camadas de diferentes naturezas e estados variáveis. Assim, os sinais sofrem diferentes tipos de influências que provocam variações na propagação, velocidade de propagação, na polarização e na potência do sinal GNSS.

Atualmente, o GNSS pode ser considerado uma poderosa ferramenta para estudos relacionados à ionosfera. Isto é possível uma vez que a ionosfera é um meio dispersivo para as duas ou mais frequências emitidas pelo GNSS, o que permite determinar a integral da densidade eletrônica (Figura 26), ou seja, o TEC no trajeto do sinal desde o satélite até o receptor. No intuito de descrever os conceitos envolvidos na determinação do TEC a partir dos sinais GNSS com receptores terrestres, esta seção apresenta uma revisão das principais características sobre as observáveis GNSS (Subseção 3.2.1) e a relação do TEC com as observáveis GNSS (Subseção 3.2.2).

Figura 26 – Geometria do GNSS para determinação do TEC com receptores terrestres.



3.2.1 Observáveis GNSS

As observáveis básicas obtidas pelos receptores GNSS são usualmente identificadas como pseudodistância e fase (MONICO, 2008). A pseudodistância é uma medida de distância obtida a partir do código pseudoaleatório (PRN) transmitido pelo satélite e de uma réplica deste código gerado no receptor. Durante o processo chamado de *Delay Locked Loop* (DLL), um correlacionador chamado *Prompt* mantém alta correlação do sinal transmitido e do replicado. No entanto, a correlação tende a diminuir devido ao tempo que o sinal demora para se propagar desde o satélite até o receptor. O atraso (Δt) é estimado pelos correlacionadores chamados *Early* e *Late* e este é registrado como uma observável. Na realidade, o tempo Δt necessário para a alta correlação é igual ao tempo que o sinal

demorou para propagar desde o satélite (no instante de emissão do sinal) até o receptor (no instante de recepção do sinal). Multiplicando o atraso Δt pela velocidade da luz (c) obtém-se a pseudodistância que é registrada pelo receptor.

Tomando como exemplo o *Global Positioning System* (GPS), o atraso Δt é associado ao sistema de tempo do GPS (t_{GPS}). O instante de emissão do sinal no sistema de tempo GPS e o instante de recepção do sinal no sistema de tempo GPS são dados por (BLEWITT, 1997; MONICO, 2008):

$$t_{GPS}^s = t^s - dt^s, \quad (3.16)$$

$$t_{GPS}^r = t^r - dt^r, \quad (3.17)$$

sendo que t^s é o instante de emissão do sinal no sistema de tempo do oscilador do satélite e t^r é o instante de recepção do sinal no sistema de tempo do oscilador do receptor.

Uma vez que o sistema de tempo t_{GPS} é definido com melhor acurácia que os osciladores do satélite e do receptor, os termos dt^s e dt^r são incluídos como erros intrínsecos aos osciladores do satélite e do receptor. Estes erros são comumente identificados como erros do relógio do satélite (dt^s) e do receptor (dt^r) de forma que o atraso da correlação entre os códigos recebido e replicado pode ser representado como:

$$\Delta t = t_{GPS}^s - t_{GPS}^r = (t^s - t^r) + (dt^r - dt^s), \quad (3.18)$$

onde os osciladores atômicos usados nos satélite possuem melhor acurácia em relação aos usuais osciladores de cristal utilizados nos receptores.

Ao multiplicar Δt pela velocidade da luz, obtém-se a pseudodistância (P_L):

$$P_L = c(t^s - t^r) + c(dt^r - dt^s), \quad (3.19)$$

sendo dependente da portadora L do sinal visto que cada portadora se propaga com uma distinta velocidade de fase.

O termo $c(t^s - t^r)$ não resulta diretamente na distância geométrica entre o satélite e o receptor. Isto, pois, ao se propagar pela atmosfera dinâmica, o sinal sofre efeitos de refração, principalmente na ionosfera e troposfera, que causam um atraso no tempo de chegada ao receptor. Além disso, o sinal pode sofrer múltiplas reflexões de obstáculos presentes durante o percurso do sinal, aumentando o trajeto do sinal. Desta forma, usualmente, a pseudodistância é representada como (MONICO, 2008):

$$P_L = \rho + c(dt^r - dt^s) + I_L + T + dm_L + \varepsilon_P, \quad (3.20)$$

sendo que os termos dependentes da frequência da portadora são identificados com o subscrito L, I_L é o atraso no sinal (em metros) devido à refração da ionosfera, ou simplesmente atraso ionosférico, T é o atraso troposférico, também chamado de neutrosférico, dm é o

atraso na recepção do sinal devido às múltiplas reflexões, chamado de multicaminho, e ε são efeitos de menor magnitude e ruídos instrumentais e termais do receptor.

Uma observável muito mais precisa que a pseudodistância é a fase. Durante o processo chamado de *Phase Lock Loop* (PLL), a diferença de fase entre a portadora recebida e a replicada é continuamente calculada. Esta diferença de fase, também chamada de batimento da onda, é dada em uma frequência intermediária (IF - *Intermediate Frequency*) e pode ser expressa como (BLEWITT, 1997):

$$\phi = \phi^s - \phi^r, \quad (3.21)$$

onde ϕ^s é a fase da portadora recebida do satélite para o instante de recepção t_r e ϕ^r é a fase gerada no receptor no instante t_r .

Se ϕ variar de 2π para 0, a diferença de fase é incrementada por um ciclo. Assim, para um determinado instante de registro, a observável será igual à soma da atual diferença de fase com o número de ciclos inteiros contados desde o início do rastreo. Desta forma, a observável da diferença de fase considera o deslocamento do satélite desde o início do rastreo na unidade de ciclos (MONICO, 2008).

Vale ressaltar que ao adicionar, arbitrariamente, um número inteiro de ciclos, obtém-se a mesma portadora do sinal obtido com a diferença de fase. Ou seja, se adicionarmos um valor inteiro arbitrário na diferença de fase, o deslocamento do satélite calculado será o mesmo ao calculado usando a diferença de fase sem o número inteiro. Neste sentido, tradicionalmente adota-se um número inteiro de ciclos igual ao número de ciclos contados desde o receptor até o satélite no primeiro instante de rastreo, mas comumente o *firmware* dos receptores adiciona números randômicos às observáveis. A diferença de fase pode, por tanto, ser expressa por (BLEWITT, 1997):

$$\phi = \phi^s - \phi^r + N, \quad (3.22)$$

sendo que N é o número inteiro de ciclos chamado de ambiguidade.

Com o intuito de definir a distância entre o satélite e o receptor, as fases do satélite e do receptor podem ser expressas em termos de frequência. A frequência de um sinal é o número de ciclos por segundo. De maneira mais robusta, pode-se dizer que (BLEWITT, 1997):

$$f = d\phi/dt. \quad (3.23)$$

Desenvolvendo as equações de fase e frequência, a fase de um sinal pode ser expressa como:

$$\phi^s = ft_{GPS}^s + \phi_0^s, \quad (3.24)$$

$$\phi^r = ft_{GPS}^r + \phi_0^r, \quad (3.25)$$

em que ϕ_0 é a fase do receptor e do satélite gerada no instante de referência t_0 .

Substituindo a Equação (3.24) na (3.22) tem-se:

$$\phi = f(t^s - t^r) - f(dt^r - dt^s) + \phi_0^s - \phi_0^r + N. \quad (3.26)$$

Multiplicando ambos os lados pelo comprimento de onda λ da respectiva portadora e considerando os efeitos que causam atraso na recepção do sinal, tem-se que a fase ϕ_L , nas distintas portadoras L pode ser expressa em função da distância geométrica entre o receptor e o satélite:

$$\lambda_L \phi_L = \rho - I_L + T + dm_L + c(dt^r - dt^s) + \lambda_L(\phi_{0L}^s - \phi_{0L}^r) + \lambda_L N_L + \varepsilon_\phi, \quad (3.27)$$

onde o atraso ionosférico possui um sinal negativo que representa que a ionosfera causa um avanço na fase da portadora.

Desta forma, percebe-se que as observáveis de pseudodistância e fase são obtidas a partir do tempo para obter alta correlação durante o DLL e o PLL, de maneira que este tempo de correlação multiplicado pela velocidade da luz permite obter uma relação das observáveis GNSS com a distância geométrica entre os satélites e os receptores. Contudo, efeitos na propagação do sinal afetam a distância geométrica, sendo que é a partir da refração ionosférica que podemos realizar medidas sobre a ionosfera. Os fatores que definem o motivo do atraso ionosférico ser positivo para a pseudodistância e negativo para a fase são apresentados na próxima seção.

3.2.2 Determinação do TEC a partir do GNSS

A influência da ionosfera sobre as observáveis GNSS é descrita a partir do índice de refração ionosférico definido pela equação de Appleton-Hartree. Considerando a frequência ciclotrônica do elétron de tipicamente 1,5 MHz, a frequência de colisão entre os elétrons e as partículas neutras da ordem de 0,01 MHz e que as frequências dos sinais GNSS são em torno de 1300 MHz, os termos Y_T , Y_L e Z da equação de Appleton-Hartree podem ser desprezados. Assim, o índice de refração ionosférico para a propagação da fase do sinal GNSS é dada por:

$$n_p^2 = 1 - X. \quad (3.28)$$

Lembrando que $X = f_N^2/f^2$, e que a frequência do plasma raramente excede 20 MHz na ionosfera, é possível dizer que $f^2 \gg f_N^2$. Portanto, o índice de refração pode ser aproximado em:

$$n_p = \sqrt{(1 - X)} \approx 1 - \frac{X}{2}. \quad (3.29)$$

Além disso, tomando que $X = n_e q_e^2 / \varepsilon_0 m_e \omega^2$ e substituindo os valores de q_e ($1,6 \times 10^{-19}$ C), ε_0 ($8,8542 \times 10^{-12}$ F m^{-1}), m_e ($1,6 \times 10^{-31}$ Kg) e $\omega = 2\pi f$, tem-se que o

índice de refração da ionosfera é igual à:

$$n_p = 1 - \frac{40,3n_e}{f^2}, \quad (3.30)$$

sendo proporcional à densidade de elétrons e inversamente proporcional ao quadrado da frequência da portadora do sinal.

O índice de refração de grupo pode ser obtido a partir do índice de refração de fase. Tomando a derivada da Equação (3.30) em função da frequência ($\frac{dn_p}{df}$) e sabendo que o índice de refração do grupo é dado por $n_g = n_p - f \frac{dn_p}{df}$, tem-se:

$$n_g = 1 + \frac{40,3n_e}{f^2}. \quad (3.31)$$

Assim, o índice de refração da fase é sempre menor que 1 para o sinal GNSS que atravessa a ionosfera enquanto o índice de refração do grupo é sempre maior que 1. Visto que $n_p < 1$, conclui-se que a velocidade da fase na ionosfera é maior que a velocidade da luz $v_p > c$, o que causa um avanço na fase do sinal e o conseqüente sinal negativo na equação da fase. Vale dizer que o fato da velocidade de fase ser maior que a velocidade da luz não viola os princípios de relatividade uma vez que nenhuma informação é transportada por meio da portadora. Na realidade, quando se diz $v_p > c$, não quer dizer que fótons estão propagando com maior velocidade que a luz, mas que padrões de interferência entre a onda eletromagnética e as oscilações do plasma ionosférico fizeram com que a fase da onda resultante varie mais rapidamente. Ou seja, a fase da portadora passa a inverter mais rapidamente apesar de haver um atraso simetricamente maior na chegada do código em virtude da onda demorar mais para atingir o receptor.

A partir do índice de refração ionosférico é possível determinar a distância que o sinal GNSS percorre ao atravessar a ionosfera. A distância entre o receptor (r) e o satélite (s) é dada por (SEEBER, 2003):

$$S = \int_r^s n ds, \quad (3.32)$$

em que n representa, de forma genérica, o índice de refração para a fase ou para o grupo, considerando apenas a refração que ocorre devido à ionosfera.

Considerando que a distância geométrica entre o satélite e o receptor é $\rho = \int_r^s ds$, tem-se que o atraso ionosférico devido à refração ionosférica é dado por $I = \int_r^s n ds - \int_r^s ds$. Substituindo o índice de refração no atraso ionosférico, tem-se:

$$I_p = -\frac{40,3}{f^2} \int_r^s n_e ds, \quad (3.33)$$

$$I_g = \frac{40,3}{f^2} \int_r^s n_e ds. \quad (3.34)$$

O termo $\int_r^s n_e ds$ caracteriza a quantidade de elétrons livres no percurso do sinal GNSS. Supondo esta quantidade de elétrons em uma coluna cuja seção transversal à

propagação do sinal é igual a 1 m^2 , tem-se o conteúdo total de elétrons (TEC) (SEEGER, 2003):

$$TEC = \int_r^s n_e ds, \quad (3.35)$$

cuja unidade é el/m^2 .

A magnitude do atraso ionosférico que ocorre na fase e no grupo dos sinais GNSS pode, portanto, ser simplificada em:

$$I = \frac{40,3}{f^2} TEC, \quad (3.36)$$

de maneira que o atraso ionosférico possui mesma magnitude mas com sentidos contrários para o avanço da fase e o atraso do código.

Uma vez que o atraso ionosférico é proporcional ao TEC e inversamente proporcional à frequência da onda portadora, este tem maior magnitude na portadora L2 em comparação com a portadora L1 do GPS. Neste sentido, uma combinação linear pode ser realizada entre as medidas de pseudodistância e fase para obter uma relação com o atraso ionosférico. Comumente, a combinação linear livre da geometria é utilizada, sendo obtida por meio da diferença entre as observáveis de cada portadora. No caso da diferença entre a portadora L2 e L1, tem-se (CIRAIOLO et al., 2007):

$$(P_2 - P_1) = (I_2 - I_1) + c(\Delta b_s^P + \Delta b_r^P) + \Delta \varepsilon_P, \quad (3.37)$$

$$(\lambda_1 \phi_1 - \lambda_2 \phi_2) = (I_2 - I_1) + (\lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2) + c(\Delta b_s^\phi + \Delta b_r^\phi) + \Delta \varepsilon_\phi, \quad (3.38)$$

onde os efeitos não dependentes da portadora, como o atraso troposférico, erro dos relógios e a distância geométrica foram cancelados.

Nesta combinação, termos adicionais de tendências inter-frequências são inseridos para o satélite (Δb_s) e para o receptor (Δb_r), pois são, também, dependentes da frequência do sinal. Neste caso, a inter-frequência para o código (Δb^P), ou seja o *Differential Code Bias* (DCB) em segundos, representa a diferença do tempo de propagação de cada portadora do sinal GNSS no conjunto de antenas/cabos/receptores, acrescidos de uma imperfeição na modulação e demodulação do código entre as portadoras (ARIKAN et al., 2008; PROL; CAMARGO, 2014). A tendência para a portadora do sinal (Δb^ϕ) é impactada pelos mesmos efeitos, porém, para as observações de fase.

Substituindo o TEC na equação da combinação linear livre da geometria obtêm-se as principais equações que relacionam as observáveis GPS com informações sobre a ionosfera:

$$F(P_2 - P_1) = TEC + F[c(\Delta b_s^P + \Delta b_r^P) + \Delta \varepsilon_P], \quad (3.39)$$

$$F(\lambda_1 \phi_1 - \lambda_2 \phi_2) = TEC + F[(\lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2) + c(\Delta b_s^\phi + \Delta b_r^\phi) + \Delta \varepsilon_\phi], \quad (3.40)$$

com:

$$F = \frac{(f_1^2 f_2^2)}{40,3(f_1^2 - f_2^2)}, \quad (3.41)$$

sendo que a partir destas equações, o TEC pode ser obtido em um processo de ajustamento de observações. Neste ajustamento, as medidas de fase e pseudodistância são usadas como observações e o TEC como parâmetro. O alto nível de ruído nas pseudodistâncias pode ser minimizado por meio de processos de filtragens ou suavizações. As ambiguidades são comumente estimadas em um processo chamado de nivelamento da fase e os DCBs podem ser estimados em conjunto com o TEC no ajustamento das observações. Devido à variação espaço-temporal da ionosfera e do contínuo movimento dos satélites, cada observação do GNSS está relacionada com um respectivo percurso do sinal. As observações coletadas em distintos instantes, portanto, possuem diferentes valores de TEC, cada qual representando distintos pontos na ionosfera. Assim, um conjunto de observações para estimar os vários valores de TEC é comumente utilizado para representar uma superfície ionosférica que varia espacialmente e temporalmente. Na Equação (3.39), o TEC pode, por exemplo, ser substituído por coeficientes harmônicos esféricos que definem uma superfície sobre a ionosfera, de maneira que a contínua variação dos satélites permite obter observações GNSS para diversos pontos na ionosfera (SCHAER, 1999; MANNUCCI et al., 1998).

Vale mencionar que se os DCBs dos satélites e receptores forem conhecidos, a filtragem/suavização das pseudodistâncias for executada, ou então o nivelamento das fases for realizado, o TEC pode ser obtido diretamente por:

$$TEC = F[(P_2 - P_1) - c(\Delta b_s^P + \Delta b_r^P)], \quad (3.42)$$

$$TEC = F[(\lambda_1\phi_1 - \lambda_2\phi_2) - (\lambda_1N_1 - \lambda_2N_2) - c(\Delta b_s^\phi + \Delta b_r^\phi)], \quad (3.43)$$

permitindo determinar diretamente as informações sobre o atraso que a refração ionosférica causa nos sinais GPS.

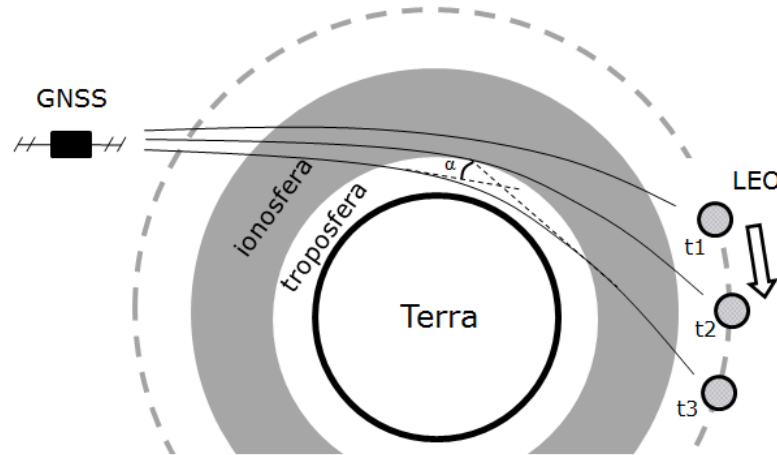
3.3 Rádio-Ocultação GNSS

Normalmente, os receptores GNSS são considerados instalados na superfície terrestre. Na técnica de Rádio-Ocultação GNSS (RO) os receptores são instalados em satélites de baixa órbita (LEO - *Low Earth Orbit*). Diversas missões acoplam receptores GNSS nos satélites de baixa órbita, como as missões CHAMP e GRACE, e permitem realizar medidas de RO sobre a ionosfera. Vale destacar ainda a missão *Constellation Observing System for Meteorology, Ionosphere, and Climate / Formosa Satellite Mission 3* (COSMIC/FORMOSAT-3), cujo propósito foi o de construir e materializar satélites especificamente destinados para rastrear sinais GNSS no intuito de realizar medidas da atmosfera por meio da RO. É com base nestes satélites, arquitetados com uma geometria específica, que grande parte das medidas da ionosfera são realizadas com técnicas de RO.

A geometria de aquisição dos dados para a RO é mostrada na Figura 27. Nesta geometria, quando o satélite LEO fica oculto em relação aos satélites do GNSS, o rastreo

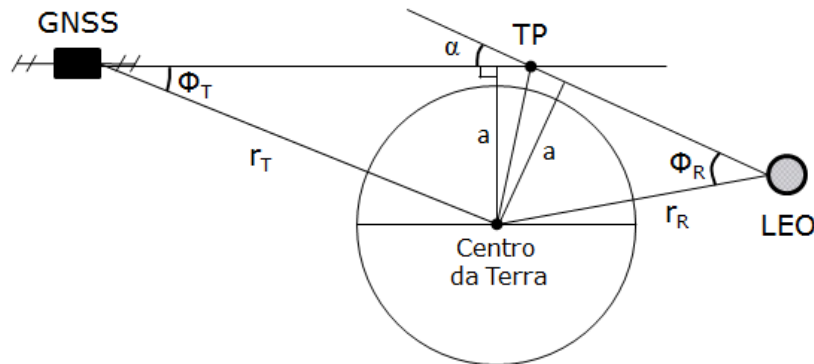
do sinal continua devido à curvatura do sinal causada pela refração atmosférica, sendo que os efeitos que a refração atmosférica causa nos sinais podem ser caracterizados pelo ângulo de curvatura α .

Figura 27 – Geometria da RO para os satélites LEO e GNSS conectados devido à refração atmosférica.



Os parâmetros que permitem determinar o ângulo α são apresentados na Figura 28, onde os ângulos θ_T e θ_R são formados entre o raio que liga os satélites com o ponto tangente (TP - *Tangent Point*).

Figura 28 – Parâmetros envolvidos na geometria da RO.



Fonte: Adaptado de [Schreiner et al. \(1999\)](#).

Recorrendo-se à lei de Bouger e considerando simetria esférica na geometria da RO tem-se o parâmetro de impacto definido por:

$$a = n_T r_T \sin(\theta_T), \quad (3.44)$$

$$a = n_T r_R \sin(\theta_R), \quad (3.45)$$

$$a = n_{TP} r_{TP}, \quad (3.46)$$

onde n_{TP} é o índice de refração em TP e n_T é o índice de refração do percurso do sinal transmitido pelo satélite GNSS até o TP. Além disso, n_R é o índice devido à refração do

sinal que emerge do TP e é rastreado pelo satélite LEO, de maneira que, simplificada, o parâmetro de impacto pode ser entendido como o cateto oposto dos ângulos θ_T e θ_R ; porém, considerando o índice de refração.

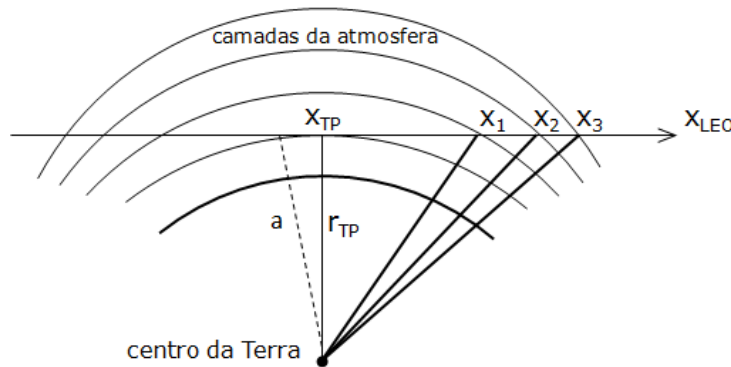
Supondo simetria esférica na atmosfera, o ângulo de curvatura pode ser expresso como (SCHREINER et al., 1999):

$$\alpha = -2 \int_a^\infty d\alpha = -2a \int_{x_{TP}}^{x_{LEO}} \frac{dn/dx}{n(x^2 - a^2)^{1/2}} dx, \quad (3.47)$$

com $x = nr$.

A maneira para realizar a integração pode ser visualizada na Figura 29, cuja integração percorre todos os ângulos de curvatura $d\alpha$ formados desde o TP até o receptor. Na prática, adota-se que o termo final da integração é x_{LEO} visto que o índice de refração no receptor é considerado igual à 1. A multiplicação por 2 representa a simetria esférica da atmosfera, mostrando que a curvatura do sinal é considerada simétrica para ambos os lados do TP.

Figura 29 – Integração da simetria esférica para cálculo do ângulo de curvatura.



Fonte: Adaptado de Syndergaard, Kursinski e Herman (2005).

A derivação dos valores de α e a requer um processo iterativo. Assim, valores iniciais da refração atmosférica são requeridos e iterativamente estimados. A partir de valores iniciais de α e a , realiza-se a inversão da equação da simetria atmosférica e obtém-se o índice de refração no TP. Esta inversão é chamada de transformada integral de Abel, que é dada por (SCHREINER et al., 1999):

$$n_{TP} = \exp\left(\frac{1}{\pi} \int_{x_{TP}}^{x_{LEO}} \frac{\alpha}{(a^2 - x^2)^{1/2}} dx\right), \quad (3.48)$$

de maneira que o índice de refração utilizado e estimado iterativamente é dado por:

$$n = 1 + 77,6 \frac{P_1}{T} + 3,73 \times 10^5 \frac{P_2}{T^2} + 40,3 \frac{n_e}{f^2}, \quad (3.49)$$

onde P_1 representa a pressão total atmosférica do balanço hidrostático em mb (componente seca), T é a temperatura em Kelvin e P_2 é a pressão parcial do vapor de água (componente úmida).

Usualmente, a temperatura advém de modelos externos enquanto a pressão total e a umidade são estimadas recursivamente. Contudo, quando se tem por interesse estimar o índice de refração para as altitudes da ionosfera, os termos dependentes da pressão hidrostática podem ser negligenciados, tornando o sistema iterativo mais simples.

Como visto anteriormente, a componente ionosférica ($40, 3n_e/f^2$) advém de aproximações na equação de Appleton-Hartree. Porém, quando se pretende determinar o índice de refração com a RO, este é obtido por meio do TEC:

$$TEC = \int_{r_{LEO}}^{r_{GNSS}} n_e ds, \quad (3.50)$$

onde a integração é realizada desde o receptor no satélite LEO até o satélite do GNSS.

Considerando a geometria esférica, o TEC pode ser representado como (SCHREINER et al., 1999; LEI et al., 2007):

$$TEC = 2 \int_{r_{TP}}^{r_{LEO}} \frac{r n_e}{\sqrt{r^2 - r_{TP}^2}} dr, \quad (3.51)$$

e similarmente à inversão realizada com o ângulo de curvatura, a transformada de Abel é realizada para derivar a densidade eletrônica. Desta forma, a densidade eletrônica é obtida por (SCHREINER et al., 1999; LEI et al., 2007):

$$n_e = -\frac{1}{\pi} \int_{r_{TP}}^{r_{LEO}} \frac{dTEC}{dr} \frac{1}{\sqrt{(r_{TP}^2 - r^2)}} dr, \quad (3.52)$$

sendo dependente do termo $dTEC/dr$.

No intuito de obter $dTEC$, o TEC pode ser calculado por meio de uma equação similar àquela determinada na Subseção 3.2.2:

$$TEC = F[(\lambda_1 \phi_1 - \lambda_2 \phi_2) - (\lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2) - c(\Delta b_s + \Delta b_r)], \quad (3.53)$$

sendo necessário realizar o nivelamento da fase e a correção do DCB dos receptores instalados nos satélites LEO.

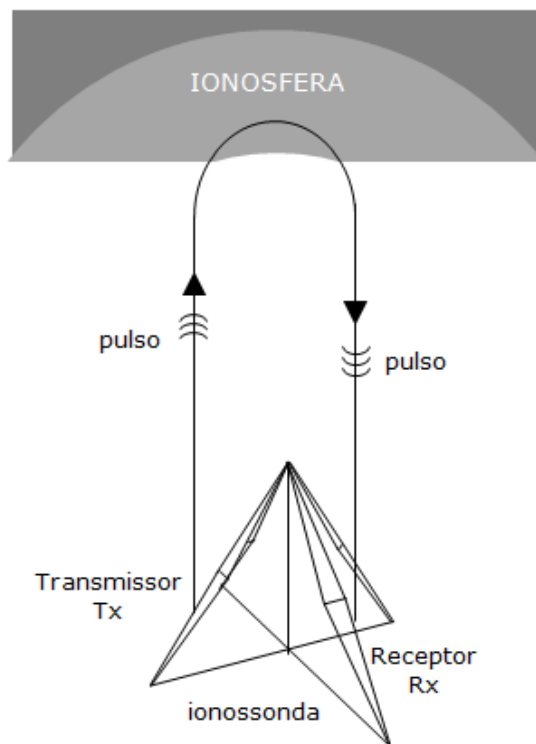
Tipicamente, os termos de tendência e das ambiguidades podem ser estimados pela consideração de que o TEC é aproximadamente zero para a primeira observação da RO. Ou seja, quando o receptor no satélite LEO realiza a primeira medida de fase, o sinal GNSS percorre as partes mais superiores da ionosfera, de maneira que a densidade eletrônica nesta região é aproximadamente nula e o DCB e as ambiguidades podem ser estimados. Em sequência, a variação do TEC ($dTEC/dr$) entre a primeira e segunda medida da RO poderá ser estimada. Desta forma, a rádio-ocultação permite obter medidas de TEC entre os satélites LEO e GNSS. No entanto, é intuitivo notar que o TEC entre o satélite GNSS e o TP será diferente do TEC entre o TP e o satélite LEO. Portanto, a suposição da aproximação esférica inclui significativos erros na estimação, sendo a principal fonte de erros na RO.

3.4 Ionossonda

As ionossondas, ou sondas ionosféricas, são os instrumentos mais antigos para sensoriamento remoto da ionosfera. Observações sobre a ionosfera a partir de ionossondas foram pioneiramente realizadas por Appleton e Barnett em 1926, apesar das ionossondas de terem sido idealizadas por Breit e Tuve em 1925. As primeiras medidas com ionossondas permitiram obter uma estimativa de que os pulsos RF estavam sendo refletidos à cerca de 100 km de altitude. Anos após a II Guerra Mundial, avanços sobre a sondagem da ionosfera tornaram os equipamentos sofisticados ao ponto de permitir estudar a morfologia da ionosfera para diversas alturas.

As ionossondas são tipicamente construídas com o transmissor e o receptor simultaneamente instalados no mesmo sistema, geralmente contendo duas antenas (transmissora e receptora), uma unidade de geração de pulsos, uma unidade de controle do tempo e a unidade de *display* dos dados. O transmissor é responsável por emitir um pulso na direção vertical para cima em relação ao solo. Numa determinada altitude, o pulso é refletido pela ionosfera e então detectado pelo receptor instalado na ionossonda (Figura 30). A partir do tempo decorrido entre a transmissão e recepção do pulso, bem como das características do sinal que retorna, informações da ionosfera são observadas, como a altura de reflexão e densidade de elétrons nos pontos de reflexão.

Figura 30 – Funcionamento de uma ionossonda.



Fonte: Adaptado de [Schreiner et al. \(1999\)](#).

As ionossondas convencionais transmitem diversos pulsos de ondas HF que variam entre 1 a 30 MHz. Para cada frequência associa-se uma densidade de elétrons responsável pela reflexão do pulso. À medida que a frequência do pulso aumenta, o pulso penetra em maiores altitudes da ionosfera. Em uma dada frequência, encontra-se o pico da densidade de elétrons e, para frequências maiores, o pulso atravessa a ionosfera sem ser refletido. Portanto, a partir das ionossondas é possível obter um perfil do *bottomside* da ionosfera, descrevendo a frequência de reflexão dos pulsos até a altitude de pico da ionosfera (PIGGOTT; RAWER, 1972).

Duas principais medidas podem ser obtidas com a ionossondas: a densidade de elétrons e a altitude nos pontos em que houve reflexão dos pulsos emitidos. A densidade eletrônica pode ser medida por meio da equação de Appleton-Hartree. Considerando a presença do campo geomagnético nesta equação, dois modos de propagação são obtidos quando o pulso penetra na ionosfera. O modo extraordinário depende do campo geomagnético, sendo necessário recorrer à equação completa de Appleton-Hartree para descrever a interação do pulso com o plasma. Contudo, o modo ordinário da onda não é afetado pela presença do campo geomagnético, permitindo realizar uma simplificação. Neste sentido, desprezando os efeitos do campo geomagnético e das colisões entre os elétrons e as partículas neutras, o índice de refração descrito por Appleton-Hartree para o modo ordinário pode ser expresso por:

$$n^2 = 1 - X = 1 - \left(\frac{f_N}{f_o}\right)^2, \quad (3.54)$$

em que $X = n_e q_e^2 / 4\pi^2 \varepsilon_0 m_e f^2$ e f_N é a frequência de oscilação do plasma devido à frequência f_o do sinal incidente no modo ordinário.

A densidade n_e pode ser considerado nula para regiões abaixo da ionosfera. Nestas alturas, $n=1$ e $X=0$. Conforme a densidade de elétrons n_e aumenta, os valores de X aumentam e n diminui. Quando n se anular ocorre a reflexão da onda incidente. Nesta situação, $f_N = f_o$ e, portanto:

$$f_N^2 = \frac{n_e q_e^2}{4\pi^2 \varepsilon_0 m_e} = f_o^2. \quad (3.55)$$

Substituindo os valores das constantes e rearranjando os termos, tem-se:

$$n_e = 1,24 \times 10^{10} f_o^2, \quad (3.56)$$

com f_o na unidade MHz.

No caso da altura onde ocorreu a reflexão, esta pode ser obtida com a seguinte equação (BEYNON; BROWN, 1957):

$$h' = \frac{1}{2} c t, \quad (3.57)$$

onde t é o intervalo de tempo necessário para a transmissão e recepção do pulso e h' é chamada de altura virtual.

As alturas diretamente medidas pelo tempo decorrido na transmissão e recepção do pulso são ditas virtuais, pois a propagação da onda não ocorre na velocidade da luz no vácuo. Na realidade, a velocidade de grupo da onda é inferior à velocidade da luz no vácuo e, portanto, a altura real do ponto de reflexão é sempre menor que a altura virtual. Desta forma, tomando que a onda não viaja com a velocidade da luz no vácuo, a distância entre a ionossonda e o ponto de reflexão pode ser representada pela distância $S = \int_0^{h_r} n ds$, de maneira que a altura virtual é dada por (BEYNON; BROWN, 1957):

$$h' = \int_0^{h_r} n_g dh, \quad (3.58)$$

onde n_g é o índice de refração do grupo, h_r é a altura real de reflexão e dh é a parte infinitesimal da distância vertical.

Uma vez que o índice de refração de fase pode ser aproximado em $n_p = \sqrt{1 - (f_N/f_0)^2}$ e que $n_g = n_p - f(dn_p/df_0)$, tem-se que o índice de refração do grupo é dado por (BEYNON; BROWN, 1957):

$$n_g = \frac{1}{\sqrt{1 - (f_N/f_0)^2}}. \quad (3.59)$$

Substituindo n_g na equação da altura virtual, tem-se:

$$h' = \int_0^{h_r} \frac{1}{\sqrt{1 - (f_N/f_0)^2}} dh. \quad (3.60)$$

Aplicando a transformada da inversão de Abel, obtém-se a seguinte integral:

$$h_r = \frac{2}{\pi} \int_0^{f_v} \frac{h'}{\sqrt{f_v^2 - f^2}} df, \quad (3.61)$$

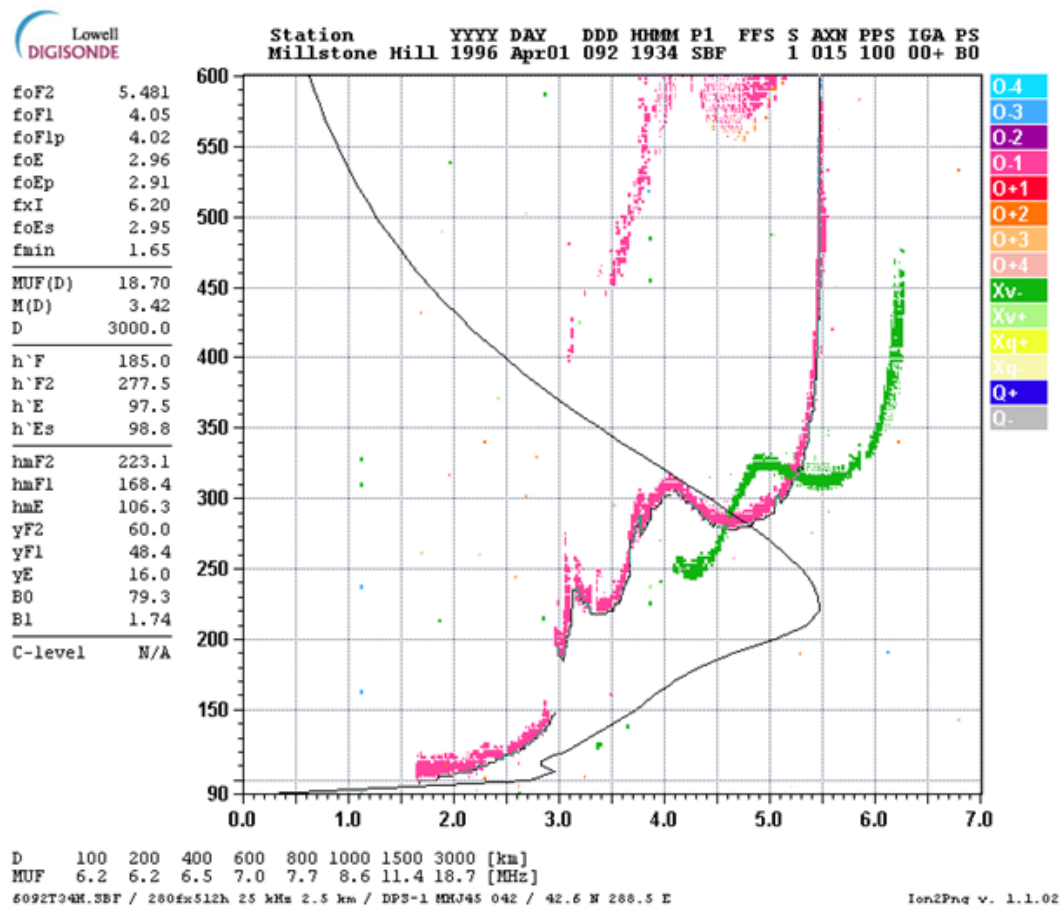
onde f_v é a frequência que incide verticalmente na ionosfera, ou seja, é a máxima frequência para a correspondente altura de reflexão.

Desta forma, é possível obter a altura real a partir das medidas diretas da altura virtual, sendo que, para cada ponto de reflexão de um perfil, a integração é realizada variando f de zero até f_v da correspondente altura de reflexão.

Como resultado das medidas de ionossonda, tem-se um gráfico da altura virtual de reflexão em função da frequência refletida, denominado ionograma. A Figura 31 apresenta um ionograma, mostrando os principais parâmetros ionosféricos que podem ser medidos manualmente ou com auxílio de algoritmos específicos. As camadas E e F podem ser caracterizadas por frequências críticas (f_oE , f_oF1 , f_oF2) e alturas virtuais do pico ($h'E$, $h'F1$, $h'F2$), de maneira que um processamento nos dados é necessário para obter as alturas reais do pico (hmE , $fmF1$ e $fmF2$). Por meio do ionograma da Figura 31, notam-se

dois traços, sendo o traço O referente à componente ordinária e o traço X referente à componente extraordinária. Além disso, a curva preta representa o perfil da ionosfera obtida a partir de processamento de dados, mostrando que um cálculo pode ser realizado para obter a altura real, bem como para extrapolar a densidade eletrônica para as alturas mais elevadas.

Figura 31 – Exemplo de Ionograma advindo de ionossonda.



Fonte: <<http://www.hfunderground.com/wiki/File:Ionogram.png>> (Último acesso em Fevereiro de 2019).

4 Métodos de Modelagem e Imageamento da Ionosfera

Neste trabalho, os modelos ionosféricos que não usam dados do GNSS foram divididos em quatro grupos: modelos perfiladores, modelos empíricos, semi-empíricos e físicos (ou teóricos). Esta classificação de modelos ionosféricos foi realizada para modelos que não usam o GNSS como instrumento de observação da ionosfera. Com a inclusão do GNSS como meio de observação, distintos modelos surgiram com características peculiares no que se refere aos métodos para modelagem ionosférica. Apesar dos modelos derivados de observações do GNSS poderem ser considerados conceitualmente como empíricos, ou seja, baseados em análises estatísticas das observações, tais modelos são incluídos em uma quinta classificação neste trabalho, designada por modelos baseados no GNSS. Adicionalmente, modelos que utilizam dados GNSS aliados com medidas de sondas ionosféricas vêm emergindo nos últimos anos. Estas relativamente novas abordagens de modelos vêm sendo identificados como modelos de assimilação de dados ou então como modelos de ingestão de dados, incluídos neste trabalho como uma sexta classificação de modelos ionosféricos. No intuito de apresentar uma revisão geral dos conceitos utilizados pelos principais modelos ionosféricos, este capítulo apresenta nas Seções 4.1, 4.2, 4.3 e 4.4 alguns dos principais aspectos dos modelos perfiladores, empíricos, físicos e semi-empíricos, respectivamente. Além disso, a Seção 4.5 apresenta alguns das principais conceitos utilizados nos modelos baseados no GNSS e a Seção 4.6 apresenta os modelos de assimilação de dados.

4.1 Modelos Perfiladores

Os modelos perfiladores foram os primeiros modelos desenvolvidos para representar a ionosfera. A intenção principal está em descrever o comportamento da densidade eletrônica em função da altitude, bem como definir expressões matemáticas que descrevem os perfis obtidos por sondas ionosféricas. Com base em medidas de, p. ex., ionossondas para uma específica posição geográfica e hora, os modelos perfiladores definem funções matemáticas que melhor se ajustam aos perfis ionosféricos verticais. Desta forma, os modelos perfiladores se preocupam em descrever as camadas verticais da ionosfera (D, E, F e Topo) e permitem analisar matematicamente, além da altitude e densidade de pico, a forma (*shape*) com que a ionosfera varia com a altitude.

Dentre os principais modelos perfiladores pode-se citar o modelo exponencial, o modelo de Chapman e o modelo de Epstein. Os três modelos representam a ionosfera por meio de funções exponenciais, onde as principais equações destes modelos são dadas por:

Modelo Exponencial:

$$n_e = n_m \exp\left(-\frac{h - h_m}{H_s}\right). \quad (4.1)$$

Modelo Chapman:

$$n_e = n_m \exp\left(\frac{1}{2}\left[1 - \frac{h - h_m}{H_s} - \exp\left(-\frac{h - h_m}{H_s}\right)\right]\right). \quad (4.2)$$

Modelo Epstein (*Sech-squared*):

$$n_e = n_m \operatorname{sech}^2\left(\frac{h - h_m}{H_s}\right), \quad (4.3)$$

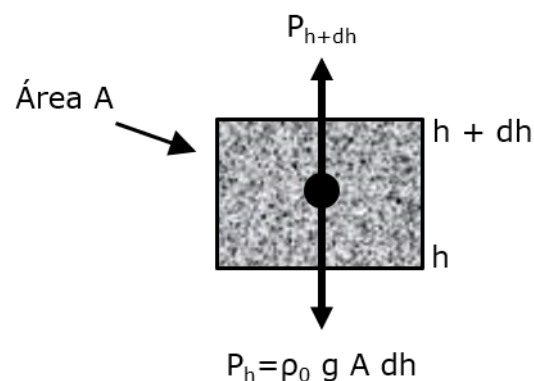
em que *sech* representa a secante hiperbólica, n_m o pico da densidade eletrônica do perfil e H_s a escala de altura.

Na realidade, estes três modelos apresentados não foram obtidos arbitrariamente, mas derivam de suposições sobre a ionosfera e de algumas deduções matemáticas. As próximas subseções apresentam alguns dos principais conceitos na dedução dos modelos Exponencial e de Chapman e mais detalhes sobre o modelo de Epstein podem ser encontrados em [Rawer \(1983\)](#) e [Radicella e Leitinger \(2001\)](#).

4.1.1 Modelo Exponencial

O modelo exponencial foi pioneiramente desenvolvido supondo a termosfera em equilíbrio hidrostático. A Figura 32 apresenta a relação entre os parâmetros do equilíbrio hidrostático, na qual P representa a pressão térmica das moléculas no topo ($h + dh$) e na parte inferior (h) de uma parcela de ar. A pressão P_h é maior que P_{h+dh} , visto que regiões mais próximas da superfície terrestre normalmente possuem maior temperatura T e maior densidade dos gases ρ_0 .

Figura 32 – Parâmetros do equilíbrio hidrostático em uma parcela de ar.



No equilíbrio hidrostático o peso $\rho_0 g dh$ é balanceado com o gradiente de pressão $\Delta P = P_h - P_{h+dh}$, de maneira que os gases neutros permanecem sem movimentos verticais, ou seja:

$$(P_h - P_{h+dh})A = \rho_0 g A dh, \quad (4.4)$$

e rearranjando os termos, tem-se:

$$\frac{P_{h+dh} - P_h}{dh} = \frac{dP}{dh} = -\rho_0 g. \quad (4.5)$$

Considerando a equação geral dos gases perfeitos $\rho_0 = \frac{PM_0}{RT}$, pode-se escrever que o gradiente de pressão é função da temperatura (T), da constante dos gases perfeitos (R) e do peso molecular do ar (M_0):

$$\frac{dP}{P} = -\frac{M_0 g}{RT} dh, \quad (4.6)$$

cuja integral pode ser expressa como:

$$\ln P_h - \ln P_0 = -\frac{M_0 g}{RT} h, \quad (4.7)$$

e solução dada por:

$$P_h = P_0 \exp\left(-\int_{h_0}^h \frac{M_0 g}{RT} dh\right), \quad (4.8)$$

sendo h a altura da parcela de ar considerada e h_0 uma altura utilizada como referência, ou seja, uma altura onde P é conhecido e dado por P_0 .

Lembrando que $\rho_0 = \frac{PM_0}{RT}$ e substituindo a densidade dos gases em P e P_0 na equação exponencial, bem como supondo apenas a densidade de elétrons na ionosfera, obtém-se:

$$n_e = n_0 \frac{T_0}{T} \exp\left(-\int_{h_0}^h \frac{M_0 g}{RT} dh\right), \quad (4.9)$$

com n_0 representando a densidade eletrônica para a altura de referência.

Além disso, supondo a temperatura constante para as distintas altitudes, obtém-se a simplificação $n_e = n_0 \exp\left[-\int_{h_0}^h \frac{1}{H_s} dh\right]$, onde a altura de escala H_s é dado por:

$$H_s = \frac{RT}{M_0 g}. \quad (4.10)$$

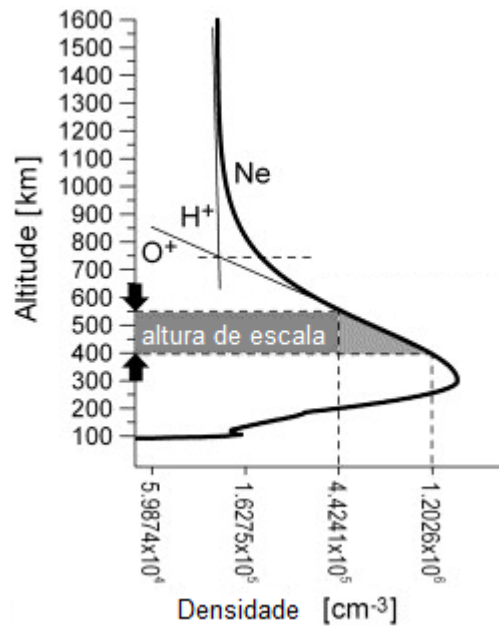
Ao considerar a altura de escala constante e uma vez que n_m pode ser conhecido por meio de instrumentos como as ionossondas ($n_0 = n_m$), o modelo exponencial pode ser expresso como:

$$n_e = n_m \exp\left(-\frac{h - h_m}{H_s}\right), \quad (4.11)$$

de maneira que esta expressão é normalmente aplicada para a região superior da ionosfera, onde o perfil ionosférico diminui exponencialmente para cima do pico h_m .

Vale ressaltar que a altura de escala H_s é um importante parâmetro para analisar a ionosfera com os modelos perfiladores, pois descreve a forma do perfil ionosférico. A Figura 33 apresenta seu significado geométrico, onde, na prática, pode ser considerado como a distância vertical em que a densidade eletrônica varia por um fator exponencial ($e=2,718$).

Figura 33 – Ilustração esquemática que descreve o significado prático da altura de escala em perfis ionosféricos representados por funções exponenciais.



Fonte: Adaptado de [Stankov e Jakowski \(2006\)](#).

4.1.2 Modelo de Chapman

Um dos principais modelos perfiladores é o modelo de [Chapman \(1931\)](#), o qual foi deduzido a partir das taxas de produção e perda iônica na equação de continuidade. Nas condições de equilíbrio fotoquímico tem-se que a densidade eletrônica é invariante com o tempo e, portanto, a equação de continuidade da ionosfera pode ser escrita como:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = q - L = 0. \quad (4.12)$$

No modelo de Chapman, a fotoionização é considerada a única fonte de produção de íons. Neste sentido, a taxa de produção iônica é representada como proporcional ao produto da densidade de gases neutros da atmosfera (n) pela intensidade de radiação solar (Φ):

$$q = n \sigma \Phi, \quad (4.13)$$

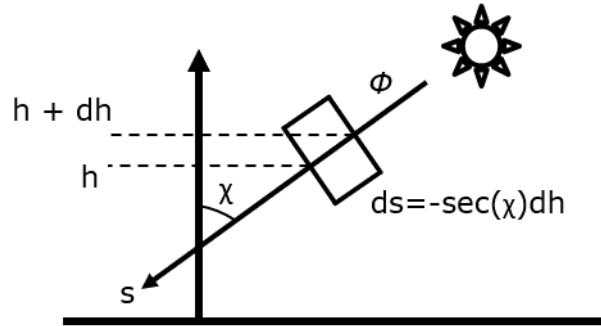
em que σ é a seção transversal da direção de absorção da radiação.

