



TRABALHO DE CONCLUSÃO DE CURSO

Propagação de Rádio Ionosférico em Enlace Transequatorial

Vítor Ossamu Rodrigues Okamura

Brasília, Distrito Federal, República Federativa do Brasil
Dezembro de 2020

Universidade de Brasília
Faculdade de Tecnologia
Departamento de Engenharia Elétrica

Vítor Ossamu Rodrigues Okamura

Propagação de Rádio Ionosférico em Enlace Transequatorial

Trabalho de Conclusão de Curso submetido ao Departamento de Engenharia Elétrica da Universidade de Brasília como requisito parcial para obtenção do título de Engenheiro Eletricista.

Universidade de Brasília

Faculdade de Tecnologia

Departamento de Engenharia Elétrica

Orientador: Plínio Ricardo Ganime Alves

Brasília, Distrito Federal, República Federativa do Brasil

Dezembro de 2020

Vítor Ossamu Rodrigues Okamura

Propagação de Rádio Ionosférico em Enlace Transequatorial/ Vítor Ossamu Rodrigues Okamura. – Brasília, Distrito Federal, República Federativa do Brasil, Dezembro de 2020-

132p. : il. (algumas color.) ; 30 cm.

Orientador: Plínio Ricardo Ganime Alves

Trabalho de Conclusão de Curso – Universidade de Brasília

Faculdade de Tecnologia

Departamento de Engenharia Elétrica, Dezembro de 2020.

1. Rádio em ondas curtas. 2. Ray-tracing. 3. Ionosfera. I. Plínio Ricardo Ganime Alves. II. Universidade de Brasília. III. Faculdade de Tecnologia. IV. Propagação de Rádio Ionosférico em Enlace Transequatorial

Vítor Ossamu Rodrigues Okamura

Propagação de Rádio Ionosférico em Enlace Transequatorial

Trabalho de Conclusão de Curso submetido ao Departamento de Engenharia Elétrica da Universidade de Brasília como requisito parcial para obtenção do título de Engenheiro Eletricista.

Banca examinadora

Plínio Ricardo Ganime Alves
Orientador

Paulo Henrique Portela de Carvalho
Examinador interno

Ismar do Vale Júnior
Examinador externo

Brasília, Distrito Federal, República Federativa do Brasil
Dezembro de 2020

*Dedico este trabalho a meu pai Frank,
engenheiro eletricitista e minha razão para seguir esta carreira.*

Agradecimentos

Agradeço à minha família — Frank, Rosa, Laura e Erick — que sempre encorajou e apoiou os meus estudos, que moldou e forjou meu caráter e que sempre esteve e sempre estará comigo em todas as situações.

Agradeço ao professor Plínio, meu orientador, que me acolheu como educando no sexto semestre de minha vida acadêmica — a partir do qual ela nunca foi mais a mesma — e foi co-autor em meu primeiro artigo científico.

Agradeço a meus colegas de curso, que compartilharam comigo cinco anos de experiências, dificuldades e aprendizado.

Agradeço à Haru, minha cachorra, que é uma extensão de minha família e fonte inesgotável de alegria e entusiasmo.

“If man is to survive, he will have learned to take a delight in the essential differences between men and between cultures. He will learn that differences in ideas and attitudes are a delight, part of life’s exciting variety, not something to fear.”

(Gene Roddenberry)

Resumo

A anomalia de ionização equatorial afeta imensamente as condições ionosféricas em regiões de baixas latitudes e introduz peculiaridades no estudo da propagação de transmissões de rádio em ondas curtas em enlaces transequatoriais. O presente trabalho expõe método original de previsão de alcance e atenuação de transmissões de rádio em tais enlaces, ao longo de um único salto, usando procedimento computacional de *ray-tracing* baseado no uso da lei de Snell modificada para modelagem de regiões de índice de refração homogêneo como camadas concêntricas à Terra. É realizada a interpolação de dados obtidos por ionossondas localizadas na proximidade do Equador para obtenção dos valores de densidade eletrônica ao longo do caminho do raio. A operação da Rádio Nacional da Amazônia, baseada em Brasília, é utilizada como estudo de caso. As simulações realizadas indicam relação do alcance e da atenuação das transmissões estudadas com o horário do dia, tal que condições menos favoráveis de propagação de rádio se aplicam em momentos de maior irradiação solar.

Palavras-chave: rádio em ondas curtas. ray-tracing. ionosfera.

Abstract

The equatorial ionization anomaly greatly affects ionospheric conditions in low-latitude regions and introduces peculiarities to the study of the propagation through transequatorial links of radio transmissions in shortwave bands. This study aims to exhibit an original method of range and attenuation predictions for radio transmissions in such links, after a single skip, through a ray-tracing computational procedure based on the use of Snell's law, adjusted for the modelling of regions of homogenous refraction indexes as concentric layers relative to Earth. Data from ionosondes located close to the Equator are interpolated to obtain electron density values across the ray path. The operation of the Rádio Nacional da Amazônia, based in Brasília, is used as a case study. The performed simulations indicate a link between the range and attenuation of the researched transmissions and the time of day, such that less favourable radio propagation conditions apply in instances of greater solar irradiation.

Keywords: shortwave radio. ray-tracing. ionosphere.

Lista de ilustrações

Figura 1 – Camadas da atmosfera terrestre definidas pela variação da temperatura na altitude.	29
Figura 2 – Simulação realizada a partir do modelo MSISE-90 para obtenção do perfil de concentração de gases na atmosfera terrestre.	30
Figura 3 – Simulação realizada a partir do modelo MSISE-90 para obtenção do perfil da temperatura em função da altitude.	32
Figura 4 – Diagrama de incidência de radiação solar na atmosfera terrestre.	35
Figura 5 – Diagrama da densidade de elétrons livres N/N_0 em função da altura normalizada $(h - h_0)/H$ para vários valores de ângulo de zênite χ	36
Figura 6 – Gráfico das camadas da ionosfera de acordo com o perfil de densidade eletrônica $N(h)$	37
Figura 7 – Onda polarizada linearmente em meio isotrópico e elipticamente em meio anisotrópico devido à interferência de campo magnético.	42
Figura 8 – Componentes do campo magnético terrestre em consideração para a fórmula de Appleton.	43
Figura 9 – Estratificação hipotética atmosférica em função de índices de refração.	44
Figura 10 – Mapa global de ionossondas coordenadas pelo Observatório Ionosférico Global de Rádio (<i>Global Ionospheric Radio Observatory</i> , GIRO).	45
Figura 11 – Ionograma produzido por estação localizada em Boa Vista em janeiro de 2020 às 16 horas, horário local (UTC-4). Linha verde representa a altura virtual resultante de ondas extraordinárias; linha vermelha, de ondas ordinárias.	46
Figura 12 – Densidade de potência da energia eletromagnética radiada pelo sol no espectro de frequências, baseado no modelo ASTM E-490.	49
Figura 13 – Média anual do número de Wolf no período de 1920 a 2020.	50
Figura 14 – Intensidade total do campo magnético terrestre para 2020.	51
Figura 15 – Magnetosfera terrestre decorrente da incidência de ventos solares.	52
Figura 16 – Mapa global da inclinação magnética para 2020.	54
Figura 17 – Ilustração da lei do inverso do quadrado da distância.	55
Figura 18 – Variação ocasionada pela focalização de distância de salto na intensidade do sinal recebido em função da distância da antena transmissora.	56
Figura 19 – Frequências críticas e alturas virtuais observadas em ionograma.	59
Figura 20 – Modelo simplificado de caminho de transmissão de rádio na ionosfera, com curvatura da Terra e da ionosfera desconsideradas.	60
Figura 21 – Modelo simplificado de caminho de transmissão de rádio na ionosfera, com curvatura da ionosfera desconsiderada.	62

Figura 22 – Valores do fator k em função da distância D	63
Figura 23 – Família de curvas de transmissão para determinada distância D superimposta a um ionograma.	64
Figura 24 – Valores de $MUF(4000)$ para o mês de janeiro, com número de Wolf para o fim de ano $R_{12} = 100$, estimados para todo o globo às 14h UTC pelo Relatório 340 da CCIR.	66
Figura 25 – Mapa elaborado pelo Simplified Ionospheric Regional Model (SIRM), serviço de estimativa de f_0F_2 e $M(3000)F_2$ na Europa, para o mês de junho de 1982 às 0h UTC.	67
Figura 26 – Fluxograma expondo o funcionamento básico do programa de Barghausen et al. (1969).	68
Figura 27 – Predição do VOACAP para MUF em enlace de rádio entre Brasília, Distrito Federal, e Boa Vista, Roraima, no mês de julho de 2020.	69
Figura 28 – Predição do VOAAREA para força do sinal em dBu em transmissão de rádio partindo de Brasília, Distrito Federal, usando potência de 100 kW com matriz de antenas dipolo 4/4/0.5 com azimute 312° no mês de julho de 2020.	70
Figura 29 – Demonstração de elemento de raio passando por duas frentes geométricas de onda de diferença do eikonal infinitesimal.	74
Figura 30 – Modelagem da ionosfera necessária para o método de camadas analíticas.	74
Figura 31 – Variáveis presentes na lei de Bouger.	75
Figura 32 – Diagrama de n ionossondas produzindo n perfis de densidade eletrônica entre um ponto de transmissão e um de recepção.	77
Figura 33 – Comparação dos métodos NR^2 (à esquerda) e de interpolação linear (à direita) em duas situações: ionossondas bem espaçadas (acima) e um par de ionossondas bem próximas umas das outras (abaixo).	78
Figura 34 – Mapas de linhas de contorno de valores de densidade eletrônica em intervalos regulares de altura produzido para área de relevância de medições de ionossondas localizadas no continente europeu.	79
Figura 35 – Imagem de satélite do Parque do Rodeador.	81
Figura 36 – Planta do Parque do Rodeador, mostrando os três conjuntos de antenas da estação e suas respectivas direções de azimute.	82
Figura 37 – Desenho técnico da antena A2 do Parque do Rodeador.	83
Figura 38 – Projeção na Terra de um raio partindo da estação no Rodeador na EBC com azimute 329°	84
Figura 39 – Interpolação de valores logarítmicos de frequência de colisão previstos por Nicolet (1953).	86

Figura 40 – Valores globais momentâneos (dia 24 de novembro de 2020, às 8h30, 13h45 e 20h45 UTC) de f_0F_2 , com pronunciada ocorrência de altos valores na cercania do equador geomagnético, com posição variando ao longo do dia seguindo a posição do sol.	87
Figura 41 – Mapa de coordenadas de quasi-dipolo à altitude de 0 km.	88
Figura 42 – Densidade eletrônica medida pelo satélite <i>Challenging Minisatellite Payload</i> (CHAMP) à altitude de 400 km ao redor do equador magnético durante forte tempestade solar em 30 de outubro de 2003.	88
Figura 43 – Ilustração do uso dos vetores de posição na realização de <i>ray-tracing</i>	91
Figura 44 – Fluxograma do programa elaborado para realização de <i>ray-tracing</i>	92
Figura 45 – Saídas do programa elaborado para realização de <i>ray-tracing</i> : gráfico de vetores de posição, de altitude em função da distância e de coordenadas dos pontos, com representação de suas altitudes, em mapa do Brasil.	94
Figura 46 – Subrotina do programa de <i>ray-tracing</i> para obtenção da densidade eletrônica para determinado vetor de posição.	95
Figura 47 – Visualização gráfica das simulações de <i>ray-tracing</i> realizadas no trabalho para os dias de 21 de dezembro de 2019 e 20 de março de 2020; um mesmo gráfico demonstra os caminhos de raio para vários ângulos de <i>take-off</i> dentro de um determinado dia e horário.	98
Figura 48 – Visualização gráfica das simulações de <i>ray-tracing</i> realizadas no trabalho para os dias de 20 de junho de 2020 e 22 de setembro de 2020; um mesmo gráfico demonstra os caminhos de raio para vários ângulos de <i>take-off</i> dentro de um determinado dia e horário.	99
Figura 49 – Visualização gráfica das simulações de <i>ray-tracing</i> realizadas no trabalho; um mesmo gráfico demonstra os caminhos de raio para vários dias e horários dentro de um ângulo de <i>take-off</i>	100
Figura 50 – Valores de atenuação obtidos para as várias simulações de caminho do raio realizadas e regressões lineares realizadas a partir dos dados; um mesmo gráfico demonstra a atenuação total calculada em função da distância percorrida no salto para um mesmo horário.	101
Figura 51 – Locais de término de propagação e respectivos valores de atenuação ao longo do caminho de azimute 329°.	102
Figura 52 – Valores de atenuação em função da distância percorrida obtidos para as várias simulações de caminho de raio realizadas para o dia de 21 de dezembro de 2019 mostrados em comparação com os valores esperados pelo VOACAP.	104

Figura 53 – Valores de atenuação em função da distância percorrida obtidos para as várias simulações de caminho de raio realizadas para o dia de 20 de março de 2020 mostrados em comparação com os valores esperados pelo VOACAP.	105
Figura 54 – Valores de atenuação em função da distância percorrida obtidos para as várias simulações de caminho de raio realizadas para o dia de 20 de junho de 2020 mostrados em comparação com os valores esperados pelo VOACAP.	106
Figura 55 – Valores de atenuação em função da distância percorrida obtidos para as várias simulações de caminho de raio realizadas para o dia de 22 de setembro de 2020 mostrados em comparação com os valores esperados pelo VOACAP.	107

Lista de tabelas

Tabela 1 – Energia, comprimento de onda e velocidade eletrônica de impacto de ionização de determinados gases presentes na atmosfera.	34
Tabela 2 – Atenuação na recepção por descasamento de polarização entre ondas de rádio e antenas receptoras.	55
Tabela 3 – Valores de ν em razão da altitude conforme modelo de Nicolet (1953).	86
Tabela 4 – Posições das ionossondas em coordenadas geográficas e geomagnéticas de quasi-dipolo à altitude 0 km.	89
Tabela 5 – Posições das ionossondas em coordenadas geográficas e geomagnéticas de quasi-dipolo à altitude 0 km.	90

Lista de abreviaturas e siglas

ANATEL	Agência Nacional de Telecomunicações
CCIR	Comitê Consultivo Internacional de Radiocomunicações
DRM	Digital Radio Mondiale
EBC	Empresa Brasil de Comunicação
GIRO	Global Ionospheric Radio Observatory
HF	Altas frequências
MCTI	Ministério da Ciência, Tecnologia e Inovações
NASA	National Aeronautics and Space Administration
RNA	Rádio Nacional da Amazônia
SERAD	Secretaria de Radiodifusão
UIT	União Internacional de Telecomunicações
UIT-R	Setor de Radiocomunicações da União Internacional de Telecomunicações

Sumário

1	INTRODUÇÃO	25
1.1	Motivação	26
1.2	Objetivo	26
1.3	Estruturação do Trabalho	26
2	IONOSFERA	29
2.1	Características Físicas	30
2.2	Ionização	32
2.3	Propagação	38
2.4	Medição da Ionosfera	45
3	FENÔMENOS DE PROPAGAÇÃO IONOSFÉRICA	49
3.1	Ciclo Solar e Perturbações Solares	49
3.2	Variações no Campo Magnético Terrestre	50
3.3	Atenuações na Propagação	53
4	PREDIÇÃO TRADICIONAL DE PROPAGAÇÃO IONOSFÉRICA	59
4.1	Parâmetros Importantes e Modelo Básico de Transmissão	59
4.2	Previsão Mapeada dos Parâmetros	65
4.3	Recursos para Estimativa de Enlace de Rádio e Área de Cobertura	68
5	RAY-TRACING	71
5.1	Entendendo a Onda Eletromagnética como um Raio	71
5.2	Cálculo da Direção do Raio	74
5.3	Modelagem da Ionosfera	76
6	PREDIÇÃO DE PROPAGAÇÃO DE TRANSMISSÃO DA RÁDIO NACIONAL DA AMAZÔNIA	81
6.1	Escopo do Estudo	81
6.2	Detalhamento, Considerações e Desafios do Modelo Proposto	83
6.3	Metodologia	90
7	RESULTADOS	97
7.1	Comportamento do Caminho do Raio	97
7.2	Comportamento da Atenuação	101
7.3	Comparação com outros métodos	103

8	CONCLUSÃO	109
8.1	Perspectivas de Trabalhos Futuros	110
	REFERÊNCIAS	111
	APÊNDICES	117
	APÊNDICE A – PROGRAMA DE MATLAB	119

1 Introdução

No Brasil, em concordância com as designações de frequência da União Internacional de Telecomunicações (UIT), a Agência Nacional de Telecomunicações (ANATEL) designa as faixas de frequência delimitadas pelos intervalos 3200 kHz ~ 3400 kHz, 4750 kHz ~ 4995 kHz, 5005 kHz ~ 5060 kHz, 5900 kHz ~ 6200 kHz, 7300 kHz ~ 7400 kHz, 9400 kHz ~ 9900 kHz, 9400 kHz ~ 9900 kHz, 11600 kHz ~ 12100 kHz, 13570 kHz ~ 13870 kHz, 17480 kHz ~ 17900 kHz, 18900 kHz ~ 19020 kHz, 21450 kHz ~ 21850 kHz e 25700 kHz ~ 26100 kHz como dedicadas à radiodifusão (ANATEL, 2020), em conjunto ou não com outros serviços. Designamos como rádio de ondas curtas as transmissões de rádio, normalmente moduladas em amplitude, que fazem uso destas faixas, que se encontram dentro da banda de HF (entre 3 MHz e 30 MHz).

O uso do rádio se origina na telegrafia sem fio, que ocupava originalmente as faixas de ondas médias e ondas longas; inicialmente se considerava as faixas de onda curta inaproveitáveis para transmissões em longa distância. Com a contribuição de radioamadores, aos quais esta faixa foi então alocada, foi comprovado que esta concepção estava errada ao longo da década de 1920 por vários experimentos bem-sucedidos de comunicação transatlântica, e a faixa logo começou a ser adotada comercialmente (NEBEKER, 2009).

O rádio de ondas curtas, por seu potencial de alcance transcontinental e sua facilidade de recepção, foi uma importante forma de comunicação no século XX. Serviu como ferramenta essencial de disseminação de propaganda através de fronteiras durante a Segunda Guerra Mundial, no período que o antecedeu e durante a Guerra Fria subsequente, permitindo a moradores de localidades remotas e precárias e a cidadãos de regimes autoritários o acesso a informações globais, por vezes censuradas localmente.

Embora novas tecnologias de radiodifusão e comunicação de alcance global existam hoje, o rádio de ondas curtas segue essencial para pessoas de poucos recursos ou de comunidades isoladas, sem acesso à infraestrutura necessária para o acesso à internet e sem condições econômicas para a aquisição de computadores, telefones celulares ou mesmo aparelhos televisivos.

No Brasil, entre mais de vinte entidades autorizadas operar rádios de ondas curtas (ANATEL, 2012), destaca-se a Rádio Nacional da Amazônia, subordinada à EBC, opera desde 1977, transmitindo em 6180 kHz e 11780 kHz e alcançando toda a região Norte, com programação destinada a “moradores de áreas rurais, ribeirinhas e fronteiriças” (RNA, 2020).

O futuro do rádio de ondas curtas caminha para a adoção de padrões de modulação digitais. Se encontram entre as prioridades do Ministério da Ciência, Tecnologia e Inovações

(MCTI) para o ano de 2020 a implantação do plano de digitalização do rádio (MCTIC, 2020). A Rádio Nacional da Amazônia, em conjunto com a Universidade de Brasília (UnB), o MCTI e as Forças Armadas, prepara a introdução do padrão Digital Radio Mondiale (DRM), que permite transmissões de maior qualidade e menor uso de largura de banda em comparação a modulações analógicas.

1.1 Motivação

O alcance do rádio de ondas curtas depende da forma de propagação das ondas da transmissão. A propagação por linha de visada, apropriada para rádios na faixa de UHF (como os na faixa de 88 MHz \sim 108 MHz, normalmente alocada para rádio modulado em frequência), não é capaz de proporcionar grande alcance; para tal, é preciso usar a propagação por *skywave*, em que as ondas são direcionadas à ionosfera — camada da atmosfera preenchida por partículas ionizadas — e são refletidas de volta à superfície, onde é possível a recepção. Devido a esta dependência da ionosfera, a propagação por *skywave* não é estável. A ionosfera possui condições variáveis periódicas no tempo de acordo com a hora do dia, a época do ano e ciclo solar, além de imprevisibilidades adicionais.

Estações de rádio de ondas curtas tradicionalmente usam métodos de previsão de propagação gerais, que acarretam em resultados de validade mensal. A existência da anomalia de ionização equatorial (ou anomalia de Appleton) na ionosfera, que é causada pela maior incidência solar na região do equador, adiciona um fator de incerteza adicional a estações que realizam transmissões transequatoriais, fazendo tais previsões gerais pouco confiáveis. Para análises das condições de propagação nestas condições, a aplicação de métodos de *ray-tracing* em dados ionosféricos coletados em tempo real podem ser mais apropriados.

1.2 Objetivo

O presente Trabalho de Conclusão de Curso tem por objetivo o estudo da propagação de transmissões de rádio de ondas curtas em enlaces transequatoriais, com base em métodos de *ray-tracing*, usando como caso prático a operação da Rádio Nacional da Amazônia.

1.3 Estruturação do Trabalho

Oito capítulos compõem a estrutura do trabalho. O primeiro capítulo realiza uma introdução ao tema de rádio de ondas curtas, relatando o contexto e as motivações da produção do trabalho. O segundo capítulo explica conceitos físicos da ionosfera, detalhando a sua composição, os seus mecanismos de ionização e recombinação e fenômenos de

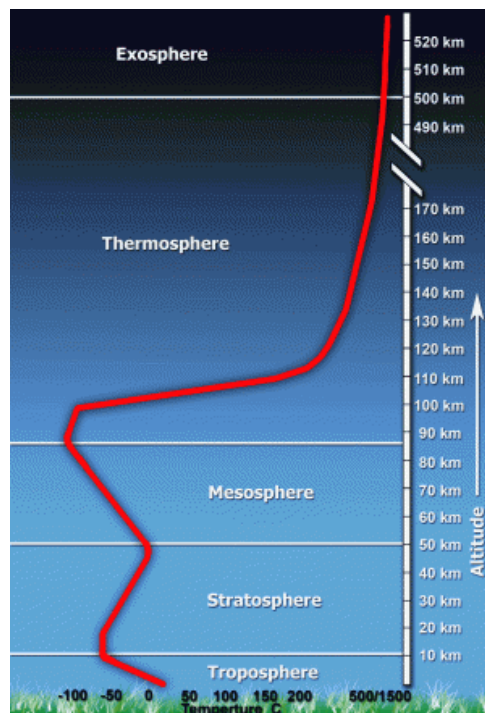
propagação de rádio, além de explicar a medição de grandezas importantes referentes a ela. O terceiro capítulo explica fenômenos naturais que afetam o estado da ionosfera e, portanto, a propagação de rádio ionosférico. O quarto capítulo expõe métodos ordinários de predição de propagação de rádio de ondas curtas. O quinto capítulo explora a fundamentação teórica da predição de propagação de rádio por meio do método de *ray-tracing* e seus méritos para o estudo de caso presente. O sexto capítulo explica as peculiaridades do estudo de caso realizado e expõe o método computacional a ser usado. O sétimo capítulo expõe os resultados obtidos por experimentação própria. Por fim, o oitavo capítulo apresenta as conclusões obtidas do trabalho realizado, discorrendo sobre as suas aplicações práticas e o futuro do rádio de ondas curtas e comenta suas limitações e possibilidades de futuros tratamentos do assunto.

2 Ionosfera

Uma atmosfera é definida como a camada, ou conjunto de camadas, de gases que engloba um corpo celeste, em especial um planeta, estando presa a ele por sua força gravitacional. A atmosfera terrestre não apresenta comportamento uniforme, mas sim varia em composição química, temperatura e pressão em função da altitude e da posição no globo, apresentando comportamentos não necessariamente elementares.

Estes fatores não são independentes, mas sim afetam uns aos outros. O perfil da temperatura em função da altitude, que divide a atmosfera terrestre em cinco camadas primordiais, como mostrado na [Figura 1](#) — a troposfera (até dez quilômetros de altitude), a estratosfera (entre dez e 40 quilômetros), a mesosfera (entre 50 e 85 quilômetros), a termosfera (entre 500 e 1.000 quilômetros) e exosfera (de 1.000 a 100.000 quilômetros) ([UCAR, 2015](#)) —, depende dos fenômenos químicos e físicos em ação na atmosfera, e determina a variação de pressão.

Figura 1 – Camadas da atmosfera terrestre definidas pela variação da temperatura na altitude.



Fonte: [CES \(2016\)](#).

O efeito da radiação na mesosfera e na termosfera acaba por caracterizar uma própria camada, de faixa de altitude variável, com uma propriedade peculiar em sua composição química: a presença abundante de íons. Dentro do contexto do estudo de rádio

de ondas curtas, a ionosfera é definida como a camada da atmosfera na qual a ionização dos gases atmosféricos é suficiente para ter efeito significativo na propagação de ondas de rádio (DAVIES, 1990).

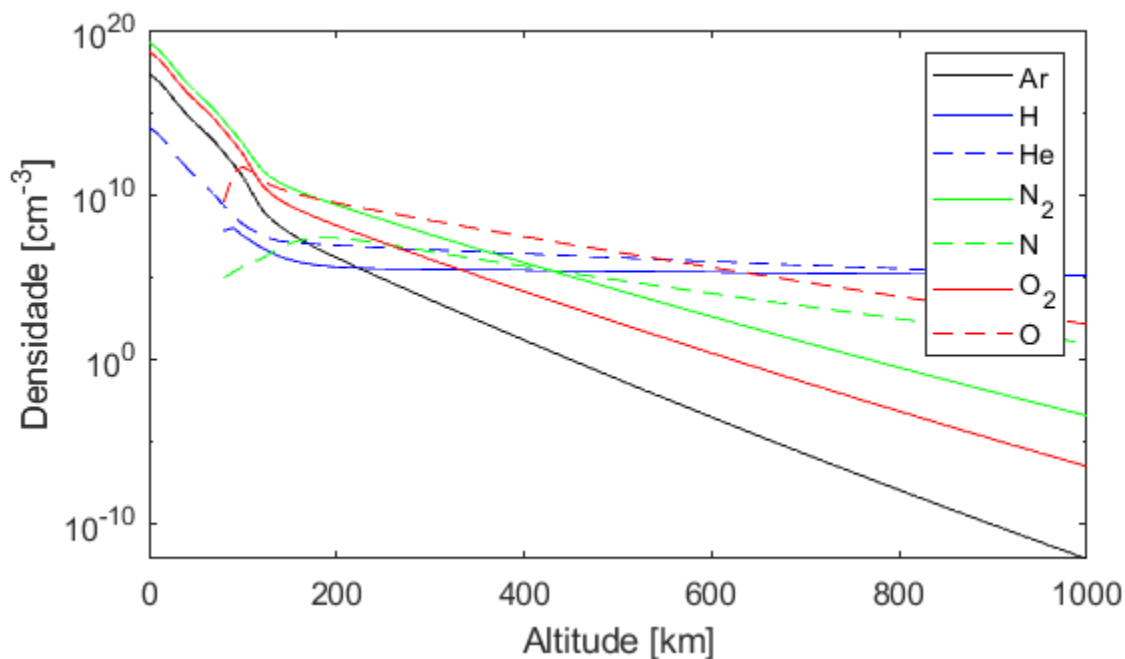
2.1 Características Físicas

A composição química da atmosfera se mantém a mesma até aproximadamente 90 quilômetros de altitude, onde a ocorrência de correntes de ar é suficiente para mantê-la homogênea. Em alturas maiores que esta, a diferença de massa molecular entre os principais gases que compõem a atmosfera tornam-na estratificada (DOLUKHANOV, 1971).

Átomos de oxigênio (O) e nitrogênio (N) separados de seus respectivos gases (O_2 e N_2) pela radiação solar se concentram na região imediatamente acima do fim da composição homogênea perto da superfície. A cerca de 600 quilômetros da superfície, átomos de hélio (He) e de hidrogênio (H) tornam-se predominantes.

Existem vários modelos de predição de composição química para dada coordenada geográfica e momento do dia, dos quais o MSISE, desenvolvido pela Administração Nacional da Aeronáutica e Espaço (*National Aeronautics and Space Administration*, NASA) dos Estados Unidos e de código aberto, é um dos mais usados. Uma amostra de sua operação é mostrada na Figura 2.

Figura 2 – Simulação realizada a partir do modelo MSISE-90 para obtenção do perfil de concentração de gases na atmosfera terrestre.



A concentração de moléculas na atmosfera em determinada altura é proporcional à pressão exercida pela massa de ar acima, cujo comportamento em função da altitude pode ser explicado a partir da equação de pressão hidrostática

$$p(h) - p(h + dh) = dp = \rho g dh, \quad (2.1)$$

em que $p(h)$ é a pressão em função da altitude, ρ é a densidade do ar e g é a aceleração da gravidade, e da lei de gás ideal

$$\rho = \frac{pM}{RT}, \quad (2.2)$$

em que M é a massa molecular do gás, R é a constante universal do gás e T é sua temperatura.

Desenvolvemos as duas equações conforme [Jacob \(1999\)](#). Manipulando (2.1), percebemos que

$$\frac{dp}{dh} = \rho g \quad (2.3)$$

e, inserindo a definição de (2.2), temos

$$\frac{1}{p} dp = -\frac{Mg}{RT} dh. \quad (2.4)$$

Notamos agora que a temperatura $T(h)$ é dependente da altitude. Integrando os dois lados como

$$\int_{p_0}^{p(h)} \frac{1}{p} dp = -\int_0^h \frac{Mg}{RT(h)} dh = -\frac{Mg}{R} \int_0^h \frac{Mg}{T(h)} dh, \quad (2.5)$$

em que p_0 é a pressão a altitude zero, obtemos que

$$\ln(p(h)) - \ln(p_0) = -\frac{Mg}{R} \int_0^h \frac{1}{T(h)} dh, \quad (2.6)$$

o que leva finalmente a

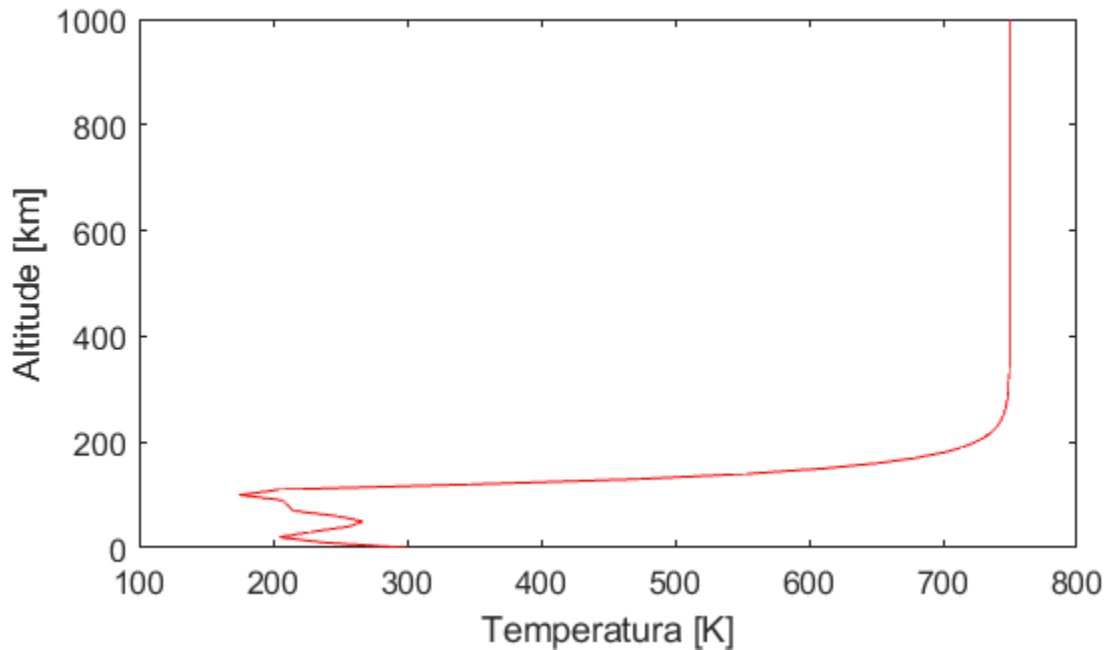
$$p(h) = p_0 \exp\left\{-\frac{Mg}{R} \int_0^h \frac{1}{T(h)} dh\right\}. \quad (2.7)$$

A equação (2.7) é conhecida como a lei barométrica ([JACOB, 1999](#)).

A partir de (2.7), percebemos que a pressão é intensamente dependente da temperatura. Um exemplo de perfil da temperatura em função da altitude, obtido também por simulação com o modelo MSISE, é mostrado na [Figura 3](#).

A troposfera é marcada pela queda de temperatura aproximadamente linear em função da altitude. O solo, que absorve a energia térmica do sol, aquece o ar da troposfera, e a temperatura, portanto, cai conforme se afasta do solo. Na estratosfera, ocorre um aumento de temperatura devido à absorção de radiação solar por parte da camada de ozônio. A temperatura volta a cair na mesosfera; à medida em que as moléculas de O_2 e N_2 se tornam relativamente mais concentradas e absorvem radiação ultra-violeta, a

Figura 3 – Simulação realizada a partir do modelo MSISE-90 para obtenção do perfil da temperatura em função da altitude.



Fonte: Produzida pelo autor com base em [CCMC \(2020\)](#).

temperatura volta a subir, caracterizando a região da termosfera ([WALLACE; HOBBS, 2006](#)) ([JACOB, 1999](#)).

O perfil da temperatura na termosfera assume um comportamento assintótico, associado com percursos livres médios muito grandes devido à baixa densidade de átomos na região, o que facilita a transferência vertical de calor. O valor ao qual tende o perfil é conhecido como temperatura exosférica ([RICHMOND, 1982](#)).

2.2 Ionização

A ionização é definida como o processo químico em que um átomo ou molécula perde ou ganha elétrons e, portanto, adquire carga positiva ou negativa. Um átomo ou molécula de carga neutra é uma estrutura estável; logo, para que ocorra a ionização, é necessário que haja uma inserção de energia ao sistema.

A energia de ionização de primeira ordem I_1 é definida como a energia necessária para retirar o elétron de ligação mais fraca de um átomo ou molécula de um gás ([FLOWERS et al., 2009](#)). Similarmente, a energia de ionização de n -ésima ordem I_n é a energia necessária para liberar mais um elétron de um íon com carga $+(n - 1)$.

Dois processos principais de ionização são importantes para a formação da ionosfera:

a fotoionização e a ionização por impacto de partículas carregadas (IMAGE, 2000). A primeira é decorrente de absorção de radiação por parte do átomo ou molécula — a interação de seus elétrons com os fótons de radiação; a segunda, da colisão de uma partícula de suficiente energia cinética com um átomo ou molécula neutro, que gera um segundo elétron livre e um íon positivo (GO, 2018).

A energia de um fóton é dada por

$$E = hf, \quad (2.8)$$

em que h é a constante de Planck e f , a frequência das ondas da radiação eletromagnética. Para que ocorra a ionização dos átomos ou moléculas de determinado gás, é necessário que esta energia seja maior que a sua energia de ionização; ou seja,

$$hf > I_1. \quad (2.9)$$

Definimos

$$f_{\text{ion.}} = \frac{I_1}{h} \quad (2.10)$$

como a frequência de ionização do gás em questão tal que uma radiação de frequência $f > f_{\text{ion.}}$ cause a ionização do gás (DOLUKHANOV, 1971).

A energia cinética de uma partícula

$$E = \frac{m_{\text{part.}} v_{\text{part.}}^2}{2}, \quad (2.11)$$

em que $m_{\text{part.}}$ e $v_{\text{part.}}$ são, respectivamente, sua massa e velocidade, precisa ser tal que

$$\frac{m_{\text{part.}} v_{\text{part.}}^2}{2} > I_1, \quad (2.12)$$

para que haja a ionização por impacto de um átomo ou molécula de determinado gás; definimos $v_{\text{ion.}}$

$$v_{\text{ion.}} = \sqrt{\frac{2I_1}{m_{\text{part.}}}} \quad (2.13)$$

como a velocidade de uma partícula de massa $m_{\text{part.}}$ necessária para a ionização do gás em questão (DOLUKHANOV, 1971).

As ondas eletromagnéticas de frequência f de determinada radiação naturalmente possuem um comprimento de onda

$$\lambda = \frac{c}{f}, \quad (2.14)$$

em que c é a velocidade da luz. Logo, para um gás de frequência de ionização $f_{\text{ion.}}$, também se define seu comprimento de onda de ionização

$$\lambda_{\text{ion.}} = \frac{c}{f_{\text{ion.}}} \quad (2.15)$$

Tabela 1 – Energia, comprimento de onda e velocidade eletrônica de impacto de ionização de determinados gases presentes na atmosfera.

Gás	Reação	I_1 [eV]	$\lambda_{\text{ion.}}$ [Å]	$v_{\text{ion.}}$ [km/s]
O_2	$O_2 + hf \rightarrow O_2^+ + e^-$	12,2	1015	2068
O	$O + hf \rightarrow O^+ + e^-$	13,61	910	2184
O^+	$O^+ + hf \rightarrow O^{++} + e^-$	35,1	350	3507
N_2	$N_2 + hf \rightarrow N_2^+ + e^-$	15,51	795	2331
N	$N + hf \rightarrow N^+ + e^-$	14,53	850	2257
He	$He + hf \rightarrow He^+ + e^-$	24,58	503	2935
H_2	$H_2 + hf \rightarrow H_2^+ + e^-$	15,42	802	2325
H	$H + hf \rightarrow H^+ + e^-$	13,60	910	2183
NO	$NO + hf \rightarrow NO^+ + e^-$	9,25	1340	1800

Fonte: Produzida pelo autor com base em [Dolukhanov \(1971\)](#).

A energia de ionização de primeira ordem I_1 de determinados gases presentes na atmosfera, bem como os seus respectivos comprimentos de onda de ionização $\lambda_{\text{ion.}}$ e velocidade $v_{\text{ion.}}$ de um elétron para ionização em colisão, são dadas na [Tabela 1](#).

Definimos um agente de ionização como uma fonte de radiação eletromagnética responsável de forma significativa pela ionização dos gases na atmosfera. Em ordem crescente, a radiação proveniente de poeira cósmica, raios cósmicos e estrelas fora do sistema solar possuem um pequeno impacto na ionização da atmosfera terrestre, mas é o Sol o principal agente de ionização ([DOLUKHANOV, 1971](#)).

É denominada camada de Chapman um modelo primordial de formação de uma camada ionizada na atmosfera. Admitimos a atmosfera como um modelo ideal de camada gasosa homogênea de temperatura constante, sobre a qual incide uma radiação de fluxo de energia I a uma altitude h com um ângulo de zênite χ , conforme mostra a [Figura 4](#), podemos realizar a demonstração de sua modelagem conforme apresentado por [Budden \(1985\)](#).

Para um gás com coeficiente de absorção de massa σ e uma densidade ρ , temos que

$$\frac{dI}{dl} = I\sigma\rho. \quad (2.16)$$

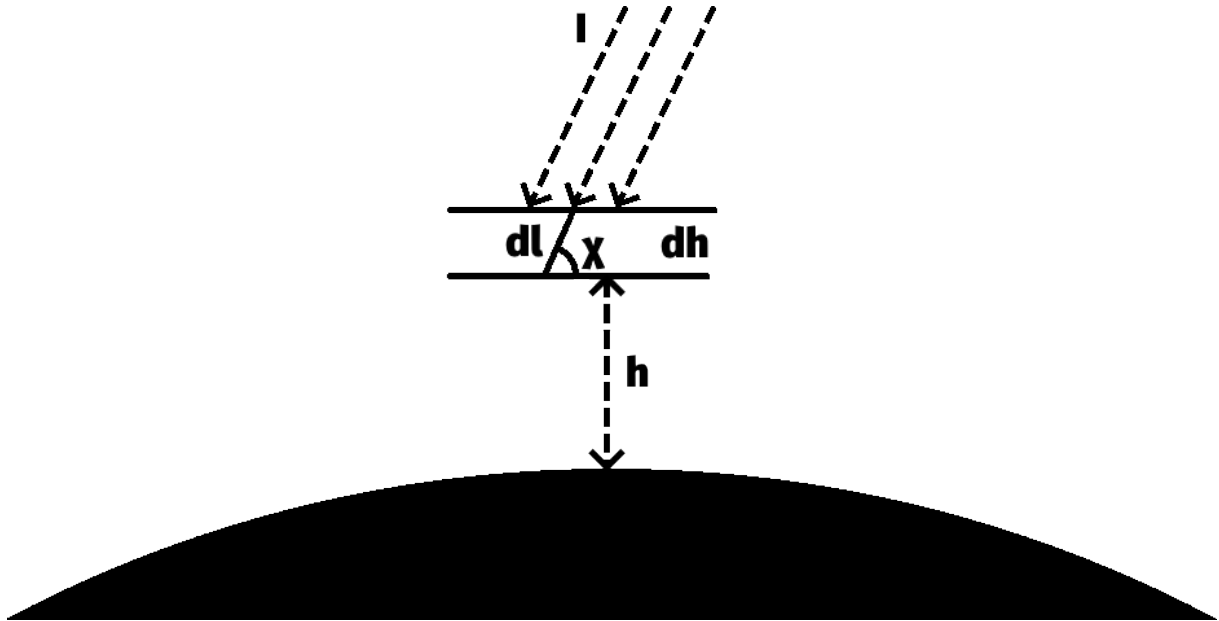
Como

$$\frac{dl}{dh} = \frac{1}{\cos \chi}, \quad (2.17)$$

temos que

$$\frac{dI}{dh} = \frac{I\sigma\rho}{\cos \chi}. \quad (2.18)$$

Figura 4 – Diagrama de incidência de radiação solar na atmosfera terrestre.



Fonte: Produzida pelo autor com base em [Dolukhanov \(1971\)](#).

Reconsideramos a lei barométrica em (2.7). Se $T(h) = T$ para todo valor de h , temos que

$$p(h) = p_0 \exp\left\{-\frac{Mg}{RT}h\right\} \quad (2.19)$$

e, como a pressão p é proporcional à densidade ρ a partir de (2.1),

$$\rho(h) = \rho_0 \exp\left\{-\frac{Mg}{RT}h\right\}. \quad (2.20)$$

Manipulando (2.18) e (2.20), obtemos

$$dI = I\sigma \sec(\chi)\rho_0 \exp\left\{-\frac{Mg}{RT}h\right\} dh \quad (2.21)$$

que, ao ser integrada dos dois lados, resulta em

$$I(h) = I_0 \exp\left\{-\sigma \sec(\chi)\frac{Mg}{RT}\rho_0 \exp\left\{-\frac{Mg}{RT}h\right\}\right\}, \quad (2.22)$$

em que I_0 é a energia incidente inicial sem ser atenuada pela atmosfera. Para simplificar a equação, definimos a altura escalar $H = RT/Mg$ e $h_0 = H \ln(\sigma\rho_0 H)$. Assim,

$$I(h) = I_0 \exp\left\{-\sec \chi \exp\left\{-\frac{h-h_0}{H}\right\}\right\}. \quad (2.23)$$

Definimos como $q(h)$ a taxa de ionização de moléculas do gás idealizado por volume no tempo. Ela é proporcional à taxa de absorção de energia radiante por volume $\cos \chi \frac{dI}{dh}$; logo, obtemos a partir de (2.23) que

$$q(h) = \frac{I_0}{\exp \cdot H} \exp\left\{1 - \frac{h-h_0}{H} - \sec \chi \exp\left\{-\frac{h-h_0}{H}\right\}\right\}. \quad (2.24)$$

Definimos como $N(h)$ a densidade de elétrons livres por unidade de volume, ou densidade eletrônica. Se considerada somente a ionização devido à radiação incidente,

$$\frac{dN}{dt} = q \quad (2.25)$$

e, portanto, N tenderia ao infinito. No entanto, elétrons livres e íons tendem a se atrair — ocorre o fenômeno de recombinação. A taxa de recombinação de elétrons e íons é proporcional ao quadrado da densidade de elétrons livres e íons do meio. Se dizemos que esta taxa de proporcionalidade para este gás, independente da altitude, é o coeficiente de recombinação α , temos que

$$\frac{dN}{dt} = q - \alpha N^2. \quad (2.26)$$

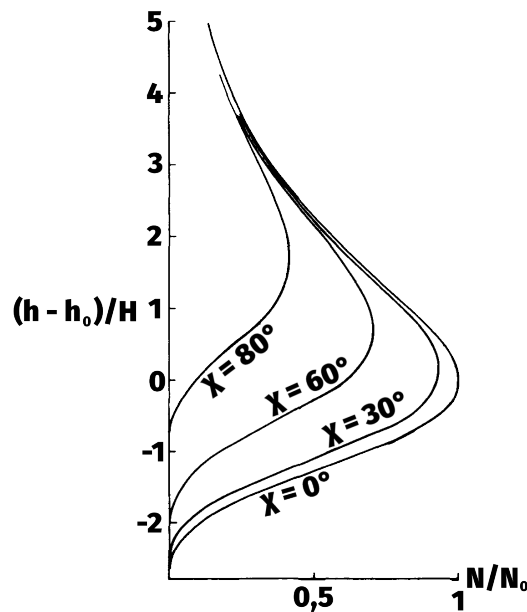
Numa situação de equilíbrio, $\frac{dN}{dt} = 0$. Então, temos que a densidade de elétrons livres em função da altura pode ser derivada de (2.24) como

$$N(h) = \sqrt{\frac{q(h)}{\alpha}} \quad (2.27)$$

$$= N_0 \exp\left\{\frac{1}{2} \left(1 - \frac{h - h_0}{H} - \sec \chi \exp\left\{-\frac{h - h_0}{H}\right\}\right)\right\} \quad (2.28)$$

Esta fórmula para $N(h)$ é conhecida como a lei de Chapman, e é a que descreve a camada de Chapman (BUDDEN, 1985). A Figura 5 mostra o efeito do ângulo de zênite χ na densidade eletrônica $N(h)$: quanto mais direta a incidência, maior a densidade eletrônica e em menor altitude é seu pico.

Figura 5 – Diagrama da densidade de elétrons livres N/N_0 em função da altura normalizada $(h - h_0)/H$ para vários valores de ângulo de zênite χ .

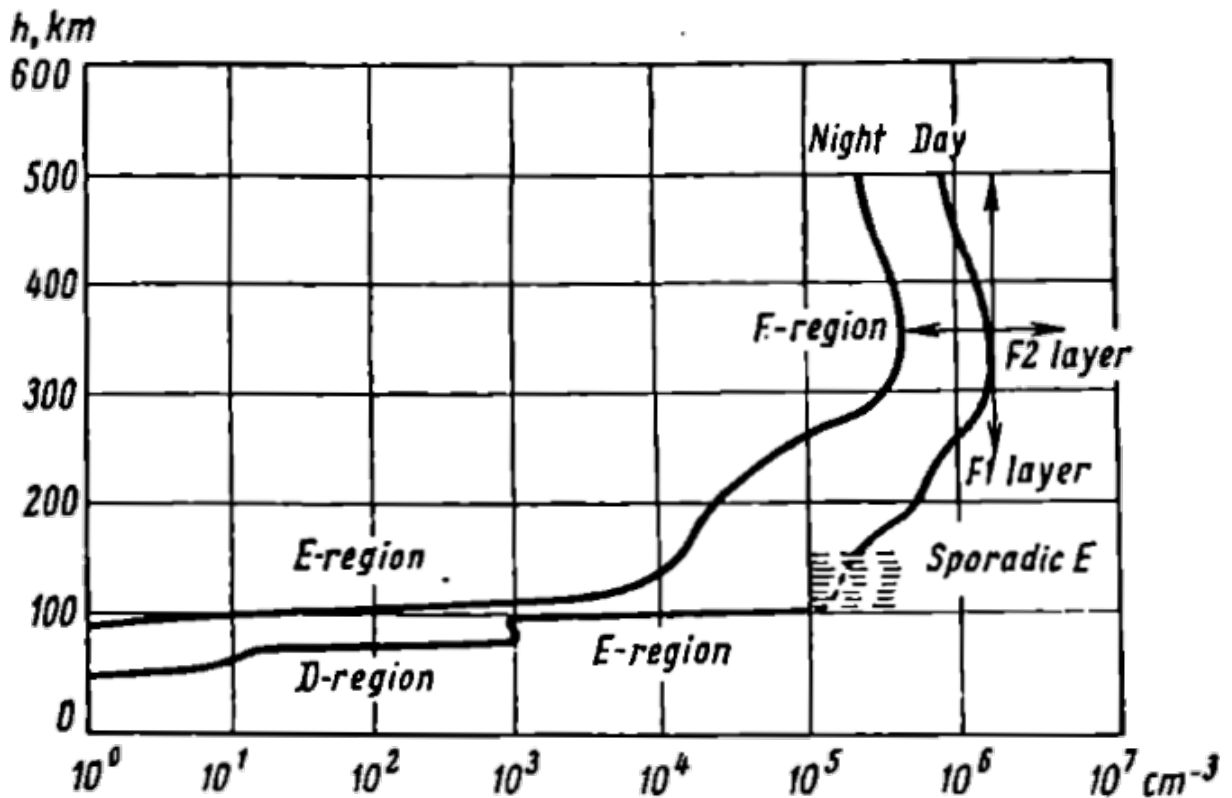


Fonte: Adaptada de Budden (1985).

A atmosfera real, no entanto, não obedece perfeitamente ao modelo de Chapman. Sua composição química não é homogênea, mas sim feita de vários gases que variam em densidade de acordo com a altitude, como a [Figura 2](#) demonstra. Sua temperatura não é constante, mas sim varia de acordo com a altitude, como mostrado na [Figura 3](#). O coeficiente de recombinação α não é constante, mas sim varia de acordo com o gás observado e a temperatura.