Assumindo que a radiação incide em um ponto infinitesimal na ionosfera com área de intersecção dada por A e espessura ds , tem-se a geometria apresentada na Figura 34. Nesta geometria, o número de moléculas no ponto de intersecção é dado por $nAds$ e a seção transversal da absorção total é dada por $\sigma nAds$. Desta forma, o número de fótons incidentes é dado por ΦA e o número de fótons absorvidos por unidade de tempo é dado por $\Phi \sigma nAds$. Derivando a intensidade dos fótons incidentes em ds , tem-se:

$$\frac{d\Phi}{ds} = -n \sigma \Phi, \quad (4.14)$$

de maneira que ao passo que a quantidade de moléculas aumenta a variação da intensidade da radiação diminui. Assim, a intensidade da radiação possui um máximo no topo da atmosfera e diminui ao passo que penetra nas camadas mais densas da atmosfera.

Figura 34 – Geometria da radiação solar incidente na ionosfera.



Uma vez que a radiação solar incide na ionosfera com ângulo zenital χ , tem-se:

$$ds = -\frac{dh}{\cos \chi} = \sec \chi dh, \quad (4.15)$$

o que permite deduzir que $d\Phi/\Phi = \sigma n \sec \chi dh$.

Utilizando a notação de que Φ_∞ representa a intensidade da radiação para o topo da ionosfera e que $h = \infty$ é a altitude do topo, tem-se:

$$\int_{\Phi_\infty}^{\Phi} \frac{d\Phi}{\Phi} = -\sigma \sec \chi \int_h^{\infty} ndh. \quad (4.16)$$

Resolvendo a integral, encontra-se que a intensidade em uma altitude h é dada por:

$$\Phi = \Phi_\infty \exp[-\sigma \sec \chi \int_h^{\infty} ndh], \quad (4.17)$$

de maneira que ao considerar $n = n_0 \exp(-\frac{h-h_0}{H_s})$ e assumindo que o fator de escala independe da altitude obtém-se a função de Chapman para a intensidade da radiação solar:

$$\Phi = \Phi_\infty \exp[-\sigma \sec \chi H_s n_0 \exp(-\frac{h-h_0}{H_s})]. \quad (4.18)$$

Lembrando que a taxa de produção iônica é dada por $q = \sigma n \Phi$, obtém-se:

$$q = \sigma n_0 \Phi_{\infty} \exp\left[-\frac{h - h_0}{H_s} - \sigma \sec \chi H_s n_0 \exp\left(-\frac{h - h_0}{H_s}\right)\right], \quad (4.19)$$

onde, ao considerar que a altitude de referência coincide com a altitude de pico h_m , tem-se que $\frac{dq_m}{dh} = 0$, o que ocorre quando $\frac{h-h_0}{H_s} = 0$, $\chi = 0$ e $\sigma H_s n_0 = 1$.

Lembrando que $\exp(1) = 0$ e substituindo as equações para o ponto máximo de produção iônica, encontra-se:

$$q = q_m \exp\left[1 - \frac{h - h_0}{H_s} - \exp\left(-\frac{h - h_0}{H_s}\right)\right], \quad (4.20)$$

onde q_m representa a taxa de produção iônica na altitude de pico.

Além disso, no equilíbrio da equação de continuidade, tem-se que $q = \alpha n_e^2$. Logo, o modelo de Chpaman pode ser expresso por:

$$n_e = n_m \exp\left(\frac{1}{2}[1 - z - \exp(-z)]\right), \quad (4.21)$$

com:

$$z = \frac{h - h_m}{H_s}, \quad (4.22)$$

sendo que esta equação caracteriza a densidade eletrônica na ionosfera por meio de um balanço entre os processos de ionização e recombinação dos gases na ionosfera, onde, à medida que a altitude aumenta, existe uma relação entre o decréscimo exponencial dos gases neutros com o aumento exponencial da ionização solar.

Vale destacar que algumas variações da função Chapman vêm sendo elaboradas, sendo tradicionalmente chamadas de funções modificadas. Como exemplo, uma nova abordagem da função de Chapman vem sendo avaliada pelo IRI como proposta de um novo modelo para representar o topo da ionosfera. Esta nova função foi primeiramente proposta por [Rishbeth e Garriott \(1969\)](#) descrevendo a ionosfera com uma função que possui a altura de escala H_s variante com a altitude e sendo identificada por Vary-Chap ([BILITZA et al., 2011](#)).

4.2 Modelos Empíricos

Apesar de normalmente utilizarem as equações matemáticas dos modelos perfiladores, os modelos empíricos são construídos no intuito de representar a ionosfera globalmente ou regionalmente. Desta forma, os modelos empíricos não se preocupam em apenas descrever a função que melhor se ajusta a um específico perfil ionosférico, mas é necessário determinar a relação de diversos perfis ionosféricos em função da latitude, longitude e hora local. Neste sentido, os modelos empíricos são baseados em observações de dados de diversas sondas ionosféricas, tais como ionossondas, radares de espalhamento

e sondas instaladas em satélites e foguetes. O principal objetivo dos modelos empíricos é de descrever comportamentos periódicos da ionosfera mostrando, por exemplo, a média do comportamento mensal ou sazonal em um modelo global ou regional da ionosfera. Por concepção, os modelos empíricos não são capazes de representar a ionosfera em instantes ou regiões de alta variabilidade ionosférica. Além disso, os modelos empíricos não são muito realísticos em regiões com baixa quantidade de instrumentos. Contudo, para regiões com grande quantidade de dados e em instantes de baixa atividade geomagnética, a variabilidade diária da ionosfera pode se distanciar dos valores médios por apenas 10% à 30%.

Os modelos empíricos são baseados em funções que representam os perfis ionosféricos, como as funções de Chapman e Epstein. Normalmente, os parâmetros que definem as funções dos perfis são estimados com auxílio de harmônicos esféricos e posições referenciadas ao sistema geomagnético. As variações diurnas dos parâmetros das funções são, portanto, representadas como uma combinação de coeficientes multiplicados por senos e cossenos, no mesmo estilo de uma série de Fourier. Dois dos principais modelos empíricos são o IRI, desenvolvido pela *National Aeronautics and Space Administrations* (NASA) (BILITZA et al., 2011) e o NeQuick, desenvolvido pelo *International Center for Theoretical Physics* (ICTP) (NAVA; COISSON; RADICELLA, 2008). A próxima subseção apresenta os principais conceitos utilizados no IRI, sendo que mais informações sobre o NeQuick podem ser obtidas em Nava, Coisson e Radicella (2008), Radicella e Leitinger (2001) e Di Giovanni e Radicella (1990).

4.2.1 International Reference Ionosphere

O IRI é um modelo empírico global da ionosfera baseado em diversas fontes de dados de sondas espaciais e terrestres. O modelo foi desenvolvido e continua sendo aprimorado pelo *Committee on Space Research* (COSPAR) e pela *International Union of Radio Science* (URSI) em conjunto com membros de várias nações, com a intenção de obter componentes que descrevem a ionosfera, tais como densidade dos elétrons e íons, temperatura, composição iônica, velocidade do plasma e TEC (BILITZA et al., 2014).

A versão mais recente do IRI descreve o perfil a partir da divisão da ionosfera em seis camadas (D, E-*valley*, E-F, F1, F2 e *Topside*) (BILITZA, 1990). A Figura 35 apresenta a subdivisão da ionosfera nas seis camadas que o IRI considera, sendo que diversas são as opções para o cálculo da densidade eletrônica.

No caso da região *Topside*, o IRI utiliza as mesmas equações do NeQuick, sendo representada por:

$$n_e = \frac{4n_m}{1 + \exp(z)} \exp(z), \quad (4.23)$$

com:

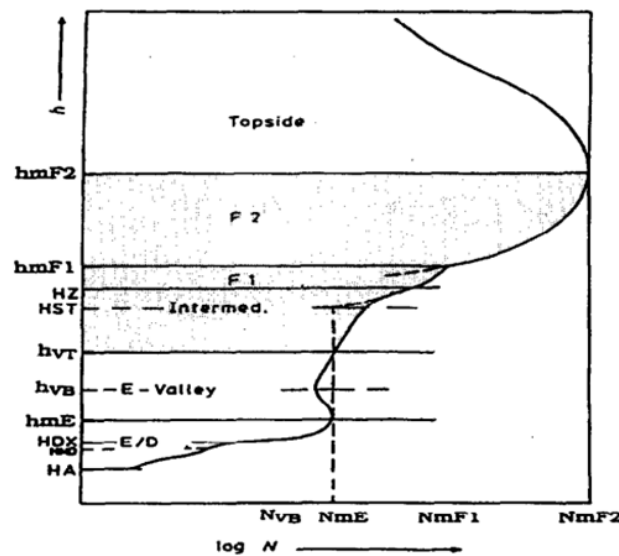
$$z = \frac{h - h_m}{H_0 \left[1 + \frac{12,5(h-h_m)}{100H_0 + 0,125(h-h_m)} \right]}, \quad (4.24)$$

onde o fator de escala H_0 é dado por:

$$H_0 = \frac{kB_{2bot}}{v}, \quad (4.25)$$

sendo que B_{2bot} é um parâmetro de espessura do *bottomside* da ionosfera e v é um termo de conectividade. A partir de uma relação empírica, obteve-se que $k = -7,77 + 0,97\left(\frac{h_m}{B_{2bot}}\right)^2 + 0,153n_m$ de Outubro à Março e $k = 6,705 - 0,014R_{12} - 0,008h_m$ de Abril a Setembro, em que R_{12} é o número de manchas solares suavizado por uma média móvel.

Figura 35 – Divisão das camadas ionosféricas considerada pelo IRI.



Fonte: Bilitza (1990)

No caso das camadas do *bottomside*, a densidade eletrônica é descrita por meio da formulação introduzida por Ramakrishnan e Rawer (1972):

$$n_e = \frac{n_m \exp(-X^{B_1})}{\cosh(X)}, \quad (4.26)$$

com:

$$X = \frac{h_m - h}{B_0}, \quad (4.27)$$

sendo \cosh o cosseno hiperbólico, B_1 um fator de escala do *bottomside* e B_0 um fator de espessura.

Os parâmetros B_0 e B_1 são imprescindíveis na definição do formato do perfil ionosférico nas camadas inferiores. Atualmente, algumas opções existem para o cálculo destes parâmetros, podendo-se utilizar do modelo de Gulyaeva (1987), o modelo de Bilitza

et al. (2000) ou então o que está atualmente recomendado pelo IRI, sendo desenvolvido com base em harmônicos esféricos por Altadill, Torta e Blanch (2009).

Vale ressaltar que algumas particularidades são incluídas para a definição das camadas D, E-*Valley*, E-F e F1. A camada F1, por exemplo, é definida por meio de cálculo estatísticos (REINISCH; HUANG, 2000), onde se houver probabilidade de sua aparição ela é definida por meio de funções de Epstein. A região intermediária E-F é a região aonde a camada F se mistura com o *bottomside*, sendo dependente tanto da altitude de pico da região F2 ($h_m F2$) quanto da altitude de pico da região E ($h_m E$). A camada E-*Valley* é totalmente dependente dos parâmetros que definem a camada E, tais como $h_m E$ e $f_o E$, sendo descrita pelo modelo desenvolvido por Kouris e Muggleton (1973). Já a camada D é definida por meio do pico de altitude $h_m D$ e do pico de frequência $f_o D$, pelos quais a única fonte de observações confiáveis é advinda de foguetes. Atualmente há três opções para descrever a camada D, desenvolvidas por Friedrich e Torkar (2001), Mechtly e Bilitza (1974) e Danilov e Smirnova (1995), cuja densidade eletrônica do perfil é calculada por meio de funções de Epstein.

Os valores de frequência crítica ($f_o F2$) e de M(3000)F2 são uns dos mais importantes para a definição dos perfis em escalas globais, sendo que estes advêm dos coeficientes definidos pelo *Comité Consultatif International des Radiocommunications* (CCIR) ou pelos coeficientes estimados pela URSI. Vale destacar que o termo M(3000)F2 representa a razão da Máxima Frequência Utilizável (MUF) à uma distância de 3000 km e a $f_o F2$. Além desses, alguns parâmetros destacam-se como principais valores de entrada ao modelo, como o número de manchas solares (R12), o fluxo de radiação solar por unidade de frequência no comprimento de onda de 10,7 cm (F10.7), o índice global da ionosfera baseado em dados de ionossonda (IG12), bem como índices de tempestades geomagnéticas (Ap e Kp). Além disso, as posições geomagnéticas são advindas dos coeficientes constantemente atualizados do IGRF. Desta forma, com base em uma variada quantidade de parâmetros de entrada e modelos empíricos, o perfil da densidade de elétrons pode ser estimado para qualquer posição geográfica com o IRI.

4.3 Modelos Físicos

Os modelos físicos são baseados em equações teóricas que descrevem a dinâmica dos íons e elétrons na ionosfera. Equações como a equação de continuidade e a equação de movimento (Capítulo 2) são comumente solucionadas para descrever a ionosfera. Dentre os principais modelos físicos da ionosfera, pode-se citar o *Low-latitude Ionospheric model* (LION) (BITTENCOURT et al., 2007) e o *Sheffield University Plasmasphere-Ionosphere Model* (SUPIM) (BAILEY; BALAN; SU, 1997). Nestes modelos, a solução das equações básicas são efetuadas separadamente para cada íon ao longo das linhas de campo

geomagnético com o intuito de calcular as densidades, fluxos e temperatura dos elétrons e dos principais íons da ionosfera (O^+ , He^+ , H^+ , N_2^+ , O_2^+ e NO^+).

A equação de continuidade tem por objetivo relacionar os termos de produção e perda iônica com o transporte do plasma. A equação de continuidade para o i -ésimo íon nos modelos físicos é escrita como:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = q - L - \text{div}(n_i v_i), \quad (4.28)$$

de forma que o termo da produção iônica é obtido por meio do conhecimento da intensidade de radiação solar e o termo da perda iônica é determinado a partir do conhecimento das mais importantes reações químicas que acontecem na ionosfera. Desta forma, a equação de continuidade é resolvida numericamente, permitindo determinar a densidade dos íons em função da altitude, latitude e hora local.

As equações de movimento definem o movimento dos íons e elétrons devido às forças que atuam no plasma ionosférico. Consideram-se como principais a força devido ao gradiente de pressão térmica, força da gravidade, campo elétrico, campo geomagnético e forças colisionais. De modo geral, como apresentado no Capítulo 2, a equação de movimento do plasma ionosférico para descrever o transporte dos íons, é:

$$m_i \frac{\partial v_i}{\partial t} = m_i g - \frac{1}{n_i} \nabla(n_i k T_i) + q_i (E + v_i \times B) - m_i v_{in}(v_i - U) - m_i v_{ij}(v_i - v_j), \quad (4.29)$$

sendo necessário definir uma série de considerações sobre as propriedades químicas dos íons e elétrons, temperatura, frequências de colisão, difusão, além da velocidade dos ventos neutros.

Para a solução destas equações que regem o comportamento da ionosfera é necessário informar alguns parâmetros de entrada aos modelos físicos. Os principais parâmetros de entrada são os do fluxo solar, os que definem a atmosfera neutra, os que representam os ventos neutros e a velocidade da deriva eletromagnética. Os parâmetros de fluxo solar podem ser obtidos com modelos como o EUVAC (RICHARDS; FENNELLY; TORR, 1994), que fornece o fluxo de radiação EUV para 37 grupos de comprimentos de onda, e o SOLAR2000 (TOBISKA et al., 2000), que fornece o índice F10.7 e inclui as faixas de raios-X e de Lyman- α , de suma importância para definir a região E. A atmosfera neutra é definida por meio de parâmetros de temperatura e de densidade dos componentes He , O , O_2 , Ar , H e N . Estes parâmetros podem ser obtidos por meio de modelos como o NRLMSIS-00 (PICONE et al., 2002), de maneira que uma relação empírica é normalmente aplicada para obter os parâmetros de entrada dos modelos físicos.

Como a velocidade do vento neutro é pouco conhecida globalmente, formulações empíricas regionais são utilizadas para defini-la. Os ventos neutros podem ser obtidos por meio de modelos empíricos como o HWM93 *thermosphere wind model* (HEDIN, 1992), sendo que estes são de extrema importância em serem estimados pois influenciam na altura

da camada F e nas assimetrias da distribuição de plasma. Já as derivas eletromagnéticas são definidas por meio de parâmetros de velocidade da deriva $E \times B$. As velocidades de deriva possuem variações também de acordo com o clima espacial, sendo normalmente utilizados modelos empíricos, como o proposto por [Scherliess e Fejer \(1999\)](#), para incorporar variações relativas à hora do dia, estação do ano e ciclo solar.

4.4 Modelos Semi-Empíricos

Um dos principais obstáculos no desenvolvimento de modelos empíricos (baseados em dados estatísticos) é a necessidade de um extenso conjunto de observações e de uma grande quantidade de parâmetros, tais como densidade eletrônica, picos das camadas, composição iônica, temperatura do plasma, etc. No caso dos modelos físicos, as principais dificuldades estão no grande consumo computacional para resolver o sistema de equações e na seleção de um sistema consistente para representar os constituintes que definem os íons.

Uma maneira de resolver o dilema sobre a utilização de modelos físicos e/ou empíricos é com o desenvolvimento de modelos semi-empíricos, os quais combinam a parte estatística dos modelos empíricos com a parte teórica dos modelos físicos. Portanto, os modelos semi-empíricos estão numa classificação entre os modelos empíricos e os físicos, sendo baseados tanto em equações que descrevem matematicamente a ionosfera quanto em análises empíricas das observações. Nestes métodos híbridos, modelos teóricos podem ser utilizados para preencher as regiões com escassa quantidade de dados. Por outro lado, os modelos empíricos podem ser utilizados em complemento aos modelos teóricos no intuito de proporcionar um processamento mais rápido para usuários do modelo. No caso em que modelos empíricos complementam os teóricos, a parte teórica é definida pelo conjunto de equações diferenciais de continuidade, movimento e energia. A partir da solução numérica destas equações, perfis de densidade eletrônica são calculados em função da latitude e hora local. Uma vez que o cálculo teórico destes perfis é um processo demorado, os modelos semi-empíricos fazem um ajustamento empírico para gerar coeficientes que representam os perfis. Os coeficientes, por si só, são facilmente armazenados e de simples utilização para reproduzir os perfis da ionosfera.

Tomando o *Semi-Empirical Low-latitude Ionospheric Model* (SLIM) como exemplo, um modelo teórico é utilizado para produzir dados preliminares que permitem reconstruir perfis ionosféricos em função da latitude e hora local. Estes perfis são utilizados para realizar um ajustamento de uma função de Chapman modificada. A função para ajustar os perfis é dada por ([ANDERSON; MENDILLO; HERNITER, 1987](#)):

$$n_e^{top} = n_m \exp[c_{top}(1 - z - \exp(-z))], \quad (4.30)$$

$$n_e^{bot} = n_m \exp[c_{bot}(1 - z - \exp(-z))], \quad (4.31)$$

onde seis parâmetros são estimados em um processo de ajustamento para reproduzir os perfis obtidos dos modelos teóricos: n_m , h_m , c_{top} , H_s^{top} , c_{bot} , H_s^{bot} , em que o subscrito top se refere ao *topside* e bot ao *bottomside*. Nesta equação, o *topside* é desacoplado do *bottomside*, por isso foi chamada de função modificada de Chapman. Os parâmetros estimados são então armazenados em uma base de dados, possibilitando obter posteriores perfis da ionosfera com baixo custo computacional.

No SLIM, os parâmetros n_m e h_m derivam de modelos teóricos. No entanto, algumas estratégias podem ser utilizadas para incorporar observações de sondas ionosféricas. Para isto, antes de realizar o ajustamento da função de perfis, os perfis ionosféricos calculados a partir das equações físicas podem ser corrigidos por valores advindos de observações das sondas ionosféricas. Além disso, alguns modelos semi-empíricos realizam uma normalização dos perfis obtidos dos modelos teóricos e, então, incorporam observações diretas das sondas ionosféricas a partir de uma translação dos perfis.

4.5 Modelos Baseados no GNSS

Os modelos ionosféricos baseados em observações GNSS passaram a ser desenvolvidos mesmo antes do GPS ser declarado totalmente operacional em 1995. Alguns trabalhos pioneiros, como o de [Georgiadiou \(1994\)](#), desenvolveram modelos locais da ionosfera e mostraram serem eficientes em determinar o atraso ionosférico para aplicações com receptores de uma frequência. Após a constelação de satélites GPS estar completa e operacional, o IGS estabeleceu em 1998 o Grupo de Trabalho da Ionosfera (IGS IonoWG – *Ionosphere Working Group of the IGS*), cujo principal objetivo é de monitorar a ionosfera global de maneira contínua. Neste sentido, uma rede global do IGS com estações GPS de duas frequências passou a ser utilizada no desenvolvimento de modelos e os resultados passaram a ser disponibilizados publicamente em formas de mapas globais da ionosfera (GIM). Simultaneamente, modelos regionais da ionosfera começaram a ser desenvolvidos, podendo-se citar modelos como o ModIon ([CAMARGO, 1999](#); [CAMARGO](#); [MONICO; FERREIRA, 2000](#)) e o *La Plata Ionospheric Model* (LPIM) ([BRUNINI, 1998](#); [BRUNINI et al., 2004](#)).

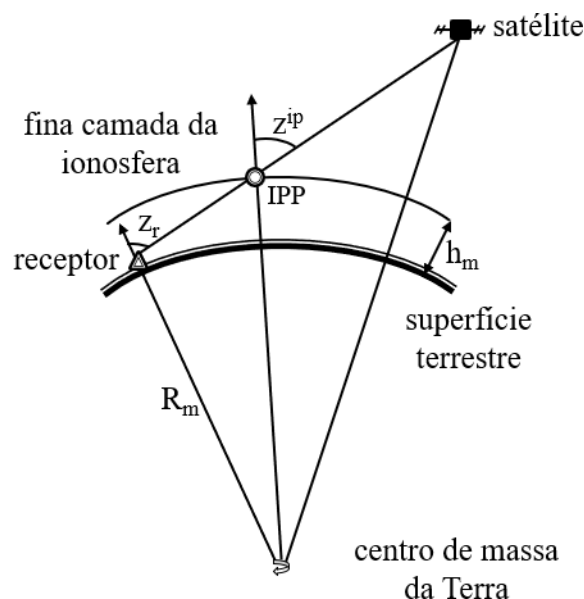
Atualmente, distintas abordagens existem para realizar a modelagem da ionosfera, podendo utilizar modelos polinomiais ou métodos de estimação em uma ionosfera representada por uma grade de células. No intuito de apresentar alguns dos principais conceitos nos modelos baseados no GNSS, as próximas subseções descrevem as bases teóricas dos modelos globais do IGS e alguns modelos ionosféricos regionais construídos para observar a ionosfera sobre a região brasileira e/ou América do Sul.

4.5.1 Modelos Globais do IGS

O IGS deu início à produção dos GIMs em 1998 a partir do IGS IonoWG, formado por quatro centros de análise: *Centre for Orbit Determination in Europe* (CODE), *Jet Propulsory Laboratory* (JPL), *Universitat Politècnica de Catalunya* (UPC) e *European Space Agency* (ESA) (HERNÁNDEZ-PAJARES et al., 2009). Mais recentemente, dois centros de análise foram incorporados, o NRCAN do Canadá e o *Chinese Academy of Sciences* (CAS) da China. Cada centro de análise desenvolveu um método próprio para realizar a modelagem da ionosfera, de maneira que os distintos resultados são disponibilizados em GIMs e em um formato de arquivo padronizado chamado de *IONosphere map EXchange* (IONEX). A partir da solução dos centros, o IGS realiza uma combinação dos resultados e disponibiliza os mapas finais. Cada arquivo GIM dos centros de análise do IGS é divulgado em formato IONEX com uma resolução espacial de $2,5^\circ \times 5^\circ$ em latitude por longitude, compreendendo 13 mapas para representar 24 horas de um respectivo dia com resolução temporal de 2 horas. Adicionalmente, um produto mais recente do IGS, chamado de *UPC Quarter an hour Rapid GIM* (UQRG), vem produzindo mapas com uma resolução temporal de 15 minutos.

Os valores divulgados nos GIMs são de VTEC (*Vertical TEC*), os quais representam o TEC presente nos sinais GNSS projetado para a direção vertical de um ponto na ionosfera, ponto este chamado de *Ionospheric Pierce Point* (IPP). Os IPPs são pontos formados pela intersecção do sinal GNSS com uma fina camada da ionosfera que se localiza, em geral, entre 300 e 450 km acima da superfície terrestre. A Figura 36 apresenta a relação entre os parâmetros que definem o IPP para modelos de camada única.

Figura 36 – Geometria do modelo ionosférico de camada única.



Fonte: Adaptado de Hofmann-Wellenhof, Lichtenegger e Collins (2001).

Tipicamente, a função de mapeamento padrão é utilizada pelo IGS na projeção do TEC no VTEC, sendo expressa como:

$$VTEC = \cos z^{ip} TEC, \quad (4.32)$$

com:

$$\sin z^{ip} = \frac{r_m}{r_m + h_m} \sin z_r, \quad (4.33)$$

em que z_r é o ângulo zenital do trajeto entre o receptor e o satélite, z^{ip} é o ângulo zenital entre o IPP e o satélite e r_m é o raio médio da Terra.

Dentre os centros de análise, o CODE desenvolveu o método disponível no software *Bernease*. Ao substituir a equação da função de mapeamento padrão na equação da fase, obtém-se a equação de observação utilizada na modelagem ionosférica do CODE:

$$F(\lambda_1\phi_1 - \lambda_2\phi_2) = \frac{VTEC}{\cos z^{ip}} + F[(\lambda_1N_1 - \lambda_2N_2) + c(\Delta b_s + \Delta b_r) + \Delta\varepsilon_\phi], \quad (4.34)$$

onde, devido à natureza periódica do efeito da refração ionosférica, o VTEC é representado por meio da seguinte expansão em harmônicos esféricos (SCHAER, 1999):

$$VTEC = \sum_{n=0}^{n_{max}} \sum_{m=0}^n \tilde{P}_{nm}(\sin \varphi_m^{ip}) [a_{nm} \cos(m\lambda_s^{ip}) + b_{nm} \sin(m\lambda_s^{ip})], \quad (4.35)$$

com:

$$\lambda_s^{ip} = \lambda_g^{ip} - \lambda_s, \quad (4.36)$$

onde ϕ_m^{ip} é a latitude magnética do IPP, λ_s^{ip} é a longitude fixa do Sol no ponto penetrante na ionosfera, λ_g^{ip} é a longitude geográfica do IPP na hora *Universal Time* (UT), λ_s é a longitude do Sol ($\lambda_s = \pi - \pi UT/12$) na hora universal UT, n_{max} é o máximo grau da expansão em série, a e b são os coeficientes dos harmônicos esféricos a serem estimados e \tilde{P}_{nm} representa os polinômios associados de Legendre normalizados, de grau n e ordem m . O número de parâmetros estimados é dado por $(n_{max} + 1)^2$ e o CODE expande a série em 15 graus. Além disso, a variação temporal da ionosfera é modelada pela imposição de que os coeficientes variam linearmente no tempo. Para isto, funções do tipo *linear piecewise* são utilizadas. Uma vez que os coeficientes a e b são estimados com as observações do GNSS, os valores de VTEC são calculados para todas as latitudes e longitudes que abrangem as resoluções espaciais definidas pelos GIMs e então os GIMs são disponibilizados.

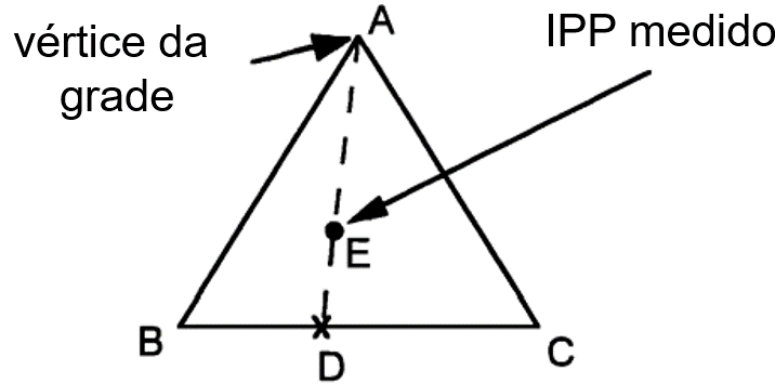
No caso do modelo do JPL, a ionosfera é representada em uma grade triangular a partir de *splines* bicúbicas (MANNUCCI et al., 1998). Neste modelo, a ionosfera é representada por uma fina camada e subdivida em triângulos, como apresentado na Figura 37.

O sinal GNSS intercepta IPPs na ionosfera de maneira que a interpolação do VTEC para o IPP (ponto E na Figura 37) é dada por:

$$VTEC_{ip} = \frac{ED}{AD} VTEC_A + \frac{AE}{AD} \left[\frac{DC}{BC} VTEC_B + \frac{BD}{BC} VTEC_C \right], \quad (4.37)$$

em que AD é o comprimento de arco que liga os pontos A e D e isto ocorre similarmente para todos os arcos formados entre os pontos A, B, C, D e E.

Figura 37 – Geometria para a interpolação do TEC no modelo do JPL.



Fonte: Adaptado de Mannucci et al. (1998).

A partir da Equação (4.37), a seguinte equação de observação para o TEC é construída:

$$TEC = M_{el} \sum_{i=A,B,C} W_i VTEC_i, \quad (4.38)$$

onde $VTEC_i$ representa o VTEC para cada um dos vértices da grade triangular, W_i representa a função de ponderação obtida por meio das derivadas parciais da equação de interpolação e M_{el} é uma função de mapeamento, podendo-se adotar a função geométrica padrão.

Ao utilizar as observações GNSS de fase, pode-se construir a seguinte equação de observação:

$$F(\lambda_1\phi_1 - \lambda_2\phi_2) = M_{el} \sum_{i=A,B,C} W_i VTEC_i + F[(\lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2) + c(\Delta b_s + \Delta b_r) + \Delta\varepsilon_\phi], \quad (4.39)$$

de maneira que os valores de VTEC dos pontos da grade triangular são estimados em um processo de ajustamento de observações, onde impõe-se a injeção de que a soma dos DCBs dos satélites é zero.

Vale ressaltar que outros métodos podem ser aplicados para construir os GIMs. O centro de análise da ESA realiza uma modelagem tridimensional com base nas funções de Chapman (FELTENS, 1998). Considerando a função de Chapman, o TEC é expresso como:

$$TEC = n_m \int_r^s \exp[1 - z - \sec \chi \exp(-z)] ds, \quad (4.40)$$

e, desta forma, a equação de observação na modelagem é dada por:

$$F(\lambda_1\phi_1 - \lambda_2\phi_2) = \frac{n_m H_s}{\cos Z} \int_r^s \exp[1 - z - \sec \chi \exp(-z)] dh + F[(\lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2) + c(\Delta b_s + \Delta b_r) + \Delta \varepsilon_\phi], \quad (4.41)$$

em que z é o ângulo zenital entre o satélite e o receptor, H_s é a altura de escala, dada por $H_s = (h_m - 50)/3$, e n_m e h_m são o pico da densidade eletrônica e a altitude de pico para o instante de menor ângulo zenital $\chi = 0^\circ$, sendo descritos por funções preliminares. Uma vez estimados, os valores de VTEC são utilizados para construir os GIMs.

No caso do centro de análise da UPC, técnicas de tomografia são utilizadas para modelar a ionosfera em duas camadas (HERNÁNDEZ-PAJARES; JUAN; SANZ, 1999). A seguinte equação é usada:

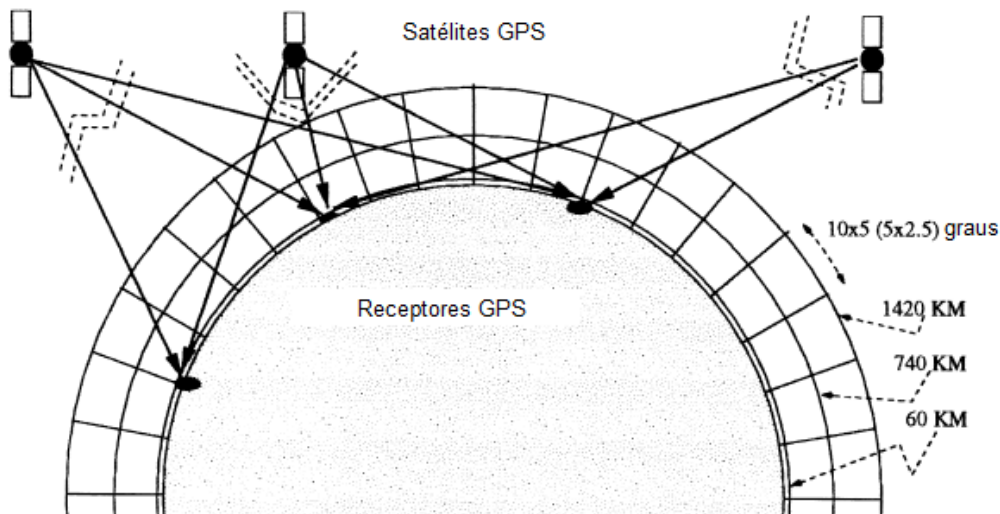
$$\phi_I = (\lambda_1\phi_1 - \lambda_2\phi_2) = cte \int_{r_t}^{st} n_e ds + \lambda_1 b_1 - \lambda_2 b_2, \quad (4.42)$$

onde o termo $\lambda_1 b_1 - \lambda_2 b_2$ inclui os DCBs e as ambiguidades e $cte = 1,05$ m é uma constante. Realizando a diferença da fase com relação ao tempo do primeiro instante de um arco contínuo, tem-se:

$$\frac{\phi_I}{cte} = \int_{r_{t+\tau}}^{st+\tau} n_e ds - \int_{r_t}^{st} n_e ds, \quad (4.43)$$

de forma que com esta diferença de fase entre as observações do instante $t + \tau$ e o anterior t evita a necessidade de estimar os DCBs. A partir disso, o método utilizado pela UPC realiza a subdivisão da ionosfera em um conjunto de células tridimensionais (Figura 38), com resolução de $2,5^\circ$ por 5° em latitude por longitude.

Figura 38 – Subdivisão da ionosfera em células tridimensionais pela UPC.



Fonte: Adaptado de Hernández-Pajares, Juan e Sanz (1999).

A equação de observação é descrita como:

$$\frac{\phi_I}{cte} = \sum_i \sum_j \sum_k (n_e)_{i,j,k} [ds_{i,j,k}^{t+\tau} - ds_{i,j,k}^t], \quad (4.44)$$

em que ds é a distância do sinal GNSS dentro dos limites de cada célula iluminada. As somatórias se referem ao processo similar de uma varredura que percorre todas as células que representam a ionosfera, sendo i, j, k referente à varredura em latitude, longitude e altura. Os parâmetros são diretamente as densidades eletrônicas n_e de cada célula, em que o uso de duas camadas evita a necessidade de uma função de mapeamento fixa para toda a ionosfera.

4.5.2 Modelos Regionais

Os modelos regionais consistem em aplicar técnicas de modelagem no intuito de representar a variabilidade da ionosfera em alguma região específica. No Brasil, dois modelos pioneiros foram desenvolvidos por [Camargo, Monico e Ferreira \(2000\)](#) e [Aguiar \(2010\)](#). Um modelo mais recente foi desenvolvido pelo projeto de Estudo e Monitoramento Brasileiro do Clima Espacial (EMBRACE) baseado no método proposto por [Otsuka et al. \(2002\)](#). Além desses, no intuito de mapear toda a América do Sul, [Brunini et al. \(2004\)](#) desenvolveu o modelo LPIM, cujos resultados são obtidos e disponibilizados em parceria com o *Sistema de Referencia Geocéntrico para Las Américas* (SIRGAS).

O modelo regional da ionosfera desenvolvido por [Camargo, Monico e Ferreira \(2000\)](#) foi identificado por ModIon, onde os dados são advindos da Rede Brasileira de Monitoramento Contínuo (RBMC). O ModIon foi primeiramente construído como uma modificação do modelo proposto por [Georgiadiou \(1994\)](#), cuja principal atualização foi a estimação separada dos DCBs dos satélites e dos receptores. No ModIon, o VTEC é modelado a partir de uma série de Fourier dada por:

$$VTEC = a_1 + a_2\varphi^{ip} + \sum_{i=1, j=2i+1}^{n=4} [a_j \cos(i\varphi^{ip}) + a_{j+1} \sin(i\varphi^{ip})] + a_{n*2+3}h^s + \sum_{i=1, j=2i+10}^{m=4} [a_j \cos(i\varphi^{ip}) + a_{j+1} \sin(i\varphi^{ip})], \quad (4.45)$$

em que a representa os coeficientes a serem estimados, φ^{ip} é a latitude geográfica do IPP e h^s é dado por:

$$h^s = \frac{2\pi}{T}(t^{ip} - 14), \quad (4.46)$$

onde T representa o período, sendo $T = 24$ horas para um dia, e t^{ip} é a hora local do IPP.

A equação de observação do ModIon é dada pela combinação linear livre da geometria usando as pseudodistâncias filtradas pela fase, de maneira que o VTEC da equação é substituído pela série de Fourier e multiplicada pela função de mapeamento padrão para transformar o TEC vertical em inclinado. Considerando a geometria da rede GNSS brasileira, a ordem utilizada na expansão da série é de $n = 4$ e grau $m = 4$, obtendo um total de $n * m + 3 = 19$ coeficientes para serem estimados. Vale destacar que os DCBs dos satélites e receptores são estimados a partir da imposição do conhecimento do DCB de

um receptor da RBMC para a constelação GPS e outro para a constelação do *Globalnaya Navigatsionnaya Sputnikovaya Sistema* (GLONASS).

O processo de ajustamento do Modion foi pioneiramente proposto com o Método dos Mínimos Quadrados (MMQ) na sua forma paramétrica com injunção. Alguns anos após o desenvolvimento do modelo, uma atualização foi realizada no intuito de realizar o processo de ajustamento por meio do Filtro de Kalman (FK), permitindo aplicar a modelagem em tempo real. Aguiar e Camargo (2006) foi o responsável pela atualização do modelo, identificando-o como ModIon-FK, cujos melhores resultados foram obtidos usando o processo aleatório de predição Gauss-Markov.

Além do ModIon-FK, Aguiar (2010) desenvolveu o modelo identificado Grade Ionosférica Brasileira (GIB), onde a ionosfera é modelada em tempo real por meio da geração de uma grade ionosférica e seu respectivo nível de confiança. O GIB foi desenvolvido com base nos trabalhos de Skone (1998) e Komjathy (1997), onde a ionosfera é representada como uma malha regular de células horizontais (latitude por longitude). Assim, observações de TEC são obtidas de maneira irregular e estas observações são utilizadas para a estimativa do VTEC nos pontos da malha regular, chamados de *Ionospheric Grid Points* (IGPs).

O VTEC nos IGPs é modelado por meio da seguinte equação de observação:

$$TEC^{ip} = M_{el} \sum_{i=1}^{i=4} VTEC_i w_i, \quad (4.47)$$

em que $VTEC^{ip}$ representa o TEC observado no IPP, $VTEC_i$ representa o VTEC de cada IGP à ser estimado, que no caso $i = 1 \dots 4$ quando 4 pontos vizinhos são utilizados, e w_i é um fator de ponderação. A escolha da função peso (w_i) é feita arbitrariamente, podendo utilizar a ponderação pelo inverso da distância, interpolação bilinear, spline cúbica, dentre outras. No caso do GIB, o inverso da distância ao quadrado é utilizado. Logo,

$$TEC^{ip} = M_{el} \frac{\sum_1^4 \frac{1}{d_i^2} VTEC_i}{\sum_1^4 \frac{1}{d_i^2}}, \quad (4.48)$$

onde d_i representa a distância do respectivo IGP para o IPP observado.

Uma vez construída a equação de observação, os parâmetros de $VTEC_i$ são estimados por meio do filtro de Kalman no GIB. Além disso, a estimativa do VTEC nos IGPs é realizada utilizando os IPPs que distam entre 250 km à 1000 km dos correspondentes IGPs. No GIB, os DCBs dos satélites são determinados iguais aos DCBs dos arquivos IONEX do IGS de dias anteriores e os DCBs dos receptores são estimados em conjunto com o filtro de Kalman.

Vale destacar ainda dois modelos regionais que tem como principal interesse a representação da ionosfera na América do Sul: o modelo empregado pelo EMBRACE e o LPIM. O modelo empregado pelo EMBRACE é baseado no método desenvolvido

por [Otsuka et al. \(2002\)](#). Este método foi primeiramente aplicado na região do Japão e consiste em três etapas: (1) estimação de médias horárias de TEC, (2) estimação dos erros instrumentais, i. e., os DCBs e (3) mapeamento do TEC absoluto. Na primeira etapa, a equação que relaciona a fase nivelada com o VTEC é utilizada, representada por:

$$\frac{F(\lambda_1\phi_1 - \lambda_2\phi_2)}{M_{el}} = VTEC + \frac{F[(\lambda_1N_1 - \lambda_2N_2) + c(\Delta b_s + \Delta b_r) + \Delta\varepsilon_\phi]}{M_{el}}, \quad (4.49)$$

sendo M_{el} uma função de mapeamento de TEC para VTEC, podendo ser a geométrica padrão.

A partir da Equação de observação (4.49), a média do VTEC de um receptor é estimada em intervalos de uma hora, ou seja, para cada hora do dia haverá um valor médio de VTEC para cada receptor e satélite. Adicionalmente, considera-se que, em uma dada hora, o VTEC em uma área compreendida num raio de 1000 km do receptor é aproximadamente constante, portanto, distintos satélites contribuem para a estimação de um mesmo VTEC horário. A partir disso, em um processo de ajustamento diário, determinam-se os VTECs horários e as tendências diárias dos DCBs.

Na segunda etapa do método, o VTEC estimado em receptores vizinhos passa a ser utilizado. Para isto, considera-se que o VTEC horário em uma área compreendida em $1^\circ \times 1^\circ$ em latitude por longitude é constante. Portanto, os VTECs médios de cada receptor são sobrepostos na área de abrangência e realiza-se um processo de suavização. Este novo VTEC médio é substituído na equação que relaciona o VTEC com a fase nivelada e um novo DCB é estimado com melhor precisão ao obtido na primeira etapa. Por fim, na terceira etapa, o DCB obtido na segunda etapa é substituído na equação que relaciona a fase nivelada com o VTEC e o VTEC é calculado para cada instante da taxa de rastreamento dos dados. Uma vez derivado o VTEC absoluto, os mapas da ionosfera podem ser construídos com métodos de interpolação. Contudo, vale destacar a necessidade de uma rede GNSS bastante densa, visto que o método tira proveito de que o VTEC varia suavemente em receptores vizinhos.

Além do método empregado pelo EMBRACE, outra abordagem, identificada por LPIM, foi desenvolvida por [Brunini \(1998\)](#) no intuito de realizar a modelagem da ionosfera para a América do Sul. Este modelo foi desenvolvido em conjunto com a Universidade Nacional de La Plata (UNLP) e os dados são obtidos em cooperação com o SIRGAS, pela rede SIRGAS-CON (SIRGAS *de Operación Continua*). No LPIM, a ionosfera regional é representada utilizando harmônicos esféricos, sendo a equação dada pela seguinte série ([AZPILICUETA; BRUNINI; RADICELLA, 2006](#)):

$$VTEC = \sum_{i=0}^{n=15} \sum_{m=0}^{i=15} P_{nm}(\sin \varphi_m) \left[a_{im} \cos\left(2\pi \frac{mh_{LT}}{24}\right) + b_{im} \sin\left(2\pi \frac{mh_{LT}}{24}\right) \right], \quad (4.50)$$

onde h_{LT} é a hora local (LT – *Local Time*), φ_m é a latitude geomagnética ou modip do

IPP, P_{nm} representa as funções associadas de Legendre e a e b são os coeficientes à serem estimados.

A latitude modip (*modified dip latitude*) vem mostrando benefícios para descrever a ionosfera em baixas latitudes em comparação com a geomagnética, justificando sua adoção no LPIM. A latitude modip (μ) foi proposta por Rawer (1984) como sendo dada por:

$$\tan \mu = \frac{I}{\sqrt{\cos \varphi}}, \quad (4.51)$$

em que I é a inclinação dipolar do campo geomagnético, usualmente na altitude de 350 km.

O LPIM utiliza observações de fase nivelada, sendo necessário construir arcos de observações contínuas de diferenças de fase. Além disso, a condição *zero mean* é imposta sobre os DCBs, de maneira que a soma dos DCBs dos satélites é igual à zero. Vale dizer que a expansão da série harmônica em 15 graus requer cobertura global de estações GNSS. Portanto, além das estações da rede SIRGAS-CON, o LPIM utiliza de estações globalmente distribuídas pertencentes à rede do IGS.

4.6 Modelos de Assimilação de Dados

Assimilação de dados é fundamentalmente a especificação de um modelo para a estimação e predição de parâmetros a partir de dados que aprimoram a fidelidade do modelo. As técnicas de assimilação de dados são largamente utilizadas em aplicações meteorológicas e, no caso da ionosfera, existe uma complexa relação entre os dados brutos de entrada e as imagens resultantes de densidade eletrônica. Quatro principais estágios podem ser mencionados nos modelos de assimilação de dados: (1) coletar dados brutos e realizar controle de qualidade dos dados; (2) criar grade para representação da ionosfera; (3) determinar densidade eletrônica a priori de cada célula a partir de um modelo empírico ou físico, ou seja, criar um *background* do modelo; e (4) aplicar estratégia de estimação dos parâmetros do modelo utilizando tanto as observações quanto os valores do *background*.

O primeiro estágio é uma parte essencial em qualquer modelo ionosférico, sendo necessário para definir o modelo estocástico que melhor representa as observações. A segunda e a terceira etapa fornecem como saída uma representação da ionosfera advinda de modelos como o IRI ou o SUPIM. A quarta etapa é a de principal interesse nesta seção, onde diferentes estratégias podem ser utilizadas para realizar a estimação dos parâmetros que representam a ionosfera. Dentre os principais métodos de estimação, pode-se citar: ajustamento de perfis usando observações de TEC, técnicas de tomografia, Filtro de Kalman (FK) e métodos variacionais.

A Tabela 3 apresenta um resumo sobre as quatro etapas bem como alguns exemplos de técnicas utilizadas em cada etapa. No exemplo, destaca-se que as observações podem

ser advindas de ionossondas, GNSS, RO e radares de espalhamento. A grade ionosférica pode ser construída considerando duas, três ou quatro dimensões, bem como estratificando a ionosfera em múltiplas camadas. Dentre os modelos para a geração do *background*, destaca-se os físicos, empíricos, semi-empíricos e os baseados no GNSS. Como última etapa, um método de estimação é utilizado. Assim, é possível notar que distintas combinações podem ser realizadas no desenvolvimento de um modelo de assimilação. Por exemplo, a assimilação do GNSS com dados de ionossondas pode derivar de técnicas de tomografia ou mesmo realizando o ajustamento de modelos polinomiais em grades de duas, três ou quatro dimensões.

Tabela 3 – Etapas comumente realizadas nos modelos de assimilação de dados.

Obtenção das Observações	Criação da Grade	Geração do <i>Background</i>	Método de Estimação
Ionossonda	Bidimensional	Modelo Físico	Variacional
GNSS	Tridimensional	Modelo Empírico	FK
RO	Quadridimensional	Semi-Empírico	Polinomial
Radar Esp.	Múltiplas Camadas	Baseados no GNSS	Tomografia

Dentre os principais modelos de assimilação de dados já desenvolvidos para imageamento da ionosfera tem-se os métodos de tomografia, como o *Multi Instrument Data Analysis System* (MIDAS), bem como modelos de assimilação de dados baseados em Filtros de Kalman e métodos variacionais (3DVAR e 4DVAR). No intuito de apresentar os principais conceitos matemáticos destes modelos, as próximas subseções apresentam uma revisão teórica sobre os algoritmos de tomografia e sobre o MIDAS e em seguida são descritos os métodos variacionais e alguns dos principais modelos globais de assimilação de dados.

4.6.1 Tomografia da Ionosfera

O uso de métodos de tomografia para imageamento ionosférico foi primeiramente investigado por pesquisadores da Universidade de Illinois (Estados Unidos), cujos resultados foram apresentados pioneiramente por [Austen, Franke e Liu \(1988\)](#). A técnica empregada foi identificada como Tomografia Computadorizada da Ionosfera (CIT - *Computerized Ionospheric Tomography*), onde a ionosfera é representada como um conjunto de células bidimensionais ou tridimensionais e cada célula possui uma correspondente densidade eletrônica.

A Figura 39 ilustra uma grade da ionosfera contendo nove células tridimensionais, chamadas de voxels (pixels volumétricos). Quando o voxel é seccionado por um sinal, este é identificado iluminado (voxel cinza), mas, em geral, alguns voxels não são iluminados. Considerando n_{ej} a densidade eletrônica para o voxel j , e d_{ij} o comprimento percorrido pelo sinal GNSS i nos limites que interceptam o voxel j , o TEC que atravessa a ionosfera

em voxels pode ser escrito com a seguinte soma finita:

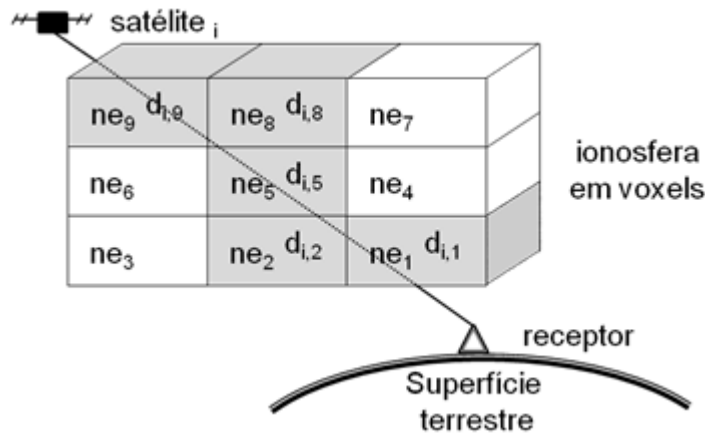
$$TEC = d_{i1}n_{e1} + d_{i2}n_{e2} + d_{i5}n_{e5} + d_{i8}n_{e8} + d_{i9}n_{e9}, \quad (4.52)$$

ou:

$$TEC = \sum_{j=1}^{j_{max}} d_{ij}n_{ej}, \quad (4.53)$$

onde j varia de 1 a j_{max} (número de voxels da grade) e $d_{ij} = 0$ se o sinal não interceptar o voxel correspondente.

Figura 39 – Grade ionosférica tridimensional utilizada na CIT.



Fonte: Adaptado de Prol e Camargo (2015).

Uma vez construída a grade ionosférica da CIT, algoritmos de tomografia são utilizados para estimar a densidade eletrônica em cada célula a partir da solução de um problema inverso da equação do TEC. Em geral, os algoritmos tomográficos são divididos em dois grupos: aqueles baseados em células (*grid-based*) e os baseados em funções (*function-based*).

Nos métodos baseados em células, técnicas algébricas são utilizadas para resolver o problema inverso. A técnica algébrica de reconstrução (ART - *Algebraic Reconstruction Technique*) foi primeiramente utilizada para representar a ionosfera por Austen, Franke e Liu (1988), apesar de ter sido proposta anteriormente por Gordon, Bender e Herman (1970) e Hounsfield (1973) no imageamento de outros objetos. Para representar a ionosfera com a ART, valores iniciais aproximados da densidade eletrônica são necessários para cada célula, podendo, por exemplo, serem obtidos por meio de modelos empíricos como o IRI. Destes valores aproximados constrói-se a imagem inicial (*background*), onde é possível calcular um TEC aproximado de cada sinal GNSS que atravessa a grade, sendo este TEC dado por $\sum_{j=1}^{j_{max}} d_{ij}n_{ej}$. Em seguida, a densidade eletrônica de cada célula é calculada por meio de um processo iterativo que percorre todos os sinais i , de forma que a equação que

define a ART é dada por (PRYSE et al., 1998):

$$n_{ej}^{K+1} = n_{ej}^K + w \frac{TEC_i - \sum_1^{j_{max}} d_{ij} n_{ej}^K}{\sum_1^{j_{max}} d_{ij}^2} d_{ij}, \quad (4.54)$$

onde TEC_i representa o TEC observado de cada sinal GNSS i , n_{ej}^{K+1} corresponde aos valores das densidades eletrônicas obtidas a partir da iteração $K + 1$, n_{ej}^K é a densidade eletrônica incógnita em uma célula j da iteração K , o termo $\sum_1^{j_{max}} d_{ij} n_{ej}^K$ corresponde a uma varredura que percorre as células da grade ionosférica calculando o valor de TEC do *background* e w é um parâmetro de ponderação entre $0 < w < 1$, podendo ser obtido empiricamente.

Vale destacar que a equação da ART assume conhecimento sobre o TEC_i observado para cada satélite i , o que requer a determinação das ambiguidades e dos DCBs previamente à reconstrução tomográfica. Os DCBs podem ser estimados antes da construção do *background*, em conjunto com a modelagem do *background* (impondo injunções sobre os receptores ou satélites) ou ainda durante o processo de iteração da técnica algébrica. Hobiger, Kondo e Koyama (2008) mencionam que para estimar o DCB durante as iterações, este é tratado como células “virtuais” com os respectivos comprimentos dos sinais GNSS nas células iluminadas. Em seguida, no exemplo da condição imposta pelo IGS (*zero-mean*), a média de todas as observações artificiais na grade virtual é considerada igual à zero.

Distintos métodos podem ser realizados além da ART. Enquanto o algoritmo original ART realiza a atualização da densidade eletrônica na grade cada vez que um sinal GNSS i é percorrido, o algoritmo *Simultaneous Algebraic Reconstruction Technique* (SART) faz a atualização da imagem após todos os valores de TEC serem calculados (ANDERSEN; KAK, 1984). Além disso, o algoritmo *Multiplicative Algebraic Reconstruction Technique* (MART) difere da ART na forma com que é realizada a diferença do TEC observado com o TEC advindo do *background*. A técnica MART consiste em uma versão multiplicativa dada pela seguinte expressão (PRYSE et al., 1998):

$$n_{ej}^{K+1} = n_{ej}^K \left(\frac{TEC_i}{\sum_1^{j_{max}} d_{ij} n_{ej}^K} \right)^w d_{ij}/d_{max}, \quad (4.55)$$

em que d_{max} é o maior comprimento d_{ij} do respectivo sinal e nota-se que mesmo quando $\sum_1^{j_{max}} d_{ij} n_{ej}^K > TEC_i$, os valores calculados não serão negativos; assim, uma vantagem ao se utilizar a MART em vez da ART, ou SART, é a garantia de valores não negativos na imagem reconstruída. Vale destacar que diversos algoritmos algébricos são constantemente desenvolvidos para aprimorar as técnicas algébricas, contudo, a maioria é baseada nos princípios da ART, SART ou MART (HOBIGER; KONDO; KOYAMA, 2008; WEN; LIU, 2010; WEN; WANG; NORMAN, 2012).

Já no caso dos modelos baseados em funções, primeiramente, um modelo funcional é construído para relacionar o TEC com a densidade eletrônica em um sistema de equações

lineares:

$$\begin{bmatrix} TEC_1 \\ TEC_1 \\ \dots \\ TEC_{i_{max}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} d_{11} & d_{12} & \dots & d_{1j_{max}} \\ d_{21} & d_{22} & \dots & d_{2j_{max}} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ d_{i_{max}1} & d_{i_{max}2} & \dots & d_{i_{max}j_{max}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} n_{e1} \\ n_{e2} \\ \dots \\ n_{ej_{max}} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ \dots \\ V_j \end{bmatrix}, \quad (4.56)$$

de maneira que V_j representa os resíduos das observações advindas do GNSS e cada célula da grade ionosférica possui uma incógnita de n_e .

Assim, uma função matricial pode ser construída com a seguinte forma:

$$\mathbf{l}_b = \mathbf{A}\mathbf{x} + \mathbf{v}, \quad (4.57)$$

onde \mathbf{l}_b corresponde ao vetor das observações de TEC, \mathbf{x} é o vetor das densidades eletrônicas a serem estimadas em cada voxel, \mathbf{A} é a matriz jacobiana composta pelos elementos d_{ij} e \mathbf{v} representa o vetor dos resíduos.

Nota-se que \mathbf{x} pode ser estimado em algum processo de ajustamento, mas o número reduzido de sinais com diferentes inclinações torna o sistema mal condicionado. Em geral, este problema pode, também, envolver mais parâmetros que observações, pois existem alguns voxels não iluminados. Além disso, o número de parâmetros é diretamente proporcional ao número de voxels e considerando as dimensões da ionosfera, bem como as variações temporais, este é um método com intenso esforço computacional, tipicamente envolvendo uma inúmera quantidade de parâmetros. Assim, para superar a dificuldade em solucionar o problema inverso $\mathbf{l}_b = \mathbf{A}\mathbf{x} + \mathbf{v}$ por meio de observações do GNSS, os algoritmos tomográficos baseados em funções utilizam uma matriz de mapeamento para transformar o problema em um conjunto de funções de bases ortonormais, usualmente dadas por funções de superfície tais como séries de Fourier e harmônicos esféricos. Neste sentido, o problema pode ser expresso como:

$$\mathbf{l}_b = \mathbf{A}\mathbf{M}\mathbf{w} + \mathbf{v}, \quad (4.58)$$

onde \mathbf{M} representa uma matriz de mapeamento, pela qual é definida pelas derivadas parciais de uma função de superfície (ou funções base) em relação aos coeficientes desta superfície e \mathbf{w} é a contribuição relativa de cada função base, i.e., um vetor com um conjunto de coeficientes incógnitos definidos como os parâmetros do sistema.

Na tomografia baseada em funções, um método de ajustamento de observações pode ser aplicado no intuito de estimar os valores de \mathbf{x} , de tal forma que a densidade eletrônica em cada célula pode ser recuperada com $\mathbf{x} = \mathbf{M}\mathbf{w}$. Dentre as funções que definem a superfície ionosférica, a densidade eletrônica em cada célula pode ser representada por meio da seguinte expressão (BRUNINI et al., 2004):

$$n_e = \sum_{n=0}^{n_{max}} \sum_{m=0}^n f(h) \tilde{P}_{nm} \sin(\varphi_m^{ip}) [a_{nm} \cos(m\lambda^s) + b_{nm} \sin(m\lambda^s)], \quad (4.59)$$

em que $f(h)$ representa a função de um modelo perfilador, tal como o modelo de Chapman.

Integrando a Equação (4.59) obtém-se uma função de superfície com observações de TEC:

$$TEC = \sum_{n=0}^{n_{max}} \sum_{m=0}^n a_{nm} \int_r^s [f(h) \tilde{P}_{nm} \sin(\varphi_m^{ip}) \cos(m\lambda^s)] ds + b_{nm} \int_r^s [f(h) \tilde{P}_{nm} \sin(\varphi_m^{ip}) \sin(m\lambda^s)] ds, \quad (4.60)$$

onde a matriz \mathbf{A} é definida a partir do comprimento dos sinais que interceptam os voxels do sistema, \mathbf{M} é construído a partir da derivada parcial da equação em relação aos coeficientes e \mathbf{w} representa os coeficientes a e b .

Além dos modelos perfiladores, funções ortogonais empíricas (EOF - *Empirical Orthogonal Function*) podem ser utilizadas, de maneira que a função tridimensional da tomografia torna-se:

$$TEC = \sum_{k=1}^{k_{max}} \sum_{n=0}^{n_{max}} \sum_{m=0}^n a_{knm} \int_r^s [\mathbf{E}_k \tilde{P}_{nm} \sin(\varphi_m^{ip}) \cos(m\lambda^s)] ds + b_{knm} \int_r^s [\mathbf{E}_k \tilde{P}_{nm} \sin(\varphi_m^{ip}) \sin(m\lambda^s)] ds, \quad (4.61)$$

onde k representa o modo da EOF e \mathbf{E}_k é o vetor que representa a contribuição das EOFs para cada altitude. Uma solução detalhada do sistema de equações usando EOFs é apresentada por [Mitchell e Spencer \(2003\)](#), onde a decomposição de valores singulares (SVD - *Singular Value Decomposition*) é aplicada e injunções são impostas sobre as EOFs para estas serem assumidas proporcionais a algum modelo perfilador, como o de Chapman.

4.6.2 MIDAS

O *Multi Instrument Data Analysis System* (MIDAS) foi desenvolvido na Universidade de Bath (Inglaterra) como um algoritmo tomográfico para imageamento da ionosfera, podendo, também, ser considerado um modelo de assimilação de dados. O modelo foi primeiramente publicado por [Mitchell e Spencer \(2003\)](#), sendo posteriormente utilizado em diversas aplicações para estudos e modelagem da ionosfera.

Na primeira versão do MIDAS, este foi apresentado como um modelo de tomografia da ionosfera utilizando observações inclinadas de TEC. Nesta versão, o primeiro estágio é a construção de uma grade tridimensional de voxels. Em seguida, calcula-se a distância dos sinais GNSS nas regiões confinadas pelos limites dos voxels. As densidades eletrônicas dos voxels são consideradas constantes em um determinado intervalo de tempo e o problema é expresso pelo sistema de equações dado pela Equação (4.61). A solução dos coeficientes das funções base é dada por:

$$\mathbf{w} = \mathbf{AM}^{-1}\mathbf{l}_b, \quad (4.62)$$

porém, a inversão do termo \mathbf{AM}^{-1} não é obtido trivialmente.

No MIDAS, a decomposição em valores singulares é utilizada para solucionar a inversão do sistema. A decomposição SVD na matriz \mathbf{AM} retorna duas matrizes ortogonais \mathbf{U} e \mathbf{V} e uma matriz diagonal \mathbf{S} com valores singulares:

$$\mathbf{AM}^{-1} = \mathbf{V}[\text{diag}(1/\mathbf{S})]\mathbf{U}^T. \quad (4.63)$$

Portanto, a solução do problema inverso no MIDAS é dada por:

$$\mathbf{w} = \mathbf{V}[\text{diag}(1/\mathbf{S})]\mathbf{U}^T \mathbf{l}_b, \quad (4.64)$$

e finalmente a densidade eletrônica em cada voxel é obtida por $\mathbf{x} = \mathbf{M}\mathbf{w}$.

Além da SVD, imposições são incluídas considerando que a densidade eletrônica possui dependência temporal que varia linearmente. Neste sentido, o algoritmo é estendido em uma versão com dependência temporal a partir da incorporação de informação a priori durante o processo de estimação. As informações a priori são comumente advindas do IRI, mas também podem ser incorporadas a partir de um conjunto de predefinições com o modelo de Chapman.

Vale destacar que algumas variações do MIDAS já foram realizadas, como na apresentada por [Spencer e Mitchell \(2007\)](#), onde o MIDAS foi utilizado como um genuíno modelo de assimilação de dados, onde o processo de estimação foi realizado com o Filtro de Kalman e informações de modelos físicos foram assimiladas. Nesta versão, o modelo incorporou a evolução dinâmica da ionosfera a partir da inclusão de um modelo de velocidade de deriva do plasma por meio de um algoritmo de Filtro de Kalman similar ao apresentado Seção 4.6.3.

4.6.3 Filtro de Kalman para Assimilação de Dados

No Filtro de Kalman (FK), um modelo dinâmico e um modelo de medida são construídos. O sistema de equações do modelo dinâmico para a assimilação de dados na ionosfera é representado como:

$$\mathbf{x}_t = \mathbf{T}\mathbf{x}_{t-1}, \quad (4.65)$$

em que \mathbf{x}_t é o vetor estado no instante de interesse t , i. e., o vetor dos parâmetros de densidade de elétrons em cada voxel, e \mathbf{T} é a matriz de transição para transformar o vetor estado de $t - 1$ para t .

A matriz de transição é geralmente calculada a partir de um modelo da intensidade do campo elétrico em função do dia, da hora, do campo magnético e da velocidade dos ventos neutros. Combinando com a intensidade do campo magnético, a velocidade de deriva da ionosfera é dada por $v = \frac{E \times B}{B^2}$, de maneira que a matriz transição no tempo Δt é

calculada por:

$$\mathbf{T} = \exp[-(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j - v_i \Delta t)^2 / \tau^2], \quad (4.66)$$

onde \mathbf{r}_i e \mathbf{r}_j representam vetores radiais de dois pontos i e j na grade ionosférica e τ é o tempo de correlação da ionosfera.

A aplicação do modelo dinâmico requer o conhecimento da ionosfera no instante inicial do processo de estimação, sendo obtido a partir de modelos físicos e/ou empíricos. Uma vez definidas as condições iniciais, verifica-se na Equação (4.66) que, ao realizar a predição do vetor estado no tempo t , os efeitos de instantes anteriores à t são atenuados exponencialmente com o tempo e com a distância entre os pontos. Como exemplo, [Spencer e Mitchell \(2007\)](#) utilizam uma distância de correlação entre os pontos na ionosfera igual a 200 km e [Scherliess et al. \(2006\)](#) e [Yue et al. \(2010\)](#) adotam a correlação temporal na ionosfera igual à 5 horas.

A Matriz Variância Covariância (MVC) do vetor estado é dada por:

$$\Sigma_{\mathbf{x}_t} = \mathbf{T} \Sigma_{\mathbf{x}_{t-1}} \mathbf{T}^T + \Sigma_{\mathbf{T}_t}, \quad (4.67)$$

onde $\Sigma_{\mathbf{T}_t}$ é a MVC que representa o erro no modelo de transição, sendo definido como uma função gaussiana truncada com variância de 5 TECU no modelo apresentado por [Spencer e Mitchell \(2007\)](#).

O modelo de medida é representado similarmente ao sistema mostrado na tomografia da ionosfera $\mathbf{l}_b = \mathbf{A} \mathbf{x}_t + \mathbf{v}$. Contudo, o sistema de medida no FK é dado de maneira recursiva:

$$\mathbf{x} = \mathbf{x}_t + \mathbf{K}(\mathbf{l}_b - \mathbf{A} \mathbf{x}_t), \quad (4.68)$$

onde \mathbf{K} é a matriz ganho de Kalman:

$$\mathbf{K} = \Sigma_{\mathbf{x}_t} + \mathbf{A}^T (\mathbf{A} \Sigma_{\mathbf{x}_t} \mathbf{A}^T + \Sigma_{\mathbf{l}_b})^{-1}, \quad (4.69)$$

e $\Sigma_{\mathbf{l}_b}$ é a MVC das observações.

Além disso, a MVC dos parâmetros obtidos com o vetor de medida é obtida por:

$$\Sigma_{\mathbf{x}} = (\mathbf{I} - \mathbf{K} \mathbf{A}) \Sigma_{\mathbf{x}_t}, \quad (4.70)$$

de maneira que, em um próximo instante, a atualização dos vetores será tal que $\mathbf{x}_{t-1} = \mathbf{x}$ e $\Sigma_{\mathbf{x}_{t-1}} = \Sigma_{\mathbf{x}}$.

4.6.4 Método Variacional para Assimilação de Dados

Uma grande maioria de modelos de assimilação de dados emprega a análise dos métodos variacionais 3DVAR e 4DVAR. Ambos os métodos consistem, basicamente, na minimização de uma função de custo no intuito de estimar um vetor estado que representa

a densidade de elétrons da ionosfera em três dimensões. Estes métodos se assemelham com o FK, contudo não consideram as variâncias que ocorrem devido às incertezas no modelo dinâmico (BOUTTIER; COURTIER, 2002). A função de custo nos métodos variacionais é definida como:

$$\mathbf{J} = \frac{1}{2}[\mathbf{l}_b - \mathbf{A}\mathbf{x}_t]^T \Sigma_{\mathbf{l}_b}^{-1}[\mathbf{l}_b - \mathbf{A}\mathbf{x}_t] + \frac{1}{2}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_{t-1})\Sigma_{\mathbf{x}_{t-1}}^{-1}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_{t-1}), \quad (4.71)$$

sendo que os passos para obter a solução da função de custo são similares aos usados na minimização do FK e podem ser vistos no trabalho de Bouttier e Courtier (2002).

A solução da função de custo é tradicionalmente chamada de análise do modelo de assimilação e a diferença entre os métodos variacionais está em que o 3DVAR realiza a estimativa dos parâmetros de maneira estática enquanto a ideia do 4DVAR é de utilizar medidas coletadas em diferentes instantes para determinar o vetor estado de densidade de elétrons. Nos modelos que utilizam os métodos 3DVAR e 4DVAR, a densidade de elétrons e a MVC dos estados preditos são geralmente obtidos com a aplicação da técnica de Gauss-Markov, onde a solução das equações de \mathbf{x} e da sua MVC requer alguns dados de entrada, incluindo o modelo de *background*, uma grade ionosférica, correlações entre as densidades eletrônicas e um conjunto de observações.

Os valores resultantes dos métodos variacionais são principalmente dependentes da quantidade, da distribuição geométrica e da qualidade das observações, bem como do *background* utilizado. Tipicamente, modelos empíricos como o IRI ou modelos físicos são utilizados, contudo o impacto destes modelos é reduzido ao aplicar a técnica de Gauss-Markov. A correlação do *background* decresce exponencialmente com o tempo e com a distância entre os pontos da grade. Vale destacar que, normalmente, os modelos que usam 3DVAR ou 4DVAR consideram separadamente as distâncias verticais e horizontais entre as células. Além disso, o tempo de correlação permite que observações do passado sejam consideradas durante a estimativa do estado em um instante futuro. Assim, os modelos são hábeis em assimilar observações de densidade de elétrons e TEC para obter representações tridimensionais da ionosfera com um poderoso algoritmo.

4.6.5 Modelos Globais de Assimilação

Três são os principais modelos globais de assimilação de dados para imageamento da ionosfera: o *Ionospheric Data Assimilation Three-Dimensional* (IDA3D), o *Global Assimilation of Ionospheric Measurements* desenvolvido pela *Utah State University* (USU GAIM) e o *Global Assimilative Ionospheric Model* desenvolvido pelo *Jet Propulsion Laboratory* em conjunto com a *University of Southern California* (JPL/USC GAIM). Os três modelos são implementados com um método similar de estimação a partir do processo de Gauss-Markov dos métodos variacionais.

O IDA3D (BUST; GARNER; GAUSSIRAN II, 2004) foi desenvolvido na *University of Texas* em Austin no intuito de produzir mapas tridimensionais da densidade de elétrons na ionosfera. O IDA3D é baseado na análise 3DVAR, onde a ideia básica é de criar um procedimento para combinar os resultados de um modelo físico ou empírico com dados instrumentais de TEC e densidade de elétrons. O IRI, ou os modelos físicos como o *thermosphere-ionosphere-mesosphere-electrodynamic general circulation model* (TIE-GCM) (ROBLE; RIDLEY, 1994), são comumente utilizados no modelo para obter valores do *background*. Além disso, o FK com processo Gauss-Markov é usado na estimação do vetor estado e das MVCs. O modelo possui uma versão mais recente, pelo qual envolve a dimensão temporal, chamada de *Ionospheric Data Assimilation Four Dimensional* (IDA4D) (BUST et al., 2007).

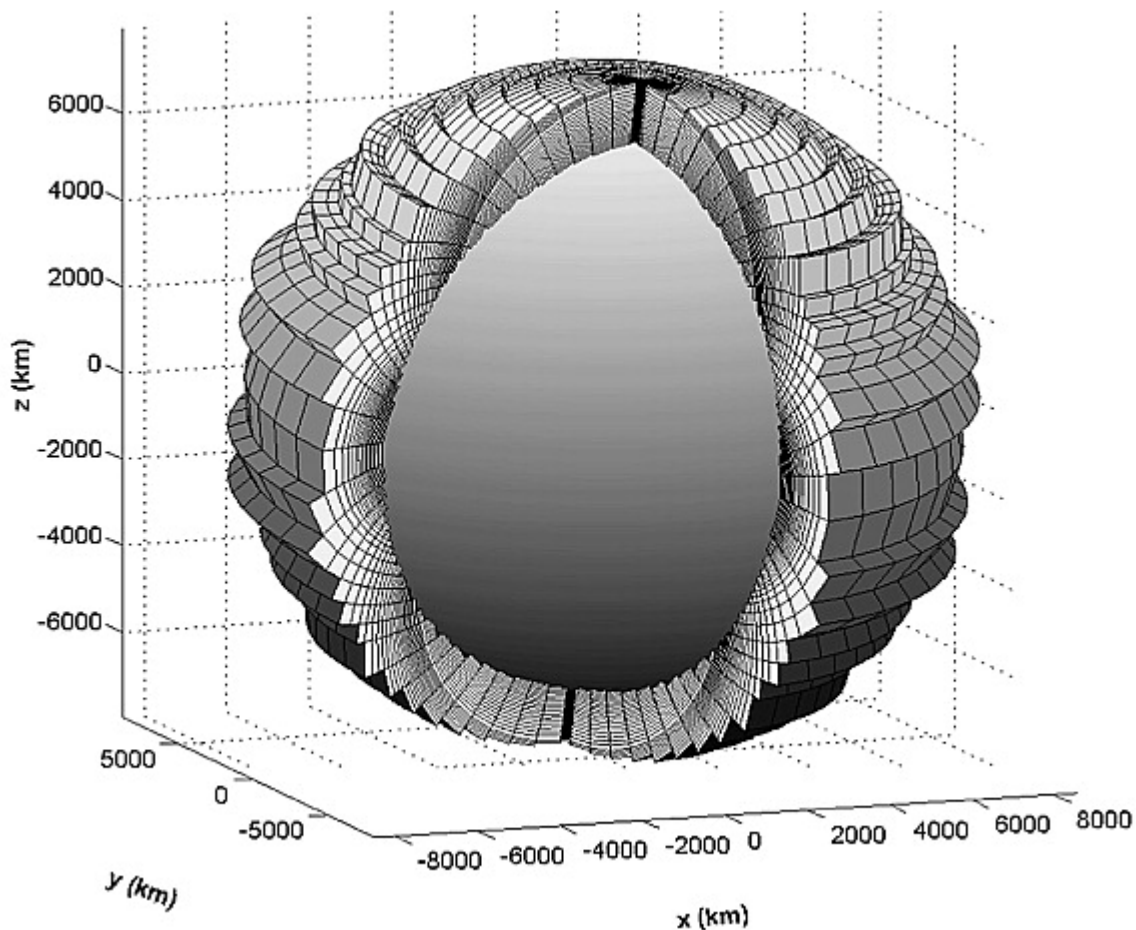
Em 1999, um projeto denominado *Multidisciplinary University Research Initiatives* (MURI) teve como iniciativa financiar o desenvolvimento de modelos globais de assimilação de dados para a ionosfera. Neste sentido, dois consórcios desenvolveram modelos globais, um conduzido pela *Utah State University* (USU) e outro pelo *Jet Propulsion Laboratory* em conjunto com a *University of Southern California* (JPL/USC). O propósito deste programa estava em desenvolver um modelo que permitia assimilar medidas advindas de múltiplos tipos de instrumentos para obter informações da ionosfera equivalentes àquelas obtidas por meio de modelos numéricos de previsão do clima (NWP - *Numerical Weather Prediction*). O interesse era assimilar observações de TEC derivadas do GPS, perfis ionosféricos de ionossondas, radiância UV obtida por luminescência ionosférica, densidade dos elétrons, gases neutros, derivas do plasma e ventos neutros. Desta forma, o projeto proporcionou o desenvolvimento de dois poderosos modelos globais para monitoramento e previsão da ionosfera que podem ser utilizado em distintos sistemas operacionais.

O USU GAIM (SCHUNK et al., 2004; SCHERLIESS et al., 2006) foi desenvolvido na USU sob fundos do departamento de defesa dos Estados Unidos. A principal versão do USU GAIM realiza a derivação matemática do FK de maneira idêntica ao IDA3D (SCHUNK et al., 2004; BUST; MITCHELL, 2008), permitindo realizar a assimilação de dados para a estimativa das densidades eletrônicas. Contudo, o principal modelo usado como *background* é o *Ionosphere Forecast Model* no intuito de realizar a estimativa do vetor estado e das MVCs. Os dados instrumentais podem ser advindos em tempo real de ionossondas, receptores GNSS na superfície terrestre, Rádio-Ocultação, medidas *in-situ* rádios *beacons*, sensores de luminescência e magnetômetros. Atualmente, o USU GAIM é operacionalmente utilizado pela *Air Force Weather Agency* e pelo centro de coordenação de modelos da NASA.

O JPL/USC GAIM vem sendo desenvolvido desde 1996 como um esforço conjunto do JPL, da *Cornell University* e da *University of Sheffield*. Nos estudos iniciais, o SUPIM era utilizado como modelo físico para prover o *background* (WANG et al., 2004); porém,

atualmente, o próprio modelo de assimilação incorpora um modelo físico para resolver numericamente as equações básicas que regem o comportamento da ionosfera. O JPL/USC GAIM resolve a ionosfera tridimensional em conjunto com a dependência temporal por meio de um FK com a análise 4DVAR na minimização da função de custo. Desta forma, o modelo pode incorporar uma grande variedade de dados instrumentais, como ionossondas, GNSS, RO, medidas *in-situ*, rádios *beacons*, radares de espalhamento, bem como sensores de luminescência capazes de medir a radiação UV e EUV da ionosfera. Um exemplo de grade ionosférica utilizada pelo JPL/USC GAIM é apresentada na Figura 40, onde as 37824 células possuem superfícies paralelas à direção do campo geomagnético.

Figura 40 – Exemplo de grade ionosférica utilizada no modelo JPL/USC GAIM com 37824 células.

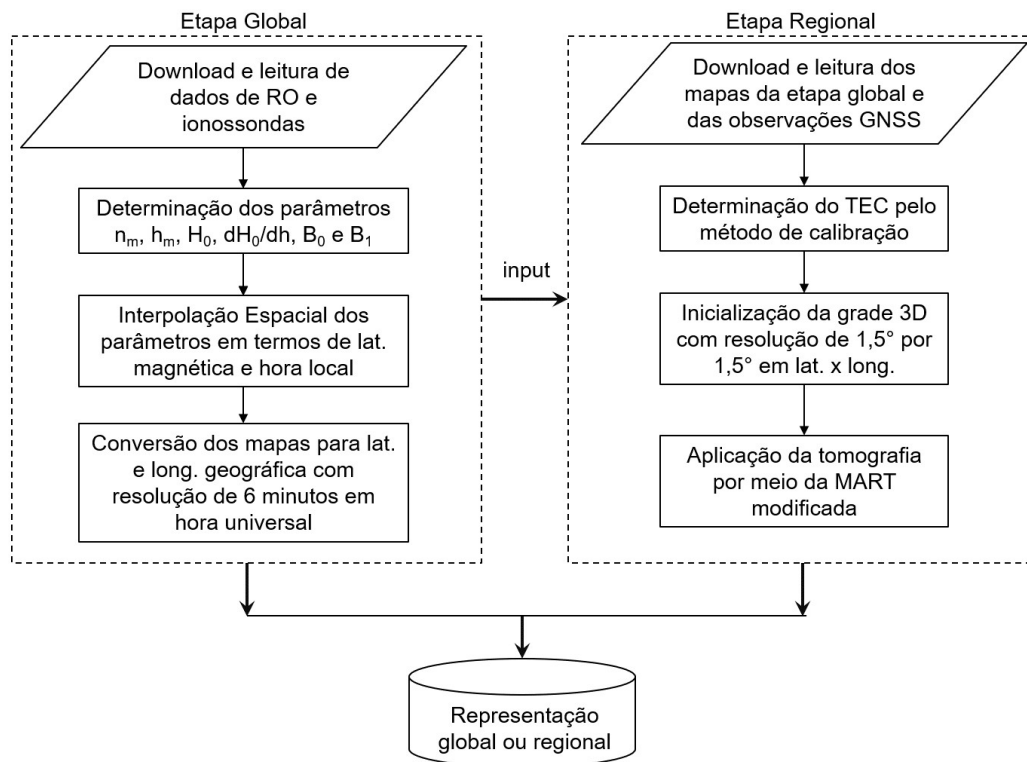


Fonte: Wang et al. (2004).

5 Formulação Matemática do Modelo Ionosférico com Assimilação de Parâmetros

Com base na revisão bibliográfica sobre alguns dos principais modelos ionosféricos, desenvolveu-se neste trabalho o Modelo Ionosférico com Assimilação de Parâmetros (IonMAP - *Ionospheric Model using Assimilation of Parameters*) em MATLAB (*MATrix LABoratory*). A Seção 5.1 apresenta o procedimento utilizado para a calibração dos valores de TEC com base nos dados de receptores GNSS. A seção subsequente (Seção 5.2) apresenta o modelo desenvolvido para representar o *background* e a Seção 5.3 apresenta a formulação matemática construída para realizar o imageamento 3D da ionosfera em escala regional. O esquema simplificado dos processos do IonMAP é apresentado na Figura 41.

Figura 41 – Fluxograma simplificado do esquema implementado no IonMAP.



Além das formulações propostas, são apresentadas os três principais fatores considerados no desenvolvimento do método. Primeiro, a expectativa é de que o atraso ionosférico estimado com o IonMAP seja suficiente para proporcionar resultados acurados no posicionamento GNSS. Segundo, a formulação foi elaborada considerando a baixa quantidade de equipamentos materializados na região brasileira para aplicações de imageamento 3D da ionosfera. E, terceiro, é esperado que o algoritmo seja capaz de representar estruturas ionosféricas com significativas variabilidades espaciais e temporais.

5.1 Calibração do TEC

O método proposto para calibração do TEC é dividido em três etapas. A primeira é realizada para a estimativa do *bias* existente na diferença das observações de fase e código. A segunda se refere à estimação dos DCBs. A terceira é conduzida para realizar a estimação do TEC com base nos parâmetros estimados na primeira e segunda etapas.

Os termos referentes à diferença do código pela fase são estimados com o método chamado nivelamento da fase (MANNUCCI et al., 1998; CIRAOLO et al., 2007). No nivelamento da fase, o termo chamado de *bias* é determinado pela média da diferença entre o atraso ionosférico calculado pela fase e pelo código. Neste trabalho, o *bias* nivelado (ΔN) em um único arco de dados contínuos é calculado por:

$$\Delta N = \frac{1}{n_{obs}} \sum_{j=1}^{n_{obs}} [(P_{2j} - P_{1j}) - (\lambda_1 \phi_{1j} - \lambda_2 \phi_{2j})], \quad (5.1)$$

sendo que a média é calculada usando arcos de no mínimo 5 minutos de dados de fase e código sem perdas de ciclo ou sincronia.

Após estimado o *bias* nivelado para todos os arcos de um específico dia, os DCBs dos satélites são obtidos diretamente das soluções do IGS disponibilizadas nos arquivos IONEX. Já o DCB do receptor é estimado pela média ponderada da diferença de fase subtraída do TEC dos GIMs, bem como do *bias* nivelado e do DCB do satélite, ou seja:

$$c\Delta b_r = \frac{1}{\sum_{i=1}^{n_{arc}} \sum_{j=1}^{n_{obs}} w_{ij}} \sum_{i=1}^{n_{arc}} \sum_{j=1}^{n_{obs}} w_{ij} \left[\frac{TEC_{ij}^{inx}}{F} - (\lambda_1 \phi_{1ij} - \lambda_2 \phi_{2ij}) - \Delta N_i - c\Delta b_{si} \right], \quad (5.2)$$

com:

$$F = \frac{f_1^2 f_2^2}{40,3(f_1^2 - f_2^2)}, \quad (5.3)$$

onde f é a frequência da portadora, Δb_s e Δb_r são os DCBs dos satélites e do receptor, respectivamente, c é a velocidade da luz no vácuo, TEC_{ij}^{inx} é o TEC advindo dos GIMs, w é o termo de ponderação para cada TEC_{ij}^{inx} , n_{obs} é o número de observações por arco e n_{arc} é o número de arcos para o conjunto de dados de um dia. Desta forma, o DCB do receptor é estimado como um valor único para todo o dia. Vale ressaltar que os DCBs do IGS estão relacionados com a combinação P1-P2, ou seja, $\Delta b_r = b_{r1} - b_{r2}$ e $\Delta b_s = b_{s1} - b_{s2}$, por isso estes são indicados com um sinal negativo na Equação (5.2).

O termo de ponderação para o cálculo do DCB é expresso por:

$$w_{ij} = \frac{1}{(\sigma_{TEC_{ij}^{inx}}/F)^2}, \quad (5.4)$$

sendo $\sigma_{TEC_{ij}^{inx}}$ o desvio padrão do TEC_{ij}^{inx} advindo dos mapas de *Root Mean Square* (RMS) disponíveis nos arquivos IONEX dos GIMs.

O cálculo do TEC_{ij}^{inx} dos mapas de VTEC do IGS é feito por meio da projeção do IPP à $h_m = 450$ km de altitude. Então, uma interpolação bilinear no espaço e tempo é realizada nos VTECs do GIM para obter o VTEC na posição do IPP, onde a conversão do VTEC para a direção inclinada é realizada usando a função de mapeamento geométrica padrão:

$$TEC_{ij}^{inx} = \frac{VTEC_{IPP}}{\cos(z^{ip})}, \quad (5.5)$$

sendo:

$$\sin(z^{ip}) = \frac{r_m}{r_m + h_m} \sin(z), \quad (5.6)$$

onde z é o ângulo zenital e r_m o raio médio da Terra.

Como já mencionado, os DCBs dos satélites e o TEC são obtidos por meio dos GIMs do IGS. Portanto, é esperado que o DCB do receptor seja estimado com valores similares aos DCBs dos receptores apresentados nos arquivos IONEX para todos os receptores que foram usados na produção do respectivo GIM. Além disso, nesta calibração, é possível estimar o DCB de receptores não usados na produção dos GIMs, de forma que este DCB estimado estará no mesmo referencial dos DCBs do IGS. Um método similar foi apresentado em [Arikan et al. \(2008\)](#), porém este autor não incorporou o uso do termo de ponderação.

Uma vez estimado os DCBs e o *bias* nivelado, o TEC é diretamente calculado para cada instante por meio de:

$$TEC = F[(\lambda_1\phi_1 - \lambda_2\phi_2) + \Delta N + c(\Delta b_s + \Delta b_r)], \quad (5.7)$$

onde a solução depende da qualidade na estimação dos parâmetros da primeira e segunda etapa.

5.2 Modelo de Background da Ionosfera

Atualmente, os mais proeminentes algoritmos de tomografia e assimilação de dados incluem injunções na reconstrução tomográfica ([SEEMALA et al., 2014](#)), podendo ser chamados de *constrained reconstruction techniques*. Nestes algoritmos, o uso adequado de injunções permite realizar a inversão do sistema sem a necessidade de um *background* da ionosfera, porém é necessário uma rede GNSS significativamente densa. Considerando a pouca quantidade de estações GNSS de monitoramento contínuo materializadas na região brasileira para este tipo de aplicação, é razoável desenvolver um método que utiliza um *background*. O *background* é geralmente obtido por modelos climatológicos, como o IRI. Contudo, devido à alta variabilidade da ionosfera equatorial e a relativa pequena cobertura de dados de ionossondas nestas regiões de baixas latitudes, tais modelos climatológicos

usualmente não descrevem certos aspectos nas condições mais desafiadoras da ionosfera equatorial.

A maneira mais viável para contornar o problema de baixa quantidade de dados para a inversão de um sistema 3D da ionosfera foi por meio do desenvolvimento de um novo modelo climatológico para ser usado como *background*. O principal objetivo do *background* neste trabalho foi de descrever, com razoável performance, a forma (*shape*) dos perfis ionosféricos, a altitude de pico e a densidade de pico. Neste sentido, para descrever o pico da ionosfera, foram estimados a altitude de pico (h_m) e a densidade de pico (n_m). Para o topo da ionosfera, foram estimados a altura de escala referenciada ao pico (H_0) e o seu gradiente $\partial H_s / \partial h$. Já a parte inferior da ionosfera foi descrita com os parâmetros de espessura B_0 e do fator de escala B_1 . A Subseção 5.2.1 apresenta a formulação desenvolvida para a região de *topside*. A Subseção 5.2.2 apresenta a formulação utilizada para descrever a parte inferior da ionosfera e a Subseção 5.2.3 apresenta os dados utilizados para a construção do *background* bem como a maneira como tais dados foram interpolados espacialmente.

5.2.1 Estimativa da Região Topside

A região de *topside* foi definida por meio da seguinte expressão de Chapman:

$$n_e = n_m e^{k_c(1-z-e^{-z})}, \quad (5.8)$$

com:

$$z = \frac{h - h_m}{H_s}, \quad (5.9)$$

sendo n_e a densidade de elétrons para a altitude h , H_s a altura de escala que varia linearmente com a altitude e k_c um valor constante tradicionalmente identificado como $k_c = 1/2$ para a função Chapman- α e $k_c = 1$ para a função Chapman- β .

Olivares-Pulido et al. (2016) encontraram que funções lineares podem ser usadas para realizar boas estimativas da altura de escala quando perfis de dados de RO são ajustados. Considerando que este autor encontrou uma correlação de Pearson acima de 0.98 para 72% dos casos analisados, uma abordagem similar foi utilizada neste trabalho para a estimativa da altura de escala no topo da ionosfera. A altura de escala foi estimada pela seguinte expressão:

$$H_s = \frac{\partial H_s}{\partial h}(h - h_m) + H_0, \quad (5.10)$$

de forma que esta equação é substituída na Equação (5.8) para descrever o topo como uma função Vary-Chap com a altura de escala variando linearmente.

O novo procedimento para a estimação da altura de escala e de seu gradiente é dado pelos seguintes passos de um ajustamento não linear:

- I Passo 1: Exclusão de *outliers* de n_e e construção do vetor de observação \mathbf{y} ;
- II Passo 2: Inicialização do vetor de parâmetros aproximados \mathbf{x}_0 usando $H_0^o=80$ km e $\frac{\partial H_0^o}{\partial h}=0.1$;
- III Passo 3: Substituição de H_0^o e $\frac{\partial H_0^o}{\partial h}$ na Equação (5.8) para obter o vetor de observações aproximadas \mathbf{y}_0 ;
- IV Passo 4: Construção da matriz Jacobiana \mathbf{H} usando as Equações (5.11) e (5.12);
- V Passo 5: Obtenção do vetor dos parâmetros estimados por $\mathbf{x} = \mathbf{x}_0 + (\mathbf{H}^T \mathbf{H})^{-1} \mathbf{H}^T (\mathbf{y} - \mathbf{y}_0)$;
- VI Passo 6: Atualização dos parâmetros iniciais de H_0^o e $\frac{\partial H_0^o}{\partial h}$ por $\mathbf{x}_0 = \mathbf{x}$;
- VII Passo 7: Reinicialização do Passo 3 caso o número de iterações seja inferior à 20. Caso contrário, as iterações são finalizadas.

A matriz Jacobiana é dada pelas seguintes equações:

$$\frac{\partial n_e}{\partial H_0^o} = k_c n_m \left[\frac{(h - h_m)}{(H_s^o)^2} - \frac{(h - h_m) e^{-z^o}}{(H_s^o)^2} \right] e^{k_c (1 - z^o - e^{-z^o})}, \quad (5.11)$$

e

$$\frac{\partial n_e}{\partial (\partial H_0^o / \partial h)} = k_c n_m \left[\frac{(h - h_m)^2}{(H_s^o)^2} - \frac{(h - h_m)^2 e^{-z^o}}{(H_s^o)^2} \right] e^{k_c (1 - z^o - e^{-z^o})}, \quad (5.12)$$

onde z^o e H_s^o são obtidos usando valores aproximados de H_0^o e $\partial H_0^o / \partial h$.

Em geral, o ajustamento da altura de escala e do gradiente converge com poucas iterações. No entanto, quando valores irrealistas são obtidos, tais como valores negativos de H_0^o , ou quando $H_0^o > 1000$ km ou $\partial H_0^o / \partial h > 1$, o processo de estimação é reinicializado com H_0^o ou $\partial H_0^o / \partial h$ igual ao dobro ou à metade do número usado na iteração inicial, dependendo se o valor estimado está acima ou abaixo dos limites realistas.

5.2.2 Estimativa da parte Inferior da Ionosfera

A região *topside* do modelo climatológico foi descrita por uma nova formulação matemática. Diferentemente, a parte inferior da ionosfera é descrita por formulações amplamente utilizadas pelos atuais modelos climatológicos. Isto, porque, há mais de cem anos que a região do *bottomside* vem sendo analisada e medida por instrumentos como as ionossondas, enquanto a região de topo vêm sendo medida globalmente e continuamente apenas há poucos anos pela RO. Neste sentido, o perfil da parte inferior da ionosfera foi estimada com as mesmas formulações matemáticas dos atuais modelos climatológicos, uma

vez que tais formulações foram determinadas com base em um amplo conhecimento da região. O *bottomside* foi estimado com base na formulação que vem sendo utilizado no IRI e proposta primeiramente por Ramakrishnan e Rawer (1972). A densidade eletrônica na parte inferior é representada por:

$$n_e = \frac{n_m e^{-X^{B_1}}}{\cosh X}, \quad (5.13)$$

com:

$$X = \frac{h_m - h}{B_0}, \quad (5.14)$$

onde os parâmetros B_1 e B_0 são estimados por um sistema similar ao apresentado nos 7 passos para a matriz jacobiana da região de topo; porém, com as derivadas parciais referentes às Equações (5.13) e (5.14). Apesar das camadas D, E e F1 descreverem importantes dinâmicas da ionosfera, estas camadas foram negligenciadas na estimação do *background* por dois motivos. Primeiro, devido à relativa baixa densidade eletrônica nas camadas mais baixas para a inversão do sistema 3D da ionosfera com valores de TEC. E, segundo, pois a acurácia da RO é significativamente pior nas altitudes da parte inferior da ionosfera. Portanto, apenas a camada F2 foi considerada na estimação do *bottomside* do *background*.

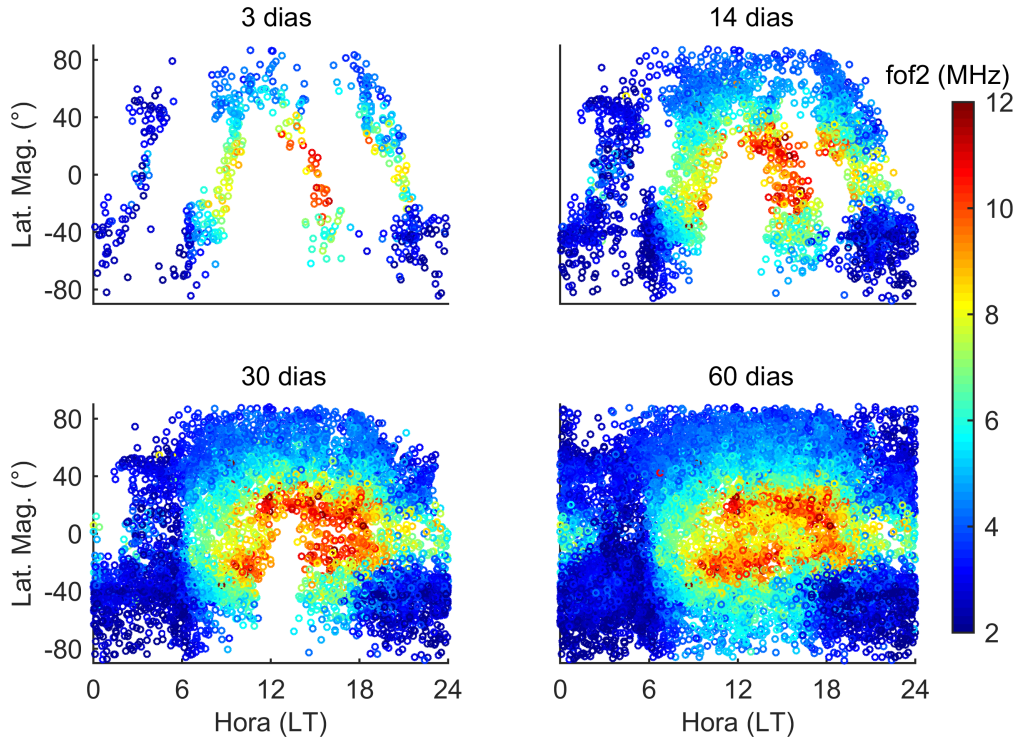
5.2.3 Dados e Interpolação Espacial para Construção do Background

A estimativa dos seis parâmetros de interesse (h_m , n_m , H_0 , $\partial H_0/\partial h$, B_0 e B_1) foi realizada por meio dos perfis ionosféricos de RO. A aquisição dos dados de RO foi realizada por meio do programa FORMOSAT-3/COSMIC, via o centro de arquivos do COSMIC (CDAAC - COSMIC Data Analysis and Archive Center), onde o processamento foi realizado pela *University Corporation for Atmospheric Research* (UCAR) (LEI et al., 2007). Ao selecionar um dia de interesse para a construção do *background*, dados de vários dias consecutivos são sobrepostos num sistema de referência solar dado por latitude magnética e hora local (LT - *Local Time*).