A [Figura 6](#) mostra as camadas tradicionalmente convencionadas da ionosfera, definidas em função de suas alturas e densidades eletrônicas.

Figura 6 – Gráfico das camadas da ionosfera de acordo com o perfil de densidade eletrônica $N(h)$.



Fonte: Dolukhanov (1971).

A região *D*, localizada entre 60 e 100 quilômetros de altitude, é a mais baixa onde elétrons livres são abundantes. Nela há alta frequência de colisão entre os elétrons, e portanto alto coeficiente de recombinação (BOURDEAU, 1962).

A região *E* se encontra localizada entre 100 e 140 quilômetros de altitude. Dentro dela é contida a região *E* esporádica (E_S), de comportamento errático, altamente variável em pequenas diferenças de tempo e local de amostragem de N . Perto do equador magnético, a região E_S se apresenta de forma frequente e razoavelmente comportada (DAVIES, 1990).

A região *F* se estende de 140 a 400 quilômetros de altitude. Pode ser dividida

em regiões F_1 e F_2 , onde a primeira denota um primeiro pico e subsequente redução do crescimento da densidade eletrônica, enquanto a segunda denota a região de máximo N .

A ionização na região D se deve à radiação Lyman-alfa e raios X duros (entre 1 Å e 2 Å de comprimento de onda); na E , devido a raios X moles (entre 2 Å e 100 Å de comprimento de onda); e nas regiões F_1 e F_2 , devido a raios ultravioleta extremos (DAVIES, 1990). Por seu alto coeficiente de recombinação, a região D desaparece de noite; neste período, a camada F_1 também deixa de ser distinta da F_2 .

2.3 Propagação

Para determinado meio com perdas, definimos a sua condutividade elétrica σ como a relação entre a intensidade de um campo elétrico aplicado no meio e a densidade de corrente de condução resultante no material, tal que

$$\vec{\mathbf{j}}_{\text{cond.}} = \sigma \vec{\mathbf{E}}. \quad (2.29)$$

Já a permissividade elétrica ϵ do meio é definida como a relação de proporcionalidade entre a intensidade de um campo elétrico e o campo de deslocamento elétrico

$$\vec{\mathbf{D}} = \epsilon \vec{\mathbf{E}}. \quad (2.30)$$

A Lei de Ampère revisada por Maxwell define a relação entre as correntes em um meio e o campo magnético gerado, tal que

$$\nabla \times \vec{\mathbf{H}} = \vec{\mathbf{j}}_{\text{cond.}} + \frac{\partial \vec{\mathbf{D}}}{\partial t}. \quad (2.31)$$

O segundo termo é definido como a corrente de deslocamento $\vec{\mathbf{j}}_{\text{desl.}}$, essencial para a conservação de cargas (IDA, 2015).

Seguimos a derivação de Dolukhanov (1971). A equação (2.31) é manipulada para

$$\nabla \times \vec{\mathbf{H}} = \sigma \vec{\mathbf{E}} + \epsilon \frac{\partial \vec{\mathbf{E}}}{\partial t}. \quad (2.32)$$

Para um campo elétrico senoidal

$$\vec{\mathbf{E}} = \vec{\mathbf{E}}_m \exp\{j2\pi ft\}, \quad (2.33)$$

temos que

$$\frac{\partial \vec{\mathbf{E}}}{\partial t} = (j2\pi f) \vec{\mathbf{E}}_m \exp\{j2\pi ft\} \quad (2.34)$$

$$= (j2\pi f) \vec{\mathbf{E}} \quad (2.35)$$

e, portanto,

$$\left(\epsilon - j\frac{\sigma}{2\pi f}\right) \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \vec{H}. \quad (2.36)$$

Determinamos o termo $\epsilon_C = \epsilon - j\frac{\sigma}{2\pi f}$ como a permissividade elétrica complexa de meio com perdas: o equivalente da permissividade de um meio dielétrico perfeito, em que só há uma corrente de deslocamento (DOLUKHANOV, 1971).

Desejamos conhecer agora a relação entre a permissividade elétrica de um meio gasoso e a sua densidade eletrônica. Consideramos uma região na atmosfera quimicamente uniforme, de ionização tal que a densidade eletrônica N seja conhecida e constante, com o efeito de campos magnéticos ignorado. Seguimos novamente a derivação de Dolukhanov (1971). Estando em ação um determinado campo elétrico em direção conhecida de módulo

$$E = E_m \exp\{j2\pi ft\} \quad (2.37)$$

em um sistema cartesiano tal que o eixo Z esteja no sentido oposto do centro da Terra, criado pela passagem de uma onda de rádio na direção X , a força exercida pelo campo nos elétrons do meio (de carga e e massa m) é de módulo

$$F_{\text{elec.}} = eE_m \exp\{j2\pi ft\}, \quad (2.38)$$

que é equilibrada pela força da inércia, de módulo

$$F_{\text{in.}} = m \frac{d^2 z}{dt^2}, \quad (2.39)$$

e pela força de fricção pela colisão do elétron com moléculas neutras, de módulo

$$F_{\text{fric.}} = m\nu \frac{dz}{dt}, \quad (2.40)$$

em que ν é a frequência de colisão do meio. Temos, então, que

$$F_{\text{elec.}} = F_{\text{in.}} + F_{\text{fric.}} \quad (2.41)$$

$$eE_m \exp\{j2\pi ft\} = m \frac{d^2 z}{dt^2} + m\nu \frac{dz}{dt}, \quad (2.42)$$

cuja solução de estado estacionário é da forma

$$z = z_m \exp\{j2\pi ft\} \quad (2.43)$$

para z_m desconhecido.

Queremos expressar $\frac{dz}{dt}$ em função de $\frac{dE}{dt}$. Sabemos de (2.37) que

$$\frac{dE}{dt} = (j2\pi f) E_m \exp\{j2\pi ft\} \quad (2.44)$$

$$= (j2\pi f) E \quad (2.45)$$

e sabemos de (2.43) que

$$\frac{dz}{dt} = (j2\pi f)z_m \exp\{j2\pi ft\} \quad (2.46)$$

$$= (j2\pi f)z. \quad (2.47)$$

e, portanto, que

$$\frac{d^2z}{dt^2} = (j2\pi f)^2 z_m \exp\{j2\pi ft\} \quad (2.48)$$

$$= (j2\pi f)^2 z. \quad (2.49)$$

$$= (j2\pi f) \frac{dz}{dt}. \quad (2.50)$$

Substituindo estas duas derivações em (2.42), obtemos que

$$\frac{e}{j2\pi f} \frac{dE}{dt} = m(j2\pi f) \frac{dz}{dt} + m\nu \frac{dz}{dt}, \quad (2.51)$$

o que pode ser simplificado para

$$\frac{dz}{dt} = \frac{e}{m(j2\pi f + \nu)(j2\pi f)} \frac{dE}{dt} \quad (2.52)$$

$$= \frac{e}{m} \left(-\frac{1}{(2\pi f)^2 + \nu^2} - j \frac{\nu}{(2\pi f)[(2\pi f)^2 + \nu^2]} \right) \frac{dE}{dt}. \quad (2.53)$$

O movimento dos elétrons gera uma corrente de condução; pelo comportamento dielétrico do meio, ocorre uma corrente de deslocamento. As duas são descritas por suas respectivas densidades de corrente, de módulos

$$j_{\text{cond.}} = Ne \frac{dz}{dt} \quad (2.54)$$

$$= \frac{Ne^2}{m} \left(-\frac{1}{(2\pi f)^2 + \nu^2} - j \frac{\nu}{(2\pi f)[(2\pi f)^2 + \nu^2]} \right) \frac{dE}{dt} \quad (2.55)$$

$$j_{\text{desl.}} = \epsilon \frac{dE}{dt}. \quad (2.56)$$

O ar possui uma permissividade relativa baixíssima; aproximamos $\epsilon = \epsilon_0$ e fazemos

$$j_{\text{desl.}} \approx \epsilon_0 \frac{dE}{dt}. \quad (2.57)$$

Portanto, a densidade de corrente total induzida pela passagem da onda de rádio é de módulo

$$j_{\text{total}} = j_{\text{cond.}} + j_{\text{desl.}} \quad (2.58)$$

$$= \left[\epsilon_0 + \frac{Ne^2}{m} \left(-\frac{1}{(2\pi f)^2 + \nu^2} - j \frac{\nu}{(2\pi f)[(2\pi f)^2 + \nu^2]} \right) \right] \frac{dE}{dt} \quad (2.59)$$

$$= \left[\left(\epsilon_0 - \frac{Ne^2}{m((2\pi f)^2 + \nu^2)} \right) - j \left(\frac{Ne^2\nu}{m(2\pi f)[(2\pi f)^2 + \nu^2]} \right) \right] \frac{dE}{dt}. \quad (2.60)$$

O termo que multiplica $\frac{dE}{dt}$ tem a forma de uma permissividade complexa. Concluímos, portanto, que o gás se comporta como um meio com perdas de permissividade e condutividade

$$\epsilon = \epsilon_0 - \frac{Ne^2}{m((2\pi f)^2 + \nu^2)} \quad (2.61)$$

$$\sigma = \frac{Ne^2\nu}{m[(2\pi f)^2 + \nu^2]} \quad (2.62)$$

Conhecemos os valores de massa do elétron ($m = 9,11 \times 10^{-31}$ kg), de carga do elétron ($e = 1,6 \times 10^{-19}$ C) e de permissividade no vácuo ($\epsilon_0 = 8,85 \times 10^{-12}$ F/m). A frequência f de uma transmissão normalmente é suficientemente maior que a frequência de colisão ν do meio. A permissividade relativa do meio considerado, portanto, pode ser definida pela fórmula simples

$$\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0 \quad (2.63)$$

$$= 1 - \frac{Ne^2}{\epsilon_0 m((2\pi f)^2 + \nu^2)} \quad (2.64)$$

$$\approx 1 - \frac{Ne^2}{\epsilon_0 m(2\pi f)^2} \quad (2.65)$$

$$= 1 - 80,62 \frac{N [\text{cm}^{-3}]}{(f [\text{kHz}])^2}. \quad (2.66)$$

Definimos

$$n = \sqrt{\epsilon_r} \quad (2.67)$$

$$= \sqrt{1 - 80,62 \frac{N [\text{cm}^{-3}]}{(f [\text{kHz}])^2}} \quad (2.68)$$

como o índice de refração (DOLUKHANOV, 1971).

Para uma onda sofrendo atenuação pelo meio, o seu campo elétrico possui módulo

$$E = E_m \exp\{j2\pi ft - \gamma x\} \quad (2.69)$$

no mesmo eixo X de direção de propagação da onda de rádio convencionalmente anteriormente, em que γ é o coeficiente de propagação. O componente γ pode ser dividido em uma parte imaginária β , responsável pela fase, e em uma real α , responsável pela atenuação da onda, tal que (2.69) pode ser descrito como

$$E = E_m \exp\{-\alpha x\} \exp\{j(2\pi ft - \beta x)\} \quad (2.70)$$

O valor de γ é dado por

$$\gamma = \sqrt{-(2\pi f)^2 \mu_0 \epsilon + j2\pi f \mu_0 \sigma}, \quad (2.71)$$

em que μ_0 é a permeabilidade do vácuo (RICHARDS, 2008). A partir de (2.61) e (2.62), é derivado por Richards (2008) que

$$\alpha = \frac{60\pi\sigma}{\sqrt{\epsilon_r}}. \quad (2.72)$$

Anteriormente, ignorou-se a presença de um campo magnético na propagação da onda. Agora, para se obter o índice de refração considerando a presença de um campo magnético \vec{B} , usa-se a fórmula de Appleton.

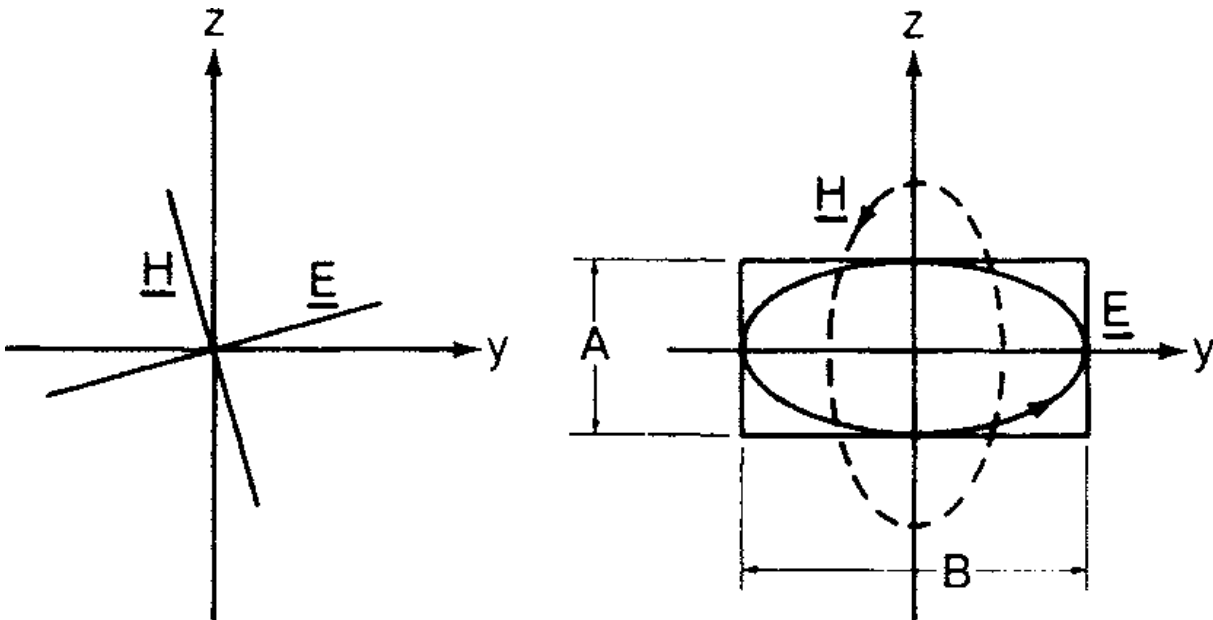
Definimos a polarização R de uma onda como

$$R = \frac{E_z}{E_y} \quad (2.73)$$

$$= -\frac{H_y}{H_z}, \quad (2.74)$$

onde E_z , H_z , E_y e H_y são os componentes dos campos elétrico e magnético nos eixos Y e Z para uma onda se propagando no eixo X, conforme visto na [Figura 7](#).

Figura 7 – Onda polarizada linearmente em meio isotrópico e elipticamente em meio anisotrópico devido à interferência de campo magnético.



Fonte: [Davies \(1990\)](#).

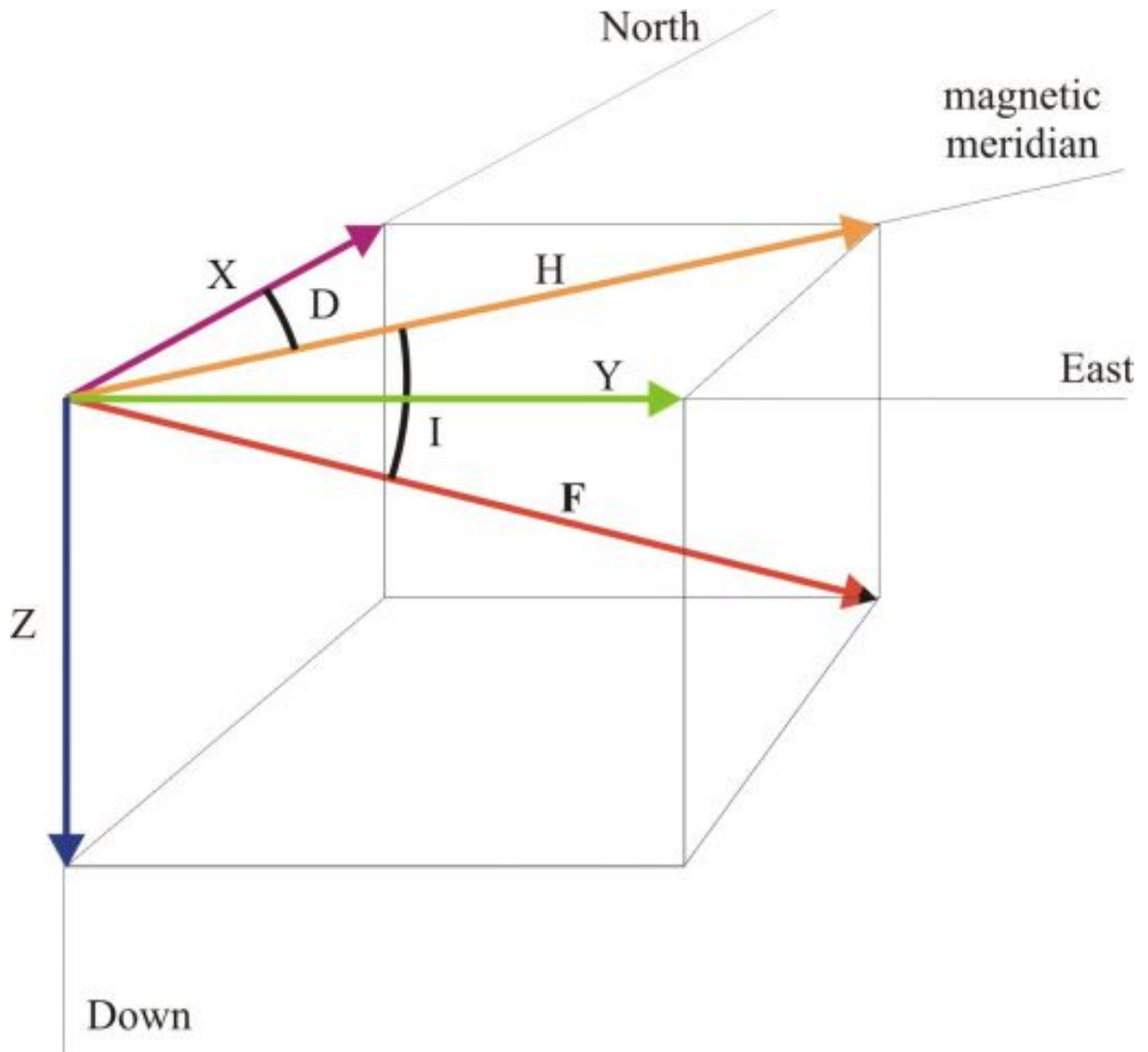
O campo magnético terrestre é descrito por sete componentes de intensidade, como visto na [Figura 8](#), em que três são suficientes para defini-lo unicamente: o X, em direção ao norte; o Y, em direção ao leste; e o Z, em direção ao centro da Terra.

Para o componente Y, é conveniente dividi-lo em um componente transversal Y_T e um longitudinal Y_L em relação à direção da frente de onda: se definimos Θ como o ângulo entre a frente de onda e a direção leste,

$$Y_T = Y \sin \Theta \quad (2.75)$$

$$Y_L = Y \cos \Theta \quad (2.76)$$

Figura 8 – Componentes do campo magnético terrestre em consideração para a fórmula de Appleton.



Fonte: [INGV \(2009\)](#).

Segundo a fórmula de Appleton, o índice de refração em um meio gasoso exposto a um campo magnético uniforme é dado por

$$n^2 = 1 - \frac{X}{1 - jZ - \frac{Y_T^2}{2(1-X-jZ)} \pm \sqrt{\frac{Y_T^4}{4(1-X-jZ)^2} + Y_L^2}}. \quad (2.77)$$

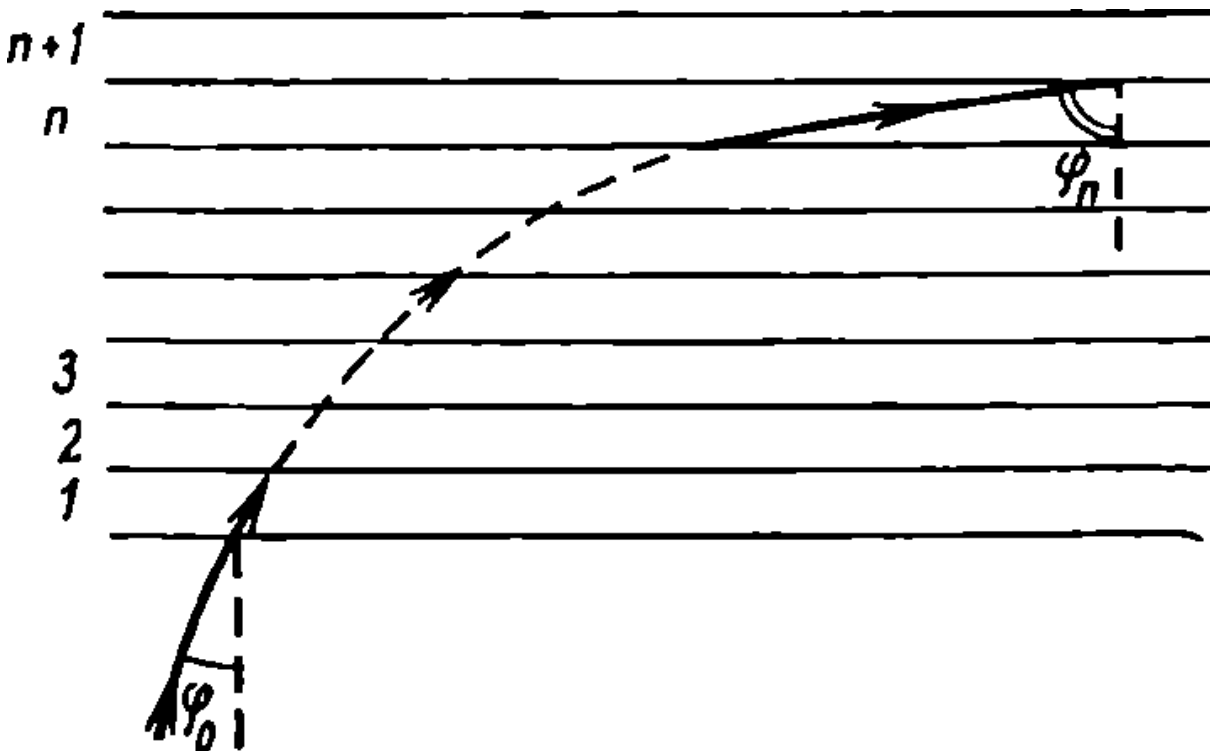
Para um meio onde a frequência de colisão é desprezível (como nas regiões *E* e *F* da ionosfera), podemos desconsiderar Z e a fórmula é simplificada para

$$n^2 = 1 - \frac{2X(1-X)}{2(1-X) - Y_T^2 \pm \sqrt{Y_T^4 + 4(1-X)^2 Y_L^2}}. \quad (2.78)$$

Finalmente, se o campo magnético é desconsiderado, o termo Y é eliminado e, graças à relação de X com a densidade eletrônica N , a fórmula de Appleton é simplificada e o índice de refração se reduz ao visto em (2.68) (DAVIES, 1990).

Nota-se que são possíveis mais de um valor de n . Considere a estratificação da atmosfera apresentada na Figura 9 em função de índices de refração. Temos que, na primeira camada, $n = 1$ e o ângulo de incidência da frente de onda com a estratificação é $\phi = \phi_0$.

Figura 9 – Estratificação hipotética atmosférica em função de índices de refração.



Fonte: Dolukhanov (1971).