A Figura 42 apresenta uma comparação da cobertura dos dados de RO usando distintas quantidades de dias sobrepostos. A conversão da densidade de pico (el/m³) para frequência crítica (MHz) foi calculada por $foF2 = \sqrt{n_m/(1,24 \times 10^{10})}$, onde se nota uma melhor cobertura obtida usando dados de 60 dias sobrepostos para os dias consecutivos entre os DOYs 70 e 130, sendo o DOY 100 o dia central. Ou seja, uma janela de 30 dias é a que melhor apresenta cobertura global da ionosfera para o DOY central 100.

Vale dizer que, ao analisar todos os dados de RO obtidos entre os anos de 2008 e 2017, a janela de 30 dias foi a que proporcionou cobertura suficiente para realizar a interpolação espacial sem lacunas de dados que poderiam afetar significativamente uma interpolação espacial.

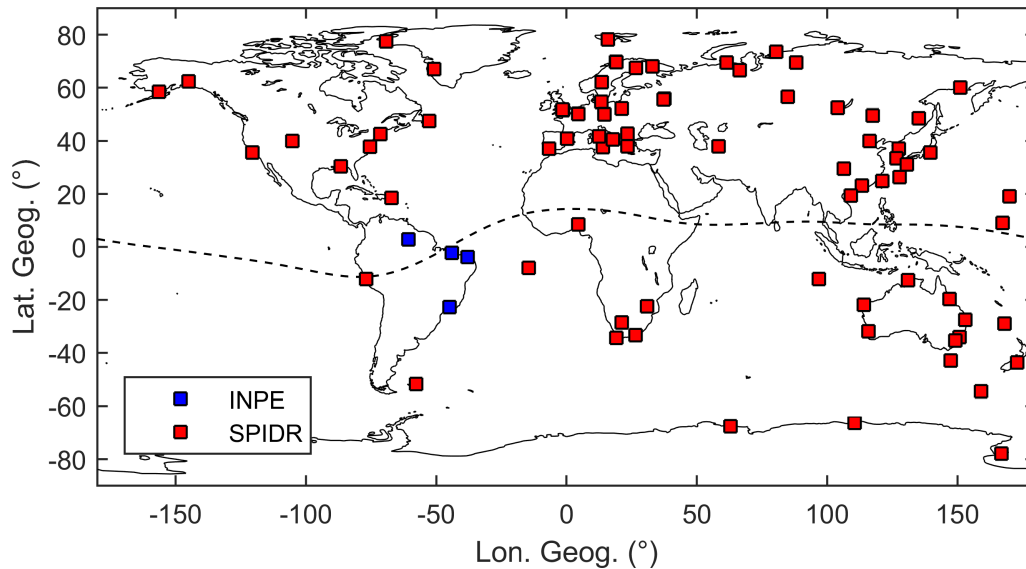
Figura 42 – Cobertura global do FORMOSAT-3/COSMIC quando vários dias com dados consecutivos são sobrepostos em um sistema de referência fixo na posição do Sol (LT x latitude magnética). A unidade da barra de cores é MHz e o dia central de cada representação global é o DOY 100 de 2017.



Além dos dados de RO, dados de ionossondas foram incorporadas para melhorar a estimativa da região de pico da ionosfera, de maneira que observações de h_m e n_m das ionossondas foram diretamente utilizadas no *background*. Os dados das ionossondas são importantes adições ao modelo climatológico devido à presença de fortes derivas verticais na região brasileira que são melhores representadas pelas ionossondas em comparação com a RO. A Figura 43 apresenta a localização das ionossondas utilizadas no IonMAP, bem como as instituições responsáveis pelas ionossondas. Os dados da *Space Physics Interactive Data Resource* (SPIDR) foram automaticamente processados e os dados do Instituto Nacional de Pesquisa Espacial (INPE) foram manualmente estimados.

A interpolação espacial dos valores de h_m , n_m , H_0 , $\partial H_0/\partial h$, B_0 e B_1 é realizada por meio de uma interpolação bilinear em termos das latitudes magnéticas e no tempo local, de maneira que os dados das ionossondas foram determinados empiricamente como 10 vezes mais precisos aos dados da RO. Após a interpolação dos parâmetros, um único mapa é obtido para a representação global da ionosfera no sistema de referência solar. Em sequência, o mapa global é convertido em um sistema de referência fixo à rotação da terra (latitude x longitude geográficas) com uma resolução espacial de 2° em latitude e 4° em longitude. As informações em LT são então projetadas ao longo das linhas do campo geomagnético para criar um conjunto de 241 mapas globais em tempo universal (UT) com resolução temporal de 6 minutos (00:00, 00:06, ..., 24:00 horas UT).

Figura 43 – Localização das ionossondas utilizadas para a modelagem com o IonMAP. A linha pontilhada representa o equador geomagnético.



Vale destacar que, de posse dos mapas globais referenciados ao sistema terrestre em UT, os parâmetros h_m , n_m , H_0 , $\partial H_0/\partial h$, B_0 e B_1 sobrepostos sobre uma grade regular podem ser interpolados para uma posição de interesse. Assim, para uma posição e hora de interesse, é possível calcular a densidade eletrônica da ionosfera para distintas altitudes. Neste sentido, o *background* do IonMAP é construído por meio da interpolação dos 6 parâmetros para todas as posições horizontais de uma grade ionosférica regional e, então, a densidade eletrônica é determinada pelas funções Vary-Chap para todas as alturas que definem a resolução vertical da grade 3D.

5.3 Método de Inversão do Sistema 3D em Escala Regional

Tipicamente, uma alta variabilidade da ionosfera é observada sobre a região brasileira. É intuitivo pensar, portanto, que modelos ionosféricos sobre a região precisam de uma boa resolução espacial e temporal para as mais diversas aplicações. [Aguiar e Camargo \(2012\)](#), por exemplo, apresentam uma análise sobre a resolução espacial mais viável para imagear a ionosfera usando dados GNSS e um modelo de camada única. Neste trabalho, encontrou-se que a resolução de $1^\circ \times 1^\circ$ em latitude por longitude é possível de ser aplicada; porém, sendo mais recomendável utilizar a resolução de $2,5^\circ \times 2,5^\circ$ para cobrir grande parte do território durante aproximadamente 90% do tempo. Em outro exemplo de modelagem sobre o Brasil, [Takahashi et al. \(2015\)](#) verificaram a possibilidade de mapear bolhas ionosféricas por meio de mapas de VTEC com uma resolução de $0,5^\circ \times 0,5^\circ$.

Apesar da possibilidade de usar uma resolução de $0,5^\circ \times 0,5^\circ$, estes estudos anteriores foram realizados usando modelos que aproximam a ionosfera em uma única camada de altitude. Ao utilizar métodos de reconstrução 3D, a ionosfera é estratificada em inúmeras

camadas, tornando mais difícil recobrir todas as células do sistema de imageamento. Considerando as grandes dimensões da região brasileira, bem como a alta variabilidade de ionosfera, muitos voxels são necessários para recobrir a região com suficiente resolução espacial e temporal. Por este motivo, o uso de algoritmos que utilizam Filtros de Kalman, ou sistemas com matrizes extensas, se tornam muito custosos para realizar o imageamento da ionosfera. Assim, definiu-se utilizar técnicas de reconstrução tomográfica iterativas para resolver a inversão do sistema, pois não necessitam a construção de extensas matrizes.

[Prol e Camargo \(2016\)](#), por exemplo, aplicaram a convencional MART com uma baixa resolução espacial de $4^\circ \times 4^\circ$ em latitude por longitude, o que evitou problemas de muitas células não iluminadas. No entanto, esta resolução não é suficiente para mostrar importantes estruturas da ionosfera na região brasileira. Com o objetivo de utilizar uma resolução espacial melhor, uma nova abordagem foi desenvolvida, incorporando uma leve diferença à convencional MART. O novo método para realizar a MART utiliza dados de TEC inclinado em conjunto com informações de VTEC. Neste sentido, a formulação matemática da MART se torna:

$$n_{ej}^{k+1} = n_{ej}^k \left(\frac{TEC_i}{\sum_{j=1}^J d_{ij} n_{ej}^k} \right)^{w_{d_{ij}/d_{max}}}, \quad (5.15)$$

$$n_{ej}^{k+2} = n_{ej}^{k+1} \left(\frac{VTEC_i}{\sum_{j=1}^J d_{ij}^v n_{ej}^{k+1}} \right)^{w_{d_{ij}^v/d_{max}^v}}, \quad (5.16)$$

onde os valores de TEC_i se referem aos valores de TEC para o sinal GNSS i estimado por meio da técnica de calibração de TEC. O $VTEC_i$ se refere aos valores calibrados de TEC_i para o mesmo sinal GNSS i e projetados na direção vertical. A distância d_{ij} é representada na vertical por meio de d_{ij}^v e as iterações da MART são realizadas com k variando de dois em dois devido às atualizações de VTEC.

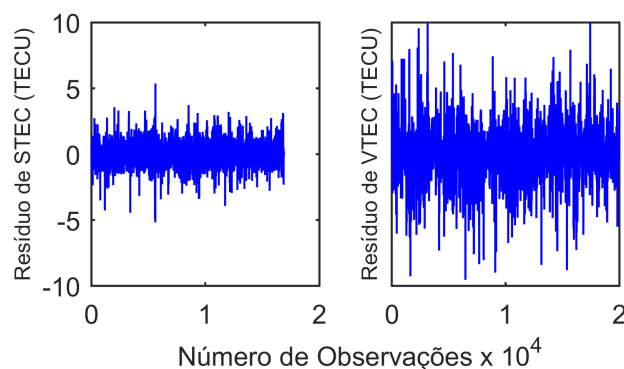
Vale ressaltar que os DCBs não são estimados em conjunto com a reconstrução tomográfica, mas em uma etapa prévia, onde o principal objetivo da reconstrução tomográfica é o de realizar a interpolação do TEC da maneira mais acurada. Além disso, a pequena modificação na tradicional MART permite que as atualizações utilizem observações de VTEC além dos dados de TEC inclinado. Os valores inclinados de TEC são relacionados aos voxels intersectados pela real geometria do sinal GNSS e o VTEC é relacionado à coluna vertical de voxels acima e abaixo do correspondente IPP projetado à 450 km de altitude. Desta forma, o método é capaz de descrever a ionosfera vertical por meio de sinais inclinados; porém, o recobrimento horizontal do VTEC permite cobertura suficiente para descrever características horizontais da ionosfera. Assim, ao aproveitar melhor a geometria das observações GNSS com a nova técnica, espera-se obter resultados similares ao de [Takahashi et al. \(2015\)](#) na detecção de bolhas ionosféricas.

Uma vez que o VTEC utiliza a projeção da ionosfera em uma camada única referente ao IPP, a nova abordagem parece contraditória ao principal objetivo da tomografia

(imageamento 3D). Porém, a incorporação do VTEC não afeta substancialmente as estimativas do TEC inclinado. Tomando uma célula da grade ionosférica como exemplo, esta vai ser iluminada por uma única observação de VTEC. Por outro lado, a mesma célula vai ser iluminada por diversas observações de *Slant* TEC (STEC) nas regiões com boa cobertura de dados. Assim, as observações na direção inclinada terão maior importância na estimativa da densidade eletrônica da célula.

A Figura 44 apresenta um exemplo dos resíduos obtidos com o método proposto para tomografia, pelo qual confirma que o método melhor se ajusta às observações inclinadas em comparação com as verticais. A importante contribuição do VTEC é, portanto, nas regiões com poucas ou nenhuma quantidade de observações inclinadas, de maneira que as duas observações (STEC e VTEC) produzem uma reconstrução tomográfica com maior número de células iluminadas sem significativamente afetar as estimações do TEC inclinado. Assim, mesmo com uma pequena quantidade de observações para aplicações de tomografia, é possível aproveitar ao máximo as observações disponíveis para representar as variabilidades da ionosfera na região. Vale destacar que mais observações de VTEC foram usadas no exemplo da Figura 44, em comparação ao STEC, porque muitos sinais inclinados cruzam para fora dos limites da grade ionosférica. Isto ocorre principalmente nas bordas da grade ionosférica uma vez que a soma finita para estimar o TEC pelo *background* não pode ser completamente calculada quando os sinais são traçados fora dos limites da grade. Por outro lado, o VTEC é relacionado à uma coluna de voxels que intercepta o sinal GNSS na altura de 450 km, de maneira que a soma finita do VTEC pode ser calculada por apenas conter o correspondente IPP dentro dos limites horizontais da grade ionosférica. Como resultado, mais observações de VTEC são usadas principalmente nas bordas da grade 3D.

Figura 44 – Resíduos do STEC (*Slant* TEC) e VTEC obtidos com o algoritmo tomográfico proposto para todas as observações do DOY 312 de 2013 às 18 horas UT.

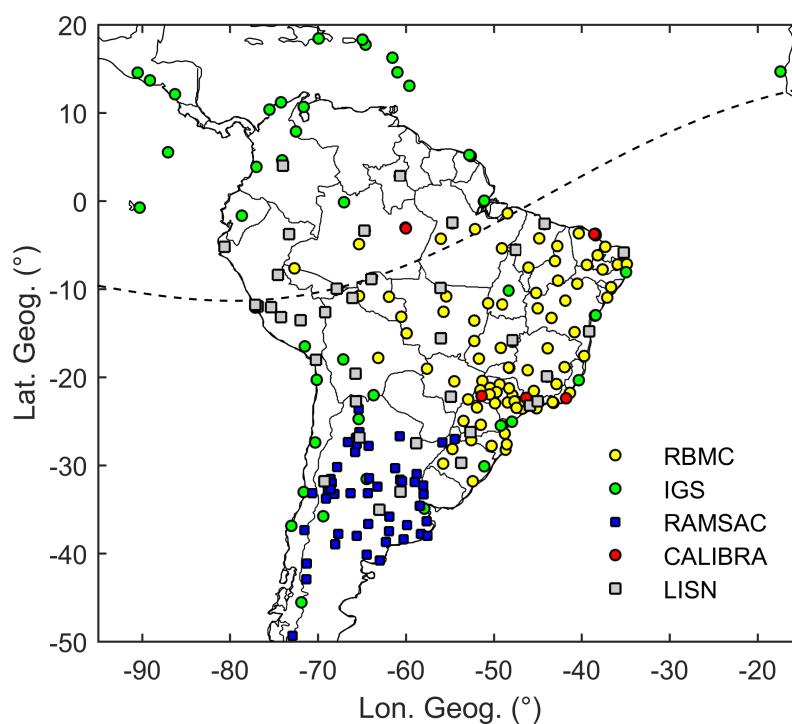


No geral, a grade ionosférica do IonMAP foi definida com uma resolução horizontal de $1.5^\circ \times 1.5^\circ$ em latitude por longitude. Somente para aplicações de análise de bolhas ionosféricas que uma melhor resolução horizontal foi definida ($1^\circ \times 1^\circ$), uma vez que esta estimativa requer um significativo maior esforço computacional e de difícil aplicação para uma análise de vários dias em distintas condições sazonais. Em ambos os casos, a variação

vertical da grade 3D foi construída com diferentes resoluções verticais no intuito de diminuir o número de células e, conseqüentemente, o esforço computacional. Considerando que a camada F2 possui a maior variabilidade da densidade eletrônica, a resolução vertical foi definida de 50 km entre a região de 50 até 200 km em altura; 25 km entre a região de 200 até 550 km; 50 km entre 550 e 700 km; 100 km entre 700 e 1000 km; 200 km entre 1000 e 1600 km; 400 km entre 1600 e 2000 km; e 500 km entre 2000 e 3000 km. Um total de 75000 células para a grade de $1.5^\circ \times 1.5^\circ$ são criadas para representar a ionosfera na região que recobre as longitudes de 91.5°O e 18°O e as latitudes de 51.5°S e 22°N . A cobertura espacial inclui não somente o Brasil mas a região América do Sul no intuito de aumentar a geometria dos sinais GNSS à serem usados na reconstrução tomográfica. Vale destacar que a resolução temporal foi definida com 6 minutos, de maneira que a densidade eletrônica é definida constante neste intervalo de tempo, produzindo 241 grades para representar a ionosfera regional em um único dia.

Na etapa regional da modelagem, apenas dados de receptores GNSS terrestres foram utilizados. A Figura 45 apresenta a localização das estações GNSS utilizadas na etapa regional da modelagem do IonMAP, onde os dados foram adquiridos de arquivos com taxa de coleta de 30s no formato identificado como *Receiver Independent Exchange Format* (RINEX).

Figura 45 – Localização das estações GNSS utilizadas para a modelagem com o IonMAP.



Os dados são advindos de distintas redes de estações GNSS, sendo elas a rede do IGS, a Rede Brasileira de Monitoramento Contínuo (RBMC), de responsabilidade do Instituto Brasileiro de Geografia e Estatística (IBGE), a rede do projeto *Concept for Ionospheric Scintillation Mitigation for Professional GNSS in Latin America / Countering*

GNSS High accuracy Applications Limitations due to Ionospheric Disturbances in Brazil (CIGALA/CALIBRA) materializada pela Universidade Estadual Paulista (UNESP), a rede *Low-Latitude Ionospheric Sensor Network* (LISN) e a *Red Argentina de Monitoreo Satelital Continuo* (RAMSAC), de responsabilidade do Instituto Geográfico Nacional da Argentina.

6 Avaliação do Método de Calibração de TEC

Uma das principais maneiras de determinar a eficiência de um modelo ionosférico para aprimorar o posicionamento GNSS é avaliando sua performance no posicionamento absoluto utilizando receptores de única frequência (L1). Diversos pesquisadores utilizaram tais receptores e correções ionosféricas estimadas por GIMs para obter, em geral, uma acurácia horizontal de 0,5 m e vertical de 1 m para o Posicionamento por Ponto Preciso (PPP) no modo cinemático (ØVSTEDAL, 2002; LE; TIBERIUS, 2007; STERLE; STOPAR; PREŠEREN, 2015). No entanto, a acurácia destes resultados é significativamente inferior à proporcionada por receptores de dupla frequência, sendo na ordem sub-centimétrica (HE et al., 2014) uma vez que as duas frequências permitem eliminar os efeitos de primeira ordem da ionosfera. Ao invés do uso de modelos ionosféricos globais ou regionais, procedimentos de calibração do TEC podem ser utilizados para corrigir o atraso ionosférico diretamente sobre as observáveis do PPP. Diversos métodos de calibração do TEC já foram propostos (CIRAOLO et al., 2007; ARIKAN et al., 2008; MONTENBRUCK; HAUSCHILD; STEIGENBERGER, 2014; PROL; CAMARGO, 2014); no entanto, apesar de ser uma maneira mais acurada de realizar o PPP com uma frequência, a acurácia do PPP corrigido por métodos de calibração do TEC ainda requer mais análises para uma compreensão mais ampla sobre a performance do PPP corrigido por valores precisos de TEC. Os resultados deste Capítulo visaram realizar uma análise ampla sobre a acurácia do PPP quando corrigido por métodos de calibração do TEC e são apresentados também por Prol et al. (2018a).

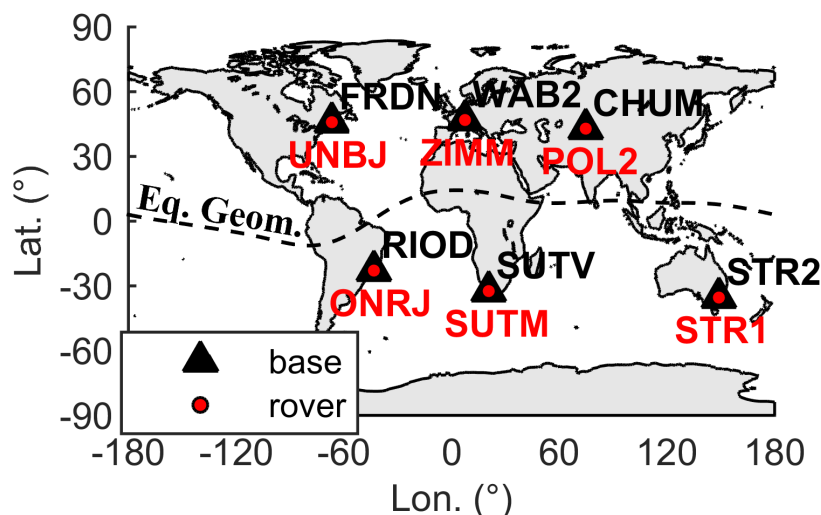
Na direção de apresentar a qualidade de um método de calibração de TEC quando este é aplicado para corrigir o atraso ionosférico no PPP cinemático de única frequência, a Seção 6.1 mostra uma análise sobre as diferenças entre o TEC e o DCB estimados com os GIMs e com o método proposto. A Seção 6.2 apresenta a acurácia do PPP quando o TEC estimado é aplicado para mitigar o impacto da ionosfera. Em sequência, a Seção 6.3 apresenta as conclusões sobre algumas características que são necessárias para que o IonMAP proporcione alta acurácia no PPP de simples frequência. Todas as análises deste capítulo foram realizadas utilizando os receptores apresentados na Tabela 4, sendo que a localização dos mesmos é apresentada na Figura 46. As análises foram realizadas considerando um dos receptores como base e outro receptor como *rover*. Desta forma, a técnica apresentada na Seção 5.1 foi utilizada para estimar o TEC na estação base, com intuito de mitigar o atraso ionosférico no PPP da estação *rover*. Como pode ser observado, as estações foram selecionadas com distâncias curtas entre elas no intuito de

mitigar erros devido aos gradientes espaciais da ionosfera. Assim, é possível verificar a possibilidade de realizar o PPP nas melhores condições para a estimativa acurada do TEC. Consequentemente, as análises sobre como desenvolver o IonMAP terão como base os melhores resultados de TEC e, além disso, estações com receptores e antenas de distintos fabricantes foram selecionadas no intuito de evitar possíveis correlações dos equipamentos.

Tabela 4 – Receptores GNSS e distâncias entre as estações base e rover.

Estação	Receptor	Antena	Distância (km)
STR2	Trimble NetR8	TRM59800.00	-
STR1	Leica GRX1200	ASH701945C_M	0,07
SUTV	JPS EGGDT	ASH701945G_M	-
SUTM	AOA Benchmark	AOAD/M_T	0,14
FRDN	TPS NetG3	TPSCR.G3	-
UNBJ	TPS Legacy	TRM57971.00	2,33
WAB2	Ashtech Z-XII3T	ASH700936F_C	-
ZIMM	Trimble NetRS	TRM29659.00	5,20
RIOD	Trimble NetRS	TRM41249.00	-
ONRJ	Leica GRX1200	LEIAX1203	12,04
CHUM	Trimble NetRS	AOAD/M_T	-
POL2	Ashtech UZ-12	TPSCR.G3	35,73

Figura 46 – Receptores GNSS utilizados para estimação e validação do TEC. O equador magnético é representado pela linha pontilhada.

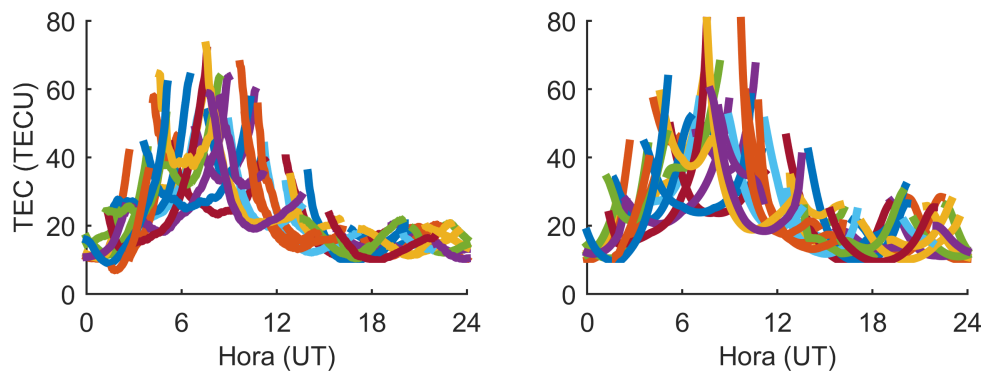


Além dos doze receptores, 120 dias de dados do GPS no ano de 2013 foram selecionados para as análises: 60 referente ao solstício de verão do hemisfério sul (Janeiro e Fevereiro); e outros 60 referente à Julho e Agosto, quando o Sol de verão estava localizado no hemisfério norte. Estes dias foram selecionados para avaliar o método em uma época de alta variabilidade ionosférica mas sem intensas cintilações ionosféricas que poderiam afetar significativamente o PPP.

6.1 Análise do TEC e DCB calibrados em comparação aos GIMs

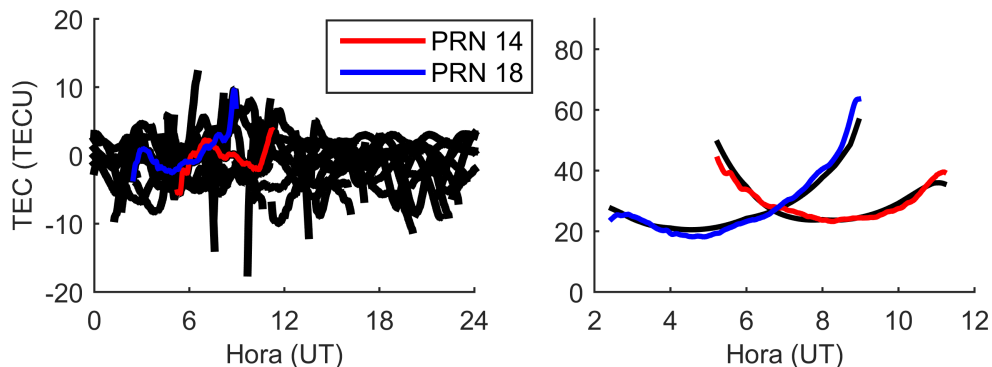
A Figura 47 apresenta um exemplo dos valores obtidos para o TEC calibrado pelo método proposto e o TEC calculado por meio do GIM do centro de análise do CODE para o dia do ano (DOY - Day of Year) 46 de 2013. Os valores são expressos em Unidades de TEC (TECU - TEC Units), onde se nota que o comportamento diário entre os resultados é bastante similar.

Figura 47 – TEC estimado para cada um dos satélites GPS para o DOY 46 de 2013 e estação CHUM. O painel esquerdo apresenta o TEC calibrado e o painel direito apresenta o TEC derivado do GIM.



A Figura 48 apresenta mais detalhes sobre a diferença entre o TEC calibrado e o obtido pelo GIM, que varia em torno de -20 e 20 TECU. Observando o painel direito, verifica-se que a variação temporal do TEC-GIM (linhas pretas) é mais suavizada devido à interpolação linear no tempo realizada nos mapas de VTEC para obter o TEC no respectivo IPP. Contudo, uma maior variabilidade temporal é obtida no TEC calibrado visto que este é obtido para cada instante com observações GNSS. Portanto, a mais significativa diferença entre os métodos para esta análise se dá na descrição temporal do TEC.

Figura 48 – Diferença do TEC calibrado e derivado do GIM no DOY 46 de 2013 e estação CHUM. O painel da esquerda mostra a diferença para todos os satélites e o painel da direita apresenta uma comparação visual da diferença para os satélites GPS de PRN 14 e 18.



Apesar das Figuras 47 e 48 apresentarem detalhes dos resultados de TEC para apenas uma estação e dia, resultados semelhantes são obtidos quando outras estações e

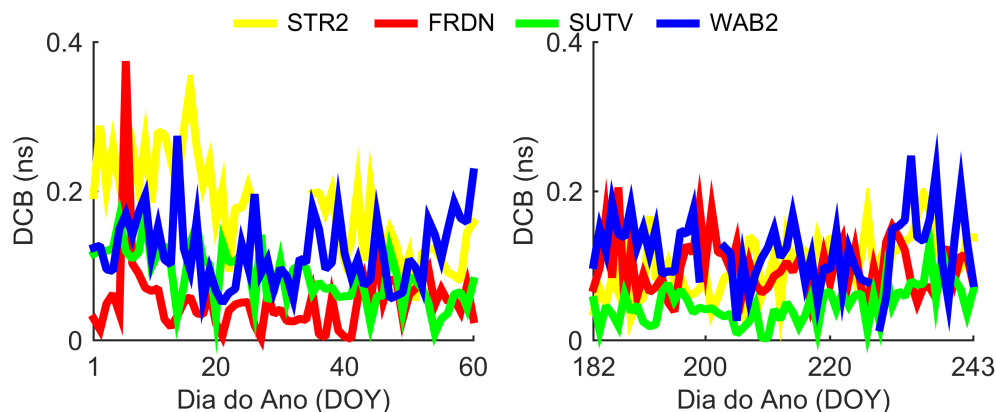
dias são analisados. A Tabela 5 apresenta um resumo sobre discrepâncias observadas para todas as doze estações e 120 dias. São apresentadas a média, o RMSD (RMS *Difference*), máximos (Max.) e mínimos (Min.), onde se pode observar que a média da diferença entre os dois tende à zero, com uma dispersão média do RMSD de 1,62 TECU, máximos de 29,19 TECU e mínimos de -30,42 TECU.

Tabela 5 – Comparação estatística das discrepâncias entre o TEC calibrado e o calculado pelo GIM do CODE. A unidade dos valores é TECU.

Base	Média	RMSD	Max	Min
STR2	-0,02	1,44	17,19	-21,06
SUTV	-0,17	1,54	19,53	-26,03
FRDN	-0,25	1,39	31,52	-34,74
WAB2	-0,39	1,46	16,99	-23,22
RIOD	-0,23	2,06	51,55	-39,83
CHUM	-0,53	1,83	38,36	-37,47
Total	-0,27	1,62	29,19	-30,42

Além do TEC, uma análise da diferença entre os DCBs calibrados e os disponíveis nos arquivos IONEX do CODE é apresentada na Figura 49. As diferenças são mostradas para apenas algumas estações, pois estas foram as únicas coincidentes com as utilizadas pelo CODE para a produção dos GIMs. No geral, as médias das discrepâncias foram de 0,14, 0,07, 0,07 e 0,12 ns para as estações STR2, FRDN, SUTV e WAB2, respectivamente, onde é possível notar uma grande similaridade entre os DCBs estimado pelos métodos, cujas discrepâncias possuem baixa variabilidade.

Figura 49 – Discrepância entre os DCBs calibrados e os obtidos pelos arquivos IONEX do CODE para os 120 dias analisados. O painel esquerdo apresenta os dias referentes aos solstícios de verão e o painel direito mostra os dias referentes aos equinócios de inverno.



6.2 Acurácia do PPP de simples frequência aplicando o TEC calibrado

Usando da mesma configuração de estações e dias da Seção 6.1, uma análise foi realizada para verificar a performance do método de calibração do TEC quando este é aplicado no PPP de uma frequência no modo cinemático. Algumas adaptações foram implementadas no software RTKLib (TAKASU; YASUDA, 2009) na intenção de aplicar o TEC calibrado no PPP. Nos experimentos, o desvio-padrão do atraso ionosférico referente ao TEC calibrado foi definido empiricamente como trinta vezes mais preciso ao TEC dos GIMs, sendo que três configurações de PPP foram analisados. As três configurações foram definidas como:

- (a) observável *ion-free* (PPP/if);
- (b) observável L1 e o atraso ionosférico advindo dos GIMs do CODE (PPP/gim);
- (c) e L1 corrigida do atraso ionosférico advindo do processo proposto para calibração de TEC (PPP/tec).

Entre as configurações do PPP no RTKLib, selecionou-se: (1) solução combinada dos filtros *forward* e *backward*; (2) máscara de elevação de 10°; (3) correções das marés terrestres; (4) estimação do atraso troposférico durante o PPP; (5) efemérides precisas (SP3) e correções dos relógios dos satélites (clk30s) adquiridos dos produtos finais do IGS; (6) arquivos diários RINEX com intervalo de coleta de 30 segundos; (7) apenas a constelação GPS; (8) correções da variação do centro de fase (PCV); (9) correções de fase *windup*; (10) nenhuma estratégia para solução das ambiguidades; e (11) correções da tendência diferencial entre os códigos civil e preciso (C1-P1) quando a observável P1 não foi coletada.

Em uma análise preliminar, o DOY 46 de 2013 foi selecionado, pois este apresenta um comportamento representativo para os resultados do PPP. A Figura 50 apresenta o erro tridimensional (3D) calculado para cada época com observações no modo cinemático e a Figura 51 apresenta a discrepância entre o TEC do método proposto e o TEC-GIM para os cenários de STR1 e CHUM. Em geral, é possível notar uma significativa melhora na acurácia do PPP/tec em comparação ao PPP/gim, bem como uma acurácia similar ao PPP/if. O erro médio com cada método é de 0,51 m, 0,09 m e 0,03 m para o PPP/gim, PPP/tec e PPP/if, respectivamente. A solução do PPP/tec é pior que do PPP/if na ordem dos centímetros para algumas épocas, como pode ser visualizado na estação POL2, entre 04 e 12 horas UT, e estação STR1, às 04 horas UT. Esta discrepância centimétrica em POL2 é justificada devido às distintas condições ionosféricas que afetaram a estação base CHUM, que está localizada à 35 km de distância da estação *rover*.

Figura 50 – Erro tridimensional do PPP para o DOY 46 de 2013.

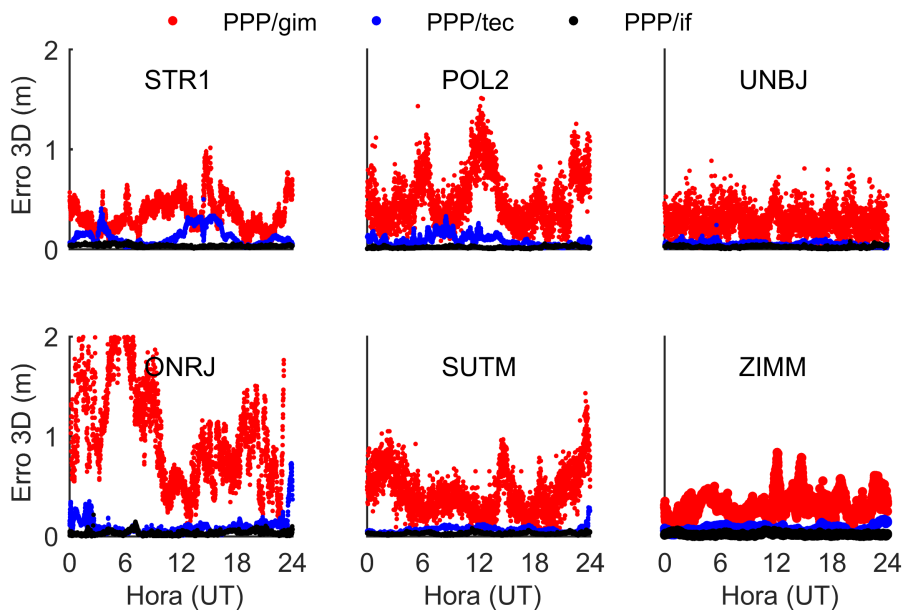
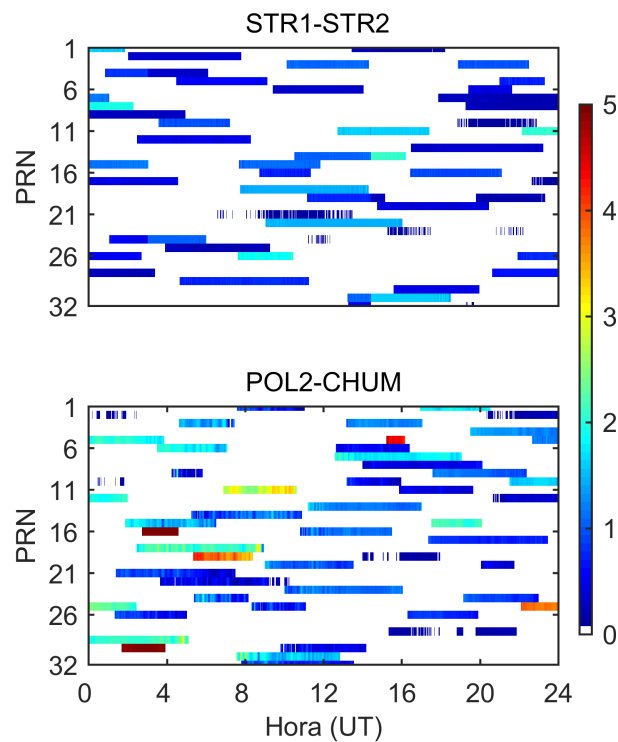


Figura 51 – Discrepâncias do TEC calibrado entre STR1 e STR2 (painel superior) e entre POL2 e CHUM (painel inferior). As cores representam as discrepâncias em TECU, onde a cor branca representa a ausência de dados.

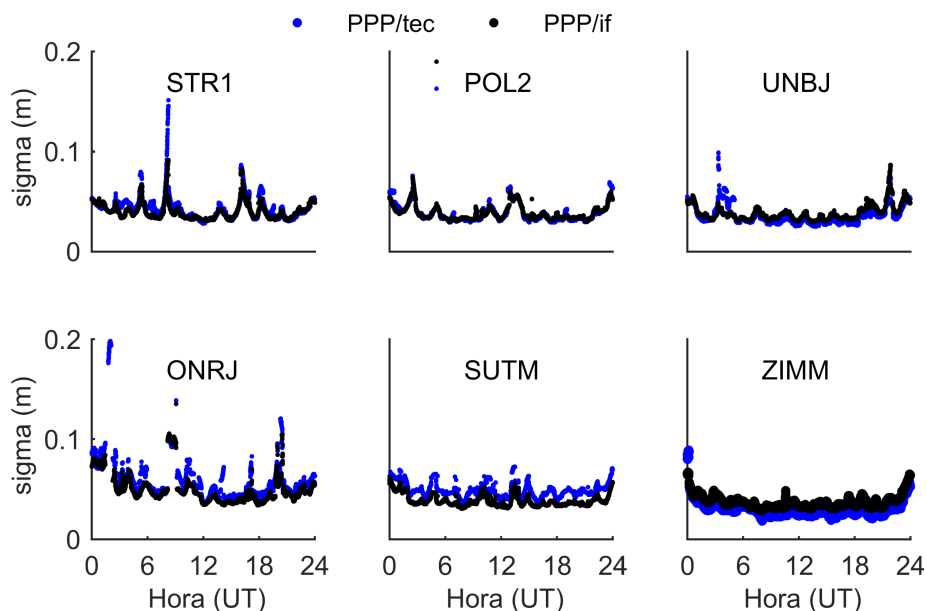


Ao estimar o TEC em CHUM e POL2 usando o método proposto, verifica-se na Figura 51 (painel inferior) que a magnitude da discrepância do TEC está ao nível de 3-5 TECU entre as 04 e 12 horas UT. Esta discrepância de 3-5 TECU é similar à discrepância em outros períodos, ou mesmo é similar com a discrepância obtida em STR1 e STR2. No entanto, durante 04-12 horas UT é possível visualizar alta variabilidade da discrepância do

TEC ao longo do tempo, o que permite dizer que a maior dificuldade para obter resultados acurados no PPP/tec foi a discrepância na variabilidade temporal do TEC em POL2 quando comparado à CHUM. No caso de STR1, a degradação do PPP/tec não foi devido às distâncias da base e do *rover*, pois como pode ser visto na Figura 51 (painel superior) a variabilidade temporal da discrepância do TEC é pequena. De fato, o mais importante fator para a degradação em STR1 foi devido à falhas de registro das observáveis GNSS. Nos instantes sem dados GNSS na estação base, o RTKLib foi adaptado para utilizar o TEC advindo do GIM, o que justifica o comportamento similar do PPP/tec e PPP/gim em alguns instantes.

As mesmas configurações do experimento feito na Figura 50 foram utilizadas para a produção da Figura 52; porém, agora mostrando o desvio-padrão da solução. Apesar dos problemas mencionados no PPP/tec, referentes à variabilidade temporal do TEC ser distinto nas estações base e *rover*, é bastante claro que o desvio-padrão do PPP/tec é similar ao do PPP/if. Inclusive, o desvio-padrão do PPP/tec é melhor ao do PPP/if para UNBJ e ZIMM, o que é viável uma vez que a observável *ion-free* é mais ruidosa que a L1. No geral, a média do desvio-padrão para o DOY 46 de 2013 foi de 0,66, 0,05 e 0,05 m para o PPP/gim, PPP/tec e PPP/if, respectivamente, e o desvio-padrão do PPP/gim não foi mostrado no gráfico devido aos seus altos valores de ordem métrica.

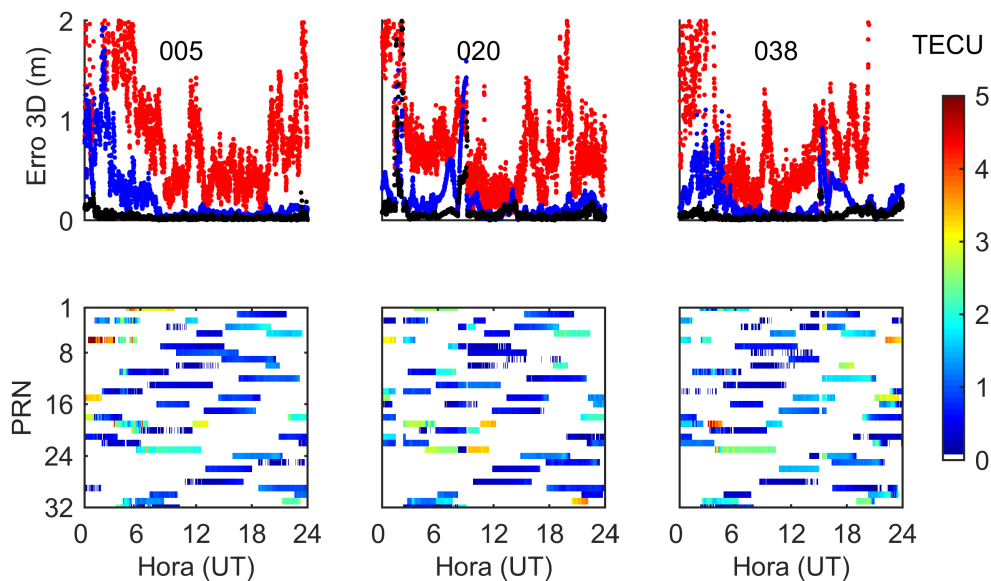
Figura 52 – Desvio-padrão do PPP para o DOY 46 de 2013.



Apesar de mostrar alguns detalhes apenas para o dia 46 de 2013, as mesmas análises do PPP/tec podem ser estendidas para os outros dias selecionados, exceto para a estação ONRJ, que está localizada na crista sul da EIA. Uma mais completa caracterização do PPP/tec em ONRJ é apresentada na Figura 53, sendo um típico resultado dos piores casos. Tal figura mostra os erros 3D calculados para cada época e a diferença do TEC estimado em ONRJ e RIOD. Nos três casos apresentados, o DOY 5 representa o dia mais

comum dentre os piores resultados do PPP/tec. As horas iniciais do dia (00-04 horas UT) correspondem ao período com impactantes estruturas de TEC associadas com o conhecido pico de pré-reversão da região equatorial. Por isso, há uma forte variabilidade temporal nas discrepâncias de TEC mostradas nos painéis de baixo. Outro problema que afeta a acurácia do PPP/tec é mostrado no DOY 20, onde é possível visualizar uma baixa variabilidade na discrepância do TEC entre ONRJ e RIOD. Neste dia, inclusive o PPP/if apresentou uma performance ruim, que é explicada por erros de registro na estação ONRJ. Portanto, não foi possível obter uma acurácia de poucos centímetros no resultado do PPP/tec do DOY 20 de 2013. Finalmente, o DOY 38 apresentou uma relevante degradação do PPP/tec em dois instantes. O primeiro corresponde ao pico de pré-reversão, onde há uma alta variabilidade da diferença do TEC entre as estações ONRJ e RIOD. O segundo é entre 16 e 20 horas UT, quando severas falhas no registro de dados foram detectados para a estação base RIOD e, portanto, apenas o PPP/tec em ONRJ apresentou uma performance ruim.

Figura 53 – Resultados do PPP para ONRJ nos DOYs 5, 20 e 38 de 2013 (painel superior), bem como a discrepância de TEC entre a base e o *rover* (painel inferior), onde a cor branca representa a ausência de dados.



Com o intuito de apresentar um resumo da performance do PPP/tec para todos os 120 dias analisados, a Figura 54 apresenta o RMSE diário das soluções e a Tabela 6 apresenta um resumo de todos os resultados de RMSE. Para cada dia da Figura 54, foi calculado um único valor de RMSE considerando o erro de todas as épocas do dia. Dias com problemas similares ao DOY 20 da Figura 53 (falhas no registro de dados na estação *rover*) foram excluídos da amostra. Contudo, dias com problemas similares ao DOY 38 (falhas de registro de dados na estação base) foram mantidos. Vale destacar que apesar das estações POL2 e CHUM formarem as maiores distâncias nos pares de estações, o PPP/tec obteve melhor performance em POL2 que em ONRJ. Esta consideração permite concluir

que o fator que mais afetou o PPP/tec nos experimentos foi a variabilidade ionosférica do TEC na crista sul da EIA.

Figura 54 – Série temporal do RMSE tridimensional obtido para cada dia analisado.

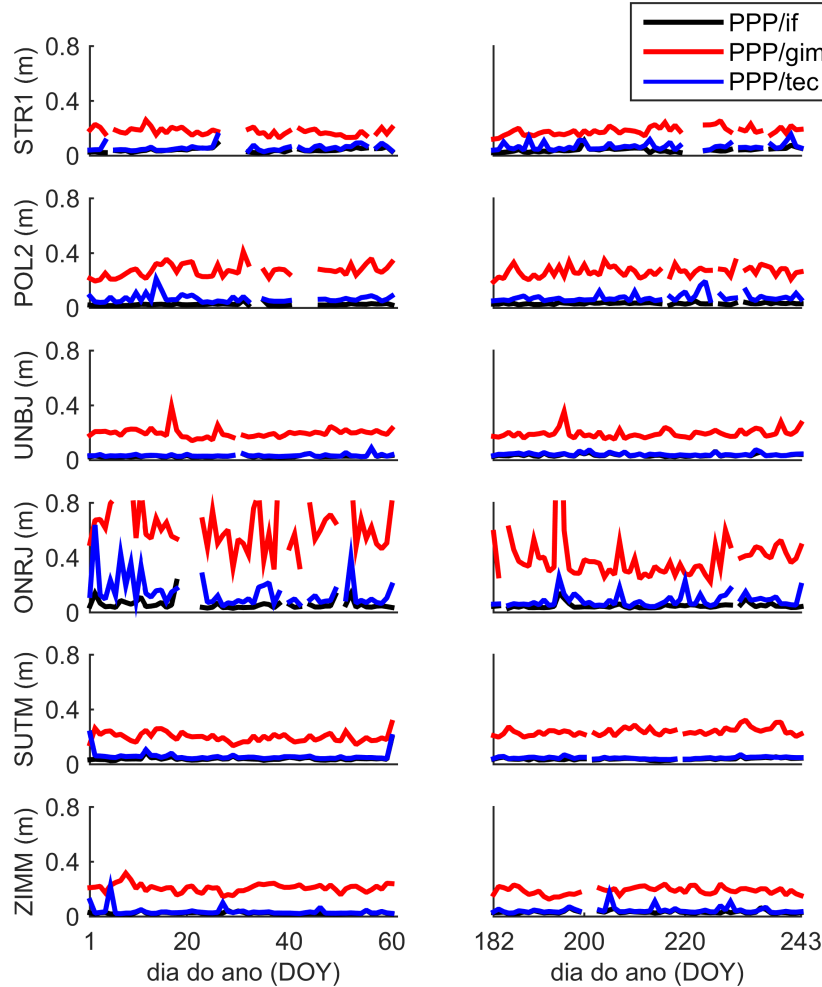


Tabela 6 – RMSE 3D e desvio-padrão obtido para todas as estações e dias analisados. Os valores estão na unidade métrica.