Temos que

$$1 \sin \phi_0 = n_1 \sin \phi_1 = \dots = n_k \sin \phi_k. \quad (2.79)$$

Na última reflexão, $\phi_k \approx 90^\circ$; logo, temos que $\sin \phi_0 = n_k$. Se assumimos uma transmissão vertical ($\phi_0 = 0^\circ$), temos que no fim $n_k = 0$. Em (2.78), para $n = 0$, existem duas soluções: para o sinal positivo,

$$X = 1 \quad (2.80)$$

e, para o sinal negativo,

$$X = 1 \pm Y. \quad (2.81)$$

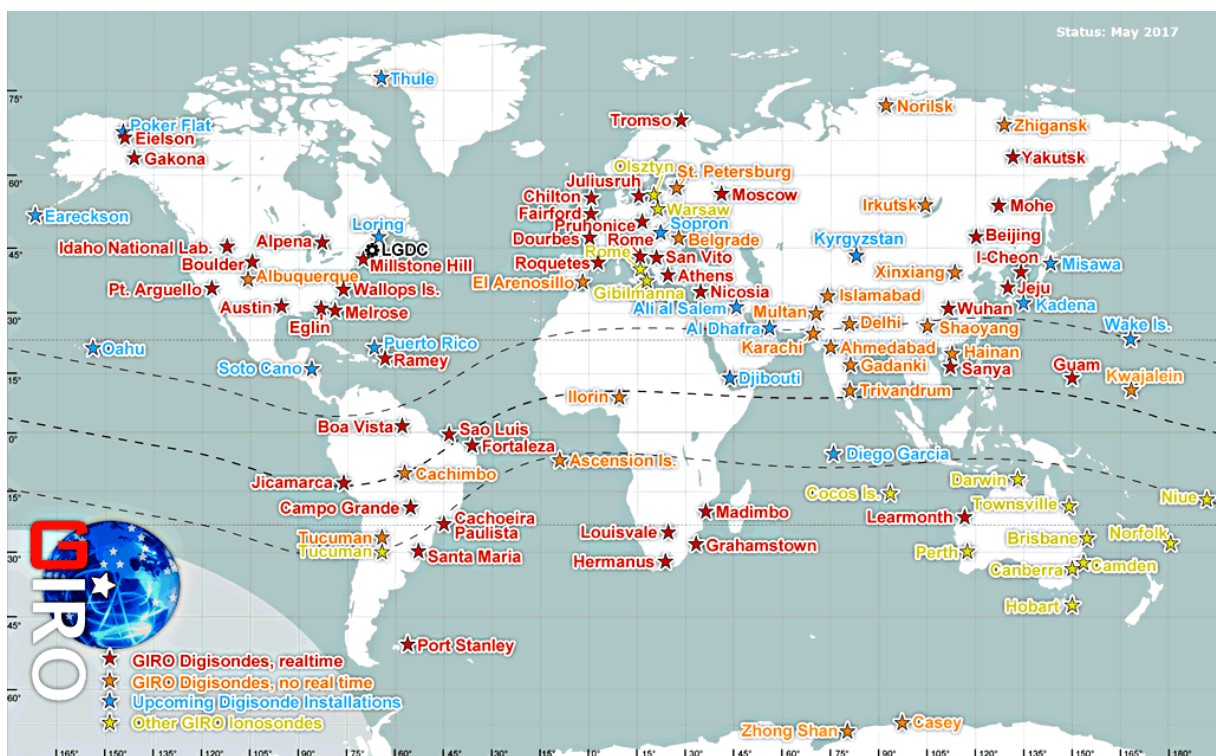
As duas possibilidades de índice de refração significam a repartição da onda em duas. Para o primeiro caso, dizemos que a onda é ordinária: apresentaria o mesmo percurso

na ausência de um campo magnético. A outra possibilidade de onda é dita extraordinária (DAVIES, 1990).

2.4 Medição da Ionosfera

A verificação do estado da ionosfera para propósitos de propagação de ondas de rádio é feita em termos da estimativa do perfil de densidade eletrônica, realizada de forma constante e periódica no tempo em diversas localidades ao redor do globo por meio de ionossondas, como mostrado na Figura 10.

Figura 10 – Mapa global de ionossondas coordenadas pelo Observatório Ionosférico Global de Rádio (*Global Ionospheric Radio Observatory, GIRO*).



Fonte: GIRO (2017).

Essencialmente, uma ionossonda é uma estação que consiste de um sistema de transmissão e de recepção de rádio, com antenas apontadas na vertical. O transmissor realiza um pulso em determinada frequência f , e verifica-se que o receptor recebe a transmissão realizada com uma defasagem de tempo Δt .

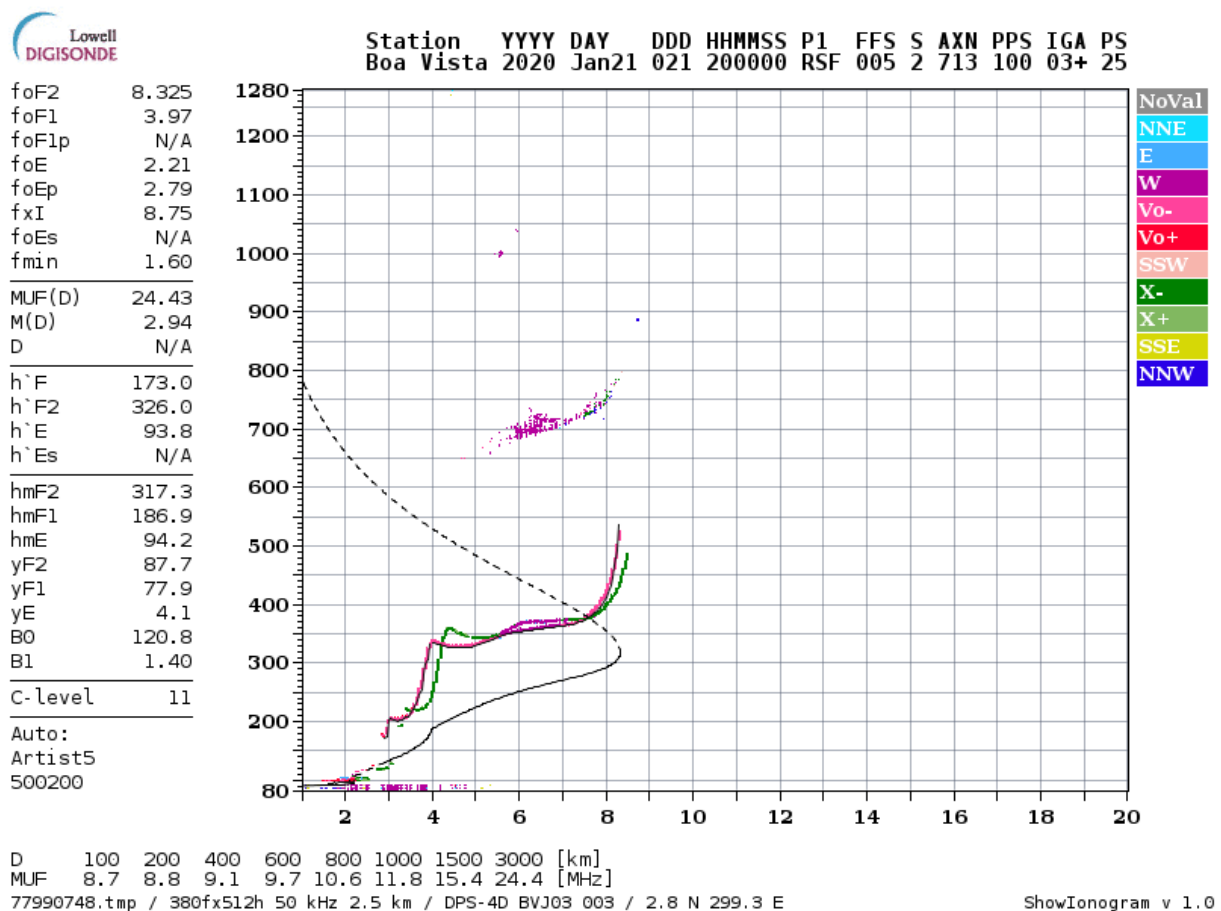
A onda de rádio não se propaga em um meio ionizado de forma constante na velocidade da luz c , mas sim na sua velocidade de grupo $v_g = c\sqrt{\epsilon_r} = cn$ (DOLUKHANOV, 1971), que é dependente, portanto, da permissividade relativa do meio considerado. No entanto, assumindo $v_g \approx c$, definimos h' como a altura virtual da transmissão vertical

realizada, ou seja, a altura que a transmissão, se propagando na velocidade da luz, atingiu antes de ser refletida pela ionosfera.

$$h' = c \frac{\Delta t}{2} \quad (2.82)$$

Ao se realizar uma varredura no espectro de frequências, obtemos para cada frequência uma altura virtual correspondente, formando assim um ionograma, como o mostrado na Figura 11. Devido à ação dos campos magnéticos terrestres, as ondas da transmissão vertical são divididas em ordinárias e extraordinárias; ambas são mostradas no ionograma.

Figura 11 – Ionograma produzido por estação localizada em Boa Vista em janeiro de 2020 às 16 horas, horário local (UTC-4). Linha verde representa a altura virtual resultante de ondas extraordinárias; linha vermelha, de ondas ordinárias.



Fonte: GIRO (2020b).

A partir do perfil de altura virtual, construímos o perfil de densidade eletrônica. Seguimos e adaptamos a derivação de [Scotto, Pezzopane e Zolesi \(2012\)](#). Se expressamos

(2.82) em termos de seus elementos diferenciais, temos que

$$h' = \int_0^{\Delta t} \frac{c}{2} dt \quad (2.83)$$

$$= \int_0^{\Delta t} \frac{v_g}{2\sqrt{\epsilon_r}} dt \quad (2.84)$$

e, como, naturalmente, $v_g = \frac{dh}{dt}$, temos que (2.84) se converte em

$$h' = \int_0^{h_{\max.}} \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r}} dh. \quad (2.85)$$

Sabemos de (2.66) que ϵ_r é dependente da densidade eletrônica, que varia de acordo com a altura. Assim, (2.85) se converte em

$$h' = \int_0^{h_{\max.}} \frac{1}{\sqrt{1 - 80,62 \frac{N [\text{cm}^{-3}]}{(f [\text{kHz}])^2}}} dh. \quad (2.86)$$

Métodos numéricos podem ser então usados para definir a densidade eletrônica $N(h)$ a partir da altura virtual h' medida para determinada frequência f .

3 Fenômenos de Propagação Ionosférica

A partir do [Capítulo 2](#), entendemos os mecanismos físicos pelos quais a propagação de uma onda de rádio pela ionosfera é afetada pela taxa de ionização e pela ação de campos magnéticos terrestres, que mudam o índice de refração do meio a determinada altitude e, conseqüentemente, a rota tomada por uma onda.

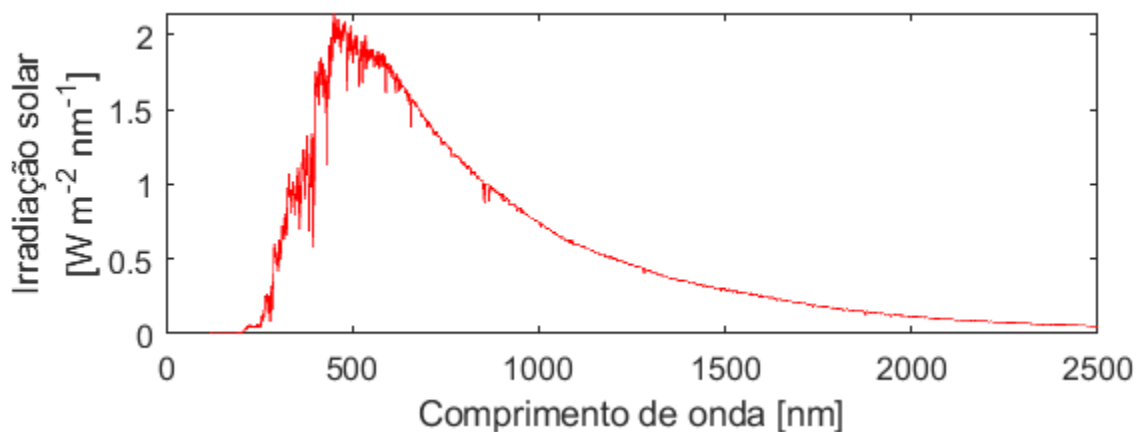
Agora, buscamos compreender como estes dois fatores variam em função de ciclos diários, anuais e mesmo mais longos, além de perturbações de natureza irregular. Além disso, procuramos conhecer as atenuações de potência envolvidas em uma transmissão de rádio pela ionosfera.

3.1 Ciclo Solar e Perturbações Solares

Como mencionado na [seção 2.2](#), o Sol é a principal fonte de energia eletromagnética radiada à Terra e, portanto, o maior agente de ionização na atmosfera terrestre. Um total de $3,846 \times 10^{26}$ W de radiação é produzida pelo Sol ([KOUPELIS, 2011](#)); a uma unidade astronômica (aproximadamente 150.000.000 km), distância média do Sol à Terra, a densidade de potência de radiação recebida do Sol é de 1,370 kW/m².

A energia eletromagnética radiada pelo Sol não é uniforme no espectro de frequências. O modelo ASTM E-490, baseado de dados coletados por satélites, é o padrão para mostrar a densidade de potência relativa a cada comprimento de onda logo acima da atmosfera; ele é mostrado na [Figura 12](#).

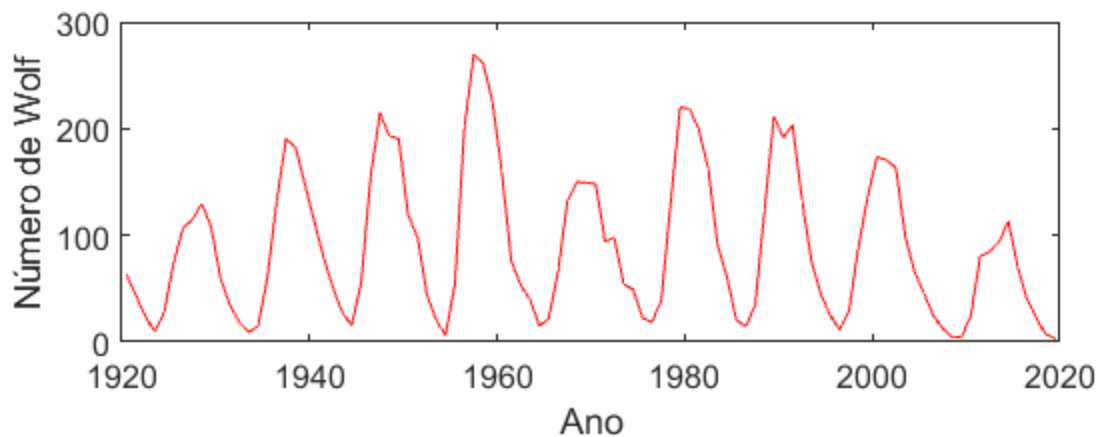
Figura 12 – Densidade de potência da energia eletromagnética radiada pelo sol no espectro de frequências, baseado no modelo ASTM E-490.



Fonte: Produzida pelo autor com base em [PVeeducation \(2019\)](#).

O Sol apresenta um ciclo aproximadamente periódico de 11 anos, em que há uma flutuação na intensidade da energia eletromagnética emitida. Este ciclo é monitorado pelo número de manchas solares: regiões na fotosfera do Sol em que a temperatura é menor em que ao redor, de duração entre dias e meses, que podem ser visualizadas como manchas escuras ao se observar o Sol. O número de Wolf mede a quantidade de manchas solares, realizando a ponderação entre manchas individuais e grupos de várias juntas; a variação de sua média anual ao longo do século é mostrada na [Figura 13](#).

Figura 13 – Média anual do número de Wolf no período de 1920 a 2020.



Fonte: Produzida pelo autor com base em [SILSO \(2020\)](#).

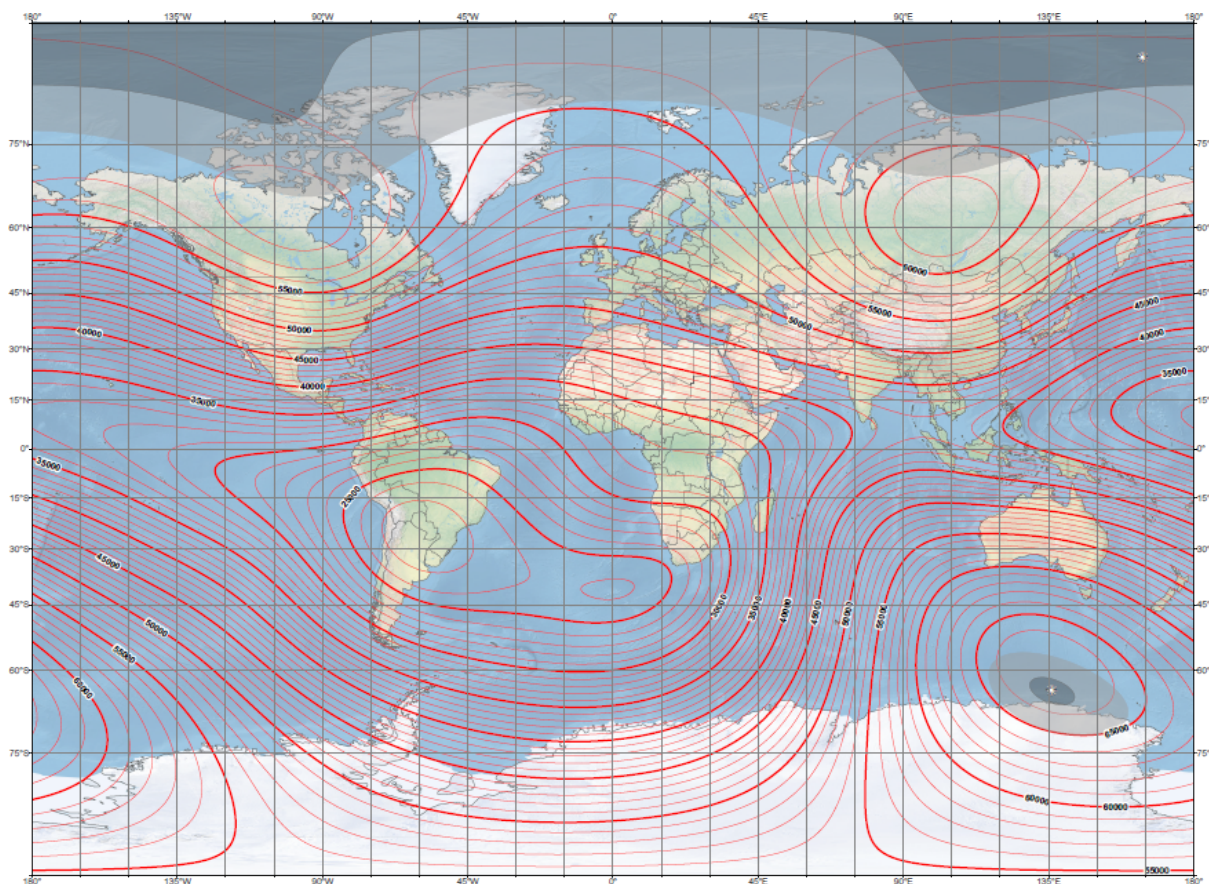
Momentos no tempo em que o número de Wolf é máximo são chamados de máximos solares; quando o número de Wolf é mínimo, chamam-se mínimos solares. Entre momentos de mínimo e máximo solares há uma variação de 0.07% na intensidade da energia eletromagnética emitida pelo Sol ([WILKINSON, 2012](#)). As variações de intensidade de radiação nas maiores frequências resultam em alterações significativas na densidade eletrônica na ionosfera, que mudam o alcance de transmissões de rádio de ondas curtas a depender do momento do ciclo.

Além deste comportamento cíclico, a ocorrência de outros fenômenos solares menos previsíveis pode afetar a energia emitida, e portanto ter um efeito notável de curto prazo na densidade eletrônica na ionosfera, incluindo erupções solares, buracos coronais, ejeções de massa coronal e rajadas de rádio ([DAVIES, 1990](#)).

3.2 Variações no Campo Magnético Terrestre

O campo magnético terrestre, que se estende desde o seu interior até o espaço, possui intensidade de entre 25000 nT e 65000 nT ([NOAA, 2020a](#)). Ele não é uniforme, mas sim varia ao redor do globo, como mostra a [Figura 14](#); cada um de seus componentes, como mostrado na [Figura 8](#), varia de forma independente.

Figura 14 – Intensidade total do campo magnético terrestre para 2020.



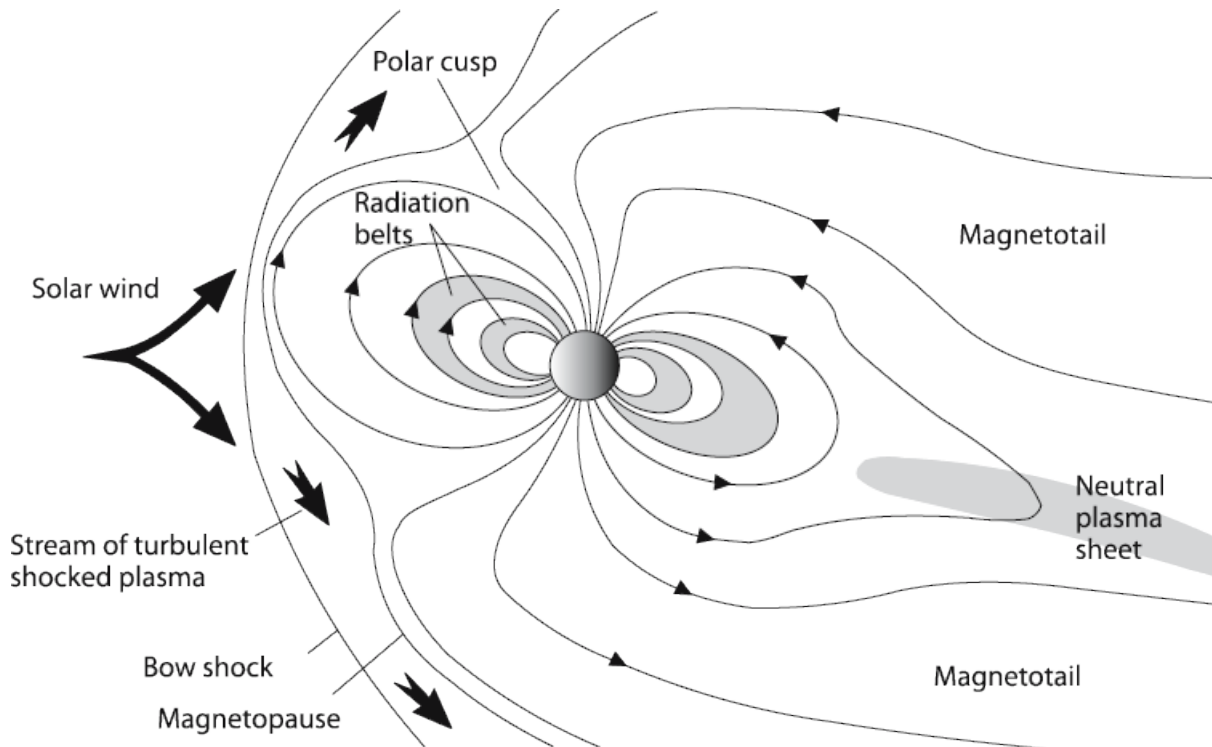
Fonte: NOAA (2020b).

O campo magnético terrestre também não se mantém constante no tempo. Alguma variação possui origem interna na Terra e é chamada variação secular. Este tipo de variação possui efeito de longo prazo. Outras mudanças possuem efeito temporário e possuem origem externa ao planeta.

Entre os fenômenos de origem externa que mais afetam transmissões de rádio de ondas curtas, se destacam as perturbações causadas por tempestades solares, perturbações ionosféricas repentinas (*sudden ionospheric disturbance*, SID), a absorção em calotas polares (*polar cap absorption*, PCA) e a absorção auroral (*auroral absorption*, AA). (DOLUKHANOV, 1971).

Tempestades solares são eventos em que o vento solar — uma emissão de plasma contendo partículas com carga — gera uma onda de choque que interage com o campo magnético terrestre estático, gerando a magnetosfera, como mostrado na Figura 15. As partículas, que consistem em elétrons, núcleos, núcleos de hélio e outros elementos mais pesados, ficam presas em duas regiões: um cinturão interno de prótons, a aproximadamente um raio terrestre de distância da superfície, de carga estável, e um cinturão externo de elétrons e íons, de comportamento oscilante (LANZA; MELONI, 2006).

Figura 15 – Magnetosfera terrestre decorrente da incidência de ventos solares.



Fonte: [Lanza e Meloni \(2006\)](#).

A ionosfera pode ser perturbada devido a tempestades solares, causando a queda da densidade eletrônica na camada F_2 e o aumento das alturas virtuais devido ao aquecimento na camada. Se esta perturbação é severa, a camada pode deixar de refletir rádio de ondas curtas. Tempestades solares aumentam e diminuem em quantidade e intensidade de acordo com os ciclos solares, e portanto em relação com o número de Wolf ([DOLUKHANOV, 1971](#)).

Erupções solares são eventos de aumento repentino da luminosidade solar, ocasionando a emissão de partículas e ondas de rádio; quando ocorrem na direção da Terra, causam o aumento da densidade eletrônica na região D , aumentando a absorção de energia de ondas de rádio na região, causando uma SID. ([NOAA, 2014](#)).

Uma SID pode se manifestar em tipos distintos de eventos: um esvanecimento de ondas curtas (*shortwave fading*, SWF), uma anomalia repentina de fase (*sudden phase anomaly*, SPA), um desvio repentino de frequência (*sudden frequency deviation*, SFD), uma absorção repentina de ruído cósmico (*sudden cosmic noise absorption*, SCNA) ou um aumento ou diminuição repentina de eventos atmosféricos (*sudden enhancement/decrease of atmospherics*, SEA/SDA).

Quando as partículas de erupções solares incidem em regiões polares, elas podem gerar eventos de PCA. Ao contrário de SIDs, que possuem curta duração, eventos de PCA

possuem duração de alguns dias; a absorção de energia é de maior intensidade comparada às SIDs. Esta absorção se estende até latitudes geomagnéticas de $65^\circ N/S$ (HOLT, 1968).

Partículas carregadas provenientes de erupções solares penetrando na zona de aurora — região anular de até dez graus de largura nas latitudes geomagnéticas $67,5^\circ N/S$ —, por sua vez, causam eventos de AA, de duração mais curta — entre horas e dias —, mas com comportamento mais errático que eventos de PCA (DAVIES, 1990).