<i>Rover</i>	RMSE/if	σ /if	RMSE/tec	σ /tec	RMSE/gim	σ /gim
STR1	0,04	0,04	0,07	0,05	0,18	0,54
POL2	0,03	0,04	0,08	0,05	0,27	0,50
UNBJ	0,03	0,04	0,04	0,04	0,20	0,37
ONRJ	0,06	0,09	0,14	0,10	0,58	0,76
SUTM	0,04	0,06	0,06	0,07	0,22	0,79
ZIMM	0,03	0,04	0,05	0,04	0,20	0,29
RMSE Total	0,04	0,05	0,08	0,06	0,31	0,54

No geral, o PPP/tec apresentou uma melhoria de 74% no RMSE em comparação com o PPP/gim, sendo a diferença total do RMSE entre o PPP/tec e o PPP/if de 0,04 m. Com respeito ao desvio-padrão, o PPP/tec apresentou uma melhoria de 89,5% quando comparado com o PPP/gim. Além disso, valores similares do desvio-padrão foram obtidos

entre o PPP/tec e o PPP/if, o que mostra que tais soluções foram afetadas por erros randômicos similares. Portanto, se pode dizer que o método proposto para calibração do TEC permitiu obter uma relevante melhoria em comparação com o PPP usando arquivos de GIM do CODE. Além disso, é possível afirmar também que o método de calibração permite obter um PPP com acurácia similar ao PPP usando a observável corrigida dos efeitos de primeira ordem da ionosfera; porém, com uma pequena piora no RMSE.

6.3 Conclusões sobre o Posicionamento GNSS no Desenvolvimento do IonMAP

O procedimento de calibração do TEC foi implementado com sucesso para estimar o TEC em uma estação dita como base e realizar o PPP de simples frequência corrigindo o atraso ionosférico em outra estação *rover*. Os resultados mostraram que é possível estimar o TEC e obter uma solução do PPP de simples frequência com acurácia similar ao PPP de dupla frequência, ou seja, uma acurácia sub-centimétrica. Esta é uma informação relevante para o desenvolvimento de modelos ionosféricos, uma vez que a acurácia do PPP com os modelos mais tradicionais da ionosfera remanesce em torno de 0,5 à 2 m. Desta forma, percebe-se que ainda há espaço para melhoria nos modelos ionosféricos, sendo necessário definir formulações mais eficientes para a estimação do TEC.

Apesar do PPP usando o TEC calibrado proporcionar uma melhoria de 74% em comparação ao PPP usando GIMs, os DCBs estimados pela calibração e os DCBs dos GIMs foram obtidos com valores similares. Na realidade, por se tratar de um efeito sistemático para todo o dia, os erros na estimativa do DCB são absorvidos pelo parâmetro do relógio do receptor durante o PPP. Portanto, com base nos experimentos, pode-se afirmar que os DCBs já não podem mais serem considerados um problema aos modelos ionosféricos que tem o propósito de melhorar a performance do PPP com configurações similares à apresentada. Além disso, a variação temporal do TEC também pode ser bem estimada ao ponto de proporcionar o PPP de simples frequência com acurácia similar ao PPP de dupla frequência. Nos resultados apresentados, a taxa de estimação do TEC na estação base foi de 30 segundos e este TEC foi aplicado com uma taxa de também 30 s na estação *rover*. Portanto, é possível dizer que se um modelo ionosférico realizar a modelagem com uma resolução temporal de 30 segundos, onde a estimativa em um instante seja independente de outro instante, é possível obter uma qualidade no PPP similar à obtida nos resultados desta seção. Mas é claro que a resolução temporal de 30 segundos pode proporcionar um esforço muito grande para os modelos ionosféricos, sendo que uma resolução temporal mais adequada deve ser estudada em uma futura investigação.

Considerando que os DCBs e a variação temporal de um modelo ionosférico podem ser representados com resoluções suficientes para proporcionar alta acurácia no PPP de

simples frequência, pode-se dizer que o principal desafio para a construção do IonMAP é a acurácia dos métodos de interpolação espacial dos dados de TEC. A variabilidade espacial da ionosfera não foi considerada um problema relevante nos experimentos realizados nesta seção, pois a distância entre as estações base e *rover* são bastante curtas. No entanto, para aplicações em áreas maiores, futuras investigações são necessárias na definição de processos acurados de interpolação espacial do TEC. Vale dizer que as conclusões nesta seção não são apenas válidas para o IonMAP, mas também para a comunidade científica no geral, como foi reportado por [Prol et al. \(2018a\)](#), de forma que uma vez que os procedimentos de interpolação espacial do TEC forem aperfeiçoados é possível dizer que métodos de calibração com formulações similares à apresentada na Seção 5.1 são potenciais emergentes para uma grande gama de aplicações por usuários de receptores de simples frequência.

7 Performace do Modelo de Background do IonMAP

Este capítulo apresenta a análise da performance do modelo desenvolvido para representar o *background* da ionosfera dentro do contexto do modelo de assimilação de dados proposto. A Seção 7.1 mostra uma análise preliminar do método utilizado para estimação da altura de escala (H_0) e do gradiente da altura de escala ($\partial H_0/\partial h$) usando, como referência, dados de um radar de espalhamento incoerente. A Seção 7.2 mostra uma validação da função Vary-Chap ao mapear o *topside* da ionosfera em comparação com dados das sondas espaciais Alouette e dos satélites internacionais para estudos ionosféricos (ISIS - *International Satellites for Ionospheric Studies*). A Seção 7.3 apresenta uma validação da performance do *topside* do *background* em dois aspectos: usando dados da RO como referência e verificando a distribuição espacial e temporal estimada, sendo uma síntese dos resultados apresentados por Prol et al. (2018b). A Seção 7.4 apresenta a validação da parte inferior do *background* usando, como referência, dados de ionossondas sobre a região brasileira.

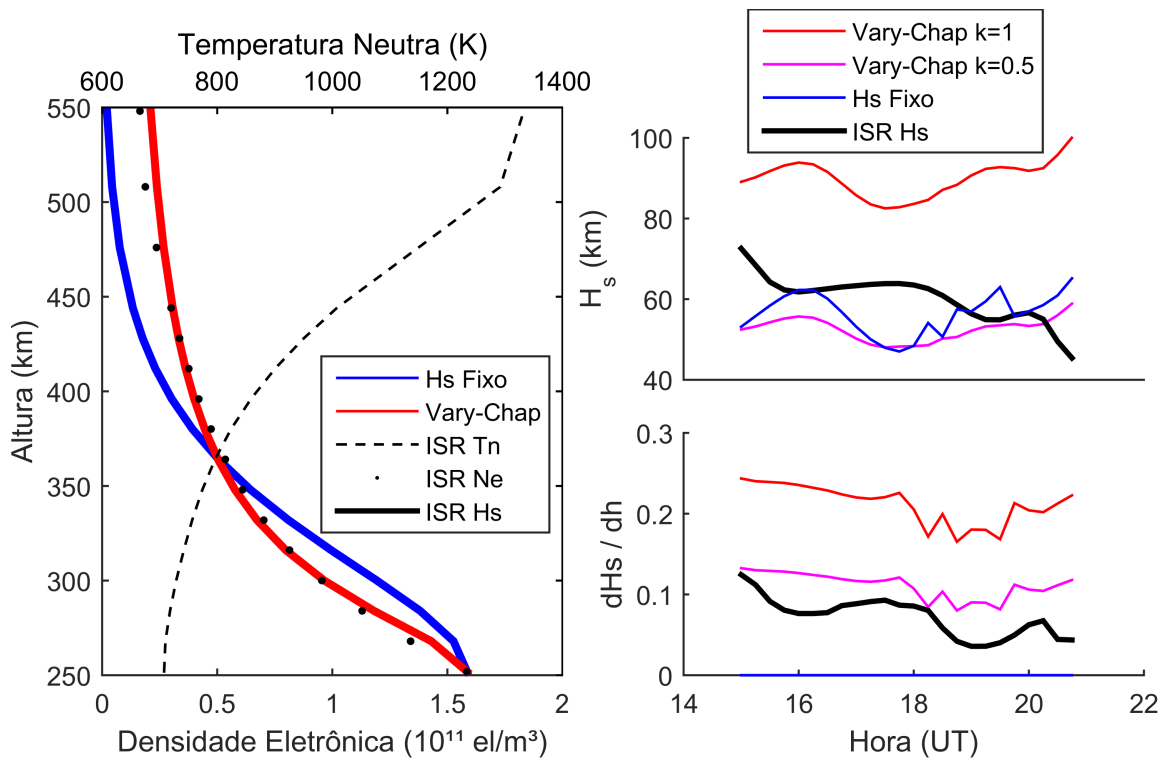
7.1 Avaliação da Formulação do Topside com Dados de Radar de Espalhamento Incoerente

A Figura 55 (painel esquerdo) mostra um típico exemplo da performance dos 7 passos desenvolvidos na Seção 5.2.1 para a estimativa da altura de escala e de seu gradiente. São mostrados o perfil ionosférico observado por medidas do radar de espalhamento (ISR - *Ionospheric Scatter Radar*) do observatório de Millstone Hill, o perfil ajustado por uma função de Chapman com uma altura de escala fixa para todas as altitudes e o perfil ajustado usando o método iterativo desenvolvido com uma altura de escala que varia linearmente com a altitude, nomeado como Vary-Chap. Os dados de ISR para o dia 15 de Janeiro de 2010 foram utilizados neste exemplo por suas importantes medidas de temperatura em adição às medições acuradas de densidade eletrônica. Como se pode notar, a altura de escala da função Vary-Chap é mais flexível para descrever a região de topo em comparação com o ajustamento usando a altura de escala fixa. Isto se dá, principalmente, devido à forte influência do gradiente da altura de escala que faz o perfil se adequar melhor na parte mais superior da região de topo (acima de 400 km, no exemplo).

De fato, ambas as funções Chapman- α e Chapman- β proporcionam resultados iguais para a estimativa da densidade de elétrons, no entanto, consideráveis diferenças são obtidas em termos da magnitude de H_0 e $\partial H_0/\partial h$ quando usando diferentes valores de

k_c . No intuito de identificar a melhor opção, a altura de escala H_0 e o gradiente $\partial H_0^o / \partial h$ foram estimados com ambas as funções ($k_c = 1/2$ e $k_c = 1$) e comparados com os mesmos parâmetros calculados com dados de temperatura do ISR (Figura 55, painel direito).

Figura 55 – O painel esquerdo apresenta a estimativa do perfil na região de topo usando a altura de escala fixa (linha azul) e uma altura de escala que varia linearmente com $k_c = 1$ (linha vermelha) e $k_c = 0,5$ (linha magenta). Os pontos pretos representam observações de n_e derivado das medidas de ISR. O painel da direita apresenta os valores estimados de H_s (painel superior) e $\partial H_s / \partial h$ (painel inferior) para 6 horas de dados e à uma altitude de 520 km, sendo que a linha preta foi obtida por dados de temperatura do ISR.



Como apontado por Belehaki et al. (2006), a altura de escala derivada das funções de Chapman pode ser teoricamente avaliada ao compará-la com a altura de escala estimada com dados de temperatura da atmosfera neutra. Portanto, a altura de escala calculada pelas medidas de temperatura do ISR foram derivadas pela seguinte equação:

$$H_s = \frac{k_b T_n}{m(O)g}, \quad (7.1)$$

onde T_n é a temperatura da atmosfera neutra medida pelo ISR, k_b é a constante de Boltzmann ($1,38 \times 10^{-23}$ m² kg s⁻¹ K⁻¹), $m(O)$ é a massa do oxigênio ($2,65 \times 10^{-26}$ kg) e g é a aceleração da gravidade ($9,81$ m s⁻²).

A Figura 55 (painel superior direito) apresenta os valores estimados de $H_s(h)$ para a altura fixa de 520 km para cerca de 6 horas de dados. São apresentados a altura de

escala H_s derivada com os três procedimentos: $k_c = 1/2$, $k_c = 1$ e Equação (7.1). Além disto, o painel inferior direito mostra os gradientes da altura de escala. Em geral, pode-se notar que o método proposto faz a estimação da altura de escala com magnitude similar à altura de escala derivada do ISR. Adicionalmente, uma melhor concordância é obtida pela função Chapman- α em comparação com a Chapman- β . A discrepância média entre o H_s do ISR e o H_s da função Vary-Chap usando $k_c = 1$ foi de 29 km, enquanto a discrepância média entre o H_s do ISR e o H_s da função Vary-Chap usando $k_c = 1/2$ foi de 9 km. Consequentemente, o modelo climatológico para gerar o *background* do IonMAP foi desenvolvido com a função Chapman- α .

7.2 Avaliação do Topside com dados das sondas ISIS e Alouette

Nesta seção são utilizados dois conjuntos de dados: dados de RO e dados de sondas espaciais especificamente construídas para observar a região de topo da ionosfera. As sondas do *topside* são constituídas por ionossondas instaladas em satélites com a antena apontada para baixo no intuito de proporcionar perfis de densidade eletrônica desde o limite superior da atmosfera até a região de pico da camada F da ionosfera. Neste estudo, foram usados dados manualmente escalonados das décadas de 1960 e 1970 dos satélites Alouette e ISIS. Tais dados foram processados pelo *Canadian Communications Research Center* (CRC) e são disponibilizados em <<https://spdf.sci.gsfc.nasa.gov/>>.

Em um primeiro instante, uma avaliação preliminar foi realizada para verificar a acurácia do modelo proposto para estimar o perfil do *topside* com a função Vary-Chap e uma altura de escala que varia linearmente. Ou seja, uma avaliação foi realizada para verificar a sensibilidade dos parâmetros H_0 e $\partial H_0/\partial h$ em descrever os perfis ionosféricos. Neste sentido, a seguinte formulação foi utilizada para determinar valores de referência da altura de escala (H_s^{ref}):

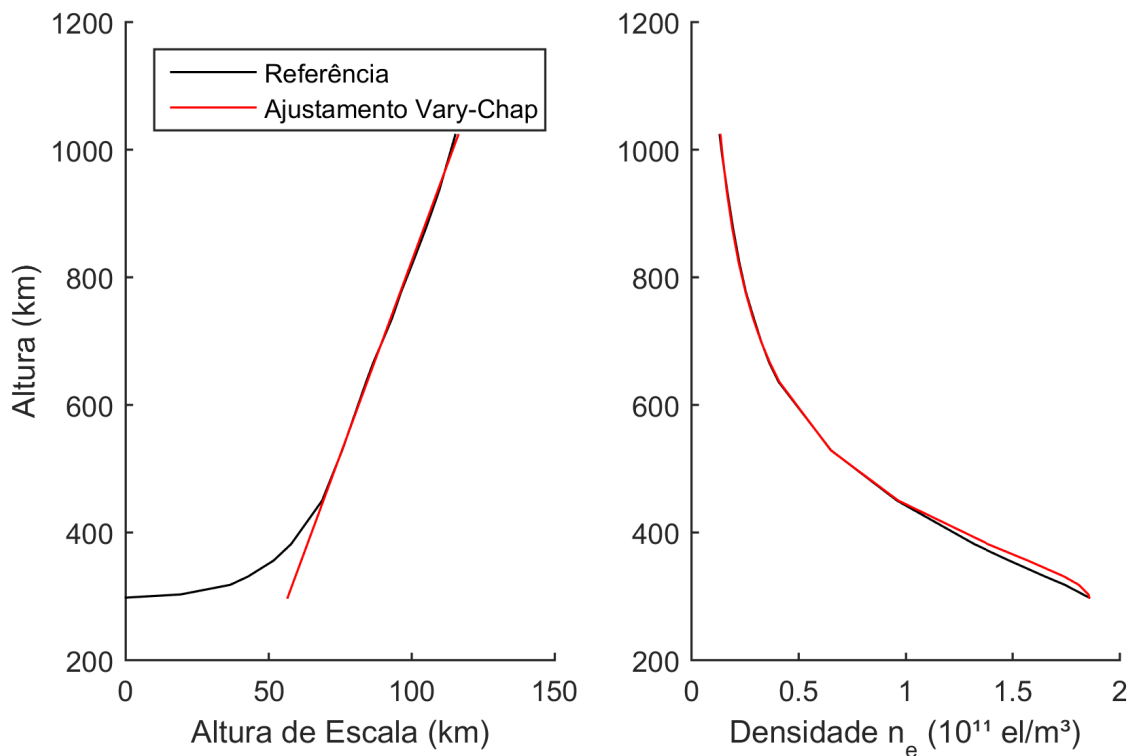
$$H_s^{ref} = \frac{h - h_m}{1 - 2 \log\left(\frac{n_e}{n_m}\right) - \exp\left(\frac{h-h_m}{H_s^o}\right)}, \quad (7.2)$$

onde H_s^o é um valor aproximado para a altura de escala e os valores calculados de H_s^{ref} são obtidos por meio de um processo iterativo. As iterações percorrem todas as medidas de um perfil de densidade eletrônica até que o máximo erro entre o perfil calculado com H_s^{ref} e o observado seja inferior à 10^{-4} el/m³. Uma vez que o limite de tolerância para finalizar as iterações é bastante rigoroso (erro máximo $< 10^{-4}$ el/m³), a validação ao nível da altura de escala permite ser também interpretada como a acurácia do modelo para descrever os perfis ao nível da densidade eletrônica.

A Figura 56 (painel esquerdo) apresenta uma comparação entre a altura de escala obtida com o método Vary-Chap e a altura de escala calculada pela Equação (7.2) em um perfil observado pela sonda Alouette. O painel direito apresenta a mesma comparação,

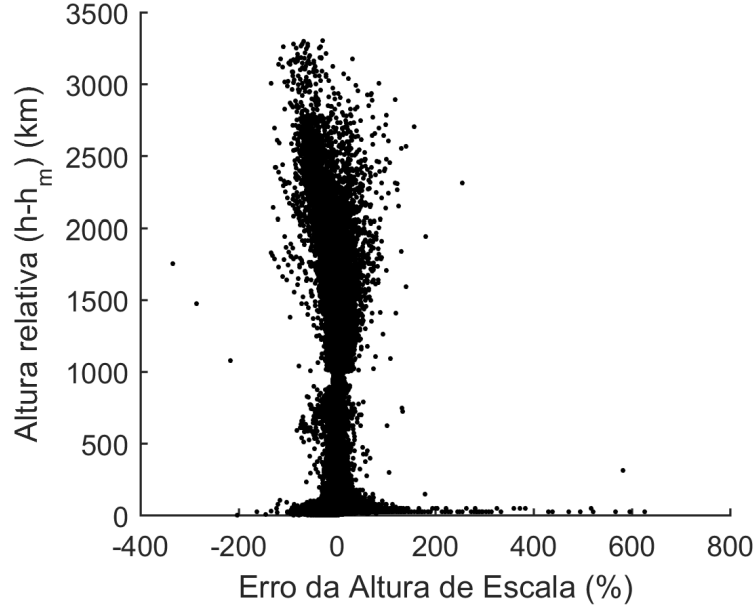
porém ao nível da densidade eletrônica, onde se nota que as regiões de piores estimativas de altura de escala coincidem com as regiões de pior estimativa na densidade eletrônica. Vale destacar que altura de escala linear representa muito bem o as alturas acima de 450 km, porém é pior à medida que se aproxima do pico. Esta piora próxima do pico é esperada uma vez que $h - h_m$ tende à zero próximo ao pico, fazendo com que a parte exponencial do modelo de Chapman ($\exp(-\frac{h-h_m}{H_s})$) torne a altura de escala também tendendo à zero. Esta variação brusca próxima ao pico não é representada pela representação linear, assim como em trabalhos anteriores (OLIVARES-PULIDO et al., 2016).

Figura 56 – Exemplo de comparação entre um perfil observado pela sonda Alouette e o ajustamento realizado com o modelo Vary-Chap proposto com variação linear. O painel esquerdo apresenta a comparação ao nível da altura de escala (H_s^{ref} vs H_s estimado) e o direito ao nível da densidade eletrônica



Ao analisar todo o conjunto de dados das sondas ISIS e Alouette, obtém-se o erro mostrado na Figura 57. O erro foi calculado por meio da diferença entre os valores de referência e calculados divididos pelos valores de referência, ou seja, $\text{Erro} = (H_s - H_s^{ref}) / H_s^{ref}$. No geral, é possível notar que o erro é significativo próximo ao pico, porém diminui drasticamente ao se afastar do pico. Ao calcular a raiz do erro médio quadrático da porcentagem para todas as altitudes acima de $h_m + 100$ km, o valor obtido é de 4,1%. Ao calcular a correlação entre o H_s e H_s^{ref} para os mesmos dados acima de $h_m + 100$ km, o valor obtido é de 98,8% de correlação. Estes números mostram a capacidade do modelo Vary-Chap linear em representar os perfis ionosféricos para as altitudes acima do pico, sendo que apenas as altitudes acima de $h_m + 100$ km foram utilizadas no intuito de remover as partes próximas do pico que, como já mencionado, apresentam problemas.

Figura 57 – Porcentagem do erro $((H_s - H_s^{ref})/H_s^{ref})$ entre a altura de escala de referência obtida com todos os dados das sondas de *topside* em comparação com os mesmos dados ajustados com o modelo linear Vary-Chap.



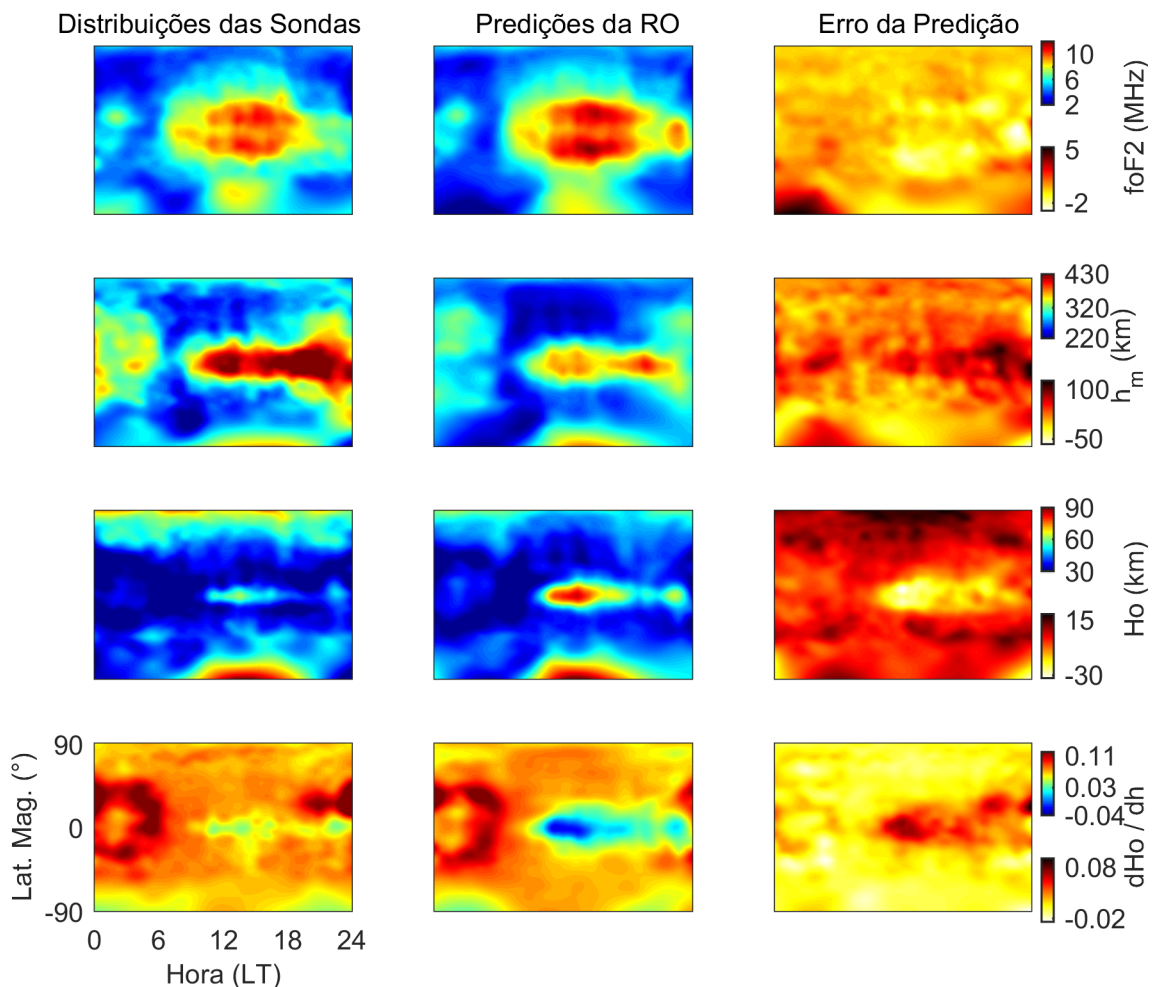
Os dados de Rádio-Ocultação são apenas acessíveis após 2006. Em contra partida, os dados medidos pelas sondas espaciais do *topside* são disponíveis apenas para as décadas de 1960 e 1970. Por isso, com o intuito de realizar uma comparação entre as superfícies estimadas com a RO e as sondas ISIS e Alouette, um modelo preditivo foi necessário. A Equação (7.3) foi implementada para realizar a predição de 40 anos, onde ajustamento por mínimos quadrados foi conduzido utilizando dados de RO da constelação COSMIC para os anos de 2007, 2010 e 2014. Estes anos foram selecionados por corresponderem ao mínimo, intermediário e máximo dos valores de F10.7, respectivamente. Considerando $G_{mn}^{a,b} = \sum_{n=0}^N \sum_{m=0}^n P_{nm}(\sin \phi_m)[a_{nm} \cos(\pi \frac{mtL}{12}) + b_{nm} \sin(\pi \frac{mtL}{12})]$, a equação do modelo preditivo é dada por:

$$\begin{aligned}
 f(\phi_m, t_L) = & (F107_{max} - F107)G_{mn}^{a,b} + (F107 - F107_{min})G_{mn}^{c,d} + \\
 & \sin(DOY)(F107_{max} - F107)G_{mn}^{e,f} + \sin(DOY)(F107 - F107_{min})G_{mn}^{g,h} + \\
 & \cos(DOY)(F107_{max} - F107)G_{mn}^{i,j} + \cos(DOY)(F107 - F107_{min})G_{mn}^{k,l} + \\
 & \sin(2 * DOY)(F107_{max} - F107)G_{mn}^{o,p} + \sin(2 * DOY)(F107 - F107_{min})G_{mn}^{q,r} + \\
 & \cos(2 * DOY)(F107_{max} - F107)G_{mn}^{s,t} + \cos(2 * DOY)(F107 - F107_{min})G_{mn}^{u,v}, \quad (7.3)
 \end{aligned}$$

onde $f(\phi_m, t_L)$ representa as observações para qualquer um dos parâmetros de interesse ($n_m, h_m, H_0, \partial H_0/\partial h$) e $a_{nm}, b_{nm}, c_{nm}, d_{nm}, e_{nm}, f_{nm}, g_{nm}, h_{nm}, i_{nm}, j_{nm}, k_{nm}, l_{nm}, o_{nm}, p_{nm}, q_{nm}, r_{nm}, s_{nm}, t_{nm}, u_{nm}, v_{nm}$ são os coeficientes determinados em um ajustamento por mínimos quadrados com grau 15, o que proporciona 2560 coeficiente para cada um dos parâmetros de interesse. O termo $F107$ representa o índice que mostra o comportamento da atividade solar dado pelo fluxo solar à 10.7 cm, em unidades de fluxo solar (sfu - *solar*

flux units), sendo que $F107_{max}$ é o máximo do índice solar e $F107_{min}$ é o mínimo. O termo *DOY* se refere ao dia do ano convertido em radianos, pelo qual é responsável na representação das variações sazonais da ionosfera. Vale destacar que existem quatro séries usando $2 * DOY$ no intuito de descrever as variações semi-anuais da ionosfera e a Figura 58 apresenta as superfícies estimadas com a RO e as superfícies de referência das sondas espaciais ISIS e Alouette.

Figura 58 – Superfícies de referência e preditas, bem como o erro da predição. A superfície estimada foi obtida utilizando todos os dados escalonados manualmente dos satélites ISIS e Alouette (desde 1962 até 1979). A superfície predita foi obtida com dados de RO usando observações de 2008, 2010 e 2014. Todas as distribuições são obtidas para os mesmos instantes quando as medidas dos satélites ISIS e Alouette foram obtidas.



Os painéis centrais da Figura 58 mostram as distribuições preditas de h_m , n_m , H_o e $\partial H_o/\partial h$ para os mesmos instantes com observações das sondas ISIS e Alouette. Os painéis esquerdos apresentam as distribuições obtidas pelas sondas de *topside* e os painéis à direita apresentam o erro da predição. A predição de cada perfil foi realizada para o instante

exato com observações das sondas de *topside*, de maneira que uma interpolação bilinear no espaço foi realizada. O valor máximo do índice solar para a RO foi de 147 sfu. Por outro lado, o máximo índice solar para as sondas de *topside* foi de 192 sfu. Portanto, os valores limitados de máximo e mínimo do índice solar para os dados de RO foi o principal fator que comprometeu a habilidade do modelo em prever corretamente a distribuição dos parâmetros de pico e do topo, proporcionando uma superestimação da densidade de pico devido à atribuição de um contínuo crescimento linear de n_m . O contrário ocorreu para a altitude de pico, onde a predição resultou em uma subestimação dos valores de h_m .

Apesar das dificuldades da predição, como pode ser visualizado na Figura 58, os padrões sazonais de todos os parâmetros foram preditos com razoável qualidade, onde a razão entre a média do erro absoluto pela média do valor estimado de cada parâmetro foi de 10,5%, 8,8%, 14,6% e 14,9% para h_m , n_m , H_0 e $\partial H_0/\partial h$, respectivamente, sendo pior na região próxima ao polo sul devido à pouca cobertura de dados ISIS e Alouette nesta parte. Vale ressaltar ainda que, assim como mostrado pela RO, as observações das sondas espaciais ISIS e Alouette mostram uma forte anticorrelação da altura de escala e do seu gradiente na região equatorial. Além disso, as distribuições espaciais dos quatro parâmetros de interesse são similarmente estimados entre as distribuições preditas e estimadas, o que torna válido as análises realizadas na Seção 7.3. É interessante observar que as técnicas aplicadas para estimar os parâmetros ionosféricos por meio da RO e das demais sondas são bastante distintas, o que mostra a relevância da comparação e demonstra o potencial da RO para o desenvolvimento de modelos climatológicos.

7.3 Avaliação da Região Topside com Dados de RO

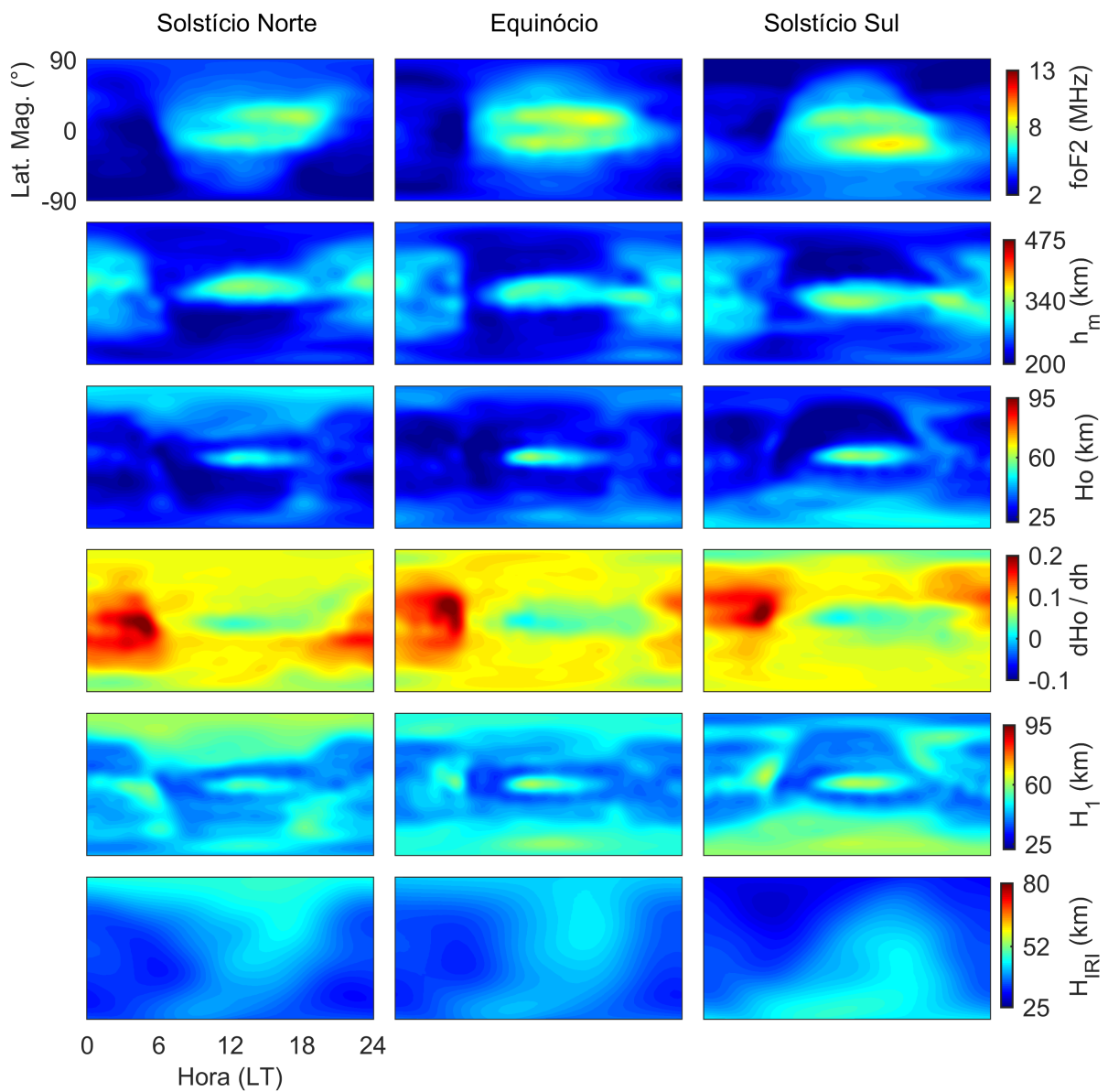
A magnitude confiável dos valores de H_0 e $\partial H_0/\partial h$ estimados com o procedimento proposto, quando comparado com dados de ISR na Seção 7.1, em conjunto com a falta de estudos que apresentam a dinâmica global de tais parâmetros estimados pela RO, inspirou a realizar a avaliação dos padrões espaciais de H_0 e $\partial H_0/\partial h$ com dados de RO. Neste sentido, quatro parâmetros (h_m , n_m , H_0 e $\partial H_0/\partial h$) foram espacialmente interpolados por meio do uso de coeficientes harmônicos esféricos. A Equação (7.4) foi apenas utilizada no experimentos desta seção uma vez que, com os harmônicos esféricos, é possível prever os parâmetros para uma futura validação dos valores estimados:

$$f(\phi_m, t_L) = \sum_{n=0}^N \sum_{m=0}^n P_{nm}(\sin \phi_m) [a_{nm} \cos(\pi \frac{mt_L}{12}) + b_{nm} \sin(\pi \frac{mt_L}{12})], \quad (7.4)$$

sendo que $f(\phi_m, t_L)$ representa um dos quatro parâmetros de interesse, ϕ_m é a latitude magnética, t_L é o tempo local, P_{nm} é o polinômio de Legendre associado e normalizado, e a_{nm} e b_{nm} são os coeficientes estimados em um ajustamento por mínimos quadrados com grau $N = 15$, o que representa 256 coeficientes para cada um dos parâmetros.

A Figura 59 apresenta as superfícies estimadas de h_m , n_m , H_0 e $\partial H_0/\partial h$ ao aplicar a função de harmônicos esféricos nos dados de RO para três dias representativos do mínimo no ciclo solar 24: solstício do hemisfério norte (DOY 172), equinócio (DOY 264) e solstício do hemisfério sul (DOY 356) de 2008. Tal Figura apresenta, também, a altura de escala calculada por dados de temperatura advindos do IRI-2012 para uma altura fixa em 400 km, bem como a altura de escala H_1 que representa a altura de escala computada para a altura fixa de 400 km por meio de $H_1 = H_0 + \partial H_0/\partial h(400 - h_m)$.

Figura 59 – Padrões espaciais de h_m , n_m , H_0 e $\partial H_0/\partial h$ para distintos períodos de solstícios e equinócios no ano 2008. São também mostradas a altura de escala H_0 calculada por meio de medidas de temperatura do IRI-2012.

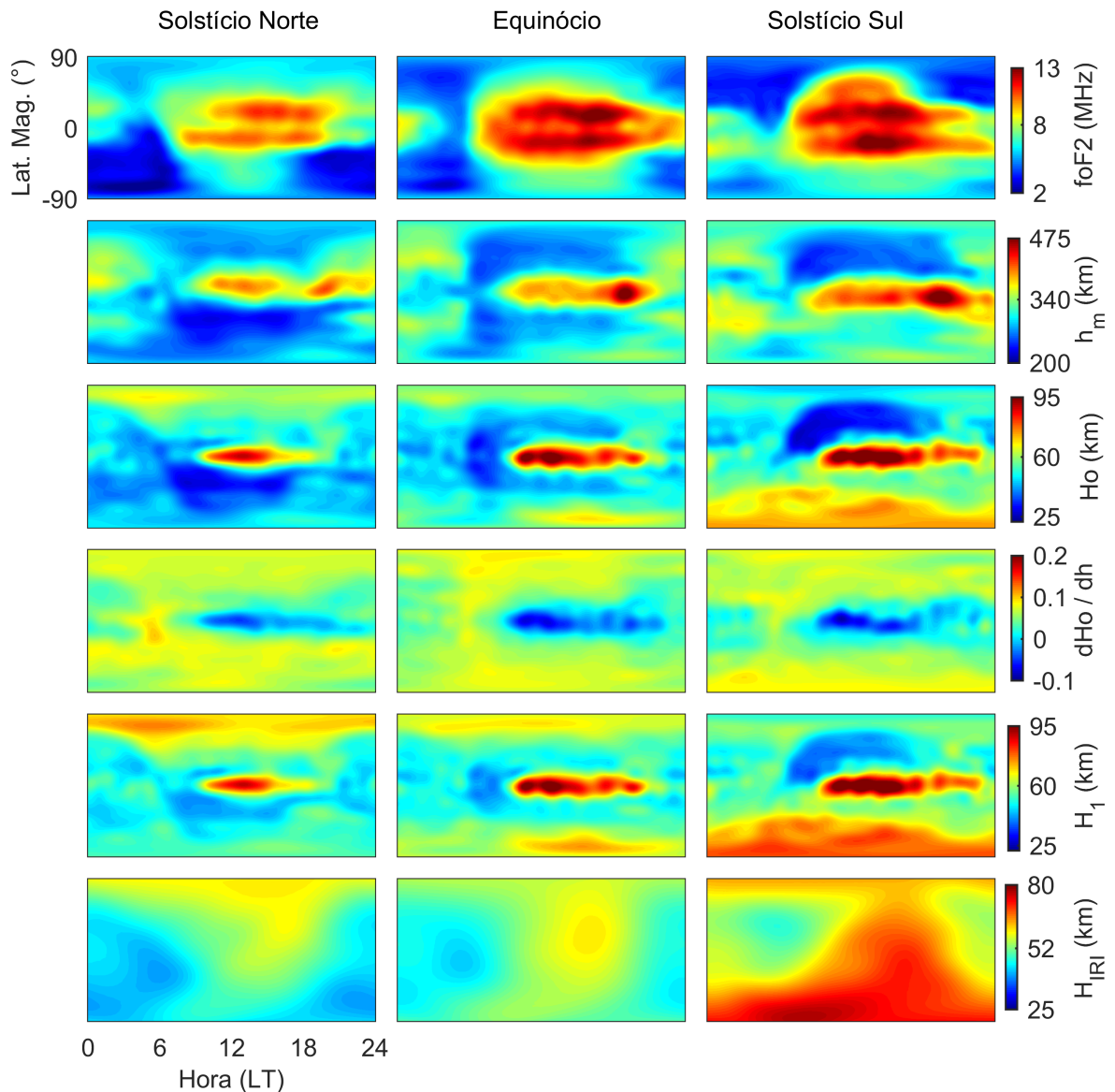


A partir destes resultados é possível visualizar padrões espaciais esperados para n_m , como a representação das duas cristas da EIA e seu comportamento assimétrico, sendo

a crista norte mais intensa durante o solstício no hemisfério norte e a crista sul mais intensa durante o solstício do hemisfério sul. Além disso, nota-se padrões esperados para as distribuições estimadas de h_m , onde a altitude de pico é maior na região equatorial uma vez que a deriva vertical para cima associada aos dínamos das regiões E e F é mais intensa neste setor. As variações diárias do dia e da noite também são bem definidas nas superfícies de h_m e n_m .

A Figura 60 mostra as mesmas configurações da Figura 59; porém, para o máximo no pico do ciclo solar 24 (ano de 2014), de modo que a intensidade dos parâmetros estimados aumenta de acordo com o aumento do ciclo solar.

Figura 60 – Padrões espaciais de h_m , n_m , H_0 e $\partial H_0/\partial h$ para distintos períodos de solstícios e equinócios no ano 2014. São também mostradas a altura de escala H_0 calculada por meio de medidas de temperatura do IRI-2012.



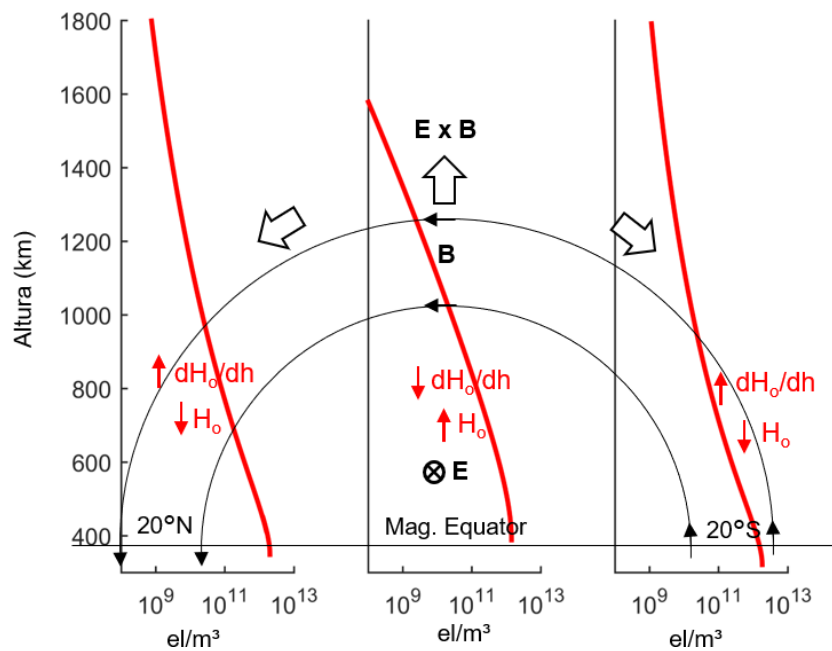
Ao analisar as Figuras 59 e 60, algumas características interessantes podem ser verificadas na estimação da altura de escala H_0 , pela qual foi estimada com magnitude similar à de trabalhos anteriores (OLIVARES-PULIDO et al., 2016; PROL et al., 2018b) e à valores da altura de escala derivada de medidas de temperatura do IRI. Como pode ser observado, a superfície de H_0 claramente acompanha a variabilidade espacial de H_{IRI} e a posição do Sol, mostrando maiores valores no hemisfério norte durante o solstício do norte (Junho), maiores valores no hemisfério sul durante o solstício do sul (Dezembro) e um comportamento balanceado no equinócio. Além disso, existe uma menor variabilidade de H_0 na região polar durante os solstícios devido à falta de noites escuras na região. Portanto, pode-se dizer que existe uma distribuição espacial de H_0 principalmente controlada pela temperatura devido à irradiação solar. Porém, há um padrão principal que não é apenas explicado pela posição do Sol. De fato, existem altos valores de H_0 na região equatorial nas horas do dia que parecem ser independentes das estações de solstícios ou equinócios.

Ao longo do equador geomagnético, os campos elétrico e magnético são mutuamente perpendiculares entre si. A força resultante durante o dia eleva a densidade eletrônica para altitudes superiores com uma velocidade de deriva dada por $E \times B$. É bastante conhecido que a altitude de pico eleva proporcionalmente à intensidade da densidade de corrente elétrica no equador. Contudo, em adição à isso, os resultados das Figuras 59 e 60 indicam que não somente o pico de altitude que se eleva mas que também o formato do perfil ionosférico muda por meio de um aumento de H_0 . Com efeito, os valores elevados de H_0 parecem inclusive mais confinados na região equatorial do que h_m , o que indica que H_0 é mais afetado pela intensificação da deriva vertical do que a altura de pico. Isto deve ser verdade, uma vez que o aumento de h_m depende da elevação de toda a camada F, enquanto o parâmetro H_0 aumenta apenas por possuir alguns elétrons a mais na região do topo.

A Figura 61 ilustra a sinergia entre a deriva vertical para cima na região equatorial, dada pela força $E \times B$, e os perfis reais obtidos pelos parâmetros de h_m , n_m , H_0 e $\partial H_0/\partial h$. Apesar dos baixos valores de n_m no equador geomagnético em comparação com os valores de n_m nas regiões da crista da EIA é possível notar uma alta concentração de densidade eletrônica acima da altitude de pico no equador (entre 500 e 700 km). Os valores altos de densidade eletrônica acima do pico são os principais responsáveis pelo aumento de H_0 no equador geomagnético. Além disso, é interessante notar que, nas altitude mais elevadas, o plasma mais elevado difunde ao longo das linhas do campo magnético em direção às baixas latitudes, formando as cristas da EIA pelo chamado efeito fonte. Portanto, existe um contínuo fluxo de elétrons que estão deixando a parte mais superior do topo equatorial. No entanto, ao invés de reduzir os valores de H_0 , o parâmetro que é mais afetado é o gradiente $\partial H_0/\partial h$. Desta forma, apesar da densidade eletrônica ser mais elevada no topo equatorial, o decaimento exponencial não é tão forte nesta região quando comparado com o decaimento exponencial nas baixas latitudes. De fato, o gradiente $\partial H_0/\partial h$ principalmente controla

o quão forte é o decaimento exponencial nas altitudes mais elevadas do topo. Portanto, existe uma anticorrelação entre H_0 e o gradiente $\partial H_0/\partial h$ observado na região equatorial das Figuras 59 e 60 que é principalmente associada à deriva vertical, que aumenta H_0 , e à difusão dos elétrons ao longo das linhas do campo magnético, que reduz $\partial H_0/\partial h$.

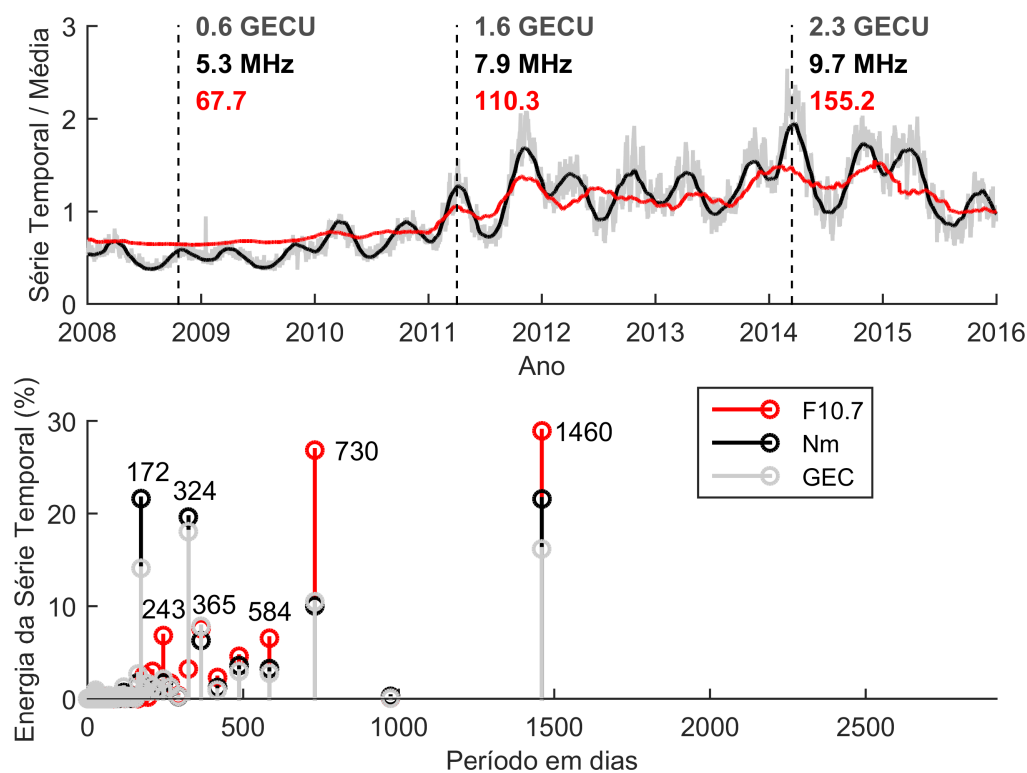
Figura 61 – Variabilidade da região de topo da ionosfera devido ao efeito fonte. A densidade eletrônica está plotada em uma escala logarítmica.