3.3 Atenuações na Propagação

Se definimos a potência do sinal sendo transmitido como p_t [W] e a do sinal sendo recebido em determinado local como p_r [W], definimos

$$l = \frac{p_r}{p_t} \quad (3.1)$$

como a atenuação de potência ocorrida durante o percurso. É mais conveniente, no entanto, descrever tal atenuação na escala logarítmica:

$$L = 10 \cdot \log \left(\frac{p_r}{p_t} \right) \text{ dB} \quad (3.2)$$

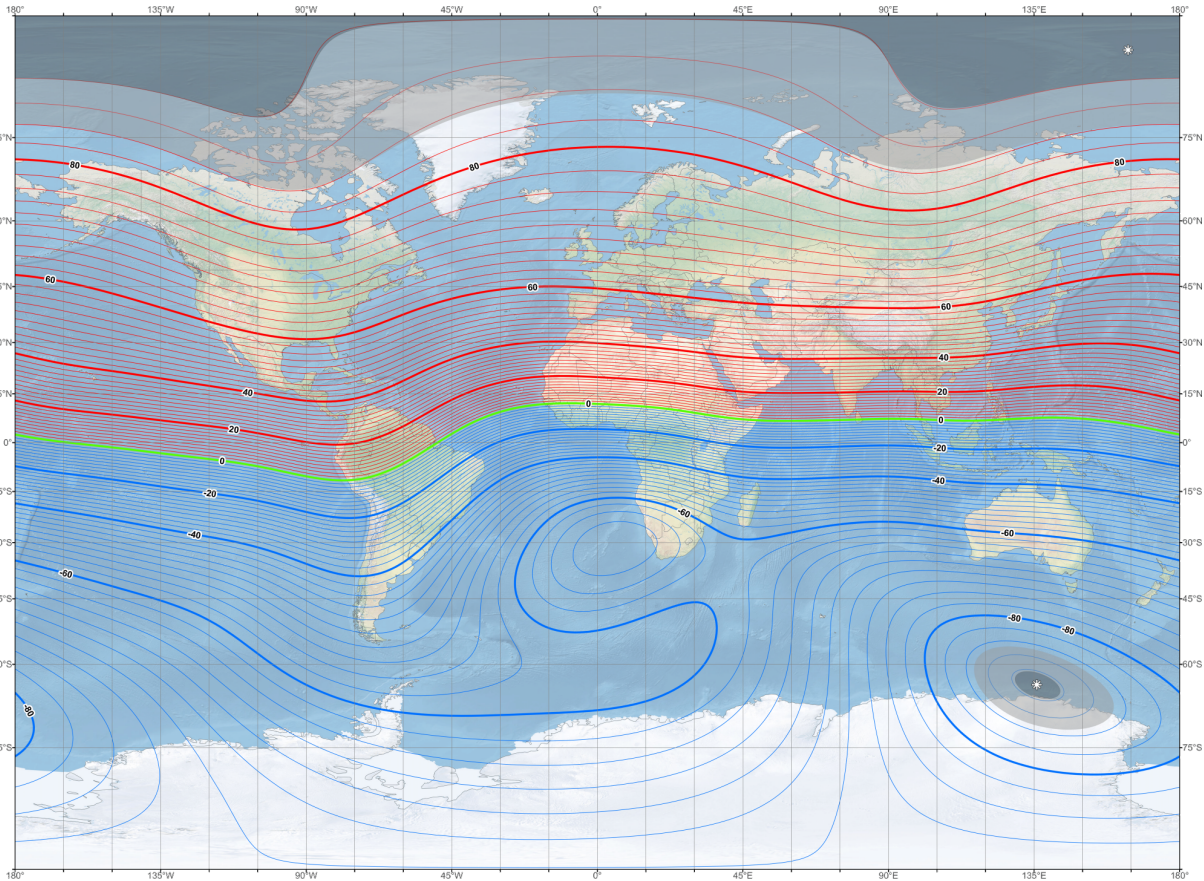
$$= P_{r, \text{dBW}} - P_{t, \text{dBW}} \text{ dB}. \quad (3.3)$$

Se tomamos p_t e p_r como os valores médios de potência do sinal transmitido e recebido ao longo de um período suficientemente longo no tempo, os fatores que contribuem para esta atenuação no sinal são, principalmente, o descasamento de polarização entre antenas, a atenuação de espaço livre, a desfocalização e a absorção da energia pelo meio. Adicionalmente, como as condições da ionosfera podem sofrer variações bruscas e instantâneas, ocorre o desvanecimento do sinal na propagação, causando instabilidade na potência do sinal recebido.

Conforme mencionado na seção 2.3, a onda de rádio se propagando na ionosfera se reparte em duas — uma ordinária e uma extraordinária — devido à interação com o campo magnético terrestre, ocasionando o fenômeno da rotação de Faraday (EPSTEIN, 1967). Definimos a inclinação magnética como o ângulo I da Figura 8 que o vetor do campo magnético terrestre realiza com a superfície terrestre, cujos valores globais são mostrados na Figura 16. Definimos o caso quasi-longitudinal quando a diferença entre a direção de propagação da onda e I é de entre 0° e 84° , e o caso quasi-transversal quando esta diferença está entre 87° e 90° . Uma onda incidente na ionosfera no caso quasi-longitudinal será dividida em uma ordinária e uma extraordinária, polarizadas circularmente em sentidos de rotação opostos; no caso quasi-transversal, a onda será dividida em dois componentes linearmente polarizados, um paralelo a I e outro perpendicular. O caso quasi-longitudinal se aplica a quase todas as ocasiões de transmissão por *skywave* afastadas do equador,

enquanto regiões em que o caso quasi-transversal se aplica surgem em transmissões de leste a oeste (EPSTEIN, 1967).

Figura 16 – Mapa global da inclinação magnética para 2020.



Fonte: NOAA (2020b).

Casos de atenuação por descasamento de polarização entre onda de rádio e antena receptora são fornecidos na Tabela 2. A antena monopolo possui aplicação comum em receptores de rádio comerciais acessíveis. A polarização natural de ondas emitidas por tal antena é a linear, no sentido da haste do objeto. Se tal antena receber ondas de rádio circularmente polarizadas devido a uma transmissão no caso quasi-longitudinal, a atenuação devido a este fenômeno será equivalente a

$$l_{\text{pol.}} = \frac{1}{2}, \quad (3.4)$$

ou

$$L_{\text{pol.}} = -3 \text{ dB}. \quad (3.5)$$

Outra parcela da atenuação entre a transmissão e a recepção se deve à atenuação de espaço livre. A fórmula que a descreve, derivada a partir da fórmula de radiação de Friis (1946) devidamente ajustada para descontar ganhos de antena na transmissão e recepção,

Tabela 2 – Atenuação na recepção por descasamento de polarização entre ondas de rádio e antenas receptoras.

Polarização da onda	Polarização da antena	Atenuação
Linear	Linear (diferença de ângulo de polarização $\Delta\theta$)	$\cos^2(\Delta\theta)$
Circular	Circular	1
Circular	Linear	$\frac{1}{2}$
Linear	Circular	$\frac{1}{2}$

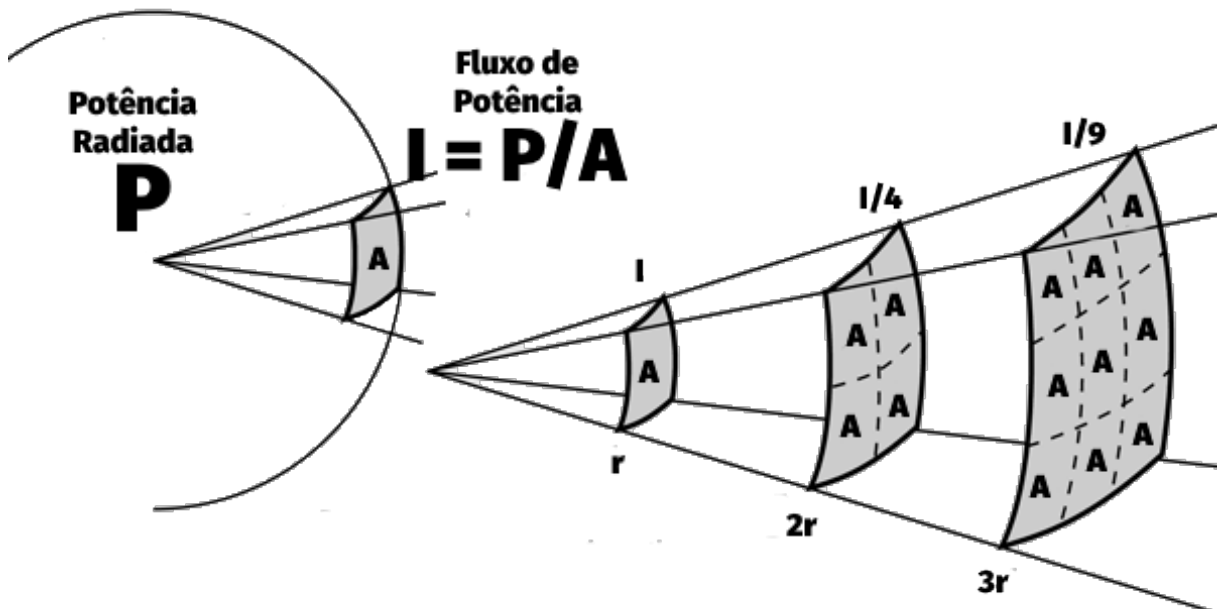
Fonte: Produzida pelo autor com base em [Stutzman e Thiele \(2013\)](#).

é dada por

$$l_{f.-s.} = \left(\frac{c}{4\pi df} \right)^2, \quad (3.6)$$

em que c é a velocidade da luz. Nota-se que ela obedece à lei do inverso do quadrado da distância, mostrada na [Figura 17](#) — para uma fonte de potência radiada, a potência por unidade de área em determinada direção é inversamente proporcional ao quadrado da distância à fonte.

Figura 17 – Ilustração da lei do inverso do quadrado da distância.

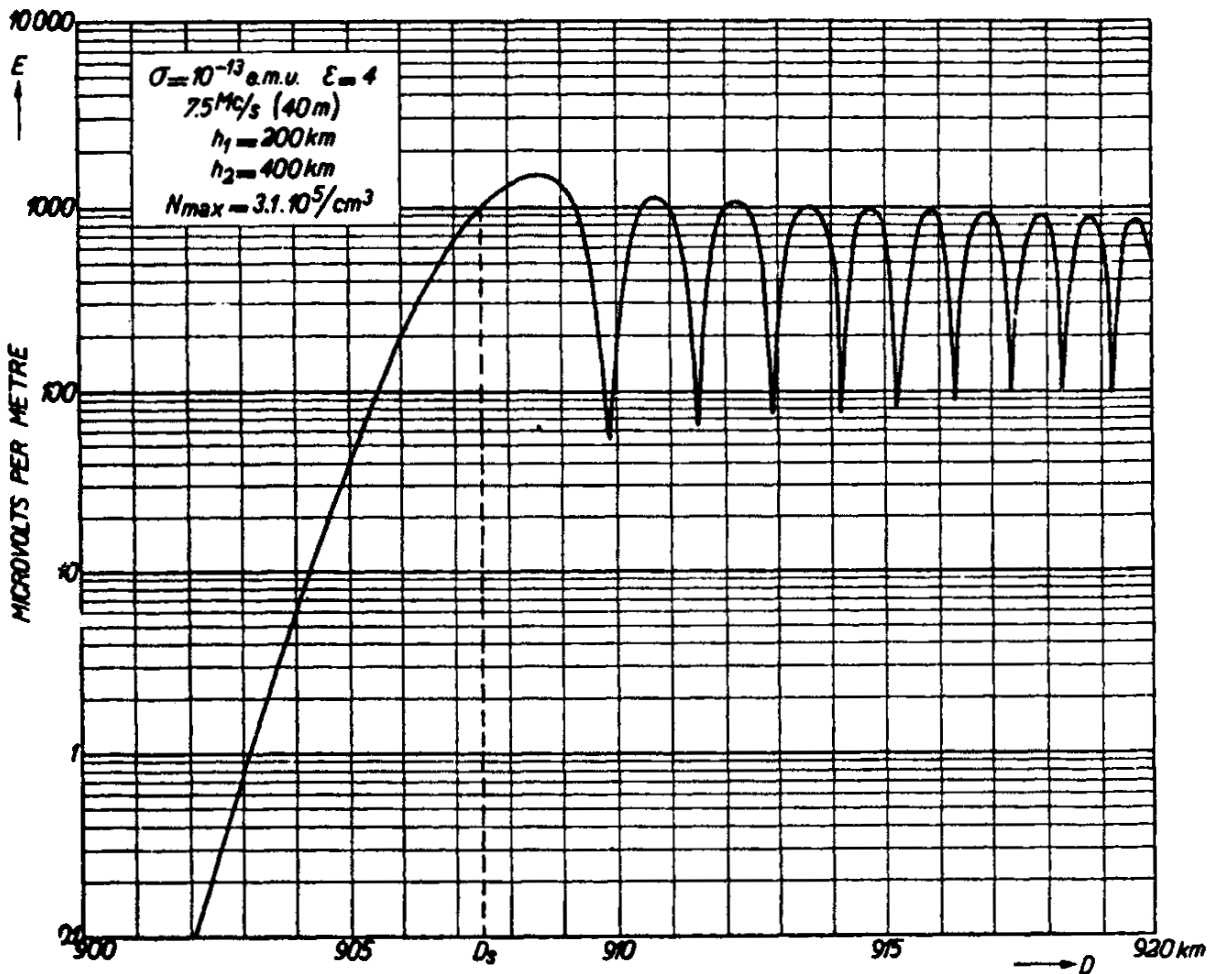


Fonte: Adaptada de [Nave \(2016\)](#).

Esta atenuação de espaço livre pode ser aliviada ou agravada pela focalização ou desfocalização dos raios do sinal durante a propagação pela ionosfera. Três condições podem ocasionar a focalização: raios que partem em ângulos diferentes da antena transmissora são refletidos pela ionosfera de formas diferentes devido a sua não uniformidade e podem

acabar por se juntar em determinado ponto de recepção, ocasionando a focalização de distância de salto, como mostrado na [Figura 18](#); raios que partem a ângulos baixos da antena transmissora tendem a serem refletidos aproximadamente na mesma altura da ionosfera e atingirem o mesmo ponto na superfície, causando a focalização de horizonte; e, assumindo uma Terra e ionosfera suficientemente esféricos, pode ser demonstrado que haveria uma concentração de raios no ponto antipodal à localização da antena transmissora, caracterizando a focalização antipodal ([MERCER, 1993](#)).

Figura 18 – Variação ocasionada pela focalização de distância de salto na intensidade do sinal recebido em função da distância da antena transmissora.



Fonte: [Bremmer \(1949 apud DAVIES, 1990\)](#).

A ionosfera, como meio gasoso ionizado, ocasiona a atenuação das ondas de rádio que passam por ela. Quando estas excitam as partículas com carga no meio, a transferência de energia não é perfeita, e parte dela é absorvida. Foi discutida na [seção 2.3](#) o campo elétrico sofrendo atenuação do meio; chegando à equação (2.72):

$$\alpha = \frac{60\pi\sigma}{\sqrt{\epsilon_r}}. \quad (2.72 \text{ revisitada})$$

Manipulando ela com a equação (2.62), chegamos a

$$\alpha = \frac{60\pi e^2 N\nu}{\sqrt{\epsilon_r} m [(2\pi f)^2 + \nu^2]}, \quad (3.7)$$

em que, como definido anteriormente, e e m são a carga e a massa de um elétron, e ν é a frequência de colisão. A partir de (2.72), podemos definir duas categorias diferentes de absorção de energia na ionosfera: a não desviante, que acontece na região D da ionosfera, na qual $\sqrt{\epsilon_r}$ é próximo da unidade mas $N\nu$ é grande; e a desviante, que acontece nas regiões em que há grande modificação do caminho percorrido pela onda, para o qual $\sqrt{\epsilon_r}$ tende a zero (DAVIES, 1990). A atenuação causada pela absorção na ionosfera pode ser dada pela integração de α ao longo do percurso que o raio do sinal percorre.

O desvanecimento do sinal na propagação ocorre devido às irregularidades e rápidas variações das condições atmosféricas, se manifestando em mudanças na absorção ionosférica e na reflexão do sinal. O desvanecimento do sinal pode ter duração entre minutos e meses, e causar um efeito no sinal de entre 1 e 40 dB. Categorias diferentes de desvanecimento incluem a de absorção, devido a mudanças drásticas na absorção do sinal na região D ; a de salto, que afeta o sinal na entrada na ionosfera, decorrente de mudanças de densidade eletrônica; a de polarização, em que a polarização da onda transmitida é afetada pela interação entre a ordinária e a extraordinária; e a de interferência, de maior importância, causadas por irregularidades na composição da ionosfera, como regiões ricas em elétrons e ondas acústicas de gravidade (DAVIES, 1990).

4 Predição Tradicional de Propagação Ionosférica

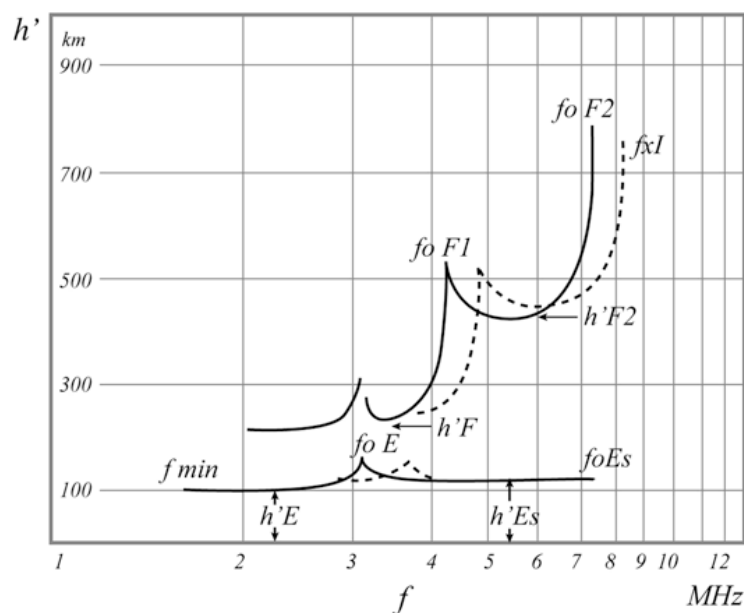
No capítulo [Capítulo 3](#), verificamos os fatores da interação solar com a Terra que afetam o estado da ionosfera e, portanto, também as transmissões de rádio que são refletidas na camada. Também investigamos a atenuação sofrida por um sinal propagado na ionosfera de acordo com a sua situação.

Neste capítulo, serão abordados os parâmetros a serem obtidos para estimativa do alcance de uma transmissão, métodos de mapeamento dos parâmetros de acordo com a hora do dia e época do ano e recursos e programas existentes de uso de tais mapas para estimativa de área de cobertura de transmissões de rádio para determinada época.

4.1 Parâmetros Importantes e Modelo Básico de Transmissão

Na [seção 2.4](#), apresentamos o ionograma, medida da altura virtual h' atingida por uma transmissão na direção vertical em função da frequência f de tal transmissão, a partir do qual se estabelece o perfil de densidade eletrônica $N(h)$. Um ionograma normal é composto por várias curvas distintas que se ligam nas pontas, indicando que a camada da ionosfera na qual a transmissão vertical é refletida depende de sua frequência.

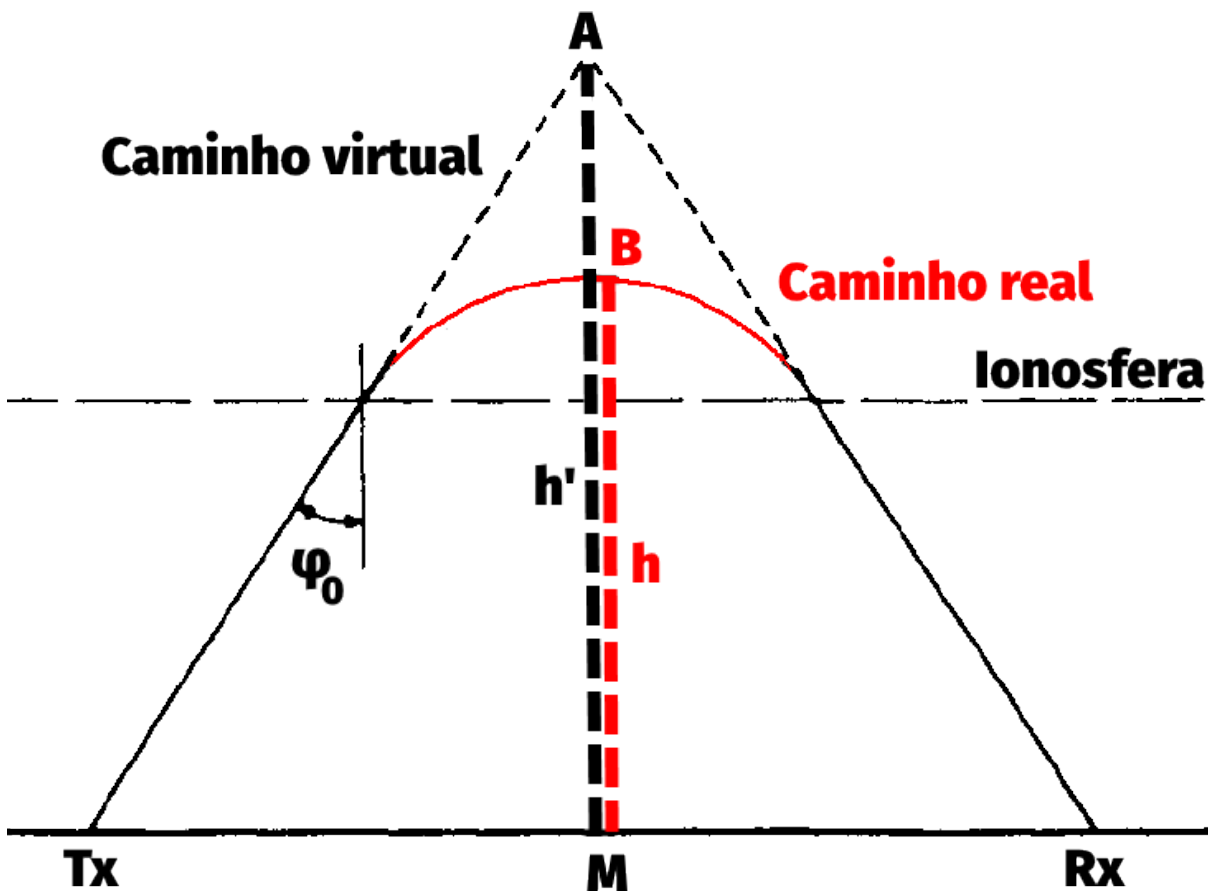
Figura 19 – Frequências críticas e alturas virtuais observadas em ionograma.



Fonte: [Zolesi e Cander \(2014\)](#).

Definimos a frequência crítica f_0F_2 da camada F_2 como a maior frequência de uma transmissão vertical que é refletida por ela; a mesma definição vale de forma análoga para f_0F_1 e f_0E . Também definimos a altura virtual mínima $h'F_2$ da camada F_2 como a menor altura virtual percorrida por uma transmissão e refletida na camada; definição equivalente é válida para $h'F$ e $h'E$. Na [Figura 19](#), vemos como verificar estas grandezas em um ionograma.

Figura 20 – Modelo simplificado de caminho de transmissão de rádio na ionosfera, com curvatura da Terra e da ionosfera desconsideradas.



Fonte: Adaptada de [Davies \(1990\)](#).

Supomos uma transmissão não mais vertical, como a realizada por uma ionossonda para a produção de um ionograma, mas sim uma com incidência oblíqua na ionosfera, como a vista na [Figura 9](#). Se admitimos que a ionosfera é suficiente homogênea na região, o caminho da transmissão pode ser modelado como mostrado na [Figura 20](#), com T o ponto de transmissão, R o de recepção e B o de máxima altura do caminho, na sua exata metade.