É importante observar um relevante aumento do gradiente $\partial H_0/\partial h$ na região equatorial após 00 horas LT e próximo de 05 horas LT nas Figuras 59 e 60. Durante o período noturno, o processo de recombinação rapidamente reduz a densidade de elétrons na ionosfera próximo do pico da altitude. Por outro lado, o plasma nas altas altitudes é mantido devido às baixas taxas de recombinação. Adicionalmente, a densidade de elétrons na plasmasfera pode se propagar para a região F durante a noite, assim como mencionado por Kelley (2009). Portanto, uma vez que o gradiente $\partial H_0/\partial h$ é fortemente controlado pela densidade eletrônica na parte superior do topo da ionosfera, os altos valores durante 00 horas LT são provavelmente devido aos processos de recombinação e à dinâmica da plasmasfera. Além disso, o aumento significativo do gradiente $\partial H_0/\partial h$ próximo à 05 horas LT pode ser relacionado com o nascer do sol. No nascer do sol, os raios solares atingem primeiro a parte superior do topo da ionosfera. Portanto, há um aumento da produção iônica na parte superior apesar de pouca variação da densidade eletrônica na região de pico. Conseqüentemente, existe um justificável aumento do gradiente $\partial H_0/\partial h$ também mencionado por Prol e Camargo (2016) como o principal motivo de afetar a estimativa da densidade de pico n_m por meio da tomografia ionosférica. Porém, nos experimentos conduzidos por Prol e Camargo (2016), o aumento da densidade de elétrons na parte superior do topo durante o nascer do sol era apenas uma especulação que agora pode ser observado graças ao método proposto com base na RO.

Além das distribuições espaciais e no intuito de avaliar a capacidade dos parâmetros estimados em descrever as variabilidades temporais do *topside*, as funções harmônicas esféricas que descrevem a distribuição espacial foram utilizadas para a estimativa de coeficientes em todos os dias dos anos de 2008 a 2015. Uma janela deslizante de 30 dias foi utilizada para analisar a dependência temporal de todos os coeficientes e, como resultado, as séries temporais mostradas na Figura 62 foram construídas.

Figura 62 – O painel superior apresenta a série temporal do primeiro coeficiente dos harmônicos esféricos estimado para n_m , convertido em MHz, bem como valores da média móvel do índice F10.7 e do GEC em unidades de GEC (GECU - GEC Units), onde 1 GECU = 10^{32} elétrons. O painel inferior mostra os períodos com maiores energias na série temporal, detectados pela FFT.



O painel superior da Figura 62 apresenta a série temporal do primeiro coeficiente harmônico (a_{00}) obtido com observações de n_m , convertido em MHz. Neste painel é também apresentado o comportamento da intensidade solar dado pelo fluxo de radiação solar no comprimento de onda de 10.7 cm (índice F10.7), bem como uma aproximação global da ionosfera dada pelo conteúdo global de elétrons (GEC - *Global Electron Content*) derivado dos GIMs produzidos pela *Universitat Politècnica de Catalunya* e identificado por UQRG (HERNÁNDEZ-PAJARES; JUAN; SANZ, 1999). Cada valor diário dos coeficientes e índices foram divididos pelo valor médio da série temporal no intuito de mostrar um gráfico com os dados sobrepostos. Apesar da série temporal ser obtida por meio de instrumentos independentes e com distintas técnicas de processamento, pode-se notar uma boa concordância do n_m (em el/m^3), F10.7 (em unidades de $10^{-22} \text{W m}^{-2} \text{Hz}^{-1}$) e GEC (em unidades de 10^{32} elétrons). A correlação entre n_m e F10.7 foi de 91% e entre

n_m e GEC de 96%, o que indica uma significativa consistência do método em analisar o comportamento temporal da ionosfera global.

A transformada rápida de Fourier (FFT - *Fast Fourier Transform*) foi aplicada nas séries temporais dadas por 256 coeficientes harmônicos para cada um dos 4 parâmetros (h_m , n_m , H_0 e $\partial H_0/\partial h$). A FFT foi aplicada para converter o domínio do tempo no domínio das frequências da série e, então, identificar os períodos que apresentam padrões temporais predominantes, ou seja, com mais energia na série. Foram identificadas as frequências necessárias para que pelo menos 99% da energia da série possa ser representada. A Figura 62 (painel inferior) mostra as frequências identificadas, convertidas em períodos, que mais contribuíram para o primeiro coeficiente de n_m . São também mostrados os períodos que mais contribuíram para as séries de F10.7 e GEC, mostrando que todas estas séries possuem padrões temporais similares. Em geral, pode-se observar que as maiores energias das séries de F10.7, GEC e do primeiro coeficiente de n_m são relacionados aos períodos de 1460 dias (4 anos), 730 dias (2 anos) e 365 dias (1 ano). Existem dois outros períodos dados por 172 e 324 dias com alta energia de n_m e GEC; porém, com pouca energia no índice F10.7, o que é esperado uma vez que o F10.7 se refere à um indicador de atividade solar. Portanto, variabilidades sazonais da ionosfera, principalmente relacionadas às variações dos hemisférios norte e sul, proporcionaram uma melhor consistência entre n_m e GEC. É relevante dizer que, apesar de apresentar resultados de n_m , períodos similares dos padrões temporais foram estimados para os primeiros coeficientes dos parâmetros de h_m , H_0 e $\partial H_0/\partial h$.

Após calcular os mais importantes períodos das séries temporais dos coeficientes, um procedimento de modelagem temporal foi realizado. A modelagem temporal de h_m , n_m , H_0 e $\partial H_0/\partial h$ foi realizada por meio de uma série de Fourier. Neste sentido, a série temporal de um coeficiente harmônico específico foi aproximado pela seguinte equação:

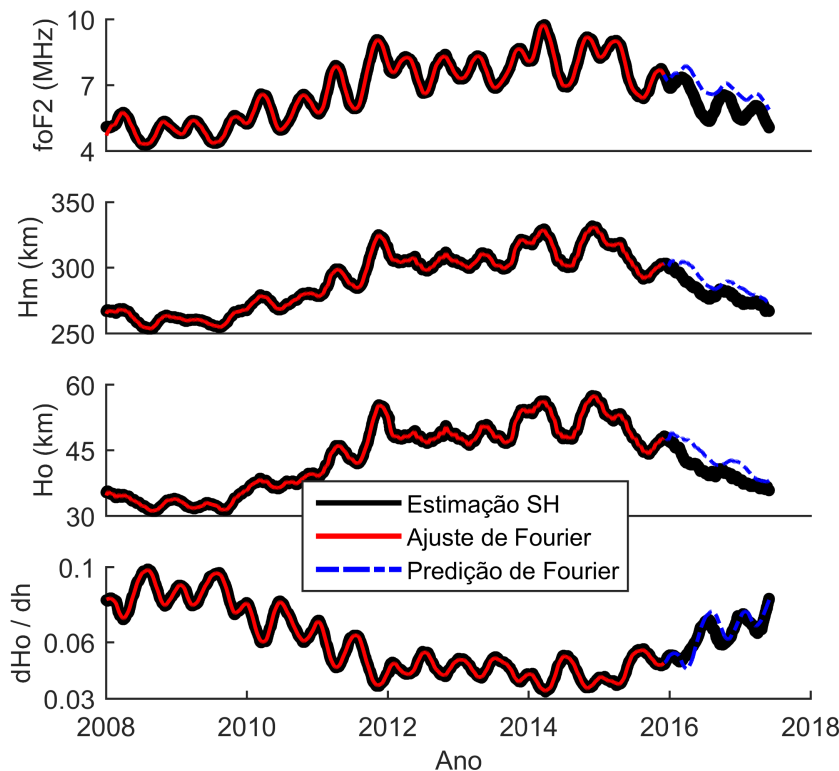
$$a_{nm}^{(08\dots15)} = c_0 + \sum_{n=1}^N c_n \sin\left(2\pi \frac{t_d}{T_d^{(n)}}\right) + d_n \cos\left(2\pi \frac{t_d}{T_d^{(n)}}\right), \quad (7.5)$$

onde $a_{nm}^{(08\dots15)}$ é a série temporal de um específico coeficiente relacionado aos dados dos anos de 2008 e 2015, c_n e d_n são os coeficientes de Fourier estimados, t_d é o dia da série temporal variando de 1 a 2920, e $T_d^{(n)}$ é o período senoidal da função, que depende do valor de n definido com base na frequências mais importantes na análise FFT. A série temporal de Fourier foi expandida até o grau N , que representa o número de frequências necessárias para descrever 99% da energia da série temporal observada. Vale dizer que em adição aos períodos definidos na FFT foi incluído o período de 4017 dias, que representa o ciclo solar de 11 anos que não foi detectado pela FFT devido ao tamanho do conjunto de dados de RO não compreender anos suficientes.

A Figura 63 apresenta a performance do ajustamento da série de Fourier para

a estimativa dos primeiros coeficientes da série referente aos parâmetros h_m , n_m , H_0 e $\partial H_0/\partial h$. São mostrados também os valores preditos dos coeficientes ao estender o ajustamento de Fourier para todo o ano de 2016 e 150 dias do ano de 2017, cobrindo dados atuais de RO do COSMIC/FORMOSAT-3 para o ciclo solar 24. Neste exemplo, a estimação dos harmônicos esféricos foram também aplicados para os anos de 2016 e 2017 com a janela deslizante de 30 dias no intuito de mostrar valores de referência para a predição. Como pode ser notado, o ajustamento da série de Fourier foi eficiente em descrever os primeiros coeficientes harmônicos entre os anos de 2008 e 2015. Apesar de uma piora, os coeficientes de Fourier foram estimados com uma razoável performance na predição do ano de 2016 e 2017, o que indica que os períodos detectados pela FFT descreveram bem a energia da série temporal. Por meio dos resultados da predição pode-se dizer que os coeficientes estimados de h_m , n_m , H_0 e $\partial H_0/\partial h$ possuem padrões temporais predizíveis, o que mostra fortes evidências de que interpretações físicas podem ser associadas às séries.

Figura 63 – Variação temporal de h_m , n_m , H_0 e $\partial H_0/\partial h$ calculado com uma janela deslizante de 30 dias e usando harmônicos esféricos, um ajustamento da série de Fourier e uma predição por meio da série de Fourier.

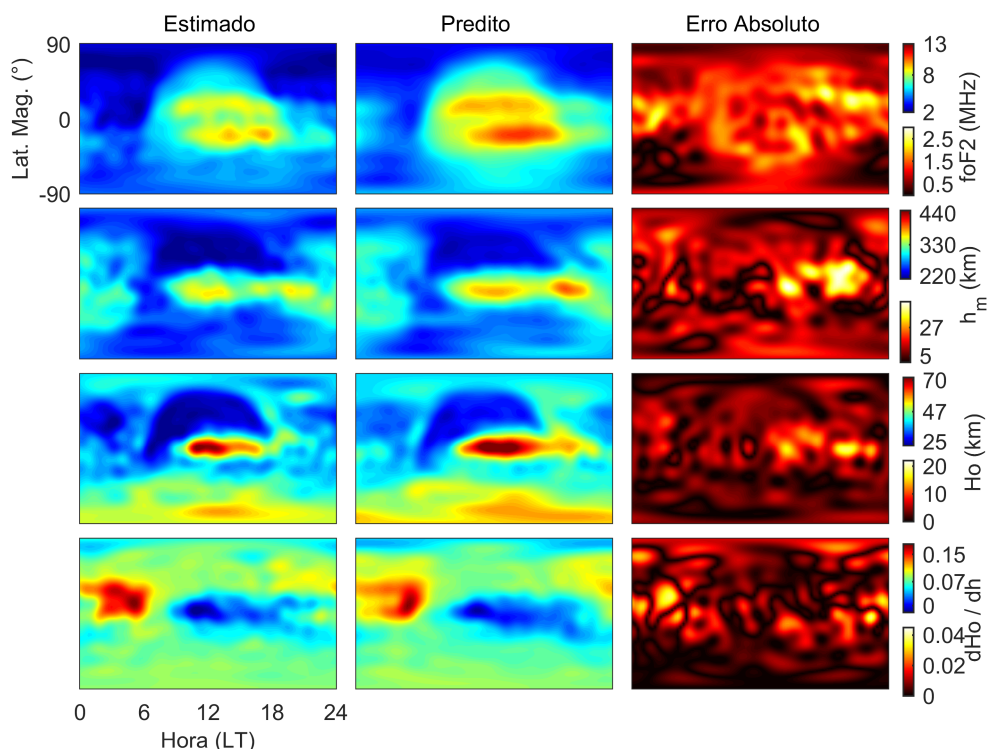


Em geral, a anticorrelação entre H_0 e $\partial H_0/\partial h$ não ocorre ocasionalmente para as distribuições espaciais, mas também existe uma anticorrelação na evolução temporal dos parâmetros. No entanto, no caso dos padrões temporais, pode-se ver na Figura 63 que o gradiente do fator de escala $\partial H_0/\partial h$ é ainda mais anticorrelacionado com o pico da densidade n_m , cuja porcentagem de anticorrelação é de 94%. Portanto, apesar da

distribuição espacial de $\partial H_0/\partial h$ significativamente distinta da distribuição espacial de n_m , quando verifica-se as médias globais (primeiro coeficiente harmônico esférico) é possível notar que os parâmetros são correlacionados. Vale destacar que outras regiões além da equatorial influenciam na estimativa do primeiro coeficiente harmônico. Porém, as análises estão considerando a região equatorial e a EIA como as que mais contribuem para os valores da média. É interessante notar também que a variação temporal de H_0 é bastante próxima à evolução temporal de h_m . De fato, a correlação entre estes parâmetros foi de 99%. Isto se dá, principalmente, pois ambos os parâmetros são controlados pelas correntes elétricas da região equatorial que controlam as derivas verticais para cima.

No intuito de avaliar todos os coeficientes preditos (não somente o primeiro), a Figura 64 foi construída para mostrar as distribuições espaciais estimadas diretamente com observações de RO e preditas por meio da série de Fourier para todos os parâmetros representados em latitude magnética versus LT para o DOY 356 de 2016 (solstício de verão do hemisfério sul).

Figura 64 – Comparação entre as superfícies obtidas pelos harmônicos esféricos e a predita pela série de Fourier no DOY 356 de 2016 (solstício de hemisfério sul). A última observação utilizada para a predição é referente ao DOY 365 de 2015.



O exemplo de predição da Figura 64 é representativo, pois mostra a eficiência da predição quando aplicada para quase um ano após a data da última observação utilizada no ajustamento da série de Fourier, o que é um relevante desafio em termos de predição. A predição foi capaz de mostrar padrões sazonais, sendo os valores de H_0 mais altos no hemisfério sul e n_m mais intenso na crista sul da EIA. A Figura também mostra

valores baixos de h_m e H_0 no hemisfério norte, uma clara anticorrelação espacial entre H_0 e $\partial H_0/\partial h$ na região equatorial, bem como um aumento de $\partial H_0/\partial h$ às 05 horas LT supostamente devido ao nascer do sol. No entanto, apesar da possibilidade de prever padrões sazonais, algumas regiões apresentaram estruturas regionais que foram suavizadas. O RMSE e o erro máximo absoluto foi de 1,1 e 2,7 MHz para $foF2$, 14,1 e 47 km para h_m , 4,5 e 18,6 km para H_0 , e 0,01 e 0,04 para $\partial H_0/\partial h$. Estes resultados mostram uma boa concordância entre as distribuições estimadas e previstas, sendo o parâmetro n_m o mais difícil de prever. Além disso, considerando que esta avaliação é restrita ao domínio dos harmônicos esféricos, o RMSE foi calculado também para todos os perfis ionosféricos de RO observados no correspondente DOY 356 de 2016. Usando os valores de referência ao RMSE dado por observações diretas dos perfis de RO, o RMSE foi de 1,5 MHz para $foF2$, 30,4 km para h_m , 13,1 km para H_0 e 0,03 para $\partial H_0/\partial h$, o que é um pior resultado em comparação com os erros calculados na avaliação restrita ao domínio dos harmônicos esféricos; porém, ainda com uma boa concordância.

Em virtude dos resultados desta seção, pode-se dizer que os padrões espaciais, temporais e a magnitude dos quatro parâmetros de interesse para a região *topside* podem ser estimados com uma razoável acurácia, o que é uma clara indicação da aplicabilidade do modelo climatológico para a estimação do topo da ionosfera com dados de RO. Vale destacar que fenômenos da parte superior da ionosfera, que antes não haviam sido detectados por outros modelos climatológicos, foram detectados pelo modelo proposto. Além disso, a sobreposição de dados de RO para 60 dias permite uma cobertura homogênea da ionosfera global, inclusive sobre a região brasileira. Considerando que tais aspectos não vem sendo considerados em modelos climatológicos antecessores, parece razoável aplicar o modelo proposto para a construção do *background* na região brasileira.

7.4 Avaliação da Região Bottomside com dados de Ionossondas

Antes de avaliar a acurácia do modelo para representar o *background*, uma avaliação foi realizada para estimar a acurácia geral dos perfis observados com a RO em comparação com valores de ionossondas reduzidas manualmente. A Figura 65 e a Tabela 7 foram obtidas utilizando todos os dados disponíveis pelas ionossondas instaladas no Brasil desde 2011 até 2017. As ionossondas utilizadas foram: BVJ03-Boa Vista (2,8°N 60,7°O; latitude geomag. 12,9°N), FZA0M-Fortaleza (3,8°S 38°O; latitude geomag. 5,5°S), SAA0K-São Luis (2,3°S 44°O; latitude geomag. 0,8°S) e CAJ2M-Cachoeira Paulista (22,7°S 45°O; latitude geomag. 13,9°S). Todos os dados disponíveis no repositório do INPE, sob responsabilidade do projeto EMBRACE, foram baixados em formato SAOC e os parâmetros foram calculados pelo software SAOExplorer. O erro relativo dos perfis observados pela RO foi calculado por meio de $(Iono - RO)/Iono$, sendo que apenas medidas observadas concomitantemente foram consideradas no seu cálculo. Neste cálculo, as observações das ionossondas foram

obtidas sempre para as mesmas posições geográficas, variando apenas a hora do dia. No caso das observações de RO, estas foram obtidas em várias posições geográficas e distintos tempos. Foram consideradas como concomitantes apenas as observações de RO que se localizavam próximas as posições das ionossondas por no máximo 4 graus de latitude e longitude e para um horário com no máximo uma hora de diferença.

Figura 65 – Erro relativo dos parâmetros h_m , n_m , B_0 e B_1 observados pela RO e usando ionossondas manualmente escalonadas como referência.

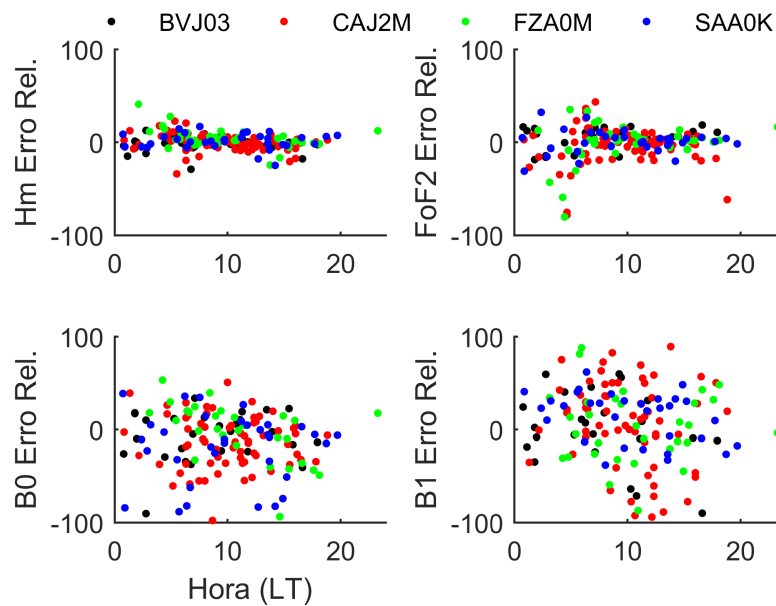


Tabela 7 – RMSE da porcentagem dos erros relativos obtidos com a RO para os parâmetros h_m , n_m , B_0 e B_1 usando ionossondas manualmente escalonadas como referência.

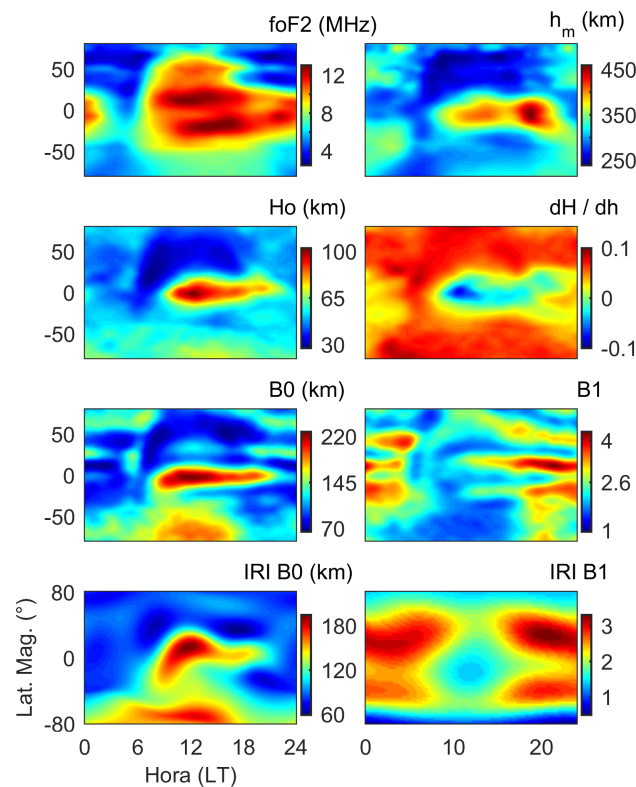
Ionossonda	h_m	n_m	B_0	B_1
BVJ03	8,6	11,8	34,9	70,9
SAA0K	8,5	12,2	41,5	29,8
FZA0M	11,9	22,1	53,8	38,3
CAJ2M	8,8	20,0	39,5	56,6
Média	9,5	16,5	42,4	48,9

Como pode ser observado na Tabela 7, a média dos erros foi de 9,5%, 16,5%, 42,4% e 48,9% para h_m , n_m , B_0 e B_1 , respectivamente, sendo o parâmetro mais bem estimado o de altitude de pico e o de pior estimativa o B_1 . Além disso, a altitude de pico, a densidade de pico e o parâmetro B_0 apresentaram piores estimativas com a RO para a região equatorial de Fortaleza (FZA0M). Isto é esperado, uma vez que a inversa de Abel apresenta uma pior qualidade ao passo que as observações de RO se aproximam da região equatorial. Por outro lado, o erro de B_1 não pareceu ter uma relação direta com a região equatorial, mas sim com relação à crista da EIA, onde os piores resultados foram obtidos próximo à crista norte (BVJ03) e sul (CAJ2M) da EIA devido a uma maior variabilidade da densidade de elétrons

nesta região. Desta forma, é possível dizer que a RO apresentou uma razoável qualidade para os parâmetros da região de pico da ionosfera e uma significativa pior qualidade para descrever o *bottomside*. Porém, ainda assim, as magnitudes dos valores de B_0 e B_1 da RO são coerentes e podem ser considerados como viáveis na construção de um modelo inicial que descreva comportamentos médios da parte inferior da ionosfera.

Utilizando o modelo desenvolvido para representar o *background* da ionosfera, o exemplo da Figura 66 foi construído para mostrar as distribuições espaciais de h_m , n_m , H_0 , $\partial H_0/\partial h$, B_0 e B_1 estimadas para o DOY 312 de 2013.

Figura 66 – Estimação global de h_m , n_m , H_0 , $\partial H_0/\partial h$, B_0 e B_1 no dia 312 de 2013. Os painéis mais inferiores mostram os parâmetros B_0 e B_1 calculados pelo IRI-2012.



Como se pode notar, as representações mostram comportamentos esperados de h_m , n_m , H_0 e $\partial H_0/\partial h$. No caso do *bottomside*, não há trabalhos anteriores que calcularam valores de B_0 e B_1 por meio de perfis da RO para comparar com distribuição espacial obtida. No entanto, a distribuição espacial de B_0 é estimada com um comportamento similar à H_0 , o que está de acordo com as correlações obtidas por Liu, Wan e Ning (2006). De fato, inclusive a magnitude dos valores de H_0 e B_0 obtidas por Liu, Wan e Ning (2006) com dados de ionossondas são similares aos valores apresentados na Figura 66. A distribuição espacial de B_0 é também similar à superfície obtida com o IRI-2012 (painéis mais inferiores), contudo os valores estimados com a RO possuem uma melhor resolução espacial, principalmente nas altas latitudes, visto a melhor cobertura de dados de RO em comparação à pequena quantidade de sondas ionosféricas usadas pelo IRI. Uma

melhor resolução espacial de B_1 pode ser também visualizada pelo método proposto em comparação com o IRI, no entanto, é importante mencionar que o parâmetro B_1 estimado provavelmente possui erros associados com a negligência das camadas D, E e F1 pelo *background*.

A performance do *background* para descrever a região de *bottomside* foi avaliada usando dados manualmente escalonados de quatro ionossondas instaladas sobre o território brasileiro. As Figuras 67, 68, 69 e 70 mostram todos os valores estimados com as ionossondas (ponto pretos) para 60 dias de dados sobrepostos na época do solstício do hemisfério norte (DOY central 172), equinócio (DOY central 256) e solstício do hemisfério sul (DOY central 356). As linhas verdes e vermelhas mostram os valores médios de cada parâmetro com os dados das ionossondas e do *background*, respectivamente. Os anos selecionados para a análise foram 2014 e 2017, que correspondem ao máximo e quase mínimo da atividade solar do ciclo 24. Vale ressaltar que o ano de 2015 foi usado em CAJ2M, pois não haviam dados em 2014. O ano de 2017 foi utilizado, pois ainda não haviam dados para os reais mínimos de 2018 ou 2019 durante a época em que a análise foi realizada.

Em uma primeira análise, verifica-se que a variabilidade dos parâmetros acompanha as variações diárias esperadas para ambos (ionossondas e *background*), sendo que maiores valores de h_m , n_m e B_0 foram medidos próximo de doze horas locais. O parâmetro B_1 apresenta uma variação diária quase que oposta, sendo menor próximo às doze horas locais. As duas médias também apresentam que a variabilidade dos parâmetros h_m , n_m e B_0 acompanha a variação da intensidade solar, sendo maiores em 2014/2015 que 2017. Além disso, tanto o *background* quanto as ionossondas apresentam a elevação da altura de pico h_m durante o entardecer nos locais mais próximos ao equador geomagnético, onde o ângulo de inclinação é menor e a deriva vertical para cima é mais forte. Apesar do *background* descrever boas representações das tendências médias dos parâmetros que representam o *bottomside*, alguns erros não negligenciáveis são observados, principalmente em B_1 . No caso da frequência crítica, existe uma subestimação de f_oF2 do *background* ao final de todos os dias do solstício sul (>20 LT) para todas as ionossondas localizadas próximo ao equador geomagnético, sendo que a queda de f_oF2 nestes horários não é observada com as medidas das ionossondas. Este erro é mais evidente na estação BVJ03, onde foram observados os maiores valores de f_oF2 pelas ionossondas. Outra consideração observada é que o parâmetro B_0 medido pelo *background* apresentou uma leve tendência para superestimar os valores em comparação com as ionossondas, sendo que a maior dificuldade foi devido à não suavidade na representação diária.

A alta dispersão dos valores de B_0 , e também de B_1 , são bastante evidentes no exemplo da Figura 69, o que ocorreu principalmente devido à complexidade na representação das camadas E e F1 do *bottomside*. No geral, a variação média de maior dificuldade para ser representada pelo *background* foi relativa ao parâmetro B_1 para as ionossondas localizadas

mais próximas da crista da EIA (BVJ03 e CAJ2M), assim como no experimento anterior da Tabela 7. A altura de pico, por outro lado, não apresentou significativas diferenças nas médias, confirmando que este foi o parâmetro mais bem representado pelo *background*. Assim, pode-se dizer que a região do *bottomside* do *background* possui alguns problemas não negligenciáveis, porém o *background* pode ser considerado viável para descrever valores iniciais da ionosfera no *bottomside*, principalmente próximo à altitude de pico.

Figura 67 – Variabilidade média dos parâmetros h_m , n_m , B_0 e B_1 na ionossonda BVJ03 e do modelo climatológico de RO. Os painéis esquerdos apresentam os valores para o ano de 2014 e os direitos para o ano de 2017.

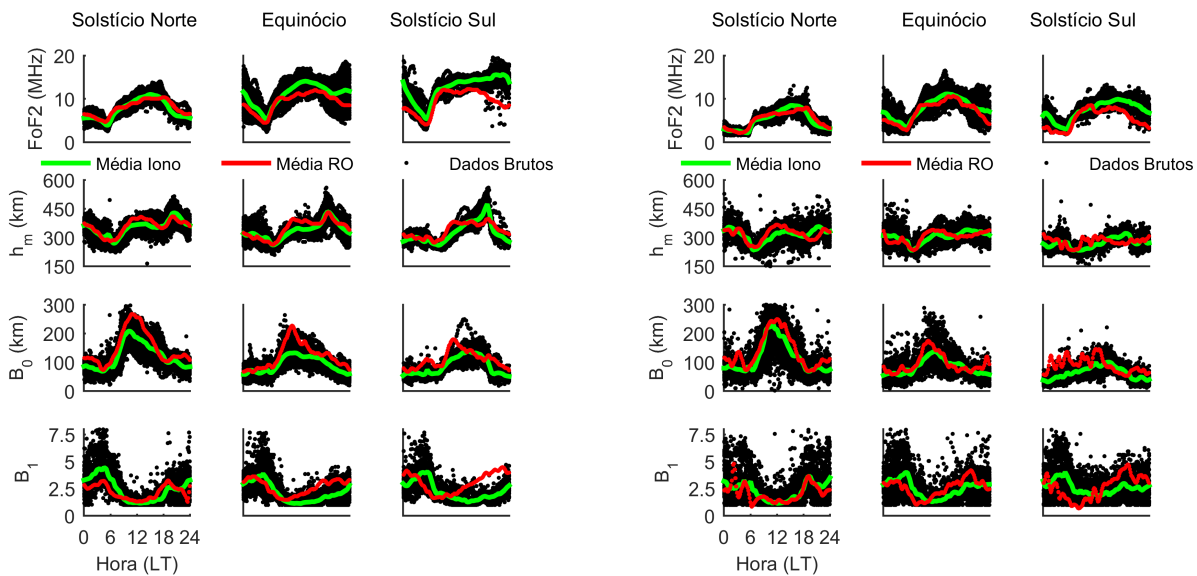


Figura 68 – Variabilidade média dos parâmetros h_m , n_m , B_0 e B_1 na ionossonda FZA0M e do modelo climatológico de RO. Os painéis esquerdos apresentam os valores para o ano de 2014 e os direitos para o ano de 2017.

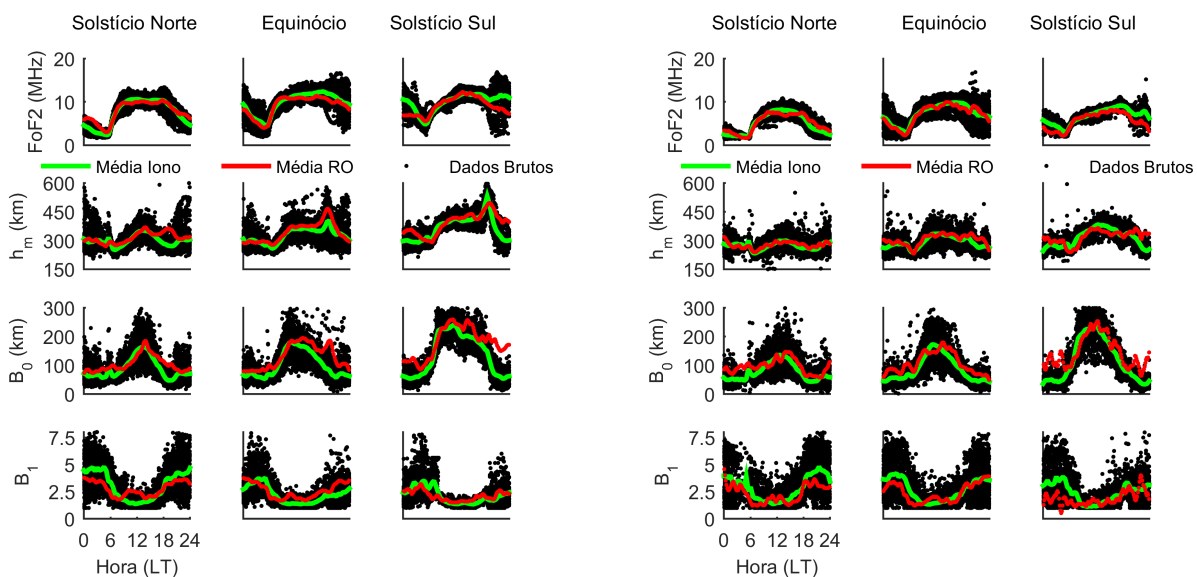


Figura 69 – Variabilidade média dos parâmetros h_m , n_m , B_0 e B_1 na ionossonda SAA0K e do modelo climatológico de RO. Os painéis esquerdos apresentam os valores para o ano de 2014 e os direitos para o ano de 2017.

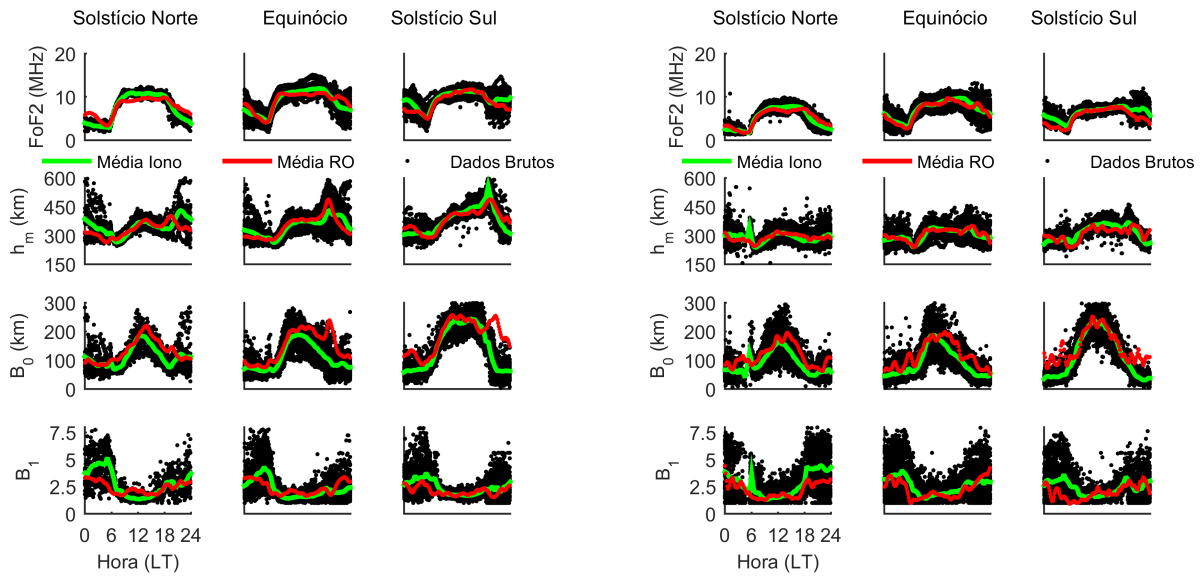
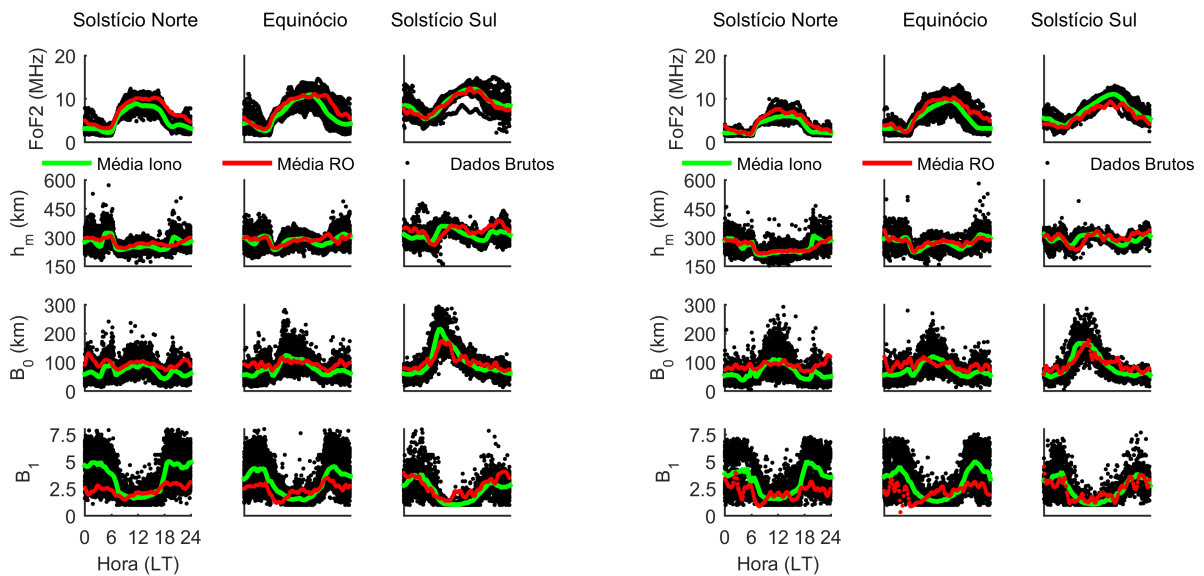


Figura 70 – Variabilidade média dos parâmetros h_m , n_m , B_0 e B_1 na ionossonda CAJ2M e do modelo climatológico de RO. Os painéis esquerdos apresentam os valores para o ano de 2015 e os direitos para o ano de 2017.



8 Validação do IonMAP a partir de Ionossondas, GNSS e Imageadores Óticos

Este capítulo apresenta os experimentos e resultados realizados para avaliar a acurácia do modelo regional do IonMAP em comparação com valores obtidos de ionossondas, do GNSS e de imageadores óticos. A Seção 8.1 apresenta os experimentos e resultados na avaliação da altura de pico (h_m) e densidade de pico (n_m). A Seção 8.2 apresenta os experimentos e resultados na avaliação do TEC na direção inclinada e no posicionamento geodésico do Posicionamento por Ponto Preciso (PPP) com simples frequência. A Seção 8.3 apresenta a avaliação do IonMAP ao imagear bolhas ionosféricas. As Seções 8.1 e 8.2 apresentam uma síntese dos resultados mostrados por Prol et al. (2018c). A Seção 8.3 apresenta uma síntese dos resultados mostrados por Prol et al. (2018d).

8.1 Avaliação da Altura de Pico e Densidade de Pico

Quatorze dias do ano de 2013 foram selecionados para avaliar o IonMAP durante o solstício de verão do hemisfério sul e durante o equinócio de primavera do hemisfério sul. Os dias selecionados para a análise foram os DOYs entre 229 e 235 do equinócio do hemisfério norte e entre os DOYs 308 e 314 para o solstício do hemisfério sul. Tais DOYs não coincidem exatamente com os equinócios e solstícios, mas eles foram selecionados por possuírem uma grande quantidade de dados disponíveis de ionossondas instaladas no Brasil que tiveram os ionogramas reduzidos manualmente. Pelo menos três ionossondas tinham dados manualmente escalonados para os dias selecionados. Apesar de ser interessante estender a análise para épocas com menor variabilidade, tal como ao solstício de Junho, não haviam dados manualmente reduzidos nestas épocas. Além disso, o ano 2013 foi selecionado por ser próximo ao pico máximo do ciclo solar 24 e, conseqüentemente, possuir alta variabilidade ionosférica, mas sem intensas irregularidades ionosféricas que poderiam afetar significativamente os ionogramas e o PPP.

As Figuras 71 e 72 apresentam exemplos de mapas obtidos para a altitude de pico h_m e a frequência crítica f_oF2 (derivada de n_m) estimados com o *background* e com a reconstrução tomográfica para o DOY 312 de 2013. As células não iluminadas pelos sinais GNSS foram removidas da reconstrução tomográfica, gerando espaços em branco nos mapas. Vale a pena mencionar que alguns artefatos poderiam aparecer na reconstrução tomográfica devido à fraca geometria dos sinais GNSS. No entanto, não há *outliers* da altitude de pico e da frequência crítica, mesmo quando analisando resultados de vários dias da tomografia, o que indica que o método proposto não é suscetível à criação de artefatos

na ionosfera reconstruída. Isso pode ser explicado pela incorporação do VTEC na MART, pois aumenta a quantidade de células iluminadas.

Figura 71 – Mapas da altitude de pico estimados pelo *background* e com o IonMAP para o DOY 312 de 2013.

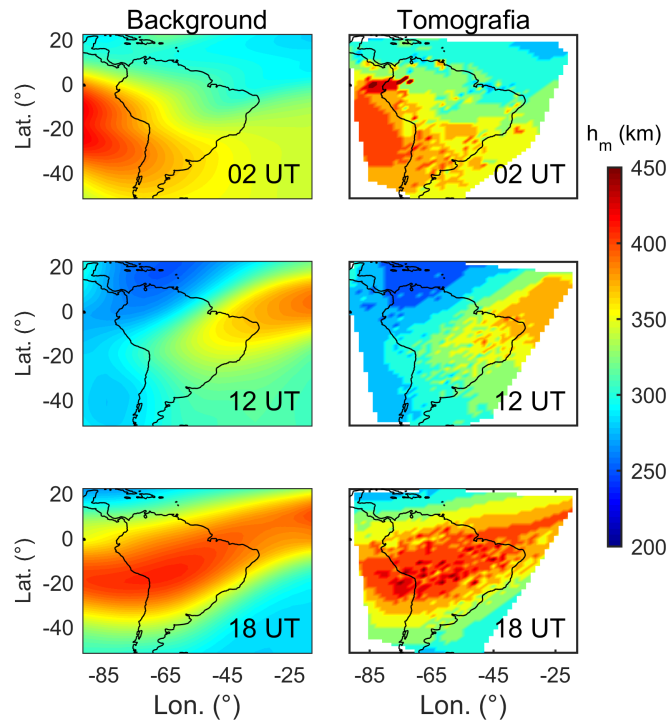
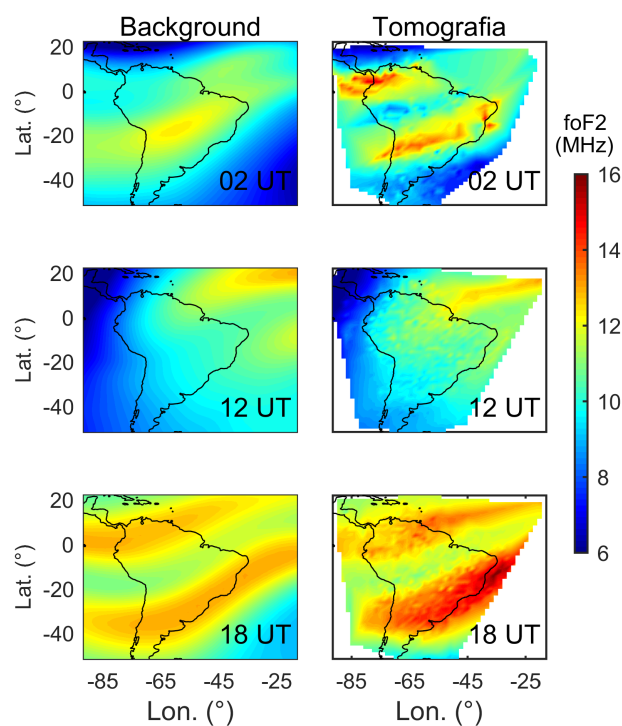


Figura 72 – Mapas de frequência crítica estimados pelo *background* e com o IonMAP para o DOY 312 de 2013.

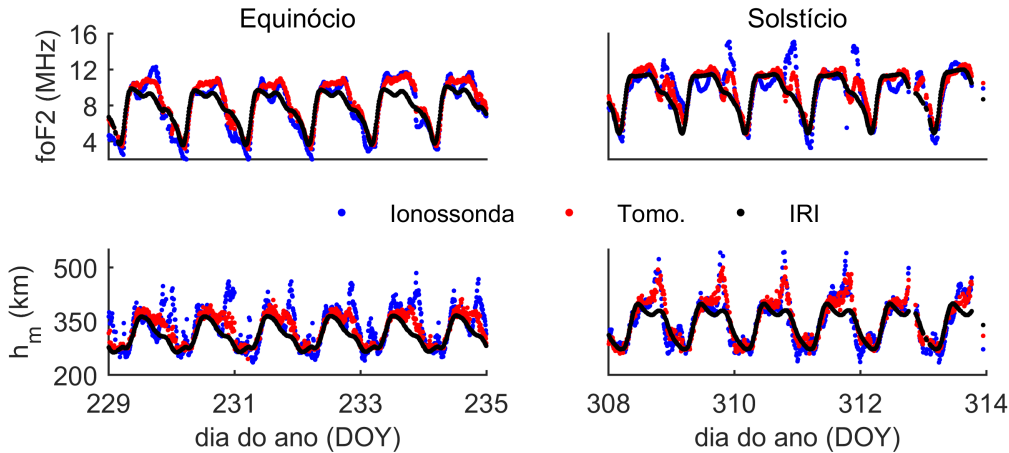


No geral, uma maior variabilidade é obtida nos mapas da reconstrução tomográfica em comparação com o *background*. Isto ocorre principalmente porque a altura de pico e a frequência crítica são estimados considerando uma resolução vertical de 25 km, enquanto o *background* é derivado da interpolação direta das medidas de f_oF2 e h_m . Adicionalmente, como esperado, a estimativa da altura de pico com a tomografia se comportou de maneira similar à altura de pico do *background*. Em contraste, a frequência crítica apresentou razoável variação em instantes com altos valores da densidade eletrônica. No exemplo de 02 horas UT, a reconstrução tomográfica apresentou a crista da EIA com mais intensidade ao *background*. De fato, a tomografia durante 02 horas UT parece ser mais realista ao *background* por causa da intensificação da deriva vertical nestes instantes (22 horas LT na área central 50°O), o que eleva a densidade eletrônica nas cristas da EIA. É tipicamente observado que a deriva vertical para cima ocorre mais intensamente na região equatorial brasileira em comparação com outros setores longitudinais. Portanto, considerando que o *background* foi obtido com observações globais num sistema de referência fixo ao Sol, é esperado que a EIA do *background* seja suavizada às 02 horas LT em comparação com os resultados da tomografia. Por outro lado, a distribuição espacial da EIA na região brasileira durante 12 e 18 horas UT possui padrões similares aos outros setores longitudinais da ionosfera equatorial. Portanto, foi razoável obter uma distribuição espacial da frequência crítica do *background* similar à solução da tomografia ionosférica durante 12 e 18 horas UT. Além disso, valores mais altos da frequência crítica às 18 horas UT são esperados na tomografia porque o *background* apresenta uma solução suavizada de 60 dias enquanto a tomografia foi realizada para atualizar o *background* usando dados atuais do DOY 312. Assim, apesar das diferenças do *background* e da tomografia, os resultados obtidos apresentam razoáveis justificativas.

A Figura 73 apresenta valores de h_m e f_oF2 estimados pelo IonMAP, IRI-2012 e observado diretamente das ionossondas para os quatorze dias de interesse. As medições da ionossonda SAA0K não foram usadas nem no *background* nem na tomografia, o que faz a validação confiável. Se pode notar resultados similares para as variações diárias estimadas com a tomografia e o IRI em comparação aos valores de referência. A magnitude dos valores estimados de f_oF2 variam entre 3 MHz e 13 MHz no equinócio, com um aumento da frequência crítica durante o solstício e um máximo valor de 16 MHz. A magnitude dos valores estimados e observados de h_m variam entre 200 e 450 km no equinócio, com um aumento na altitude durante o solstício e um máximo valor de 550 km. No geral, uma sutil melhor performance pode ser visualmente observada pelo método de tomografia em comparação ao IRI para ambos f_oF2 e h_m , que inclusive é mais evidente no solstício, principalmente, durante o período diurno. Durante a transição do período diurno para noturno, picos de f_oF2 e h_m são observados nas ionossondas e melhor estimados pelo algoritmo tomográfico. Nestes instantes, a força resultante do campo elétrico intensifica a deriva vertical da ionosfera para cima, aumentando a altura de pico e deslocando o plasma

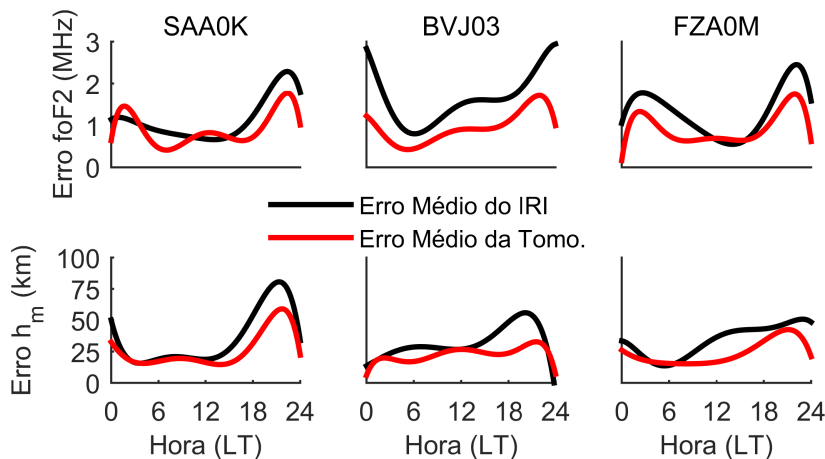
para altitudes mais elevadas, de maneira que o IonMAP foi capaz de mostrar o chamado pico de pré-reversão, entretanto com menores valores.