Definimos a frequência de plasma

$$f_N = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{Ne^2}{\epsilon_0 m}} \quad (4.1)$$

como a frequência natural de oscilação de um meio plasmático contendo cargas elétricas opostas que se anulam (DOLUKHANOV, 1971), como pode ser definida a ionosfera. Revisitamos a equação (2.65); manipulando ela, obtemos que a permissividade relativa ϵ_r pode ser dada por

$$\epsilon_r = 1 - \frac{f_N}{f}, \quad (4.2)$$

em que f é a frequência da onda transmitida. Sendo assim, o índice de refração também é dado por

$$n = \sqrt{\epsilon_r} \quad (4.3)$$

$$= \sqrt{1 - \frac{f_N}{f}}. \quad (4.4)$$

Seguimos a derivação de Han (1970). Consideramos a ionosfera dividida em camadas de diferentes índices de refração, como na Figura 9. Revisitamos a equação (2.79)

$$1 \sin \phi_0 = n_1 \sin \phi_1 = \dots = n_k \sin \phi_k. \quad (2.79 \text{ revisitada})$$

O ângulo ϕ_0 é o de entrada da onda na ionosfera. Como exposto anteriormente, na última camada o índice de refração é tal que $\sin \phi_0 = n_k$. Portanto, na camada em que ocorre a reflexão da onda, a frequência de plasma f_N é tal que

$$\sin \phi_0 = \sqrt{1 - \frac{f_N^2}{f^2}}. \quad (4.5)$$

Esta equação pode ser manipulada, resultando em

$$f = f_N \sec \phi_0. \quad (4.6)$$

Consideramos uma transmissão vertical de frequência f_v que percorre o caminho da linha tracejada vermelha na Figura 20: $\phi_0 = 0$ e, portanto, $\sec \phi_0 = 1$. Assim, f_v é equivalente à frequência de plasma f_N na camada em que a transmissão é refletida, de altura real h . Admitindo uma ionosfera homogênea, uma transmissão oblíqua de frequência f incidente a um ângulo ϕ_0 na ionosfera será refletida na mesma altura real h de uma transmissão vertical de frequência f_v se

$$f = f_v \sec \phi_0. \quad (4.7)$$

Este resultado é a lei da secante.

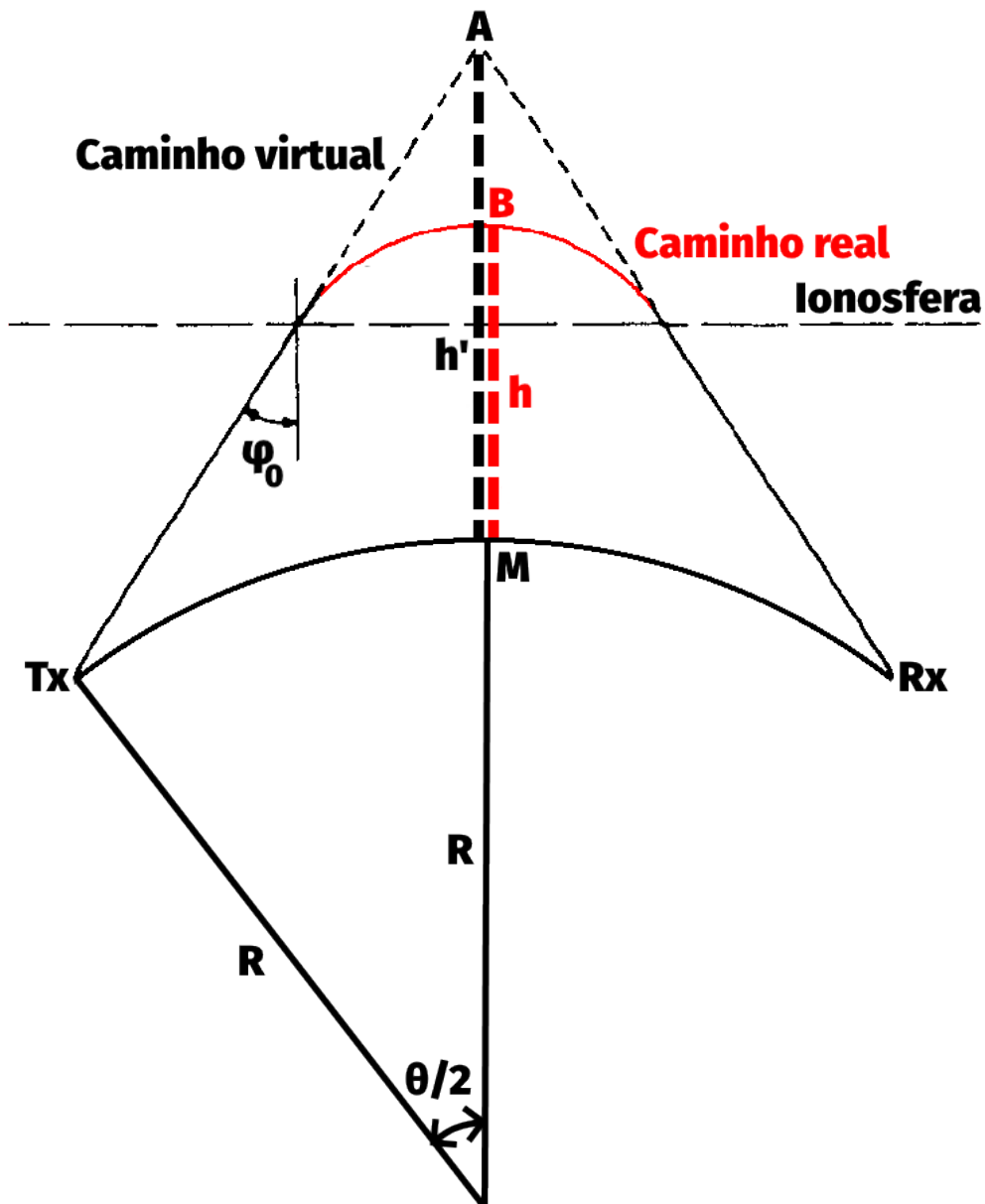
Breit e Tuve (1926) demonstram que, para uma transmissão oblíqua como a de Figura 20, o caminho real *TBR* percorrido na ionosfera é equivalente em tempo ao caminho *TAR* virtual percorrido no vácuo. Martyn (1935) demonstra que para uma transmissão oblíqua de frequência f e uma vertical de frequência f_v que obedecem à lei da secante, a altura virtual h' da transmissão de incidência oblíqua é equivalente à altura virtual da transmissão vertical, grandeza esta que é medida por ionossondas.

Sabemos que existem frequências críticas para cada camada. Se acima de f_0F_2 nenhuma transmissão vertical é refletida pela ionosfera, então definimos

$$MUF = f_0F_2 \cdot \sec \phi_0 \quad (4.8)$$

como a máxima frequência utilizável (*maximum usable frequency*, MUF): a maior frequência de uma transmissão incidente em um ângulo ϕ_0 na ionosfera capaz de ser refletida por ela.

Figura 21 – Modelo simplificado de caminho de transmissão de rádio na ionosfera, com curvatura da ionosfera desconsiderada.



Fonte: Adaptada de [Davies \(1990\)](#).

Normalmente queremos expressar a MUF em função da distância D do alcance da transmissão, um valor que afeta ϕ_0 . Se seguirmos com o mesmo modelo da [Figura 20](#),

obtemos que

$$\phi_0 = \tan^{-1} \left(\frac{D/2}{h'} \right). \quad (4.9)$$

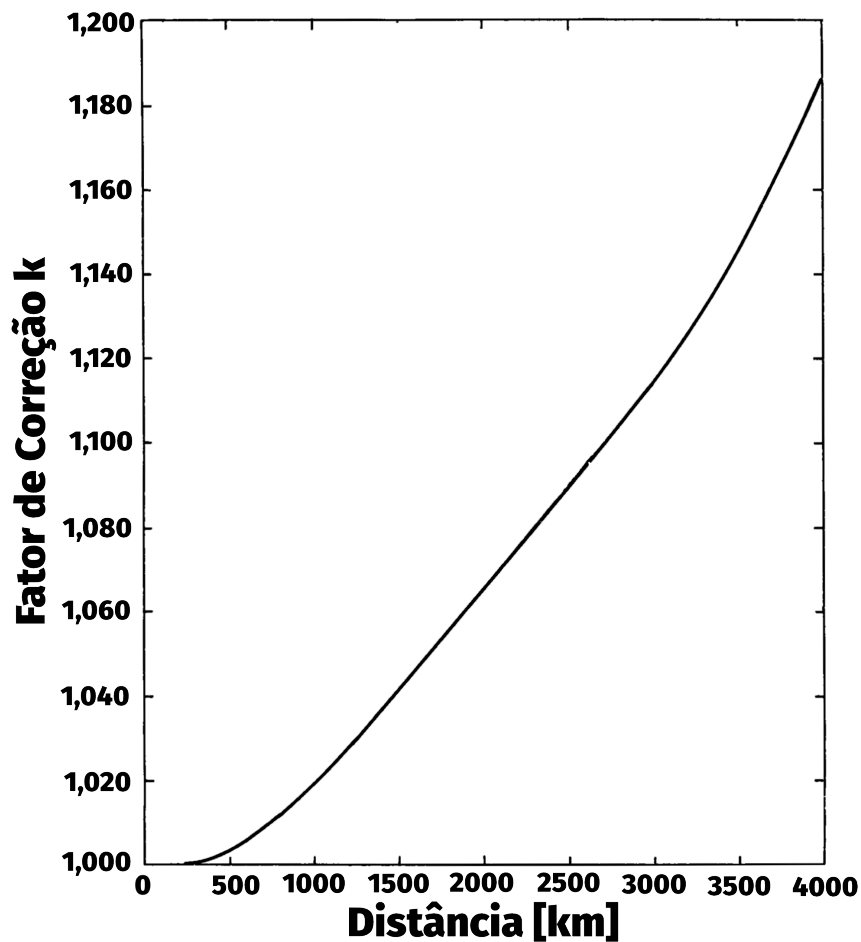
Partimos para o da [Figura 21](#). Seguimos considerando a ionosfera homogênea e assumindo, portanto, um modelo de transmissão em que a curva percorrida da transmissão à recepção é simétrica. No entanto, consideramos a curvatura da Terra — mas não da ionosfera — tal que o ângulo circunscrito entre o ponto de transmissão e o de recepção é θ . Com o raio da Terra R , é possível deduzir ([ZOLESI; CANDER, 2014](#)) que

$$\phi_0 = \tan^{-1} \frac{\sin \frac{D}{2R}}{1 + \frac{h'}{R} - \cos \frac{D}{2R}}. \quad (4.10)$$

Ao considerar a curvatura da ionosfera, é necessário adicionar um fator de correção k a (4.8), cujos valores em função da distância D são mostrados na [Figura 22](#), resultando em

$$MUF = k \cdot f_0 F_2 \cdot \sec \phi_0. \quad (4.11)$$

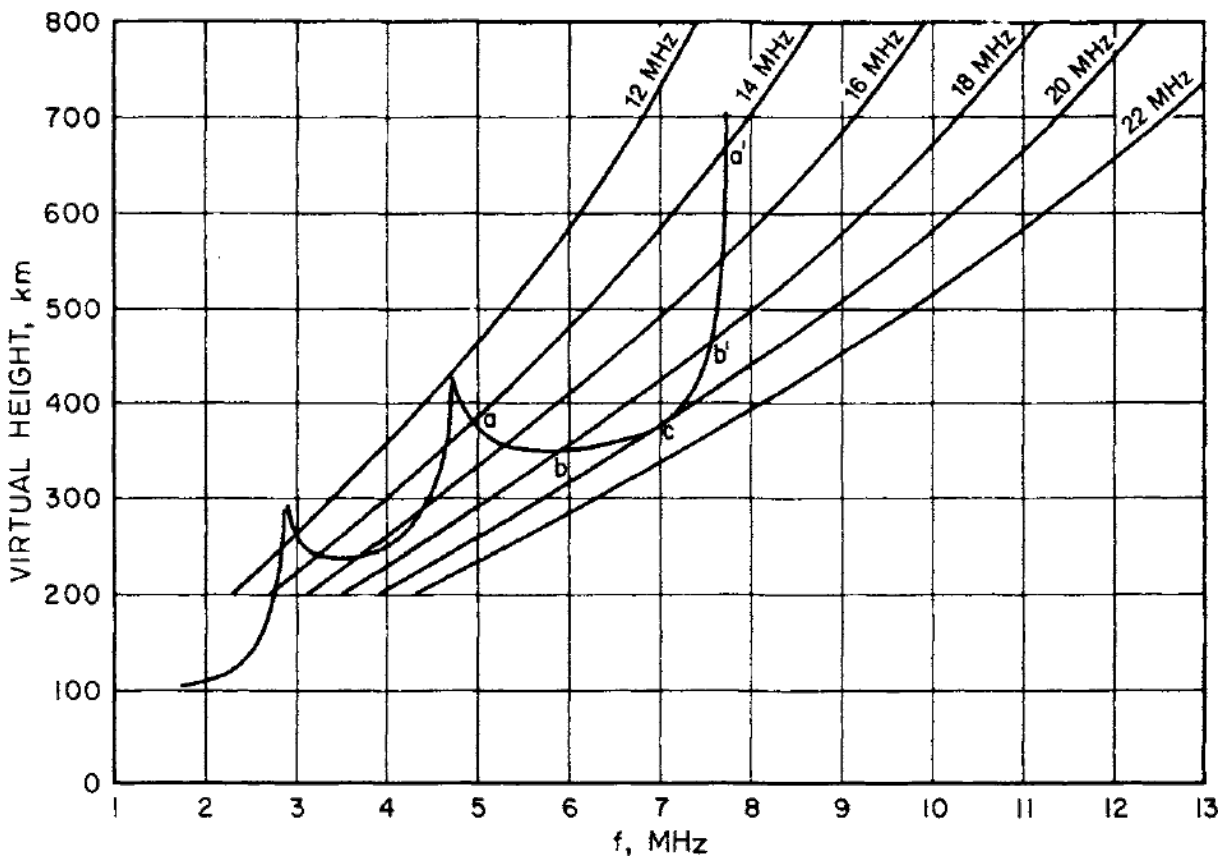
Figura 22 – Valores do fator k em função da distância D .



Fonte: Adaptada de [Davies \(1990\)](#).

No modelo de uma ionosfera homogênea ao longo de um caminho de transmissão, é possível obter graficamente a MUF de um enlace de rádio a partir do ionograma do caminho correspondente. Usando a lei da secante modificada em (4.11), tendo um valor de D desejado para cálculo de ϕ_0 , se produz uma família de curvas, como na Figura 23, com o valor de MUF variando em intervalos regulares entre cada curva, de altura virtual em função da frequência. Pontos em que as curvas tocam as medições do ionograma são pontos em que é válida a lei da secante; para determinado valor de MUF , sua curva correspondente tangencia a medição do ionograma em um único ponto, sendo este o valor certo da MUF .

Figura 23 – Família de curvas de transmissão para determinada distância D superimpostas a um ionograma.



Fonte: Davies (1990).

Definimos o fator $M(D)$ em função da $MUF(D)$ e da frequência crítica f_0F_2 da camada F_2 como

$$M(D) = \frac{MUF(D)}{f_0F_2}. \quad (4.12)$$

Também definimos como mínima frequência utilizável (*lowest usable frequency*, LUF) como a frequência mais baixa com a qual é possível estabelecer uma comunicação entre um ponto de transmissão e um de recepção. A LUF, ao contrário da MUF, não pode ser

calculada somente de dados coletados por ionossondas, mas sim necessita do conhecimento do equipamento usado na transmissão e recepção, pois depende da atenuação ocorrente no caminho (ZOLESI; CANDER, 2014).

4.2 Previsão Mapeada dos Parâmetros

Com o conhecimento das grandezas expostas no [seção 4.1](#), em especial a f_0F_2 e a $M(3000)$, é possível determinar as frequências ótimas para longo alcance de uma transmissão de rádio. A partir dos dados coletados por ionossondas em estações distribuídas ao redor do globo, como as da [Figura 10](#), podemos realizar a previsão dos valores de tais grandezas para qualquer determinado lugar do planeta.

Jones e Gallet (1962) foram pioneiros na proposição de método de análise numérica de dados de ionossondas, sem necessidade de conhecimento empírico, para obtenção de mapas globais de estimativa de grandezas ionosféricas, incluindo mas não se restringindo a f_0F_2 e $M(3000)$, levando em conta as variações de hora do dia, mês do ano e momento no ciclo solar. Este método foi utilizado na criação de padrões de mapas globais de $MUF(0)$ e $MUF(4000)$ para números de Wolf no fim do ano $R_{12} = 0$ e $R_{12} = 100$ (CCIR, 1991).

O algoritmo básico de mapeamento de características de Jones e Gallet (1962), usado pelo Relatório 340 da CCIR — publicado inicialmente em 1966, atualizado até sua sexta versão em 1991 e eventualmente substituído pela Recomendação P.1239 da UIT-R — usa uma fórmula

$$\Omega(\lambda, \phi, T) = a_0(\lambda, \phi) + \sum_{j=1}^H [a_j(\lambda, \phi) \cos jT + b_j(\lambda, \phi) \sin jT] \quad (4.13)$$

em formato de série de Fourier, em função da latitude λ , da longitude ϕ e do horário do T que representa o horário do dia (-180° sendo equivalente a 0h, -165° a 1h, -150° a 2h e assim por diante até 180° a 24h), com H sendo o número de harmônicos desejado para representação da variação diurna. Os coeficientes a_j e b_j são dados por

$$a_j(\lambda, \phi) = \sum_{k=0}^K U_{2j,k} G_k(\lambda, \phi) \quad (4.14)$$

$$b_j(\lambda, \phi) = \sum_{k=0}^K U_{2j-1,k} G_k(\lambda, \phi) \quad (4.15)$$

em que as funções de coordenadas geográficas $G_k(\lambda, \phi)$ são especificadas pelo conjunto de valores $k \in \{k_1, k_2, \dots, k_i, \dots, k_m = K\}$, em que i representa a ordem em longitude. $G_k(\lambda, \phi)$ é dado por

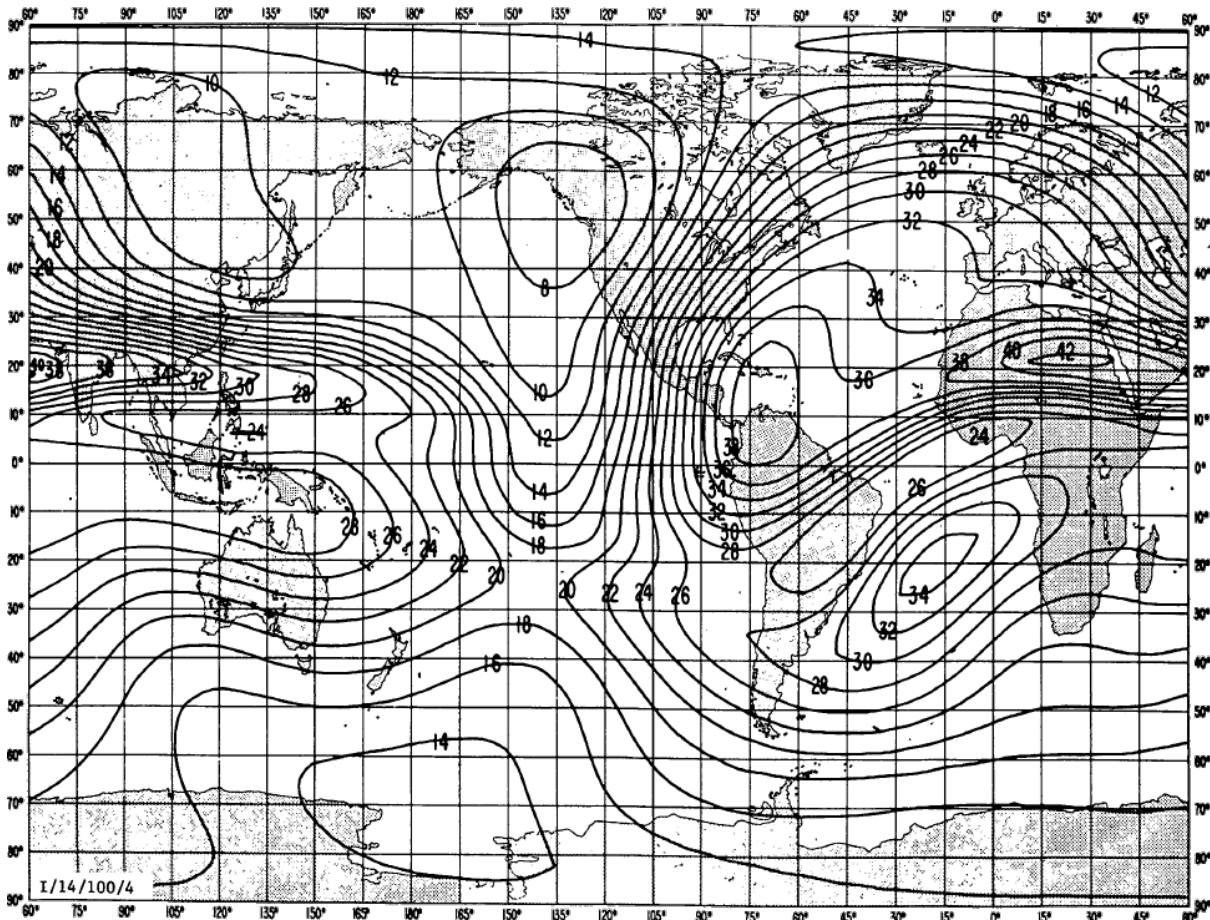
$$G_k(\lambda, \phi) = \sin^{q_i} I' \cos^i \lambda \sin i \cdot \phi, \quad (4.16)$$

com $I' = \tan^{-1}(I/\sqrt{\cos \lambda})$ designando uma inclinação magnética modificada e q_i obedece a

$$q_i = \begin{cases} k_0, & \text{se } i = 0 \\ \frac{k_i + k_{i-1} - 2}{2}, & \text{se } i \in \{1, \dots, m\} \end{cases} \quad (4.17)$$

A função $U_{s,k}$ representa os valores de amostra da grandeza com valor a ser predito. A Figura 24 mostra um exemplo de mapa de $MUF(4000)$ elaborado pela CCIR e incluído no Relatório 340.

Figura 24 – Valores de $MUF(4000)$ para o mês de janeiro, com número de Wolf para o fim de ano $R_{12} = 100$, estimados para todo o globo às 14h UTC pelo Relatório 340 da CCIR.



Fonte: CCIR (1991).

O modelo de Jones e Gallet (1962) pode apresentar estimativas pouco precisas ou irrealísticas em localidades distantes de ionossondas. Para atenuar este problema, foram acrescentadas estações virtuais: o reuso de dados de uma estação, atribuídos a outra localidade de latitude compatível (ZOLESI; CANDER, 2014).

Rush et al. (1983) adiciona a sua contribuição ao método de Jones e Gallet (1962), empregando uma modelagem da densidade eletrônica em função da taxa de ionização, da

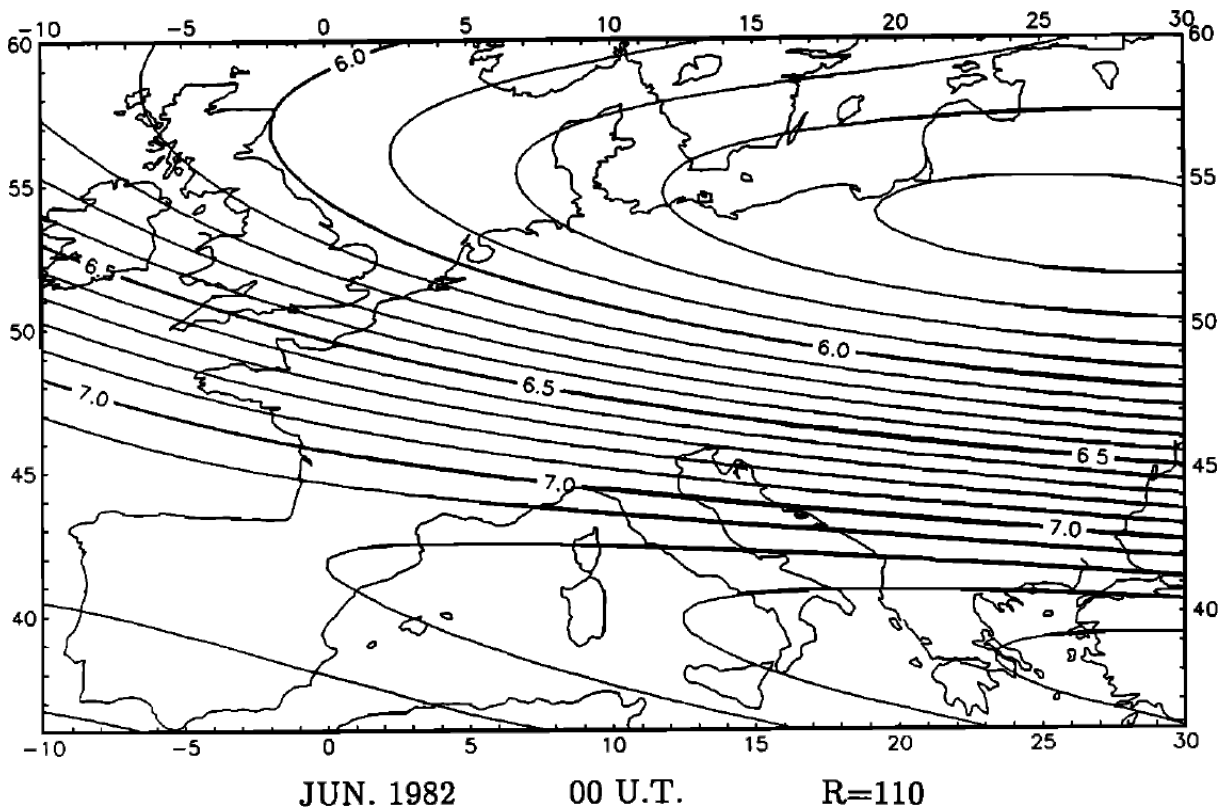
taxa de recombinação e da velocidade de transporte para a resolução de f_0F_2 por meio da relação

$$\max N(h) [\text{cm}^{-3}] = 12400 \cdot (f_0F_2 [\text{MHz}])^2 \quad (4.18)$$

de forma a substituir o reuso de dados de ionossondas para localidades sem estações.

O método de [Jones e Gallet \(1962\)](#) melhorado por [Rush et al. \(1983\)](#) exposto anteriormente é dependente de grande volume de dados e, como se nota, é vulnerável em regiões em que há pouca disponibilidade de dados. Outros métodos de previsão de grandezas ionosféricas existem com aplicação limitada a regiões menores, podendo assim possuir maior precisão dentro delas mesmo com mecanismos menos complexos. Um exemplo de tais métodos é o Simplified Ionospheric Regional Model (SIRM), elaborado por [Zolesi, Cander e Franceschi \(1993\)](#) para predição de características ionosféricas na Europa, usando como dados oito estações ionosféricas no instaladas no continente; mapa elaborado pelo método é mostrado na [Figura 25](#). Outros métodos são dedicados à produção de mapas somente para determinado momento no tempo, combinando os dados históricos de métodos mencionados anteriormente com medições em tempo real ([ZOLES; CANDER, 2014](#)).

Figura 25 – Mapa elaborado pelo Simplified Ionospheric Regional Model (SIRM), serviço de estimativa de f_0F_2 e $M(3000)F_2$ na Europa, para o mês de junho de 1982 às 0h UTC.



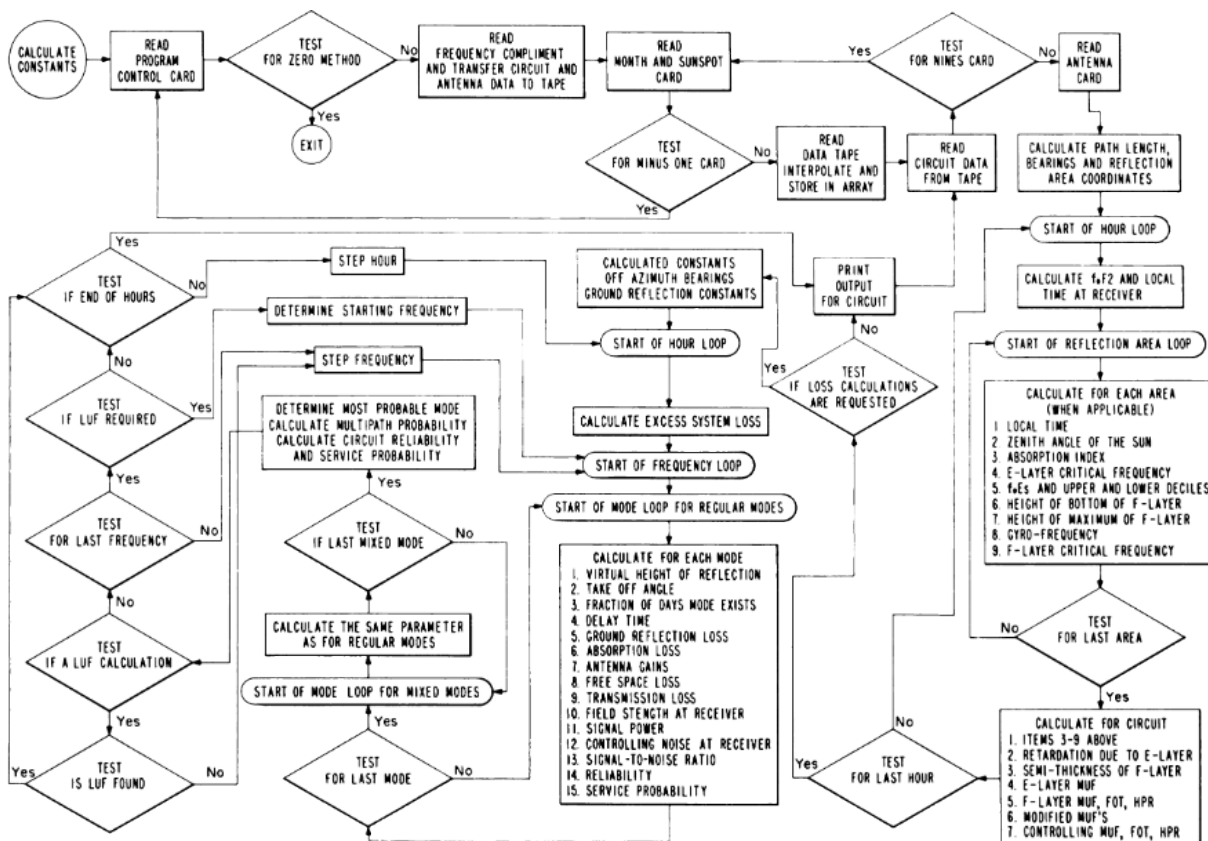
Fonte: [Zolesi, Cander e Franceschi \(1993\)](#).

4.3 Recursos para Estimativa de Enlace de Rádio e Área de Cobertura

Barghausen et al. (1969) apresentam um método para predição em longo prazo com variação por hora, dia, mês e ano para determinado enlace de rádio que Rush (1986) credita como o primeiro do seu tipo a ser utilizado mundialmente.

Com uma entrada especificando o período de transmissão e ciclo solar, as frequências passíveis de uso, posição, equipamento e antenas de transmissão e recepção, o programa é capaz de calcular possibilidades diferentes de estabelecimento de enlace de rádio, verificando a possibilidade e otimização de seu estabelecimento entre as duas localidades especificadas. Fluxograma explicativo do funcionamento do programa é exposto na Figura 26.

Figura 26 – Fluxograma expondo o funcionamento básico do programa de Barghausen et al. (1969).

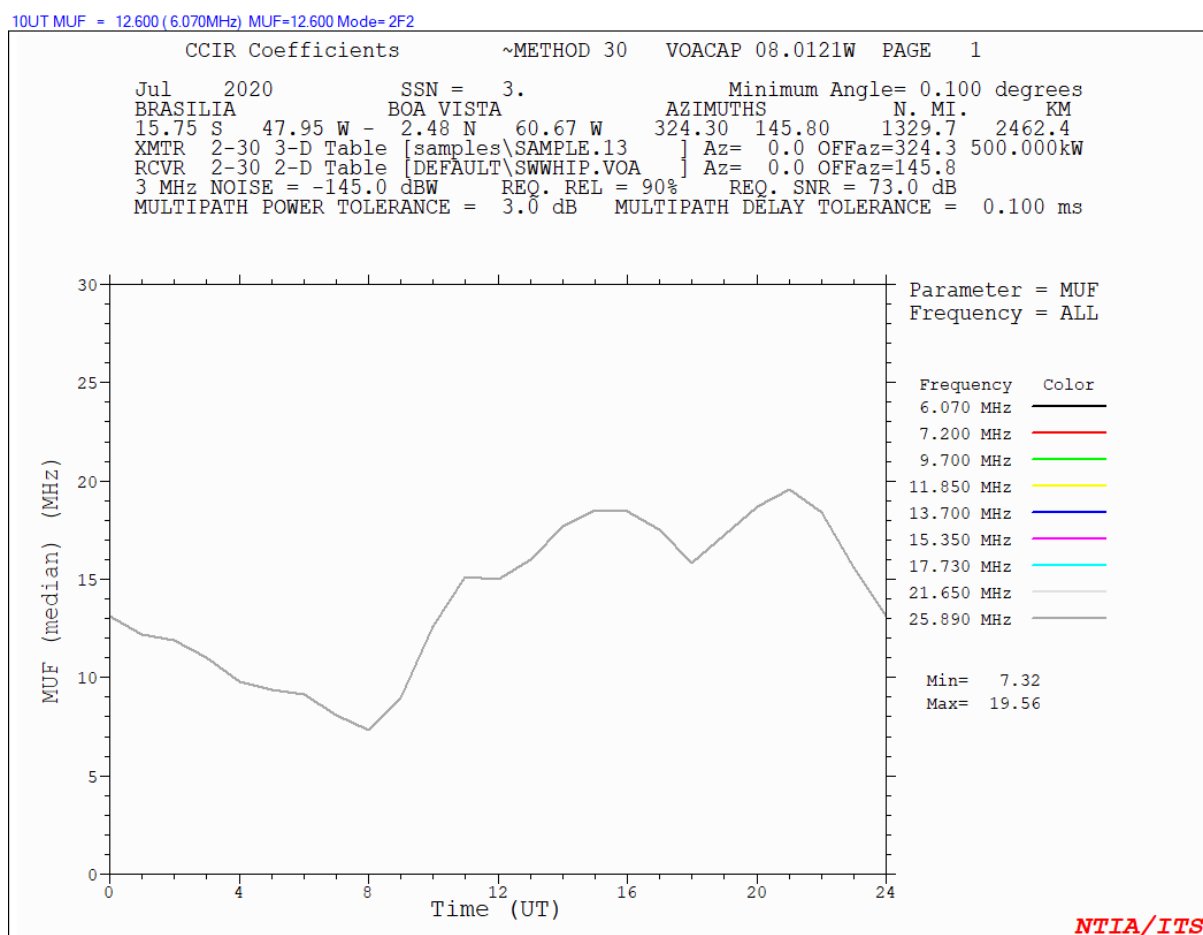


Fonte: Barghausen et al. (1969).

Teters et al. (1983) posteriormente introduzem o Ionospheric Communications Analysis and Prediction Program (IONCAP), que suplanta o programa de Barghausen et al. (1969). O IONCAP serve de base para o Ionospheric Communications Enhanced Profile Analysis & Circuit (ICECAP) e o Voice of America Coverage Analysis Program (VOACAP), que ainda são costumeiramente usados para conhecimento de condições para

estabelecimento de enlaces de rádio (ZOLESI; CANDER, 2014). Exemplo de uso do VOACAP para análise de circuito é mostrado na Figura 27.

Figura 27 – Predição do VOACAP para MUF em enlace de rádio entre Brasília, Distrito Federal, e Boa Vista, Roraima, no mês de julho de 2020.



Fonte: Produzida pelo autor.

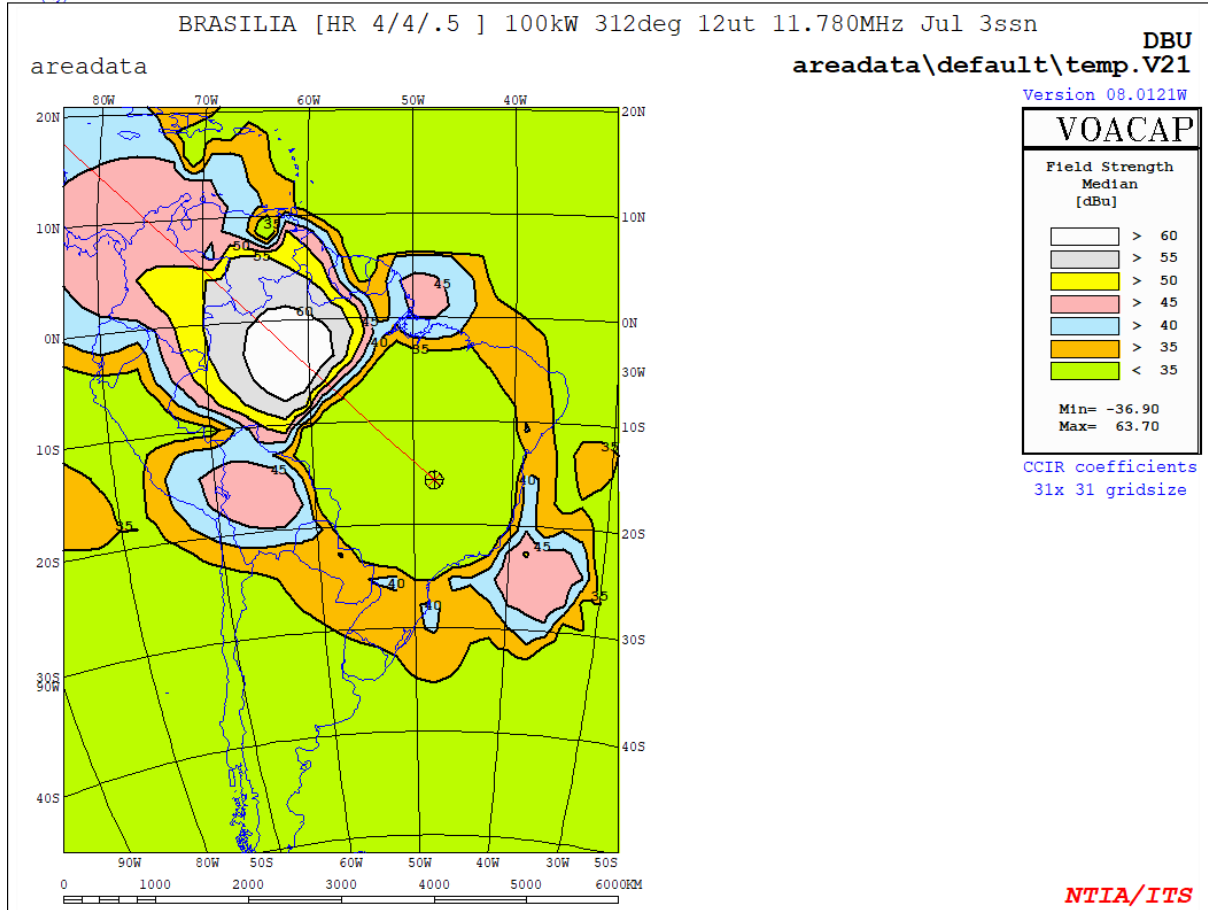
Outras ferramentas de aplicação semelhante para cálculo de operação de enlace determinado incluem a Advanced Stand Alone Prediction System (ASAPS), oferecido pelo Serviço de Predição Ionosférica (*Ionospheric Prediction Service*, IPS), órgão governamental australiano, o Fernmeldetechnischen Zentralamt (FTZ) produzido na Alemanha e o método oferecido pela France Telecom (ZOLESI; CANDER, 2014).

É de interesse para estações de rádio que desejam cobrir uma larga área calcular não só o sucesso de um enlace entre dois pontos determinados, mas sim a área de possibilidade de cobertura. Esta análise é feita referente não só à atenuação sofrida no percurso, mas também pela frequência usada.

O VOAAREA, ferramenta que acompanha o VOACAP, é uma de várias opções para a realização de tal análise. Exemplo de uso da ferramenta para simulação de alcance de transmissão é mostrado na Figura 28.

Figura 28 – Predição do VOAAREA para força do sinal em dBu em transmissão de rádio partindo de Brasília, Distrito Federal, usando potência de 100 kW com matriz de antenas dipolo 4/4/0.5 com azimute 312° no mês de julho de 2020.

[Pick \(x,y\) location for readout](#)



Fonte: Produzida pelo autor.

5 Ray-tracing

A previsão de alcance de enlaces de rádio que atravessam de forma transversal a região do equador deve ser realizada por um método mais rigoroso, conhecido como traçado de raios (*ray-tracing*). Neste método, as ondas eletromagnéticas envolvidas são modeladas como raios (*rays*), pacotes de energia concentrada que percorrem um meio isotrópico em linha reta e realizam a refração ou reflexão ao atingirem a fronteira com outro meio. A partir de uma modelagem adequada da ionosfera, é possível calcular a trajetória dos raios provenientes da transmissão ao longo dela e, com isso, é possível compreender o seu curso e prever as condições de sua recepção.

5.1 Entendendo a Onda Eletromagnética como um Raio

Sejam considerados campos elétrico e magnético tais que

$$\vec{\mathbf{E}}(\vec{\mathbf{r}}, t) = \vec{\mathbf{E}}_m(\vec{\mathbf{r}}) \exp\{j2\pi ft\} \quad (5.1)$$

$$\vec{\mathbf{H}}(\vec{\mathbf{r}}, t) = \vec{\mathbf{H}}_m(\vec{\mathbf{r}}) \exp\{j2\pi ft\}, \quad (5.2)$$

em que $\vec{\mathbf{E}}_m$ e $\vec{\mathbf{H}}_m$ são termos que indicam a intensidade e direção dos seus respectivos campos de acordo com a posição $\vec{\mathbf{r}}$.

Seguimos a derivação de [Born e Wolf \(1999\)](#). Damos uma forma geral aos vetores $\vec{\mathbf{E}}_m$ e $\vec{\mathbf{H}}_m$

$$\vec{\mathbf{E}}_m(\vec{\mathbf{r}}) = \vec{\mathbf{e}}(\vec{\mathbf{r}}) \exp\left\{j \left(\frac{2\pi f}{c}\right) S(\vec{\mathbf{r}})\right\} \quad (5.3)$$

$$\vec{\mathbf{H}}_m(\vec{\mathbf{r}}) = \vec{\mathbf{e}}(\vec{\mathbf{r}}) \exp\left\{j \left(\frac{2\pi f}{c}\right) S(\vec{\mathbf{r}})\right\}, \quad (5.4)$$

em que $S(\vec{\mathbf{r}})$ denota uma função geral dependente da posição $\vec{\mathbf{r}}$. Consideramos as equações de Maxwell

$$\nabla \cdot \vec{\mathbf{E}} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (5.5)$$

$$\nabla \cdot \vec{\mathbf{B}} = 0 \quad (5.6)$$

$$\nabla \times \vec{\mathbf{E}} = -\frac{\partial \vec{\mathbf{B}}}{\partial t} \quad (5.7)$$

$$\nabla \times \vec{\mathbf{B}} = \mu_0 \left(\vec{\mathbf{J}} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{\mathbf{E}}}{\partial t} \right), \quad (5.8)$$

em que ϵ_0 e μ_0 são, respectivamente, a permissividade e a permeabilidade do vácuo, como definidos anteriormente, ρ é a densidade de carga total e $\vec{\mathbf{B}}$ é a intensidade de

fluxo magnético, que em um meio diamagnético ou paramagnético se relaciona com a intensidade de campo magnético por meio de $\vec{\mathbf{B}} = \mu\vec{\mathbf{H}}$, com μ sendo a permeabilidade do meio. Na situação de um meio sem correntes ($\vec{\mathbf{J}} = 0$) e sem cargas ($\rho = 0$), as equações de Maxwell para os campos considerados $\vec{\mathbf{E}}$ e $\vec{\mathbf{H}}$ podem ser dados em função de $\vec{\mathbf{E}}_m$ e $\vec{\mathbf{H}}_m$ e se simplificam em

$$\nabla \cdot \vec{\mathbf{E}}_m = 0 \quad (5.9)$$

$$\nabla \cdot \vec{\mathbf{H}}_m = 0 \quad (5.10)$$

$$\nabla \times \vec{\mathbf{E}}_m = -j \left(\frac{2\pi f}{c} \right) \mu \vec{\mathbf{H}}_m \quad (5.11)$$

$$\nabla \times \vec{\mathbf{H}}_m = -j \left(\frac{2\pi f}{c} \right) \epsilon \vec{\mathbf{E}}_m. \quad (5.12)$$

Desenvolvendo tais equações em função da forma geral de $\vec{\mathbf{E}}_m$ e $\vec{\mathbf{H}}_m$ em (5.3) e (5.4), chegamos em

$$\nabla S \times \vec{\mathbf{h}} = - \left[j \left(\frac{2\pi f}{c} \right) \right]^{-1} \nabla \times \vec{\mathbf{h}} - \epsilon \vec{\mathbf{e}} \quad (5.13)$$

$$\nabla S \times \vec{\mathbf{e}} = - \left[j \left(\frac{2\pi f}{c} \right) \right]^{-1} \nabla \times \vec{\mathbf{e}} + \mu \vec{\mathbf{h}} \quad (5.14)$$

$$\vec{\mathbf{e}} \cdot \nabla S = - \left[j \left(\frac{2\pi f}{c} \right) \right]^{-1} (\vec{\mathbf{e}} \cdot \nabla \ln \epsilon + \nabla \cdot \vec{\mathbf{e}}) \quad (5.15)$$

$$\vec{\mathbf{h}} \cdot \nabla S = - \left[j \left(\frac{2\pi f}{c} \right) \right]^{-1} (\vec{\mathbf{h}} \cdot \nabla \ln \mu + \nabla \cdot \vec{\mathbf{h}}). \quad (5.16)$$

Na situação em que a frequência f é suficientemente alta, tais equações se reduzem a

$$\nabla S \times \vec{\mathbf{h}} = -\epsilon \vec{\mathbf{e}} \quad (5.17)$$

$$\nabla S \times \vec{\mathbf{e}} = \mu \vec{\mathbf{h}} \quad (5.18)$$

$$\vec{\mathbf{e}} \cdot \nabla S = 0 \quad (5.19)$$

$$\vec{\mathbf{h}} \cdot \nabla S = 0. \quad (5.20)$$

As equações podem ser manipuladas para gerar

$$(\nabla S)^2 = \epsilon \mu, \quad (5.21)$$

que é conhecida como a equação do eikonal; o termo S é chamado de eikonal. Uma frente geométrica de onda é uma superfície em que $S(\vec{\mathbf{r}}) = \text{cte.}$. Denotamos $\mathcal{N}(\vec{\mathbf{r}}) = \sqrt{\epsilon \mu}$, observando que os valores de ϵ e μ variam com a posição $\vec{\mathbf{r}}$. Notamos a relação de \mathcal{N} com o índice de refração $n = \sqrt{\epsilon_r}$ definido anteriormente.

Born e Wolf (1999) demonstra que os vetores de Poynting estão sempre perpendiculares à superfície da frente. A partir da definição da frente geométrica de onda, podemos

definir um raio como uma determinada trajetória perpendicular à superfície da frente, coincidente com um vetor de Poynting. Denotando s como o comprimento de tal raio, como mostrado na [Figura 29](#),

$$\mathcal{N} \frac{d\vec{r}}{ds} = \nabla S. \quad (5.22)$$

A variação de eikonal dS em função da variação do elemento do raio ds vista na [Figura 29](#) pode ser compreendida como

$$\frac{dS}{ds} = \frac{d\vec{r}}{ds} \cdot \nabla S \quad (5.23)$$

$$= \frac{1}{\mathcal{N}} \nabla S \cdot \nabla S \quad (5.24)$$

$$= \frac{1}{\mathcal{N}} (\nabla S)^2 \quad (5.25)$$

$$= \mathcal{N}. \quad (5.26)$$

Ao manipular a equação (5.22), realizando a derivação em função de s dos dois lados, fazendo uso de identidades de cálculo vetorial (para escalar ξ e vetor \vec{X} , é válido que $\nabla(\xi\vec{X}) = (\nabla\xi)^T\vec{X} + \xi\nabla\vec{X}$ e que $\nabla(\xi^2) = 2\xi\nabla\xi$ ([KELLY, 2020](#))) e reintroduzindo a equação (5.21), a (5.23) e a própria (5.22), [Born e Wolf \(1999\)](#) deduzem que

$$\frac{d}{ds} \left(\mathcal{N} \frac{d\vec{r}}{ds} \right) = \frac{d}{ds} (\nabla S) \quad (5.27)$$

$$= \frac{d\vec{r}}{ds} \cdot \nabla (\nabla S) \quad (5.28)$$

$$= \frac{1}{\mathcal{N}} \nabla S \cdot \nabla (\nabla S) \quad (5.29)$$

$$= \frac{1}{2\mathcal{N}} \nabla [(\nabla S)^2] \quad (5.30)$$

$$= \frac{1}{2\mathcal{N}} \nabla (\mathcal{N}^2) \quad (5.31)$$

$$= \nabla \mathcal{N}. \quad (5.32)$$

Esta é conhecida como a equação diferencial do raio em forma vetorial.

Em um meio homogêneo, em que ϵ e μ não variam no espaço, $\nabla \mathcal{N} = 0$ e, portanto,

$$0 = \frac{d}{ds} \left(\mathcal{N} \frac{d\vec{r}}{ds} \right) \quad (5.33)$$

$$0 = \mathcal{N} \frac{d^2\vec{r}}{ds^2} \quad (5.34)$$

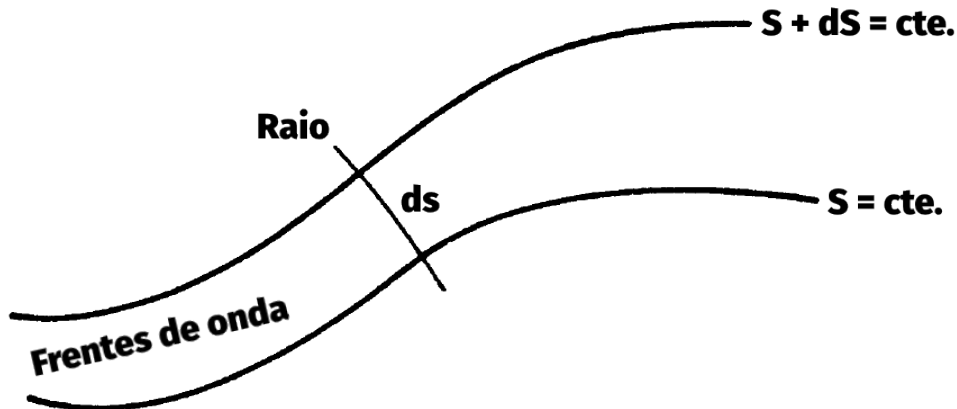
$$\frac{0}{\mathcal{N}} = \frac{d^2\vec{r}}{ds^2} \quad (5.35)$$

$$0 = \frac{d^2\vec{r}}{ds^2}, \quad (5.36)$$

$$(5.37)$$

onde $\vec{r} = s\vec{a} + \vec{b}$, para dois vetores \vec{a} e \vec{b} quaisquer, é a única solução possível. Em um meio homogêneo, portanto, o percurso do raio deve ser retilíneo.