Figura 73 – Frequência crítica e altitude de pico observado na ionossonda SAA0K, calculado com o IRI-2012 e estimado pelo método tomográfico (Tomo.).



A Figura 74 apresenta a média dos erros absolutos de $foF2$ e h_m em termos de hora local. Apesar do fato de que os dados de BVJ03 e FZA0M foram usados no *background*, se pode notar uma magnitude similar do erro entre tais estações com os resultados de dados independentes de SAA0K. Isto é importante, pois mostra que nenhuma imposição foi incluída para fixar as observações das ionossondas no IonMAP, ou seja, dados de RO e do GNSS também foram importantes na estimação da ionosfera nos locais das ionossondas. Em termos da variação diária, os maiores erros são verificados entre 18 e 24 horas LT, como esperado, uma vez que este período coincide com o pico de pré-reversão da deriva vertical da ionosfera. Além disso, o erro geral do IonMAP (linhas vermelhas) foi menor que o do IRI (linhas pretas).

Figura 74 – Média do erro da frequência crítica e altitude de pico calculado com o IRI-2012 e estimado pelo método tomográfico.



A Tabela 8 mostra o RMSE da avaliação para todas as ionossondas e dias do equinócio e solstício. Os RMSEs totais obtidos para o equinócio foram de 0,85 MHz

($foF2$) e 32,07 km (h_m) para o IonMAP e 1,35 MHz ($foF2$) e 47,34 km (h_m) para o IRI. Adicionalmente, o RMSE total no solstício foi de 1,54 MHz ($foF2$) e 31,45 km (h_m) para o IonMAP e 2,10 MHz ($foF2$) e 43,87 km (h_m) para o IRI. Isto indica que a reconstrução tomográfica apresentou uma melhoria no equinócio de 37% para o $foF2$ e 32% para o h_m . No solstício, a melhoria foi um pouco menor, mas ainda substancial, atingindo 26% para $foF2$ e 28% para h_m . A melhoria é similar, mas um pouco pior, quando olhando para os resultados obtidos para a estação independente SAA0K, atingindo 26% ($foF2$) e 29% (h_m) no equinócio e 22% ($foF2$) e 33% (h_m) no solstício.

Tabela 8 – RMSE de $foF2$ e h_m para os dias dias analisados de solstício e equinócio. Unidades de $foF2$ em MHz e unidades de h_m em km.

Ionos- sondas	Equinócio (Tomo.)	Equinócio (IRI)	Solstício (Tomo.)	Solstício (IRI)
	$foF2$ // h_m	$foF2$ // h_m	$foF2$ // h_m	$foF2$ // h_m
SAA0K	1,02 // 38,53	1,36 // 53,94	1.31 // 29,52	1,68 // 44,17
BVJ03	0,62 // 28,27	1,29 // 45,69	1.71 // 29,02	2,50 // 37,47
FZA0M	0,87 // 28,30	1,39 // 41,55	1.58 // 35,42	2,03 // 49,20
RMSE Total	0,85 // 32,07	1,35 // 47,34	1.54 // 31,45	2,10 // 43,87

Baseado nos resultados desta seção é possível afirmar que o IonMAP fez uma melhor estimativa da ionosfera com relação ao IRI tomando as ionossondas como referência para distintos parâmetros. Em adição às melhorias estatísticas, a mais importante melhoria do IonMAP foi na descrição do pico de pré-reversão no entardecer. A elevação da ionosfera devido à deriva vertical durante o pico de pré-reversão é um importante evento na região brasileira, pois define as pré-condições do desenvolvimento das instabilidades responsáveis pelos espalhamentos do tipo Spread-F nos ionogramas, bem como pelas cintilações ionosféricas nos sinais transionosféricos (ABDU, 2005). Além disso, o pico de pré-reversão não foi representado pelo IRI. Portanto, o IonMAP pode ser considerado como uma ferramenta útil para uma série de estudos relacionados com a deriva vertical do pico de pré-reversão da camada F, o que vem sendo um constante desafio para se analisar usando os modelos empíricos. De fato, a variabilidade diária é também mais bem representada pelo IonMAP. Apesar do IRI ser um modelo climatológico, tal melhoria e representação não são facilmente obtidas usando modelos regionais. Como exemplo, trabalhos anteriores usaram a reconstrução tomográfica no Brasil (PROL; CAMARGO, 2016; MUELLA et al., 2011) e apresentaram uma melhor estimativa da frequência crítica. No entanto, a frequência crítica foi superestimada durante o período noturno devido à problemas com o mapeamento da região de topo da ionosfera em conjunto com o fato do *background* ser estimado diretamente do IRI. No método proposto do IonMAP, o *background* é baseado em dados atuais de RO e utiliza uma nova formulação do *topside*, o que interfere significativamente nos resultados obtidos. Além disso, Prol e Camargo (2016) encontraram problemas ao mapear a ionosfera nas bordas da grade 3D. No trabalho de Prol e Camargo (2016), a ionossonda localizada

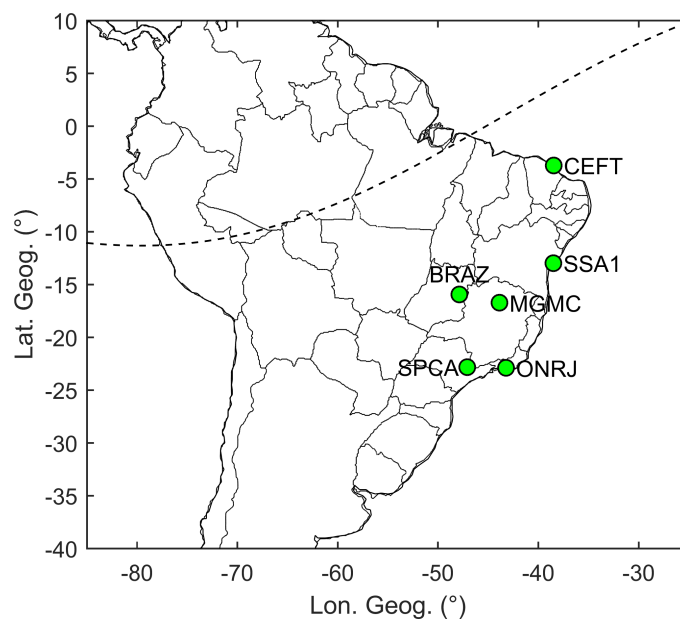
em Fortaleza (FZA0M) apresentou uma pior performance em relação ao IRI. Mas agora, com o IonMAP, a reconstrução tomográfica não apresentou resultados tão problemáticos nas bordas da grade devido à melhor modelagem do *background* em conjunto com a incorporação do VTEC na tomografia.

8.2 Avaliação do TEC e do PPP de Simples Frequência

A avaliação do TEC estimado e do PPP com simples frequência foi realizada utilizando os mesmos processamentos da Seção 8.1 e cobrindo as mesmas duas semanas de dados durante o equinócio e solstício de 2013. O principal objetivo foi de realizar uma comparação da acurácia do IonMAP com a acurácia dos resultados obtidos com produtos ionosféricos usuais da comunidade GNSS, ou seja, os GIMs. Os GIMs distribuídos pelo UQRG foram selecionados para as comparações, pois estes apresentam os melhores resultados do IGS, em particular para a região de baixa latitude da ionosfera (ROMA-DOLLASE et al., 2018). Estes foram também selecionados devido à sua resolução temporal de 15 minutos, enquanto os outros GIMs possuem uma resolução de uma ou duas horas. É importante mencionar que mesmo com uma incerteza geral no nível de acurácia do TEC devido aos DCBs, é possível verificar se o TEC estimado pelos métodos analisados são suficientes para melhorar o PPP com simples frequência.

As estações utilizadas na validação do TEC e do PPP são apresentadas na Figura 75, sendo que nenhum dos dados advindos destas estações foram utilizados na modelagem com o IonMAP, ou seja, são dados independentes.

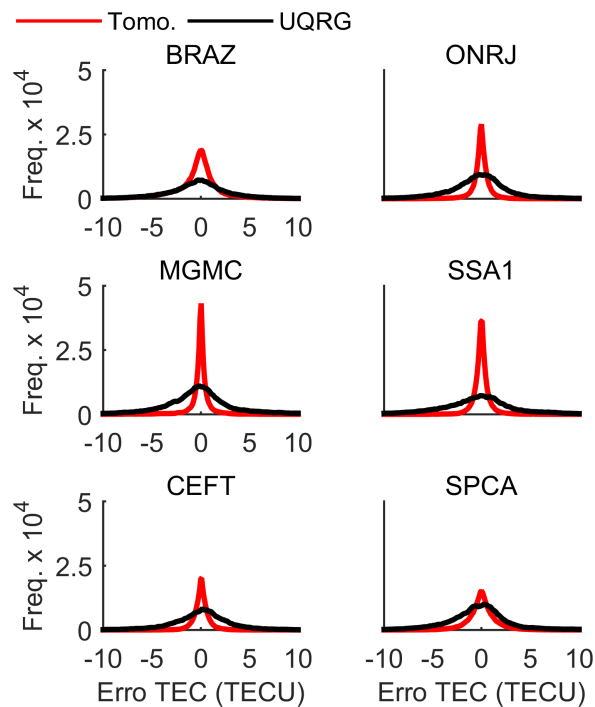
Figura 75 – Localização das estações GNSS para validação da acurácia do IonMAP.



A Figura 76 apresenta histogramas dos erros de TEC calculados para as duas semanas e seis estações GNSS independentes ao IonMAP, onde os valores de referência de

TEC foram obtidos pelo método de calibração proposto na Seção 5.1. No geral, a maioria dos erros se concentram entre -10 e 10 TECU, com um erro centrado em zero para ambos os métodos. Isto mostra uma performance similar nos métodos, porém, a quantidade de erros próximo à zero é mais frequente para o IonMAP, sendo duas vezes mais frequente em alguns casos. Portanto, se pode notar uma melhor performance do IonMAP, exceto no observatório de SPCA, uma vez que a melhoria não é tão evidente na representação do histograma. De fato, a estação SPCA está localizada na crista Sul da EIA, o que configura uma das regiões com maior variabilidade ionosférica e com dificuldades em mapear o TEC.

Figura 76 – Conjunto de histogramas mostrando a frequência (Freq.) dos erros de TEC durante as duas semanas analisadas com o IonMAP e os mapas UQRG.



Apesar de não ser tão evidente no histograma, o RMSE de SPCA mostrado na Tabela 9 mostra claramente a melhor performance do IonMAP.

Tabela 9 – RMSE 3D e desvio-padrão obtido para todas as estações e dias analisados. A unidade de medida dos valores está em metros.

Estação	IonMAP	GIM do UQRG
BRAZ	3,03	3,97
ONRJ	1,51	4,35
MGMC	1,96	5,01
SSA1	1,28	5,39
CEFT	1,10	3,72
SPCA	1,72	4,88
RMSE Total	1,88	4,59

O RMSE em SPCA foi de 1,72 TECU para o IonMAP e 4,88 TECU para o GIM do UQRG, mostrando uma melhoria de 64%. Adicionalmente, em termos do RMSE, o pior erro do IonMAP foi observado para a estação BRAZ. Isto ocorreu porque a estação mais próxima da estação BRAZ durante o equinócio estava à 300 km de distância. Portanto, o mapeamento do TEC em BRAZ foi considerado um grande desafio. No entanto, comparando o erro de todas as estações, o RMSE do IonMAP foi de 1,88 TECU e o RMSE com os GIMs do UQRG foi de 4,59 TECU, o que mostra uma melhoria geral de 59%.

No intuito de analisar a performance do TEC ao aplicá-lo no posicionamento GNSS, algumas adaptações foram implementadas no RTKLib para o cálculo do atraso ionosférico baseado na grade 3D. Até onde o autor pôde notar, esta é a primeira vez que grades 3D de alta resolução são aplicadas diretamente para corrigir o PPP de simples frequência em baixas latitudes sem a necessidade de uma função de mapeamento. O principal objetivo foi de usar o posicionamento GNSS para avaliar a qualidade do TEC estimado pelo IonMAP. Neste sentido, o PPP com simples frequência no modo cinemático foi utilizado. O modo cinemático do PPP de simples frequência aplica diretamente o atraso ionosférico estimado para corrigir as observações GNSS época à época. Portanto, este é um método razoável para avaliar o atraso ionosférico em cada instante.

No geral, três modos de PPP foram analisados, usando:

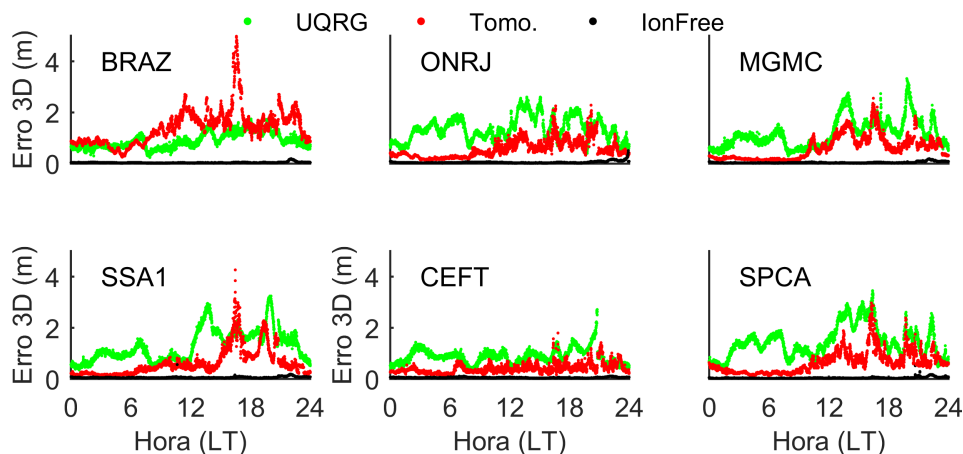
- (a) a observável *ionfree* (PPP/if);
- (b) a L1 corrigida do atraso ionosférico dado pelos GIMs do UQRG (PPP/uqrg);
- (c) e a L1 corrigida do atraso ionosférico derivado do IonMAP (PPP/imap).

Entre as configurações do PPP no RTKLib, selecionou-se: (1) solução combinada dos filtros *forward* e *backward*; (2) máscara de elevação de 10°; (3) correções das marés terrestres; (4) estimação do atraso troposférico durante o PPP; (5) efemérides precisas (SP3) e correções dos relógios dos satélites (clk30s) adquiridos dos produtos finais do IGS; (6) arquivos diários RINEX com intervalo de coleta de 30 segundos; (7) apenas a constelação GPS; (8) correções da variação do centro de fase (PCV); (9) correções de fase *windup*; (10) nenhuma estratégia para solução das ambiguidades; e (11) correções da tendência diferencial entre os códigos civil e preciso (C1-P1) quando a observável P1 não foi coletada.

A Figura 77 apresenta os erros 3D do PPP/if, PPP/uqrg e do PPP/imap durante o equinócio. O erro 3D foi computado usando o RMSE de todas as soluções em termos de LT, com as coordenadas de referência advindas das soluções finais do SIRGAS, época 2013, sendo que uma atualização temporal foi realizada para manter o tempo das coordenadas de referência consistentes com a época das soluções do PPP. Os resultados do método PPP/if indicam que quase todos os erros foram eficientemente mitigados. Além disso, a

solução do PPP/imap foi próxima à solução ion-free no começo do dia para quase todas as estações, mostrando que o PPP/imap foi capaz de mitigar vários erros e que os erros remanescentes são principalmente relacionados com a acurácia do TEC do IonMAP. Neste sentido, uma deterioração na acurácia do PPP/imap no período diurno próximo à 15 horas LT é esperado devido à variabilidade diária da ionosfera. Apesar da menor acurácia do PPP/imap durante o período diurno, mesmo nestes instantes, uma melhor performance do PPP/imap foi obtida em comparação com o PPP/uqrg para quase todas as estações. O PPP/uqrg apenas obteve uma melhor performance na estação BRAZ. De fato, ao verificar as estações GNSS usadas na reconstrução tomográfica do IonMAP, a estação mais próxima da estação BRAZ estava distante à mais de 300 km. Portanto, foi difícil representar a variabilidade ionosférica na região de BRAZ com a tomografia. Adicionalmente, os mapas do UQRG foram obtidos usando observações de BRAZ, aumentando sua capacidade de descrever a ionosfera na região.

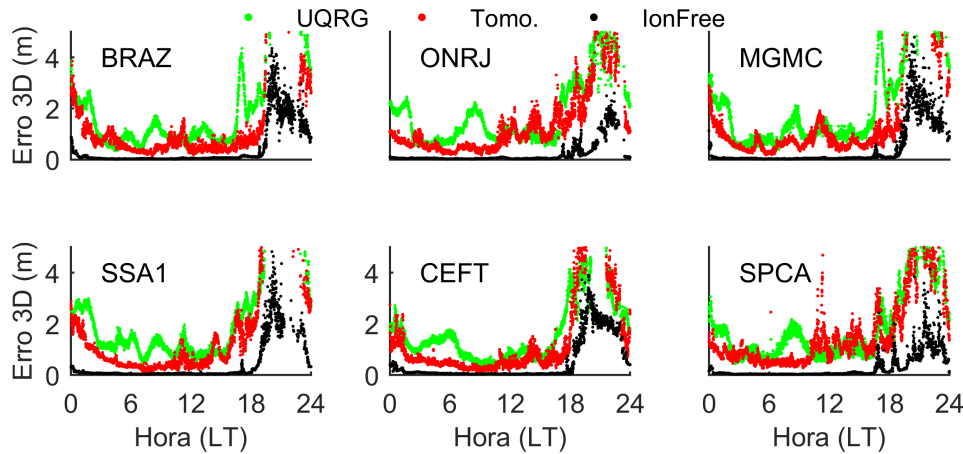
Figura 77 – RMSE do erro tridimensional para todas as estações analisadas no equinócio de 2013.



A Figura 78 apresenta os erros 3D, em termos do RMSE em LT, do PPP/if, PPP/uqrg e PPP/imap durante o solstício de 2013. A solução do PPP/imap foi mais acurada ao PPP/uqrg, inclusive na estação BRAZ. Com efeito, a estação mais próxima de BRAZ agora está à 100 km de distância, melhorando a estimativa da ionosfera na região. Em comparação ao equinócio, a performance do PPP de todos os métodos foi, em geral, pior devido aos altos valores de TEC no solstício. Além disso, os erros mais significativos foram observados após 18 horas LT, quando as irregularidades ionosféricas foram eficientes em degradar a qualidade dos sinais GNSS. Nestes instantes, a ionosfera mais elevada gerou altos gradientes verticais devido ao pico de pré-reversão. É conhecido que tais gradientes definem um conjunto de instabilidades, pelos quais geram irregularidades ionosféricas controladas pelas forças gravitacionais do mecanismo de Rayleigh–Taylor. O impacto das irregularidades ionosféricas sobre os sinais GPS resultam em cintilações de fase e amplitude e degradam a solução do PPP. Portanto, as cintilações causadas por irregularidades ionosféricas foram provavelmente a principal causa dos piores resultados do

PPP/if, PPP/uqrg e PPP/imap durante o solstício. É interessante notar que mesmo com a eliminação dos efeitos de primeira ordem do PPP/if, não foi possível mitigar o impacto das cintilações no sinal GPS.

Figura 78 – RMSE do erro tridimensional para todas as estações analisadas no solstício de 2013.



A Tabela 10 apresenta o RMSE total obtido em cada estação GNSS, onde dados com cintilações foram excluídos das estatísticas. A diferença entre o equinócio e o solstício não é tão evidente, exceto para a estação BRAZ devido à já mencionada falta de dados na região durante o equinócio. Ao observar os resultados gerais, enquanto a solução *ionfree* remanesce com uma acurácia centimétrica de 0,05 m, se pode observar uma acurácia decimétrica para o PPP/imap, com um RMSE total em torno de 0,83 m, e uma acurácia métrica para o PPP/uqrg, com o RMSE total em torno de 1,21 m. A melhoria total do PPP/imap em relação ao PPP/uqrg é, portanto, de aproximadamente 31%, o que indica que o método proposto é eficiente em representar o atraso ionosférico com melhor acurácia em comparação à métodos tradicionais de modelagem ionosférica.

Tabela 10 – RMSE do PPP de simples frequência para o solstício e equinócio de 2013. Unidades em metros e dias com cintilação ionosférica foram excluídos.

Estações GNSS	PPP/if		PPP/imap		PPP/uqrg	
	Equinócio	// Solstício	Equinócio	// Solstício	Equinócio	// Solstício
BRAZ	0,04	// 0,05	1,57	// 0,63	0,95	// 1,03
ONRJ	0,06	// 0,04	0,65	// 0,80	1,44	// 1,16
MGMC	0,05	// 0,05	0,75	// 0,72	1,31	// 1,12
SSA1	0,06	// 0,05	0,80	// 0,69	1,41	// 1,31
CEFT	0,05	// 0,07	0,45	// 0,58	0,93	// 1,01
SPCA	0,05	// 0,05	0,77	// 1,01	1,57	// 1,06
RMSE Total	0,05	// 0,05	0,92	// 0,75	1,30	// 1,12

8.3 IonMAP como um Novo Método para Imageamento de Bolhas de Plasma Ionosférico

O método desenvolvido no IonMAP para imagear a ionosfera na região brasileira apresentou boas estimativas da altitude de pico, frequência crítica, TEC e no PPP de simples frequência, quando comparado com modelos ionosféricos tradicionais. Uma análise remanesce no intuito de avaliar a acurácia do IonMAP ao imagear as bolhas de plasma sobre a região brasileira. Além desta avaliação ser considerada como uma maneira alternativa para verificar a qualidade do IonMAP, o mapeamento das bolhas ionosféricas com o IonMAP pode proporcionar uma nova visão sobre as estruturas verticais das bolhas ionosféricas, uma vez que permite representar a ionosfera em três dimensões. Neste sentido, a Subseção 8.3.1 apresenta a performance do IonMAP ao mapear as distribuições horizontais das bolhas de plasma. Adicionalmente, a Subseção 8.3.2 apresenta as possibilidades em mapear as distribuições verticais das bolhas de plasma, bem como uma discussão sobre as limitações esperadas dos algoritmos tomográficos ao mapear as bolhas de plasma em três dimensões.

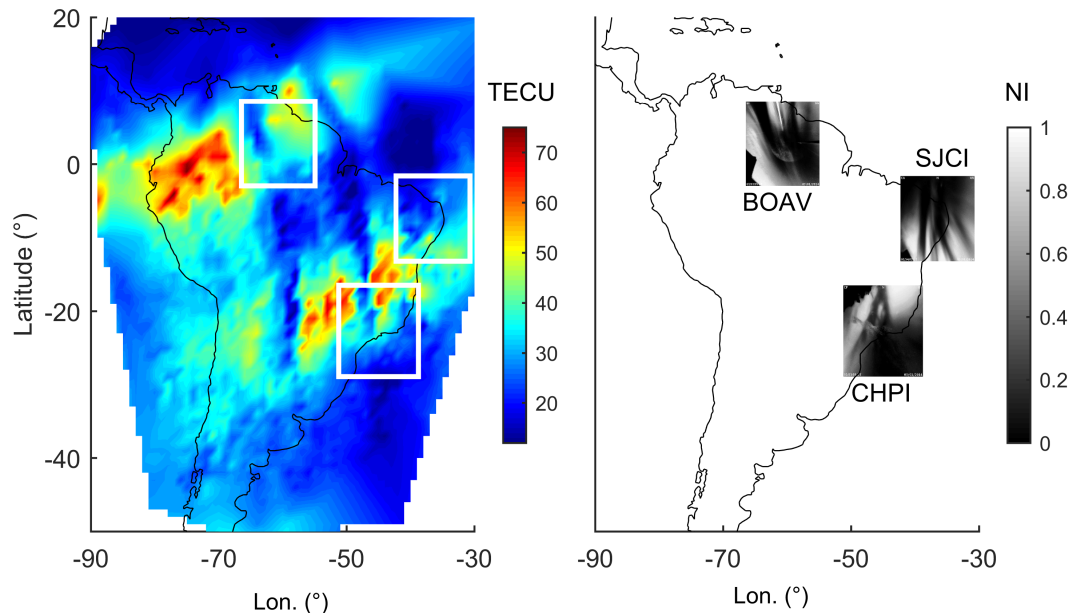
8.3.1 Avaliação da Distribuição Horizontal das Bolhas de Plasma

A validação do IonMAP como ferramenta para mapear as distribuições horizontais das bolhas de plasma foi realizada comparando os mapas de VTEC obtidos pelo IonMAP com imagens derivadas dos instrumentos ópticos de luminescência. Três instrumentos ópticos, com lentes do tipo olho de peixe com ângulo focal de 180° , foram usados para detectar as emissões na faixa de emissão do oxigênio atômico OI 630 nm da ionosfera. As imagens observadas na linha de emissão OI 630 nm são publicamente disponibilizadas pelo INPE, onde dois dos instrumentos são localizados nas regiões de baixa latitude, em São João do Cariri ($7,4^\circ\text{S}$, $36,5^\circ\text{O}$) e Boa Vista ($2,8^\circ\text{N}$, $60,7^\circ\text{O}$), e o outro é localizado na crista sul da EIA, em Cachoeira Paulista ($22,7^\circ\text{S}$, $45,0^\circ\text{O}$). As imagens de emissão OI 630 nm são registradas com uma resolução espacial de 2,5 km por pixel, cobrindo a extensão latitudinal e longitudinal de 1280 x 1280 km para a altitude de 250 km. Uma vez que a densidade eletrônica das células do IonMAP é considerada constante para o intervalo de 6 minutos, as imagens óticas foram selecionadas com uma resolução temporal também de 6 minutos.

A Figura 79 apresenta um exemplo de um mapa de VTEC obtido pelo IonMAP (painel esquerdo) e as imagens correspondentes de emissão OI 630 nm (painel direito) para o DOY 003 de 2014 às 1,9 horas UT. Pode-se observar duas depleções de VTEC alinhadas com o campo geomagnético, pelas quais são coincidentes com assinaturas de bolhas de plasma nas imagens de luminescência. Nestes instantes, é esperado que gradientes verticais da densidade eletrônica em conjunto com a força resultante do campo elétrico intensifiquem a deriva vertical da ionosfera para cima devido ao mecanismo de Rayleigh–Taylor. Como

resultado, fortes depleções na densidade eletrônica são gerados, mostrando as variações de TEC. Além disso, a elevação da parte inferior da camada F decresce a taxa de emissão OI 630 nm uma vez que a densidade do oxigênio (O_2) é mais baixa nestas altitudes, produzindo rastros escuros nas imagens de intensidade dos imageadores. Como esperado, depleções de VTEC permanecem alinhadas com os rastros escuros da intensidade das emissões de OI 630 nm. Além disso, verifica-se que as depleções de plasma no mapa de VTEC apresentado foi mais evidente em Cachoeira Paulista (CHPI) e Boa Vista (BOAV) que em São João do Cariri (SJCI). De fato, SJCI está localizado nas bordas da área imageada e, portanto, há uma geometria incompleta dos sinais GNSS para fins de tomografia, assim como observado por Prol e Camargo (2016) ao comparar a tomografia ionosférica por GNSS com dados de ionossondas.

Figura 79 – Exemplo de comparação entre as bolhas mapeadas pelo TEC e imageadores no DOY 3 de 2014.

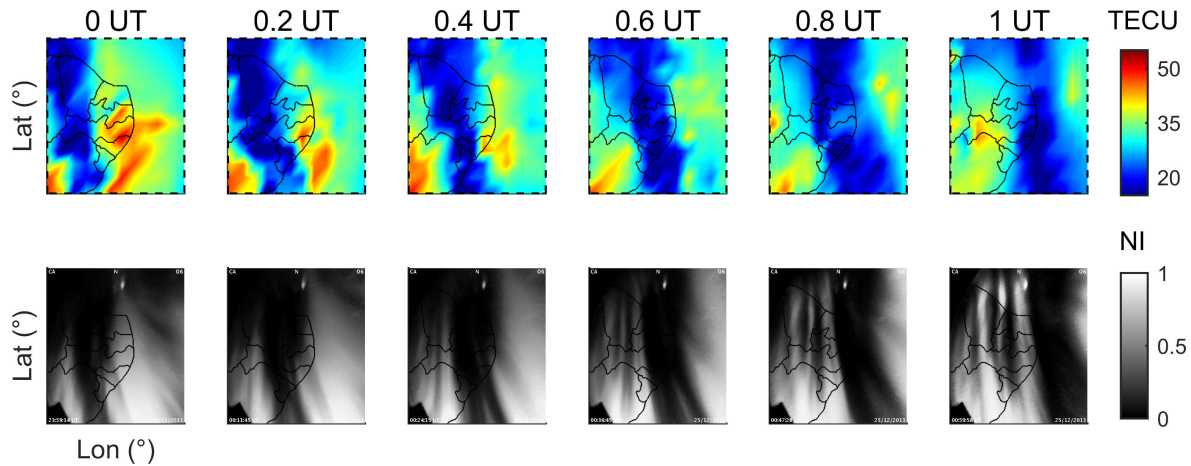


Apesar das bolhas de plasma não serem evidentes em SJCI para o DOY 3 de 2014 com uso dos mapas de VTEC, as depleções podem ser claramente observadas nos mapas de VTEC para o exemplo do DOY 359 de 2013. Na Figura 80, se pode observar a depleção de VTEC alinhada com os rastros escuros da emissão de OI 630 nm, o que de fato pode ocorrer devido à maior dimensão longitudinal da bolhas no dia 359/2013 em comparação com a bolha do dia 3/2014. Portanto, mesmo com problemas de cobertura dos sinais GNSS nas bordas da área mapeada é possível detectar as depleções de plasma com o IonMAP dependendo das dimensões da bolha ionosférica.

No intuito de avaliar a eficiência do IonMAP em mapear as bolhas ionosféricas para diversos dias, os experimentos realizados nas Figuras 79 e 80 foram feitos para outros dias. Vinte e três dias com claras evidências de bolhas de plasma se propagando pela região brasileira com uso de instrumentos óticos foram selecionados durante os meses

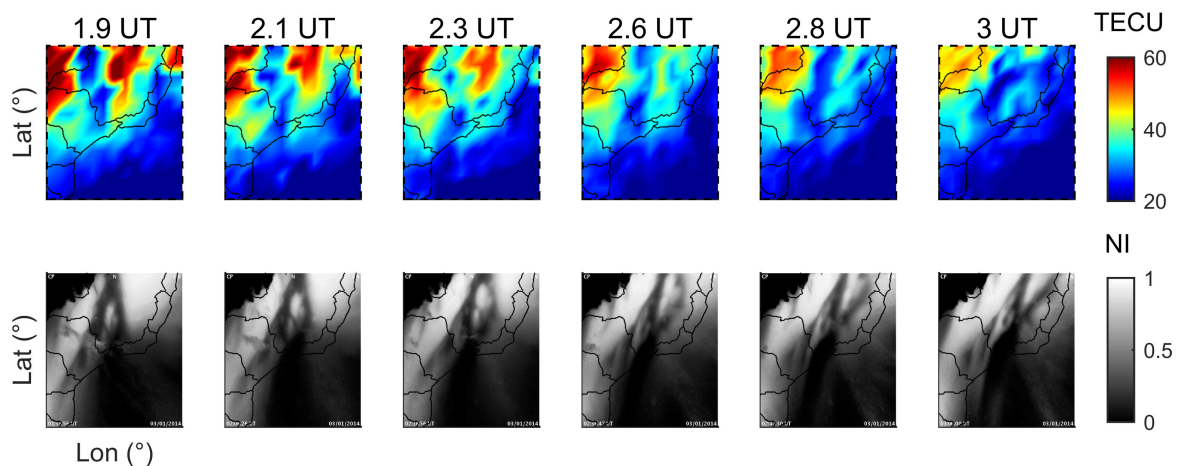
de Dezembro de 2013 e Janeiro de 2014. No geral, foi possível observar a possibilidade em acompanhar a evolução temporal da propagação das bolhas em todos os DOYs, assim como na Figura 80.

Figura 80 – Exemplo de bolha observada pelo imageador em SJC1 para o DOY 359 de 2013 e sua correspondência nos mapas de VTEC.



Em adição à representação da propagação das bolhas, as depleções de VTEC apresentam a mesma orientação que a orientação dos rastros escuros de luminescência. Este fato aconteceu para diversos instrumentos e dias analisados, sendo que a Figura 81 apresenta um exemplo onde o azimute das depleções de VTEC mapeados em CHPI para o DOY 3/2014 está variando de acordo com o azimute das intensidades escuras das imagens de luminescência. Em todos os casos, se pode observar também uma discrepância longitudinal entre as depleções de VTEC e os rastros escuros da luminescência. Esta discrepância longitudinal foi também observada por [Takahashi et al. \(2015\)](#) e indica que a bolha está inclinada na direção oeste ao passo que a altitude aumenta.

Figura 81 – Exemplo de bolha observada pelo imageador em CHPI para o DOY 003 de 2014 e sua correspondência nos mapas de VTEC.



A fim de apresentar um resumo sobre a performance do IonMAP em mapear as distribuições horizontais das bolhas de plasma na região brasileira em todos os 23 dias

analisados, uma matriz de confusão foi construída. O principal objetivo desta matriz de confusão é a de apresentar o número de bolhas detectadas pelo IonMAP em comparação com o número de bolhas detectadas pelos imageadores óticos, bem como o número de bolhas não detectadas por cada método. Uma vez que, em alguns casos, há a dificuldade em definir com clareza se as imagens apresentam bolhas ionosféricas, uma terceira informação foi adicionada na matriz de confusão referente a quantidade de bolhas em que não se pode dizer com certeza se há ou não a presença de bolhas ionosféricas. As principais classes da matriz confusão foram definidas como:

- (a) imagens com bolhas detectadas mutualmente pelo IonMAP e imageadores (1^a linha e 1^a coluna da matriz confusão);
- (b) imagens com bolhas detectadas pelo imageador e não detectadas pelo IonMAP (1^a linha e 3^a coluna);
- (c) imagens com bolhas detectadas pelo IonMAP e não detectada pelos imageadores (3^a linha e 1^a coluna);
- (d) e imagens com bolhas não detectadas por nenhum dos instrumentos (3^a linha e 3^a coluna).

Vale ressaltar que a definição de cada classe da matriz confusão depende de quem está analisando as imagens. A Figura 82 mostra exemplos de classificação da matriz confusão segundo a interpretação do autor para as localidades dos imageadores. Todos os exemplos foram criados no observatório de Cachoeira Paulista e o caso a) se refere ao DOY 22 de 2014 (1,5 UT), o caso b) ao DOY 24 de 2014 (0,8 UT) , o caso c) ao DOY 358 de 2013 (0,5 UT) e o caso d) ao DOY 360 de 2013 (0 UT). A Figura 83 apresenta a mesma configuração dos mapas de VTEC da Figura 82, contudo, considerando a ionosfera sobre toda a região da América do Sul. Vale destacar que as imagens sobre a América do Sul foram utilizadas no intuito de proporcionar informações de suporte para a classificação das matrizes de confusão. Desta forma, utilizando a interpretação apresentada sobre a presença ou não de bolhas ionosféricas nas imagens, as tabelas de confusão foram geradas, uma para cada observatório com imageadores óticos.

A Tabela 11 apresenta os números obtidos da matriz confusão para o observatório de Boa Vista. A 1^a linha e 1^a coluna da matriz (ou da Tabela) apresenta a quantidade de mapas onde bolhas foram vistas concomitantemente pelo VTEC e nos imageadores óticos (*airglow*). O número 181, por exemplo, representa que 181 imagens apresentaram bolhas detectáveis mutualmente (mesmo instantes) nos mapas de IonMap e imageadores óticos. A última posição da matriz (3^a linha e 3^a coluna) apresenta a quantidade de imagens onde não haviam bolhas.

Figura 82 – Exemplos de interpretação para quatro casos (a, b, c, d) da matriz confusão dos mapas de VTEC (em cores) e dos imageadores óticos (preto e branco) georreferenciados no observatório de Cachoeira Paulista.

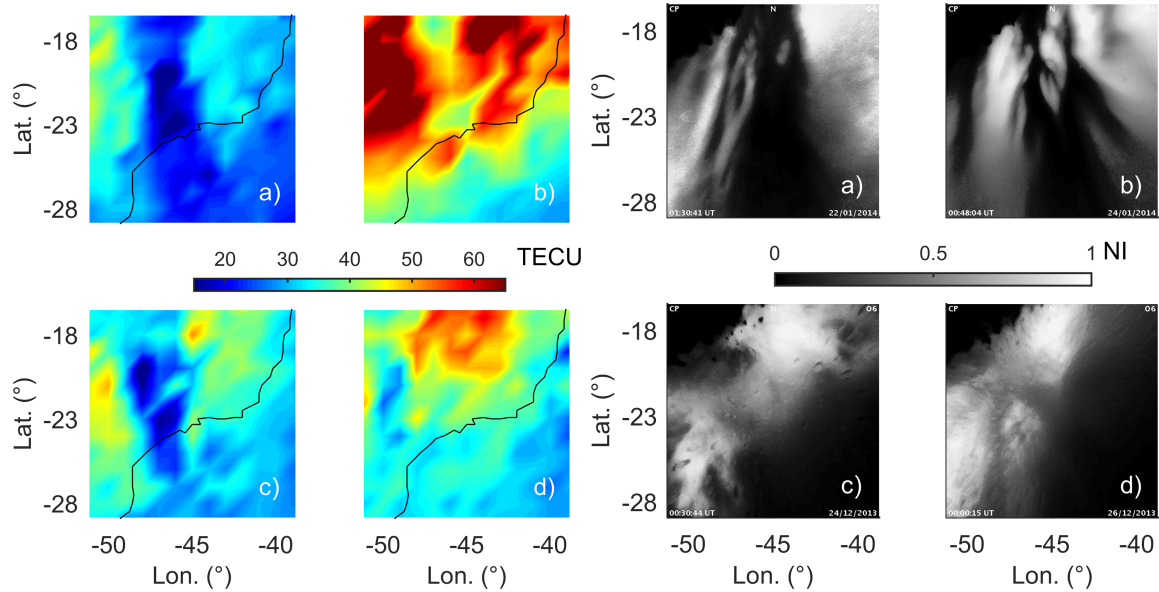


Figura 83 – Exemplos de interpretação para quatro casos (a, b, c, d) da matriz confusão com os mapas de VTEC na América do Sul. O quadrado branco mostra a localização do observatório de Cachoeira Paulista.

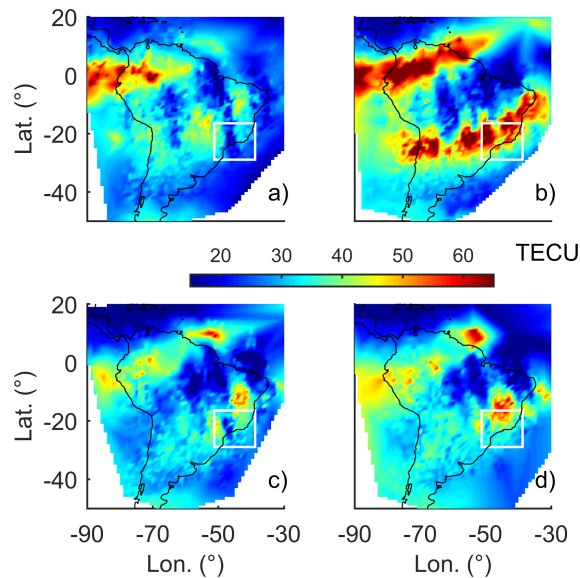


Tabela 11 – Matriz confusão apresentando o número de bolhas de plasma detectadas pelo IonMAP e pelos imageadores óticos (*airglow*) no observatório de Boa Vista.

		IonMAP		
		bolhas detectadas	bolhas incertas	sem bolhas
<i>airglow</i>	bolhas detectadas	181	36	117
	bolhas incertas	6	34	80
	sem bolhas	21	0	135

Além das informações principais, a matriz confusão da Tabela 11 apresenta o importante dado na 1ª linha e 3ª coluna de que 117 imagens permitiram detectar bolhas nos imageadores que não foram detectadas nos mapas de VTEC. Esta é uma das informações de maior interesse, uma vez que mostra diretamente a qualidade do IonMAP para a detecção de bolhas frente às imagens de referência dos imageadores. Por outro lado, a 3ª linha e 1ª coluna mostra que bolhas foram detectadas em 21 imagens pelos mapas de VTEC, e não foram mostradas nos imageadores. Esta também é uma informação de grande interesse uma vez que mostra que, em alguns casos, o IonMAP pode mostrar informações das bolhas não apresentadas nos imageadores, o que é plausível em virtude das limitações meteorológicas dos imageadores.

Em sequência, as Tabelas 12 e 13 apresentam as matrizes de confusão obtidas com a mesma organização da matriz criada para Boa Vista, porém para os observatórios de São João do Cariri e Cachoeira Paulista.

Tabela 12 – Matriz confusão apresentando o número de bolhas de plasma detectadas pelo IonMAP e pelos imageadores óticos no observatório de São João do Cariri.

		IonMAP		
		bolhas detectadas	bolhas incertas	sem bolhas
<i>airglow</i>	bolhas detectadas	133	102	187
	bolhas incertas	5	28	29
	sem bolhas	21	0	204

Tabela 13 – Matriz confusão apresentando o número de bolhas de plasma detectadas pelo IonMAP e pelos imageadores óticos no observatório de Cachoeira Paulista.

		IonMAP		
		bolhas detectadas	bolhas incertas	sem bolhas
<i>airglow</i>	bolhas detectadas	108	71	242
	bolhas incertas	0	23	33
	sem bolhas	51	32	179

No geral, se pode notar uma maior quantidade de bolhas detectadas pelos imageadores no observatório de Cachoeira Paulista, uma vez que este observatório foi o que apresentou mais dados analisados. No total, 739 imagens foram analisadas em CHPI, 709 em SJCI e 610 em BOAV. Por outro lado, CHPI apresentou a menor quantidade de bolhas detectadas com o IonMAP. A quantidade de bolhas detectadas mutualmente pelos imageadores e pelo IonMAP foi de 108 para CHPI, 133 para SJCI e 181 para BOAV. Contudo, a quantidade de imagens com presença de bolhas nos imageadores de CHPI, mas não detectadas pelo IonMAP, foi de 242, enquanto para SJCI foi de 187 e para BOAV foi 117. Ao tomar a razão do número de bolhas detectadas mutualmente por ambos os instrumentos (1ª linha e 1ª coluna) pela soma da quantidade de bolhas detectadas pelos imageadores (todas as colunas da 1ª linha) é possível analisar a taxa de sucesso do IonMAP

ao detectar as bolhas representadas nos imageadores. Neste sentido, a taxa de sucesso do IonMAP em detectar bolhas presentes nos imageadores foi de 54,2% para a região de BOAV, 31,5% para SJCI e 25,7% para CHPI.

Na realidade, a menor taxa de sucesso na região CHPI é devida à maior variabilidade da ionosfera nesta região. O observatório de CHPI está localizado na região da crista sul da EIA, onde a densidade eletrônica é maior e os gradientes no TEC tornam-se mais intensos. Durante a época analisada do solstício de verão de Dezembro de 2013 e Janeiro de 2014, os raios solares atingem diretamente sobre a região de CHPI e, conseqüentemente, há uma maior ionização do plasma. Adicionalmente, o efeito fonte é maior no setor leste da América do Sul durante o solstício de Dezembro. Isto gera irregularidades ionosféricas com maior variabilidade em CHPI em comparação com SJCI, localizada próximo ao equador geomagnético, e BOAV, localizada na crista norte da EIA.

O fato das irregularidades serem mais intensas em CHPI torna esta região mais instável e mais suscetível aos efeitos das bolhas, o que pode ser visto pela quantidade de estruturas de depleção no plasma detectadas pelos imageadores ópticos na Tabela 13 (somatória de todas as colunas da 1ª linha), em comparação com as Tabelas 11 e 12. A maior variabilidade das irregularidades em CHPI gera uma maior quantidade de cintilações ionosféricas sobre os sinais GNSS, o que produz uma grande quantidade de perdas de ciclos e reinicializações do algoritmo de cálculo do TEC. Como resultado, poucas observações de TEC são utilizadas para realizar a tomografia na região de CHPI, o que acaba sendo contraditório ao propósito de usar o IonMAP para avaliar a presença de bolhas, pois o GNSS apresenta dificuldade em representar as bolhas de plasma nos instantes com cintilação ionosférica. Desta forma, apesar de ser possível observar a presença de bolhas com o IonMAP, instantes com intensa variabilidade podem tornar a detecção problemática. Além disso, à medida que as bolhas vão se estendendo em direção a latitudes maiores, os efeitos de campo elétrico na região da estrutura faz surgir bifurcações nas bolhas. É possível que estas alterações no aspecto da estrutura também possam contribuir com a queda da taxa de sucesso. Por outro lado, a região de CHPI também apresentou o caso oposto, onde foi possível detectar 51 imagens com a presença de bolhas no IonMAP que não foram detectadas nos imageadores. Isto se dá principalmente pelas condições meteorológicas de CHPI, onde nuvens de precipitação comprometeram o imageamento das bolhas.

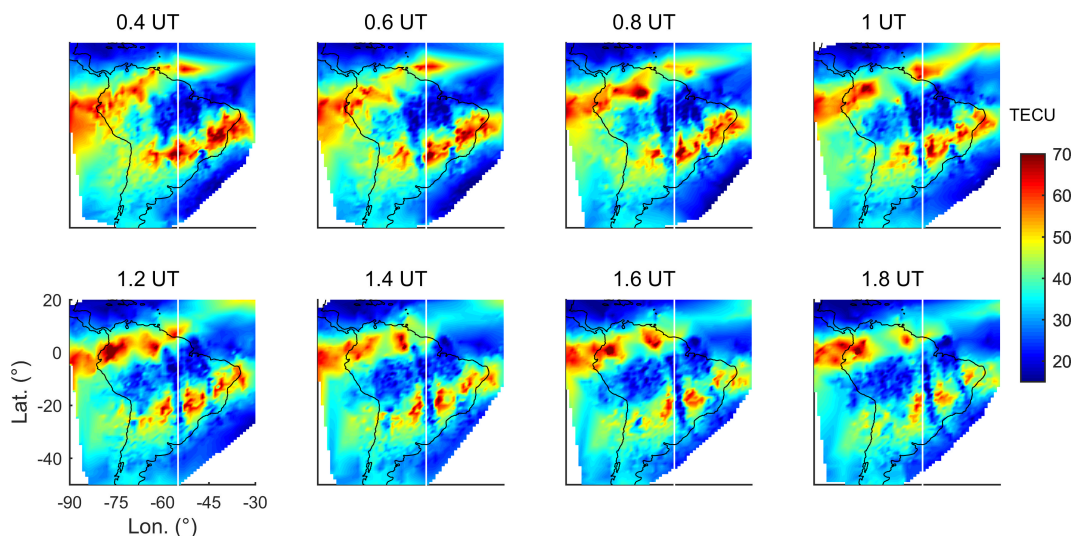
Vale ressaltar que devido à complexa dinâmica das irregularidades ionosféricas na região brasileira e seus significativos impactos nos sistemas de radiofrequência, as bolhas de plasma podem ser consideradas um dos fenômenos ionosféricos de maior interesse de investigação na região equatorial. Uma das principais dificuldades em caracterizar as bolhas de plasma são as limitações dos instrumentos atuais para monitoramento das depleções em áreas suficientemente amplas. Os usuais imageadores ópticos *all-sky* são restritos à recobrir uma região em aproximadamente 1600 km com medidas de luminescência, isto

é, uma cobertura de aproximadamente 15° de latitude e longitude na região equatorial. Tais dimensões são suficientes para capturar a variabilidade longitudinal das bolhas de plasma de aproximadamente 400 km. No entanto, a extensão latitudinal das bolhas pode atingir dimensões de 5400 km, uma vez que os pontos conjugados são localizados à aproximadamente $\pm 20^\circ$ do equador geomagnético. Além disso, as medidas dos imageadores óticos são dependentes de condições atmosféricas favoráveis. No intuito de superar tais limitações, o IonMAP se mostrou como uma ferramenta útil para observar as bolhas de plasma sobre uma ampla região usando mapas de VTEC, de maneira que observações de mais de 130 receptores GNSS terrestres sobre a América do Sul não são dependentes das condições meteorológicas. Desta forma, pode-se dizer que o uso combinado dos imageadores em conjunto com o IonMAP se mostram como boa alternativa para a caracterização da distribuição horizontal das bolhas.

8.3.2 Avaliação da Distribuição Vertical das Bolhas de Plasma

A avaliação da distribuição vertical das bolhas de plasma foi realizada em conjunto com a análise da distribuição horizontal. A Figura 84 mostra um exemplo de mapas de VTEC referentes ao DOY 32 de 2014, onde é possível visualizar uma bolha de plasma propagando-se na região da América do Sul com sentido nordeste. Uma linha branca foi inserida em 55°O para demarcar a seção longitudinal da análise. Como pode ser observado, a bolha se torna visível às 0,6 horas UT antes da linha branca, ficando mais evidente à 1 hora UT sobre a linha e ultrapassando a linha branca às 1,8 horas UT.

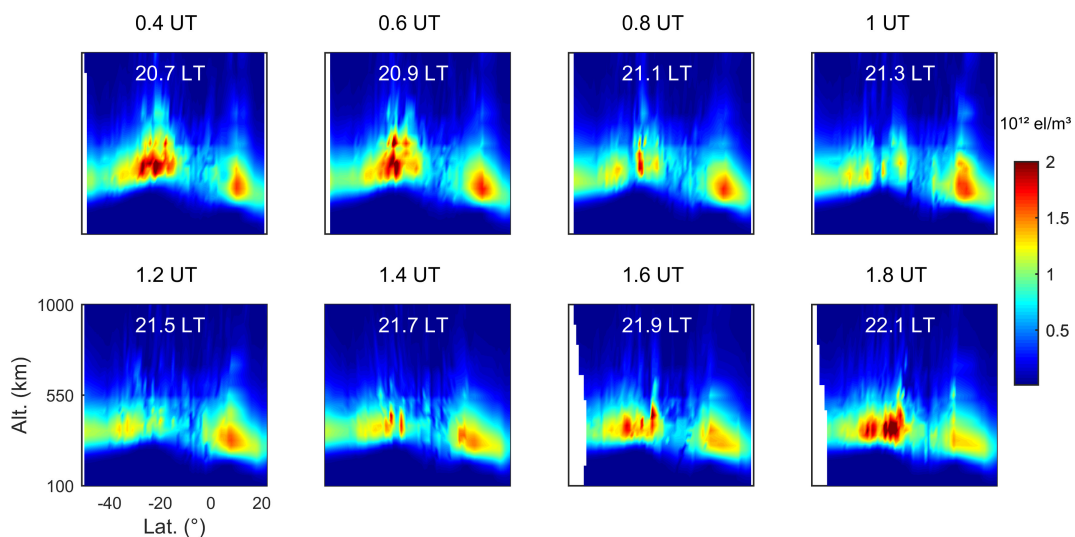
Figura 84 – Mapas de VTEC obtidos com o IonMAP durante a propagação de uma bolha ionosférica na América do Sul. A linha branca está centrada na longitude de 55°O .



A fim de analisar a distribuição vertical do cenário apresentado na Figura 84, a Figura 85 apresenta as imagens verticais como seções longitudinais. Os tomogramas apresentados são referente à distribuição de densidade eletrônica em termos de latitude

por altitude na seção longitudinal de 55°O (linha branca dos mapas de VTEC). É possível observar que as cristas norte e sul da EIA são bem definidas às 0,4 e 0,6 horas UT. No entanto, quando a depleção de VTEC coincide com a região de 55°O durante 0,8 horas UT, a crista sul da EIA parcialmente desaparece e a densidade eletrônica decresce significativamente. Nestes instantes, é possível notar que a ionosfera resultante da bolha de plasma apresenta irregularidades que se assemelham à uma tela com vários pontos de difração. Contudo, após 1,6 horas UT, a crista sul da EIA torna a reaparecer, de maneira que as irregularidades se tornam menos evidentes após a completa passagem da bolha às 1,8 horas UT.

Figura 85 – Perfis ionosféricos obtidos com o IonMAP durante a propagação de uma bolha ionosférica para a longitude de 55°O .



A passagem da bolha ionosférica é mais evidente na crista sul devido à maior quantidade de estações GNSS nesta região. Além disso, as irregularidades formadas são esperadas, pois são as principais causas das cintilações ionosféricas nos horários apresentados. Os tomogramas resultantes do IonMAP são similares às imagens obtidas por [Kunitsyn et al. \(1994\)](#) ao analisar a reconstrução bidimensional de irregularidades ionosféricas na região Russa. Porém, especula-se que, na realidade, as irregularidades ionosféricas mostradas na Figura 85 estejam em altitudes mais elevadas que as apresentadas, pois existem limitações intrínsecas na geometria da tomografia uma vez que o uso de receptores terrestres torna difícil a estimativa correta da distribuição vertical. Contudo, apesar das possíveis falhas na representação das altitudes das irregularidades, as imagens reconstruídas permitem realizar importantes análises sobre a distribuição 3D das irregularidades ionosféricas e possíveis impactos nos sinais transionosféricos.

9 Conclusões e Recomendações

9.1 Conclusões

O principal objetivo desta pesquisa foi o de investigar métodos de assimilação de dados com a finalidade de desenvolver e avaliar um método eficiente para representar a ionosfera em três dimensões sobre a região brasileira. Dentro deste escopo, uma vasta revisão bibliográfica foi apresentada para descrever os principais aspectos que definem a ionosfera. Alguns dos instrumentos mais utilizados para realizar medidas da ionosfera também foram revisados, além de que foram apresentados diversos métodos para modelagem e imageamento da densidade eletrônica na ionosfera. Com base nos métodos estudados para imageamento tridimensional da ionosfera, um novo modelo foi proposto, implementado e avaliado na região brasileira. Três principais aspectos foram considerados no desenvolvimento do novo método: 1) o método deve ser aplicável ao posicionamento GNSS e permitir uma melhoria aos métodos convencionais de posicionamento com simples-frequência; 2) a formulação matemática deve ser capaz de realizar o imageamento 3D da ionosfera apesar da baixa quantidade de dados GNSS e ionossondas na região brasileira para estas aplicações; 3) o algoritmo deve ser capaz de apresentar fenômenos físicos da ionosfera brasileira. Como resultado, o IonMAP foi desenvolvido como um algoritmo dividido em uma etapa global e outra regional.

A etapa global do IonMAP foi responsável pela incorporação de dados de ionossondas e Rádio-Ocultação (RO) em um modelo climatológico que serviu como *background* da ionosfera. Com o desenvolvimento deste novo modelo climatológico, novas informações sobre a região de topo da ionosfera foram descobertas. Primeiro, verificou-se um grande potencial da RO como instrumento para descrever as distribuições espaciais da densidade de pico (n_m), altura de pico (h_m), altura de escala no topo (H_s) bem como de seu gradiente ($\partial H_s / \partial h$). Estas informações sugeriram a possibilidade de usar a RO para obter mapas globais de temperatura da ionosfera, uma vez que a magnitude dos valores da altura de escala estimadas com a densidade eletrônica dada pela RO foram similares às magnitudes da altura de escala derivada de medidas observadas pelo radar de espalhamento de Madrigal e pelo IRI. Além disso, verificou-se pela primeira vez uma forte anticorrelação da altura de escala da região de topo com o seu gradiente. Esta anticorrelação, principalmente observada na região equatorial, sugeriu que o principal fator de aumento da altura de escala no topo fosse a deriva vertical para cima resultante da força $E \times B$, bem como que a diminuição do gradiente da altura de escala fosse resultado da difusão do plasma ionosférico referente ao efeito fonte da EIA. Adicionalmente, os experimentos mostraram que o modelo climatológico foi capaz de realizar a previsão de todos os parâmetros extraídos pela RO,

indicando o modelo construído como uma poderosa ferramenta para a construção do *background* da ionosfera. Vale ressaltar que uma alta correlação foi obtida entre os valores médios de n_m medidos globalmente pela RO com os valores de GEC medidos com 10 anos de mapas globais da ionosfera (GIMs), o que reforça ainda mais a eficiência da RO e do modelo.

Uma vez definida a formulação matemática para construir o *background* da ionosfera, um novo algoritmo de tomografia foi desenvolvido para reconstruir a ionosfera da região brasileira. Nesta etapa regional, a técnica MART foi implementada com uma sutil diferença à MART convencional. Além do uso de apenas valores de TEC inclinado, valores de VTEC foram incorporados na reconstrução e, com base nos resíduos da reconstrução, verificou-se que a incorporação do VTEC não afetou significativamente a estimação do TEC inclinado. Na realidade, o VTEC foi o principal responsável em garantir a utilização de grades ionosféricas com maior resolução espacial e, portanto, descrever as variabilidades da ionosfera com mais detalhes.

Após a implementação das etapas global e regional, a avaliação do IonMAP consistiu em definir a acurácia da altitude de pico, frequência crítica e do TEC, bem como a acurácia que o método proporciona ao realizar o posicionamento GNSS com simples-frequência. A acurácia do IonMAP, usando como referência dados independentes de ionossondas para duas semanas de 2013, apresentaram uma melhor performance em relação ao IRI-2012 com uma melhoria de 31% para a altitude de pico e 24% para a frequência crítica. A melhoria do TEC foi de 59% em comparação com o TEC obtido dos mapas globais da ionosfera do UQRG e a melhoria no posicionamento GNSS com o PPP de simples-frequência foi de 31% ao comparar com os mesmos GIMs. Esta melhoria ocorreu, principalmente, pois a correção do atraso ionosférico no posicionamento GNSS foi realizado sem o uso de funções de mapeamento. Além disso, uma melhor descrição da variabilidade diária da ionosfera foi obtida com o IonMAP, de maneira que foi possível detectar a elevação da altitude de pico devido às fortes derivas verticais para cima no entardecer. Ou seja, o IonMAP foi capaz de descrever com razoável acurácia a elevação da ionosfera durante o pico de pré-reversão.

Como última aplicação, verificou-se a eficiência do IonMAP na detecção e caracterização de bolhas ionosféricas sobre a região brasileira. Vinte e três dias com evidências de bolhas ionosféricas foram selecionados para as análises, onde observações de imageadores ópticos na linha de emissão OI 630 nm foram usadas como referência. A presença, ou não, de bolhas ionosféricas foi verificada imagem à imagem dos imageadores e estas foram comparadas manualmente com os mapas de VTEC resultantes do IonMAP. No geral, a taxa de sucesso do IonMAP em imagear corretamente as bolhas apresentadas pelos imageadores foi de 54% para a região de Boa Vista, 31% para São João do Cariri e de 26% para Cachoeira Paulista, o que mostra que a taxa de sucesso na detecção foi maior à medida que a análise se aproxima da região equatorial, sendo justificável uma vez que

as dimensões das depleções são maiores na região equatorial. Além disso, a região de Cachoeira Paulista foi mais suscetível às cintilações ionosféricas, o que proporcionou pouca quantidade de observações de TEC para realizar a tomografia na região sul da crista da EIA. Vale ressaltar que o IonMAP permitiu, em algumas vezes, detectar a presença de bolhas de plasma propagando-se pela região brasileira que não foram mapeadas com os imageadores ópticos, o que ocorreu principalmente pela presença de nuvens de precipitação. Por estes motivos, percebe-se que as medidas simultâneas do GNSS com os imageadores configuram uma maneira mais eficiente na caracterização das bolhas do que com o uso isolado do GNSS ou do imageador. Vale ressaltar ainda a importância do uso simultâneo dos instrumentos uma vez que os mapas de VTEC proporcionam uma maior cobertura horizontal das bolhas, enquanto os imageadores possuem uma melhor resolução espacial. Um ponto interessante é a possibilidade do IonMAP em analisar a distribuição vertical das bolhas, de maneira que os resultados mostraram que, apesar da deficiência na geometria dos sinais GNSS, é possível avaliar a evolução das irregularidades.

9.2 Recomendações

Com base nos experimentos apresentados, é razoável dizer que os resultados revelaram o IonMAP como uma poderosa ferramenta para a comunidade científica envolvida com o Clima Espacial, Geodésia Espacial, Aeronomia e Telecomunicações na região brasileira. Porém, ainda há espaço para melhorias no modelo. A parte inferior da ionosfera na etapa global foi descrita apenas com dados de RO por meio dos parâmetros de espessura B_0 e fator de escala B_1 . O uso conjunto das ionossondas certamente irá melhorar a estimativa da parte inferior. Além disso, as camadas E e F1 foram negligenciadas na estimativa dos perfis ionosféricos, o que em uma etapa futura deve ser considerado principalmente após a inclusão de dados de ionossondas. Como recomendação adicional, seria interessante investigar técnicas para utilizar uma melhor resolução espacial e temporal na grade do IonMAP. A melhor resolução temporal é importante principalmente para descrever a variabilidade temporal do TEC e, conseqüentemente, melhorar o posicionamento GNSS. Além disso, uma melhor resolução horizontal beneficiaria a descrição das bolhas ionosféricas, permitindo uma melhor interpretação das suas reais dimensões, apesar de que provavelmente só seja possível o uso de uma melhor resolução espacial com uma densificação das redes de estações GNSS. Recomenda-se, ainda, desenvolver algoritmos que permitam incorporar os valores de TEC advindos da RO, o que é um problema para ser implementado atualmente devido a reduzida quantidade de satélites das constelações de RO. Por fim, seria interessante realizar um trabalho futuro para verificar a possibilidade de adaptar o método desenvolvido para aplicações em tempo real, o qual é um assunto de grande relevância para aplicações de posicionamento GNSS e no monitoramento do clima espacial.

Referências

- ABDU, M. A. Equatorial ionosphere–thermosphere system: Electrodynamics and irregularities. *Advances in Space Research*, v. 35, n. 5, p. 771–787, 2005. Citado 2 vezes nas páginas 17 e 155.
- ABDU, M. A.; MEDEIROS, R. T.; BITTENCOURT, J. A.; BATISTA, I. S. Vertical ionization drift velocities and range type spread F in the evening equatorial ionosphere. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, v. 88, n. A1, p. 399–402, 1983. Citado na página 17.
- AGUIAR, C. R. *Grade ionosférica para aplicações em posicionamento e navegação com GNSS*. 256 p. Tese (Doutorado) — Universidade Estadual Paulista, Presidente Prudente, 2010. Citado 4 vezes nas páginas 17, 18, 91 e 92.
- AGUIAR, C. R.; CAMARGO, P. O. Modelagem em tempo real do erro sistemático das observáveis GPS devido à ionosfera. *Bulletin of Geodetic Sciences*, v. 12, n. 1, p. 101–120, 2006. Citado na página 92.
- AGUIAR, C. R.; CAMARGO, P. O. Resolução espacial da grade ionosférica e do GIVE. *Bulletin of Geodetic Sciences*, v. 18, p. 464–479, 2012. Citado na página 112.
- AKASOFU, S. I.; CHAPMAN, S. *Solar-Terrestrial Physics*. London: Oxford University Press, 1972. 928 p. Citado 2 vezes nas páginas 40 e 41.
- ALIZADEH, M. M.; SCHUH, H.; SCHMIDT, M. Ray tracing technique for global 3-D modeling of ionospheric electron density using GNSS measurements. *Radio Science*, v. 50, n. 6, p. 539–553, 2015. Citado na página 16.
- ALTADILL, D.; TORTA, J. M.; BLANCH, E. Proposal of new models of the bottom-side B0 and B1 parameters for IRI. *Advances in Space Research*, v. 43, n. 11, p. 1825–1834, 2009. Citado na página 83.
- ANDERSEN, A. H.; KAK, A. C. Simultaneous algebraic reconstruction technique (SART): a superior implementation of the ART algorithm. *Ultrasonic imaging*, v. 6, p. 81–94, 1984. Citado na página 97.
- ANDERSON, D. N.; MENDILLO, M.; HERNITER, B. A semi-empirical low-latitude ionospheric model. *Radio Science*, v. 22, p. 292–306, 1987. Citado na página 85.
- APPLETON, E. V. Two anomalies in the ionosphere. *Nature*, v. 157, p. 691, 1946. Citado na página 46.
- ARIKAN, F.; NAYIR, H.; SEZEN, U.; ARIKAN, O. Estimation of single station interfrequency receiver bias using GPS-TEC. *Radio Science*, v. 43, p. RS4004, 2008. Citado 3 vezes nas páginas 65, 107 e 117.
- AUSTEN, J. R.; FRANKE, S. J.; LIU, C. H. Ionospheric imaging using computerized tomography. *Radio Science*, v. 23, p. 299–307, 1988. Citado 2 vezes nas páginas 95 e 96.

- AZPILICUETA, F.; BRUNINI, C.; RADICELLA, S. M. Global ionospheric maps from GPS observations using modip latitude. *Advances in Space Research*, v. 38, p. 2324–2331, 2006. Citado na página 93.
- BAILEY, G. J.; BALAN, N.; SU, Y. Z. The sheffield university plasmasphere ionosphere model-A review. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, v. 59, p. 1541–1552, 1997. Citado 2 vezes nas páginas 15 e 83.
- BALAN, N.; BAILEY, G. J.; ABDU, M. A.; OYAMA, K. I.; RICHARDS, P. G.; MACDOUGALL, J.; BATISTA, I. S. Equatorial plasma fountain and its effects over three locations: Evidence for an additional layer, the F3 layer. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, v. 102, n. A2, p. 2047–2056, 1997. Citado na página 35.
- BATISTA, I. S.; BALAN, N.; ABDU, M. A.; MACDOUGALL, J.; BARBOSA NETO, P. F. F3 layer observations at low and equatorial latitudes in Brazil. *Geofísica Internacional*, v. 39, p. 57–64, 2000. Citado na página 35.
- BEISSNER, K. C. *Studies of Mid-latitude Mesospheric Temperature Variability and Its Relationship to Gravity Waves, Tides, and Planetary Waves*. 175 p. Tese (Doutorado) — Utah State University, Logan, Utah, 1997. Citado na página 27.
- BELEHAKI, A.; MARINOV, P.; KUTIEV, I.; JAKOWSKI, N.; STANKOV, S. Comparison of the topside ionosphere scale height determined by topside sounders model and bottomside digisonde profiles. *Advances in Space Research*, v. 37, p. 963–966, 2006. Citado na página 130.
- BELLAN, P. M. *Fundamentals of Plasma Physics*. Cambridge: Cambridge University Press, 2006. 536 p. Citado na página 58.
- BEYNON, W. J. G.; BROWN, G. M. *IGY instruction manual: the ionosphere*. London: Pergamon Press, 1957. 381 p. Citado 2 vezes nas páginas 71 e 72.
- BILITZA, D. *International reference ionosphere 1990, NSSDC/WDC-A-R&S 90-22*. Greenbelt: National Space Science Data Center, 1990. 84 p. Citado 2 vezes nas páginas 81 e 82.
- BILITZA, D.; ALTADILL, D.; ZHANG, Y.; MERTENS, C.; TRUHLIK, V.; RICHARDS, P.; MCKINNELL, L.-A.; REINISCH, B. W. The international reference ionosphere 2012—a model of international collaboration. *Journal of Space Weather and Space Climate*, v. 4, p. A07, 2014. Citado na página 81.
- BILITZA, D.; MCKINNELL, L.-A.; REINISCH, B. W.; FULLER-ROWELL, T. The international reference ionosphere today and in the future. *Journal of Geodesy*, v. 85, n. 12, p. 909–920, 2011. Citado 2 vezes nas páginas 80 e 81.
- BILITZA, D.; RADICELLA, S. M.; REINISCH, B. W.; ADENIYI, J. O.; MOSERT GONZALEZ, M. E.; ZHANG, S. R.; OBROU, O. New B0 and B1 models for IRI. *Advances in Space Research*, v. 25, n. 1, p. 89–95, 2000. Citado na página 83.
- BITTENCOURT, J. A.; PILLAT, V. G.; FAGUNDES, P. R.; SAHAI, Y.; PIMENTA, A. A. LION: A dynamic computer model for the low-latitude ionosphere. *Ann. Geophys.*, v. 25, p. 2371–2392, 2007. Citado na página 83.

- BLEWITT, G. Basics of the GPS technique: observation equations. In: *Geodetic Applications of GPS*. Newcastle: Swedish Land Survey, 1997. p. 46. Citado 2 vezes nas páginas 61 e 62.
- BOUTTIER, F.; COURTIER, P. Data assimilation concepts and methods, 1997. In: *Meteorological Training Course Lecture Series*. [S.l.]: ECMWF, 2002. Citado na página 102.
- BRUNINI, C. *Global Ionospheric Model from GPS measurements*. 191 p. Tese (Doutorado) — Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de La Plata, La Plata, 1998. Citado 2 vezes nas páginas 86 e 93.
- BRUNINI, C.; CAMILION, E.; AZPILICUETA, F. Simulation study of the influence of the ionospheric layer height in the thin layer ionospheric model. *Journal of Geodesy*, v. 85, p. 637–645, 2011. Citado na página 16.
- BRUNINI, C.; MEZA, A.; AZPILICUETA, F.; VAN ZELE, M. A.; GENDE, M.; DIAZ, A. A new ionosphere monitoring technology based on GPS. *Astrophysics and space science*, v. 290, p. 415–429, 2004. Citado 3 vezes nas páginas 86, 91 e 98.
- BUST, G.; CROWLEY, G.; CURTIS, N.; REYNOLDS, A.; PAXTON, L.; COKER, C.; BERNHARDT, P. IDA4D—a new ionospheric imaging algorithm using non-linear ground-based and spaced-based data sources. In: *Abstracts presented at 2007 Fall Meeting*. San Francisco: American Geophysical Union, 2007. Citado na página 103.
- BUST, G. S.; GARNER, T. W.; GAUSSIRAN II, T. L. Ionospheric data assimilation three-dimensional (IDA3D): A global, multisensor, electron density specification algorithm. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, v. 109, p. A11312, 2004. Citado na página 103.
- BUST, G. S.; MITCHELL, C. N. History, current state, and future directions of ionospheric imaging. *Reviews of Geophysics*, v. 46, p. RG1003, 2008. Citado 2 vezes nas páginas 17 e 103.
- CAMARGO, P. O. *Modelo Regional da Ionosfera para uso em Posicionamento com Receptores de uma Frequência*. 191 p. Tese (Doutorado) — Universidade Federal do Paraná, Curitiba, 1999. Citado na página 86.
- CAMARGO, P. O.; MONICO, J. F. G.; FERREIRA, L. D. D. Application of ionospheric corrections in the equatorial region for L1 GPS users. *Earth, Planets and Space*, v. 52, n. 11, p. 1083–1089, 2000. Citado 4 vezes nas páginas 17, 18, 86 e 91.
- CARVALHO, A. G.; BADINHAN, L. F. C. *Eletrônica-Telecomunicações*. São Paulo: Fundação Padre Anchieta, 2011. 277 p. Citado na página 56.
- CHAPMAN, S. The absorption and dissociative or ionizing effect of monochromatic radiation in an atmosphere on a rotating earth. *Proceedings of the Physical Society*, v. 43, p. 26–45, 1931. Citado 3 vezes nas páginas 15, 46 e 78.
- CIRAOLO, L.; AZPILICUETA, F.; BRUNINI, C.; MEZA, A.; RADICELLA, S. M. Calibration errors on experimental slant total electron content (TEC) determined with GPS. *Journal of Geodesy*, v. 81, p. 111–120, 2007. Citado 3 vezes nas páginas 65, 106 e 117.

- DANILOV, A. D.; SMIRNOVA, N. V. Improving the 75 to 300 km ion composition model of the IRI. *Advances in Space Research*, v. 15, p. 171–177, 1995. Citado na página 83.
- DAVIES, K. *Ionospheric Radio*. London: Peter Peregrinus Ltd., 1990. 580 p. Citado 2 vezes nas páginas 15 e 29.
- DENARDINI, C. M. *Estudo da eletrodinâmica da ionosfera equatorial durante o período de máxima atividade solar (1999-2002)*. 282 p. Tese (Doutorado) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2004. Citado 3 vezes nas páginas 40, 42 e 43.
- DI GIOVANNI, G.; RADICELLA, S. M. An analytical model of the electron density profile in the ionosphere. *Advances in Space Research*, v. 10, p. 27–30, 1990. Citado 2 vezes nas páginas 15 e 81.
- DICKINSON, R. E.; RIDLEY, E. C.; ROBLE, R. G. A three-dimensional general-circulation model of the thermosphere. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, v. 86, p. 1499–1512, 1981. Citado 2 vezes nas páginas 26 e 27.
- DUNGEY, J. W. Convective diffusion in the equatorial F-region. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, v. 9, p. 304–310, 1956. Citado na página 50.
- EMBRACE. *Estudo e Monitoramento Brasileiro do Clima Espacial*. 2014. Disponível em: <<http://www2.inpe.br/climaespacial/portal/pt/>>. Citado 2 vezes nas páginas 17 e 18.
- FELTENS, J. Chapman profile approach for 3-D global TEC representation. In: *Proceedings of the 1998 IGS analysis centers workshop*. Darmstadt: ESOC, 1998. p. 285–297. Citado na página 89.
- FRIEDRICH, M.; TORKAR, K. M. FIRI: A semiempirical model of the lower ionosphere. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, v. 106, p. 21409–21418, 2001. Citado na página 83.
- GAVILÁN, H. R. *Estudo das propriedades da região C ionosférica utilizando a rede SAVNET*. 108 p. Dissertação (Mestrado) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2009. Citado na página 34.
- GEORGIADIOU, Y. Modelling the ionosphere for an active control network of GPS stations. In: *LGR series 7*. Delft: Delft Geodetic Computing Centre, 1994. Citado 2 vezes nas páginas 86 e 91.
- GORDON, R.; BENDER, R.; HERMAN, G. T. Algebraic reconstruction techniques (ART) for three-dimensional electron microscopy and x-ray photography. *Journal of theoretical Biology*, v. 29, p. 471–481, 1970. Citado na página 96.
- GULYAEVA, T. L. Progress in ionospheric informatics based on electron-density profile analysis of ionograms. *Advances in Space Research*, v. 7, p. 39–48, 1987. Citado na página 82.
- HAJJ, G. A.; WILSON, B. D.; WANG, C.; PI, X.; ROSEN, I. G. Data assimilation of ground GPS total electron content into a physics-based ionospheric model by use of the kalman filter. *Radio Science*, v. 39, p. RS1S05, 2004. Citado na página 17.
- HALLIDAY, D.; RESNICK, R.; WALKER, J. *Fundamentos de Física 3: Eletromagnetismo*. 4. ed. Rio de Janeiro: Editora LTC, 1996. 350 p. Citado 3 vezes nas páginas 30, 55 e 57.

- HARGREAVES, J. K. *The solar-terrestrial environment*. Cambridge: Cambridge University Press, 1992. 436 p. Citado 2 vezes nas páginas 23 e 32.
- HE, H.; LI, J.; YANG, Y.; XU, J.; GUO, H.; WANG, A. Performance assessment of single- and dual-frequency Beidou/GPS single-epoch kinematic positioning. *GPS Solutions*, v. 18, p. 393–403, 2014. Citado na página 117.
- HEDIN, A. E. Horizontal wind model (HWM)(1990). *Planetary and Space Science*, v. 40, p. 556–557, 1992. Citado na página 84.
- HERNÁNDEZ-PAJARES, M.; JUAN, J. M.; SANZ, J. New approaches in global ionospheric determination using ground GPS data. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, v. 61, p. 1237–1247, 1999. Citado 2 vezes nas páginas 90 e 140.
- HERNÁNDEZ-PAJARES, M.; JUAN, J. M.; SANZ, J.; ORUS, R.; GARCÍA-RIGO, A.; FELTENS, J.; KOMJATHY, A.; SCHAER, S. C.; KRANKOWSKI, A. The IGS VTEC maps: a reliable source of ionospheric information since 1998. *Journal of Geodesy*, v. 83, p. 263–275, 2009. Citado 2 vezes nas páginas 16 e 87.
- HINES, C. O. Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights. *Canadian Journal of Physics*, v. 38, p. 1441–1481, 1960. Citado na página 27.
- HOBIGER, T.; KONDO, T.; KOYAMA, Y. Constrained simultaneous algebraic reconstruction technique (C-SART) - a new and simple algorithm applied to ionospheric tomography. *Earth, planets and space*, v. 60, p. 727–735, 2008. Citado na página 97.
- HOFMANN-WELLENHOF, B.; LICHTENEGGER, H.; COLLINS, J. *Global positioning system: theory and practice*. 5. ed. New York: Springer-Verlag, 2001. 382 p. Citado na página 87.
- HOUNSFIELD, G. N. Computerized transverse axial scanning (tomography): Part i. Description of system. *British Journal of Radiology*, v. 46, p. 1016–1022, 1973. Citado na página 96.
- JURSA, A. S. *Handbook of geophysics and the space environment*. U.S. Air Force: Air Force Geophysics Laboratory, 1985. 1-1–25-23 p. Citado 7 vezes nas páginas 22, 24, 34, 37, 38, 39 e 58.
- KAPLAN, E.; HEGARTY, C. *Understanding GPS: Principles and Applications*. 2. ed. Norwood: Artech House Press, 2006. 703 p. Citado na página 59.
- KELLEY, M. C. *The Earth's Ionosphere: Plasma Physics & Electrodynamics*. 2. ed. Ithaca: Academic Press, 2009. 556 p. Citado 13 vezes nas páginas 15, 21, 38, 39, 41, 43, 45, 48, 49, 50, 51, 52 e 139.
- KIRCHHOFF, V. W. J. H. *Introdução à Geofísica Espacial*. São Paulo: Edusp, 1991. 149 p. Citado na página 33.
- KIVELSON, M. G.; RUSSELL, C. T. *Introduction to Space Physics*. Cambridge: Cambridge University Press, 1995. 568 p. Citado na página 22.
- KLOBUCHAR, J. A. Ionospheric time-delay algorithm for single-frequency GPS users. *IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems*, v. AES-23, p. 325–331, 1987. Citado na página 15.

- KOMJATHY, A. *Global ionospheric total electron content mapping using the Global Positioning System*. 248 p. Tese (Doutorado) — University of New Brunswick, New Brunswick, 1997. Citado na página 92.
- KOURIS, S. S.; MUGGLETON, L. M. Diurnal variation in the E-layer ionization. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, v. 35, p. 133–139, 1973. Citado na página 83.
- KUNITSYN, V. E.; ANDREEVA, E. S.; TERESHCHENKO, E. D.; KHUDUKON, B. Z.; NYGRÉN, T. Investigations of the ionosphere by satellite radiotomography. *International Journal of Imaging Systems and Technology*, v. 5, p. 112–127, 1994. Citado na página 169.
- LE, A. Q.; TIBERIUS, C. Single-frequency precise point positioning with optimal filtering. *GPS Solutions*, v. 11, p. 61–69, 2007. Citado na página 117.
- LEI, J.; SYNDERGAARD, S.; BURNS, A. G.; SOLOMON, S. C.; WANG, W.; ZENG, Z.; ROBLE, R. G.; WU, Q.; KUO, Y.-H.; HOLT, J. M.; ZHANG, S.-R.; HYSELL, D. L.; RODRIGUES, F. S.; LIN, C. H. Comparison of COSMIC ionospheric measurements with ground-based observations and model predictions: Preliminary results. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, v. 112, p. A07308, 2007. Citado 2 vezes nas páginas 69 e 110.
- LIN, C. H.; RICHMOND, A. D.; LIU, J. Y.; YEH, H. C.; PAXTON, L. J.; LU, G.; TSAI, H. F.; SU, S.-Y. Large-scale variations of the low-latitude ionosphere during the october–november 2003 superstorm: Observational results. *Journal of Geophysical Research*, v. 110, p. A09S28, 2005. Citado na página 16.
- LIU, L.; WAN, W.; NING, B. A study of the ionogram derived effective scale height around the ionospheric hmF2. *Ann. Geophysicae*, v. 24, p. 851–860, 2006. Citado na página 146.
- MACALALAD, E. P.; TSAI, L.-C.; WU, J. Performance evaluation of different ionospheric models in single-frequency code-based differential gps positioning. *GPS Solutions*, v. 20, p. 173–185, 2016. Citado na página 16.
- MACHADO, W. C.; FONSECA JUNIOR, E. S. Redes neurais artificiais aplicadas na previsão do VTEC no Brasil. *Bol. Ciênc. Geod.*, v. 19, p. 227–246, 2013. Citado 2 vezes nas páginas 17 e 18.
- MANNUCCI, A. J.; WILSON, B. D.; YUAN, D. N.; HO, C. H.; LINDQWISTER, U. J.; RUNGE, T. F. A global mapping technique for GPS-derived ionospheric total electron content measurements. *Radio Science*, v. 33, p. 565–582, 1998. Citado 4 vezes nas páginas 66, 88, 89 e 106.
- MARTINIS, C. R.; MENDILLO, M. J.; AARONS, J. Toward a synthesis of equatorial spread F onset and suppression during geomagnetic storms. *Journal of Geophysical Research*, v. 110, p. A07306, 2005. Citado na página 53.
- MECHTLY, E. A.; BILITZA, D. *Models of D-region electron concentrations*. Freiburg: Institute fuer Physikalische Weltraumforschung, 1974. Sci. Rep. WB1. Citado na página 83.
- MIGOYA-ORUÉ, Y.; NAVA, B.; RADICELLA, S.; ALAZO-CUARTAS, K. GNSS derived TEC data ingestion into IRI 2012. *Advances in Space Research*, v. 55, p. 1994–2002, 2015. Citado na página 17.

- MIRANDA, J. M. *Introdução ao Geomagnetismo*. Lisboa: Universidade de Lisboa, 2011. 94 p. Citado na página 37.
- MITCHELL, C. N.; SPENCER, P. S. J. A three-dimensional time-dependent algorithm for ionospheric imaging using GPS. *Annals of Geophysics*, v. 46, p. 687–696, 2003. Citado 2 vezes nas páginas 16 e 99.
- MONICO, J. F. G. *Posicionamento pelo GNSS: descrição, fundamentos e aplicações*. 2. ed. São Paulo: Editora UNESP, 2008. 476 p. Citado 4 vezes nas páginas 59, 60, 61 e 62.
- MONTENBRUCK, O.; HAUSCHILD, A.; STEIGENBERGER, P. Differential code bias estimation using multi-GNSS observations and global ionosphere maps. *J. Inst. Navig.*, v. 61, p. 191–201, 2014. Citado na página 117.
- MUELLA, M. T. A. H.; PAULA, E. R.; MITCHELL, C. N.; KINTER, P. M.; PAES, R. R.; BATISTA, I. S. Tomographic imaging of the equatorial and low-latitude ionosphere over central-eastern Brazil. *Earth, Planets and Space*, v. 63, p. 129–138, 2011. Citado na página 155.
- NAVA, B.; COISSON, P.; RADICELLA, S. M. A new version of the Nequick ionosphere electron density model. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, v. 70, p. 1856–1862, 2008. Citado 2 vezes nas páginas 15 e 81.
- OLIVARES-PULIDO, G.; HERNÁNDEZ-PAJARES, M.; ARAGÓN-ÁNGEL, A.; GARCIA-RIGO, A. A linear scale height Chapman model supported by GNSS occultation measurements. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, v. 121, p. 7932–7940, 2016. Citado 3 vezes nas páginas 108, 132 e 138.
- OTSUKA, Y.; OGAWA, T.; SAITO, A.; TSUGAWA, T.; FUKAO, S.; MIYAZAKI, S. A new technique for mapping of total electron content using GPS network in Japan. *Earth, Planets and Space*, v. 54, p. 63–70, 2002. Citado 2 vezes nas páginas 91 e 93.
- ØVSTEDAL, O. Absolute positioning with single-frequency GPS receivers. *GPS Solutions*, v. 5, p. 33–44, 2002. Citado na página 117.
- PICONE, J. M.; HEDIN, A. E.; DROB, D. P.; AIKIN, A. C. NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, v. 107, p. 1468, 2002. Citado na página 84.
- PIGGOTT, W. R.; RAWER, K. *URSI handbook of ionogram interpretation and reduction*. 2. ed. Washington: National Academy of Science, 1972. 324 p. Citado na página 71.
- PILLAT, V. G. *Estudo da ionosfera em baixas latitudes através do modelo computacional LION e comparação com parâmetros ionosféricos observados*. 160 p. Dissertação (Mestrado) — Universidade do Vale do Paraíba, São José dos Campos, 2006. Citado na página 32.
- PROL, F. S.; CAMARGO, P. O. Estimativa da tendência diferencial do código nos receptores GNSS. *Bulletin of Geodetic Sciences*, v. 20, p. 735–749, 2014. Citado 2 vezes nas páginas 65 e 117.
- PROL, F. S.; CAMARGO, P. O. Review of tomographic reconstruction methods of the ionosphere using GNSS. *Revista Brasileira de Geofísica*, v. 33, p. 445–459, 2015. Citado 3 vezes nas páginas 17, 19 e 96.

- PROL, F. S.; CAMARGO, P. O. Ionospheric tomography using GNSS: multiplicative algebraic reconstruction technique applied to the area of Brazil. *GPS Solutions*, v. 20, p. 807–814, 2016. Citado 6 vezes nas páginas [16](#), [19](#), [113](#), [139](#), [155](#) e [162](#).
- PROL, F. S.; CAMARGO, P. O.; HERNÁNDEZ-PAJARES, M.; MUELLA, M. T. A. H. A new method for ionospheric tomography and its assessment by ionosonde electron density, GPS TEC, and single-frequency PPP. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, Early Access, p. 1–12, 2018c. Citado 2 vezes nas páginas [20](#) e [151](#).
- PROL, F. S.; CAMARGO, P. O.; MONICO, J. F. G.; MUELLA, M. T. A. H. Assessment of a TEC calibration procedure by single-frequency PPP. *GPS Solutions*, v. 22, p. 35, 2018a. Citado 3 vezes nas páginas [19](#), [117](#) e [127](#).
- PROL, F. S.; CAMARGO, P. O.; MUELLA, M. T. A. H. Comparative study of methods for calculating ionospheric points and describing the GNSS signal path. *Bulletin of Geodetic Sciences*, v. 23, p. 669–683, 2017. Citado na página [19](#).
- PROL, F. S.; CAMARGO, P. O.; MUELLA, M. T. A. H. Numerical simulations to assess ART and MART performance for ionospheric tomography of chapman profiles. *Anais da Academia Brasileira de Ciências*, v. 89, p. 1531–1542, 2017. Citado na página [19](#).
- PROL, F. S.; HERNÁNDEZ-PAJARES, M.; CAMARGO, P. O.; MUELLA, M. T. A. H. Spatial and temporal features of the topside ionospheric electron density by a new model based on GPS radio occultation data. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, v. 123, p. 2104–2115, 2018b. Citado 3 vezes nas páginas [19](#), [129](#) e [138](#).
- PROL, F. S.; HERNÁNDEZ-PAJARES, M.; CAMARGO, P. O.; MUELLA, M. T. A. H. Tomographic imaging of ionospheric plasma bubbles based on GNSS and radio occultation measurements. *Remote Sensing*, v. 10, p. 1529, 2018d. Citado 2 vezes nas páginas [20](#) e [151](#).
- PRYSE, S. E.; KERSLEY, L.; MITCHELL, C. N.; SPENCER, P. S. J.; WILLIAMS, M. J. A comparison of reconstruction techniques used in ionospheric tomography. *Radio Science*, v. 33, p. 1767–1779, 1998. Citado na página [97](#).
- RADICELLA, S. M.; LEITINGER, R. The evolution of the DGR approach to model electron density profiles. *Advances in Space Research*, v. 27, p. 35–40, 2001. Citado 2 vezes nas páginas [76](#) e [81](#).
- RAMAKRISHNAN, S.; RAWER, K. Model electron density profiles obtained by empirical procedures. In: *Space Research XII*. Berlin: Akademie-Verlag, 1972. p. 1253–1261. Citado 2 vezes nas páginas [82](#) e [110](#).
- RAWER, K. Replacement of the present sub-peak plasma density profile by a unique expression. *Advances in Space Research*, v. 2, p. 183–190, 1983. Citado na página [76](#).
- RAWER, K. *Encyclopedia of Physics, Geophysics III, Part VII*. Heidelberg: Springer-Verlag, 1984. 389–391 p. Citado na página [94](#).
- RAWER, K.; BILITZA, D. Electron density profile description in the international reference ionosphere. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, v. 51, p. 781–790, 1989. Citado na página [15](#).

- REINISCH, B. W.; HUANG, X. Redefining the IRI F1 layer profile. *Advances in Space Research*, v. 25, p. 81–88, 2000. Citado na página [83](#).
- 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, p. 8981–8992, 1994. Citado na página [84](#).
- RICHMOND, A. D. Modeling equatorial ionospheric electric fields. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, v. 57, p. 1103–1115, 1995. Citado na página [26](#).
- RISHBETH, H. Polarization fields produced by winds in the equatorial F-region. *Planetary and Space Science*, v. 19, p. 357–369, 1971. Citado na página [45](#).
- RISHBETH, H.; GARRIOTT, O. K. *Introduction to ionospheric physics*. New York: Academic Press, 1969. 331 p. Citado 2 vezes nas páginas [27](#) e [80](#).
- ROBLE, R. G.; RIDLEY, E. C. A thermosphere-ionosphere-mesosphere-electrodynamics general circulation model (TIME-GCM): Equinox solar cycle minimum simulations (30–500 km). *Geophysical Research Letters*, v. 21, p. 417–420, 1994. Citado na página [103](#).
- ROMA-DOLLASE, D.; HERNÁNDEZ-PAJARES, M.; KRANKOWSKI, A.; KOTULAK, K.; GHODDOUSI-FARD, R.; YUAN, Y.; LI, Z.; ZHANG, H.; SHI, C.; WANG, C.; FELTENS, J.; VERGADOS, P.; KOMJATHY, A.; SCHAER, S.; GARCÍA-RIGO, A.; GÓMEZ-CAMA, J. M. Consistency of seven different GNSS global ionospheric mapping techniques during one solar cycle. *Journal of Geodesy*, v. 92, p. 691–706, 2018. Citado na página [156](#).
- SCHAER, S. *Mapping and predicting the Earth's ionosphere using the Global Positioning System*. 205 p. Tese (Doutorado) — University of Berne, Berne, 1999. Citado 2 vezes nas páginas [66](#) e [88](#).
- SCHERLIESS, L.; FEJER, B. G. Radar and satellite global equatorial F-region vertical drift model. *Journal of Geophysical Research*, v. 104, p. 6829–6842, 1999. Citado na página [85](#).
- SCHERLIESS, L.; SCHUNK, R. W.; SOJKA, J. J.; THOMPSON, D. C.; ZHU, L. Utah state university global assimilation of ionospheric measurements gauss-markov kalman filter model of the ionosphere: Model description and validation. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, v. 111, p. A11315, 2006. Citado 2 vezes nas páginas [101](#) e [103](#).
- SCHREINER, W. S.; SOKOLOVSKIY, S. V.; ROCKEN, C.; HUNT, D. C. Analysis and validation of GPS/MET radio occultation data in the ionosphere. *Radio Science*, v. 34, p. 949–966, 1999. Citado 4 vezes nas páginas [67](#), [68](#), [69](#) e [70](#).
- SCHUNK, R. W.; NAGY, A. F. *Ionospheres: Physics, Plasma Physics, and Chemistry*. 2. ed. Cambridge: Cambridge University Press, 2000. 628 p. Citado na página [35](#).
- SCHUNK, R. W.; SCHERLIESS, L.; SOJKA, J. J.; THOMPSON, D. C.; ANDERSON, D. N.; CODRESCU, M.; MINTER, C.; FULLER-ROWELL, T. J.; HEELIS, R. A.; HAIRSTON, M.; HOWE, B. M. Global assimilation of ionospheric measurements (GAIM). *Radio Science*, v. 39, p. RS1S02, 2004. Citado 2 vezes nas páginas [17](#) e [103](#).
- SEEBER, G. *Satellite Geodesy: foundations, methods and applications*. 2. ed. Berlin: Walter de Gruyter, 2003. 589 p. Citado 5 vezes nas páginas [35](#), [57](#), [59](#), [64](#) e [65](#).

- SEEMALA, G. K.; YAMAMOTO, M.; SAITO, A.; CHEN, C.-H. Three-dimensional GPS ionospheric tomography over Japan using constrained least squares. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, v. 119, p. 3044–3052, 2014. Citado na página 107.
- SKONE, S. *Wide area ionosphere grid modelling in the auroral region*. 198 p. Tese (Doutorado) — The University of Calgary, Calgary, 1998. Citado na página 92.
- SPENCER, P. S. J.; MITCHELL, C. N. Imaging of fast moving electron-density structures in the polar cap. *Annals of Geophysics*, v. 50, p. 427–434, 2007. Citado 2 vezes nas páginas 100 e 101.
- STANKOV, S. M.; JAKOWSKI, N. Topside ionospheric scale height analysis and modelling based on radio occultation measurements. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, v. 68, p. 134–162, 2006. Citado na página 78.
- STERLE, O.; STOPAR, B.; PREŠEREN, P. P. Single-frequency precise point positioning: an analytical approach. *Journal of Geodesy*, v. 89, p. 793–810, 2015. Citado na página 117.
- SYNDERGAARD, S.; KURSINSKI, E. R.; HERMAN, B. M. A refractive index mapping operator for assimilation of occultation data. *Monthly Weather Review*, v. 133, p. 2650–2668, 2005. Citado na página 68.
- TAKAHASHI, H.; WRASSE, C. M.; OTSUKA, Y.; IVO, A.; GOMES, V.; PAULINO, I.; MEDEIROS, A. F.; DENARDINI, C. M.; SANT’ANNA, N.; SHIOKAWA, K. Plasma bubble monitoring by TEC map and 630 nm airglow image. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, v. 130-131, p. 151–158, 2015. Citado 3 vezes nas páginas 112, 113 e 163.
- TAKASU, T.; YASUDA, A. Development of the low-cost RTK-GPS receiver with an open source program package RTKLIB. In: *International symposium on GPS/GNSS*, Seogwipo-si Jungmun-dong, Korea, 4–6 Nov., 2009. Citado na página 121.
- TOBISKA, W. K.; WOODS, T.; EPARVIER, F.; VIHERECK, R.; FLOYD, L.; BOUWER, D.; ROTTMAN, G.; WHITE, O. R. The SOLAR2000 empirical solar irradiance model and forecast tool. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, v. 62, p. 1233–1250, 2000. Citado na página 84.
- VERONEZ, M. R.; SEGANTINE, P. C. L.; THUM, A. B. Modelo ionosférico regional aplicado ao sistema de posicionamento global – GPS. *Gaea-Journal of Geoscience*, v. 3, p. 18–26, 2007. Citado 2 vezes nas páginas 17 e 18.
- WANG, C.; HAJJ, G.; PI, X.; ROSEN, I. G.; WILSON, B. Development of the global assimilative ionospheric model. *Radio Science*, v. 39, p. RS1S06, 2004. Citado 2 vezes nas páginas 103 e 104.
- WELLS, D. *Doppler Satellite Control*. 277 p. Tese (Doutorado) — University of New Brunswick, New Brunswick, 1974. Citado 2 vezes nas páginas 55 e 57.
- WEN, D.; LIU, S. A new ionospheric tomographic algorithm-constrained multiplicative algebraic reconstruction technique (CMART). *Journal of Earth System Science*, v. 119, p. 489–496, 2010. Citado na página 97.

WEN, D.; WANG, Y.; NORMAN, R. A new two-step algorithm for ionospheric tomography solution. *GPS Solutions*, v. 16, p. 89–94, 2012. Citado 2 vezes nas páginas 16 e 97.

YUE, X.-A.; WAN, W.-X.; LIU, L.-B.; NING, B.-Q.; ZHAO, B.-Q.; LI, G.-Z.; XIONG, B. Development of an ionospheric numerical assimilation nowcast and forecast system based on gauss-markov kalman filter—an observation system simulation experiment taking example for china and its surrounding area. *Chinese Journal of Geophysics*, v. 53, p. 209–217, 2010. Citado na página 101.

ZHAO, B.; WAN, W.; LIU, L.; MAO, T. Morphology in the total electron content under geomagnetic disturbed conditions: results from global ionosphere maps. *Annales Geophysicae*, v. 25, p. 1555–1568, 2007. Citado na página 16.

ZILIO, S. C. *Ótica Moderna: Fundamentos e aplicações*. São Carlos: Instituto de Física de São Carlos, 2009. 306 p. Citado na página 55.