Figura 29 – Demonstração de elemento de raio passando por duas frentes geométricas de onda de diferença do eikonal infinitesimal.



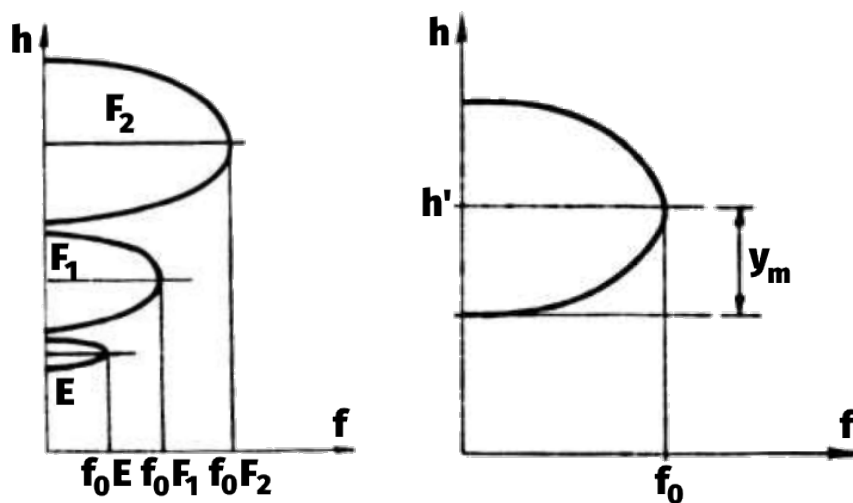
Fonte: Adaptada de Born e Wolf (1999).

5.2 Cálculo da Direção do Raio

Para os propósitos de previsão de alcance de transmissões ionosféricas de rádio em HF, Croft (1969) define três metodologias básicas de cálculo da direção de raios no *ray-tracing*, que descrevemos de forma sucinta a seguir.

A mais básica é a de camadas analíticas, método elaborado primeiramente por Kift (1960), implementado em forma de programa primeiramente por Fooks (1962) e aprimorado por Westover e Roben (1963). Na metodologia, as três camadas ionosféricas admitidas — E , F_1 e F_2 — são definidas pelas suas frequências críticas f_0 , suas respectivas alturas virtuais h' e sua semi-espessuras y_m , com a relação $h' \times f$ modelada como uma parábola como mostrado na Figura 30.

Figura 30 – Modelagem da ionosfera necessária para o método de camadas analíticas.



Fonte: Adaptada de Westover e Roben (1963).

O método, conforme implementação de [Westover e Roben \(1963\)](#), descreve o raio passando por uma das camadas ionosféricas descritas como percorrendo uma curva definida por uma função trigonométrica definida por uma função \coth^{-1} se ele é refratado e \tanh^{-1} se ele é refletido, dependente somente de f_0 , y_m , da frequência f da transmissão e do ângulo de incidência na camada.

Como a influência do campo magnético é descartada, a ionosfera requer uma modelagem simples e a curva descrita pelo raio é calculada de forma simplificada e em somente duas dimensões, o método proporciona eficiência de *ray-tracing*, mas tem sua precisão abalada pelas aproximações feitas.

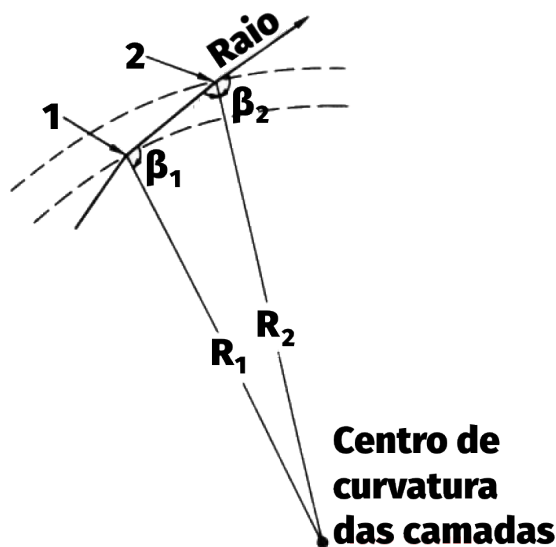
Outra metodologia mais complexa mencionada por [Croft \(1969\)](#), que será implementada no presente trabalho, é a estratificação da ionosfera em camadas pelos seus índices de refração n e o cálculo da trajetória do raio entre as camadas por meio da lei de Snell, como mostrado na [Figura 9](#). Complementando o mostrado na [seção 2.3](#), existem mais formas de considerar a lei de Snell que a fórmula exibida em (2.79).

Em específico, a variação da lei de Snell para camadas esféricas concêntricas, também conhecida como lei de Bouger, pode ser usada para maior facilidade nas computações quando se considera a curvatura da Terra no estudo de um enlace de grande distância. Ela estipula que

$$n_1 R_1 \sin \beta_1 = n_2 R_2 \sin \beta_2, \quad (5.38)$$

em que n é o índice de refração no ponto, R é a distância do ponto considerado ao centro da curvatura considerada e β é o ângulo feito entre a reta do ponto considerado ao centro da curvatura e a trajetória do raio, conforme mostrado na [Figura 31](#) ([CROFT, 1969](#)).

Figura 31 – Variáveis presentes na lei de Bouger.



O uso da lei de Snell na computação da direção do raio permite o uso de modelos mais complexos de ionosfera, sendo necessário para tal que seja conhecido ou aproximado o perfil eletrônico da ionosfera para uso de n em cada iteração do *ray-tracing*. No entanto, esta metodologia também não leva em consideração o campo magnético terrestre.

O uso das equações de Haselgrove são a terceira possível base listada por Croft (1969) para o cálculo da direção do raio. Haselgrove (1955) deduz as suas equações a partir das equações de Hamilton sobre a ótica geométrica; posteriormente, Haselgrove (1957) publica a aplicação delas no *ray-tracing* de uma aplicação específica, no meridiano magnético ligando os pólos norte e sul magnéticos da Terra; por fim, Haselgrove e Haselgrove (1960) demonstram um modo geral de uso delas no *ray-tracing*.

Para uma variável independente τ relacionada à distância percorrida pelo raio, Haselgrove e Haselgrove (1960) definem, em função do vetor $\vec{r} = r_1\hat{x} + r_2\hat{y} + r_3\hat{z}$ de posição do raio, do vetor $\vec{s} = s_1\hat{x} + s_2\hat{y} + s_3\hat{z}$ da direção da frente de onda tal que $s = \|\vec{s}\| = \sqrt{s_1^2 + s_2^2 + s_3^2} = n$ e da função $G = \frac{s}{n}$ (tal que $G \equiv 1$ mas $\frac{\partial G}{\partial r_i} \neq 0$ e $\frac{\partial G}{\partial s_i} \neq 0$), as equações diferenciais

$$\frac{\partial r_i}{\partial \tau} = \frac{\partial G}{\partial s_i} \text{ para } i \in \{1, 2, 3\} \quad (5.39)$$

$$\frac{\partial s_i}{\partial \tau} = -\frac{\partial G}{\partial r_i} \text{ para } i \in \{1, 2, 3\}, \quad (5.40)$$

que são continuamente computadas iterativamente ao longo do caminho para o encontro dos valores de \vec{r} e \vec{s} sucessivamente.

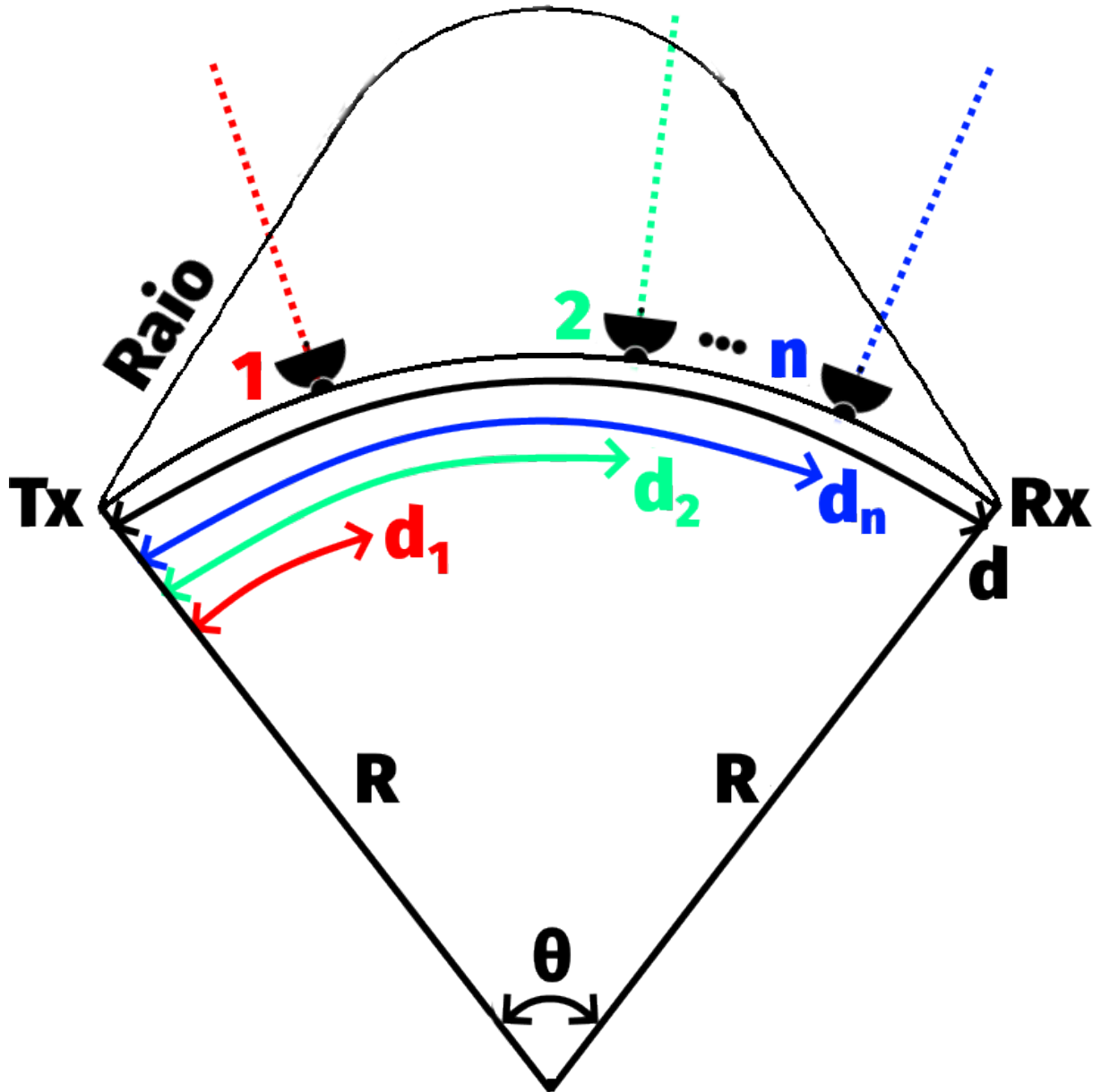
Havendo informação suficiente para se calcular o índice de refração n pela fórmula de Appleton, como mostrado por (2.77) e equações subsequentes, é possível levar em conta o efeito do campo magnético terrestre no percurso do raio. O uso das equações de Haselgrove também permitem o cálculo do *ray-tracing* em três dimensões, enquanto o uso da lei de Snell assume o raio como limitado a duas dimensões.

5.3 Modelagem da Ionosfera

A realização da estratificação da ionosfera para a realização do *ray-tracing* depende do conhecimento ou da apropriada aproximação do perfil da densidade ionosférica ao longo do caminho percorrido pelo raio para que os resultados obtidos sejam confiáveis.

Seja considerada a transmissão entre dois pontos como na Figura 32. Sejam considerados conhecidos os perfis de densidade eletrônica em n pontos ao longo do caminho percorrido pelo raio, em que cada ponto está a uma distância d_n da estação de transmissão. O problema, então, pode ser definido: como estimar a densidade eletrônica $N(h_0, x_0)$ a uma altura h_0 em um ponto a uma distância x_0 do ponto de transmissão?

Figura 32 – Diagrama de n ionossondas produzindo n perfis de densidade eletrônica entre um ponto de transmissão e um de recepção.



Fonte: Produzida pelo autor com base em [Davies \(1990\)](#).

Em um enlace regular, sem grandes anomalias na ionosfera e distâncias definidas, com um número limitado n de ionossondas e sendo conhecidos os valores de $N(h_0, x)$ para as distâncias $x \in d_1, d_2, \dots, d_n$, dois métodos sugeridos são definidos por [Croft \(1969\)](#) para tal propósito: o de interpolação linear, onde é assumido que a variação de N entre d_i e d_j acontece de forma linear, e o método NR^2 , para casos em que $n \in \{2, 3\}$, onde se define

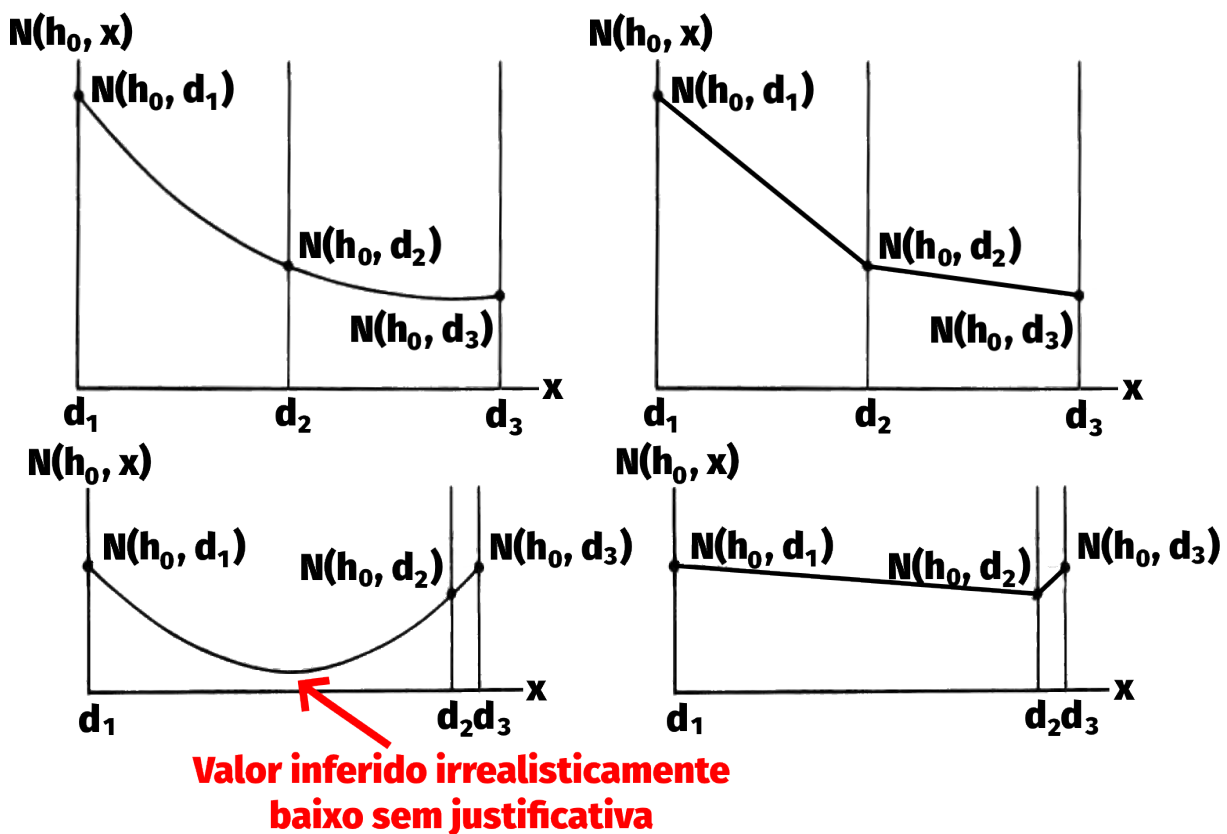
$$N(h_0, x_0) = N(h_0, d_1) \left[1 + k_1(x_0 - d_1) + k_2(x_0 - d_1)^2 \right], \quad (5.41)$$

em que k_1 e k_2 são definidos tais que a equação seja válida para $x_0 \in \{d_2, d_3\}$.

O método NR^2 pode ser generalizado como uma aplicação da interpolação polinomial, em que para um conjunto de i valores é encontrado um polinômio de ordem $i - 1$ que se adequa perfeitamente para os dados inseridos. No entanto, para altas ordens de polinômio, os valores obtidos nos intervalos entre os dados pode sofrer de uma oscilação drástica, um evento conhecido como o fenômeno de Runge.

O método NR^2 produz um resultado mais suavizado e portanto mais fisicamente realistas que o de interpolação linear, mas pode gerar valores ilusórios em casos de ionossondas próximas umas das outras com razoável diferença de valores de N devido à pouca informação disponível (CROFT, 1969), como mostrado na Figura 33.

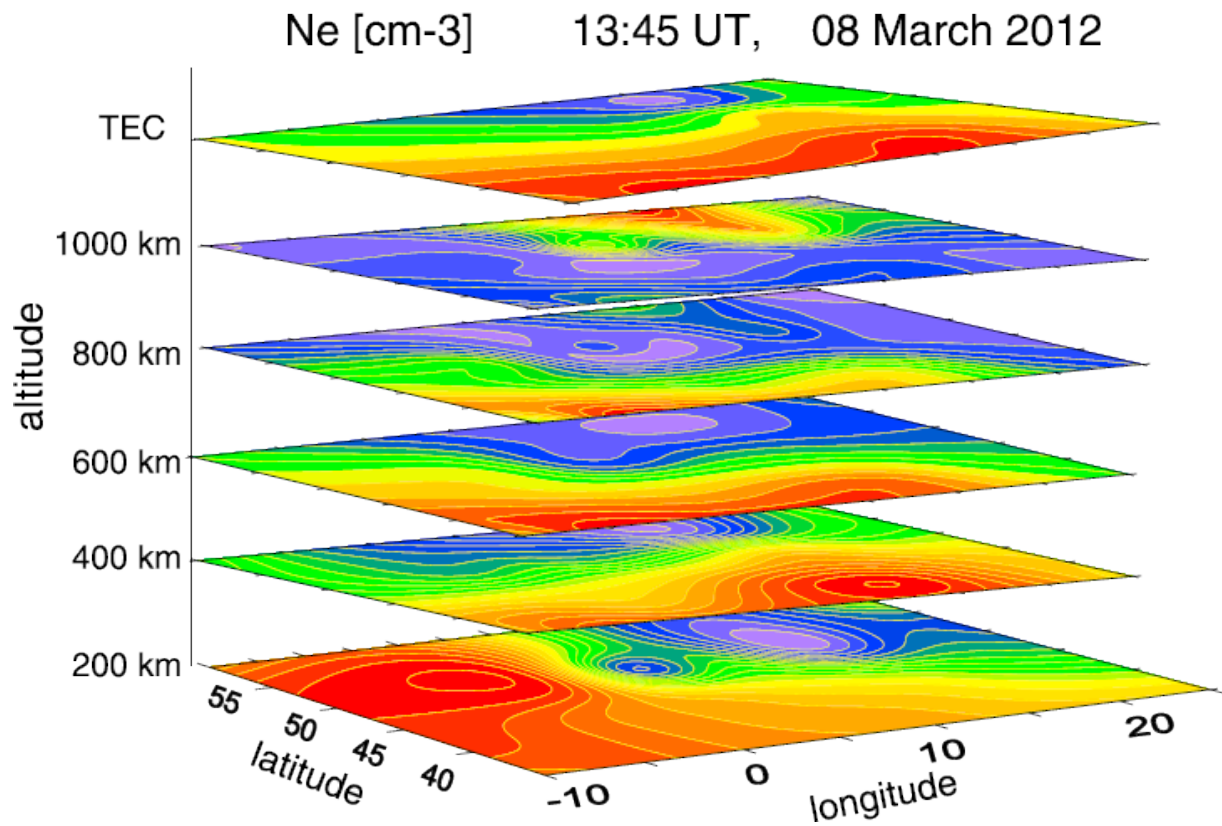
Figura 33 – Comparação dos métodos NR^2 (à esquerda) e de interpolação linear (à direita) em duas situações: ionossondas bem espaçadas (acima) e um par de ionossondas bem próximas umas das outras (abaixo).



Fonte: Adaptada de Croft (1969).

O método de interpolação linear de N para uma altitude h_0 pode ser estendido a duas dimensões, sendo então usadas coordenadas geográficas de latitude e longitude, se perfis de densidade eletrônica são produzidos por ionossondas em áreas vizinhas. Kutiev, Marinov e Belehaki (2016) usam tal método para criar mapas ionosféricos da Europa, como mostrado na Figura 34.

Figura 34 – Mapas de linhas de contorno de valores de densidade eletrônica em intervalos regulares de altura produzido para área de relevância de medições de ionossondas localizadas no continente europeu.



Fonte: [Kutiev, Marinov e Belehaki \(2016\)](#).

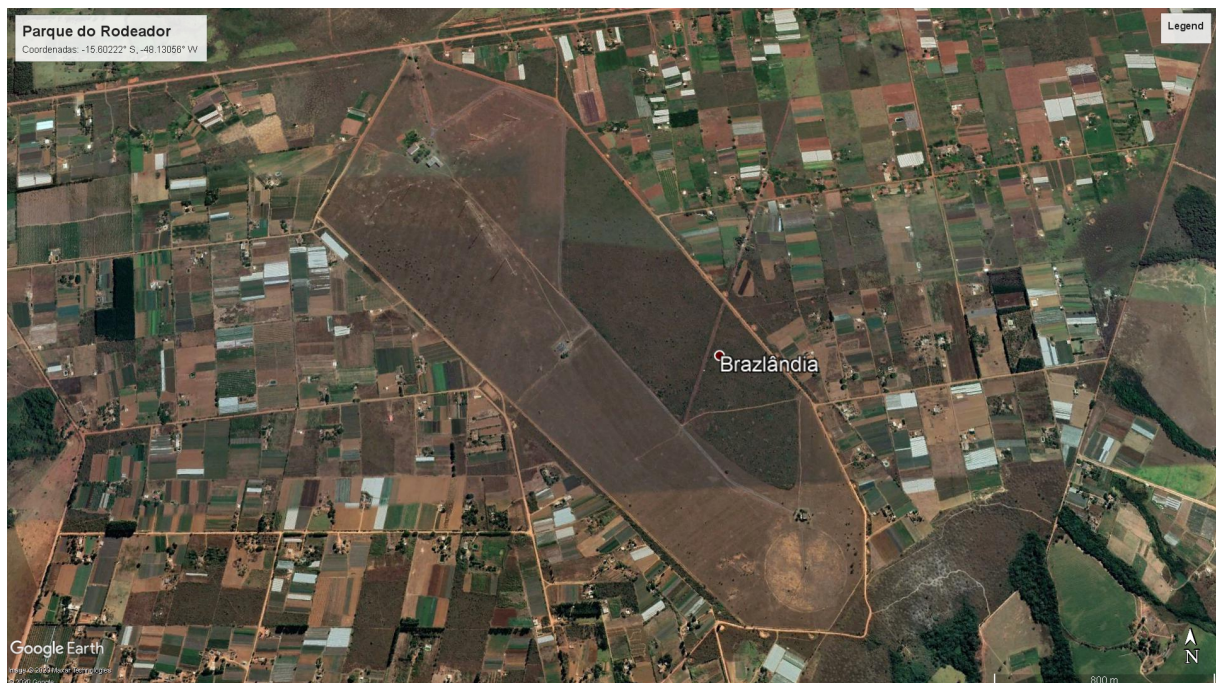
6 Predição de Propagação de Transmissão da Rádio Nacional da Amazônia

A Rádio Nacional da Amazônia começou suas operações em 1º de setembro de 1977; com o objetivo de atender a população na região amazônica, a estação opera das 5h até as 24h, com o potencial de atingir até 60 milhões de pessoas (RNA, 2020). Como o estudo de caso de nosso trabalho, buscamos definir o escopo e a metodologia para realizar a predição do alcance das transmissões oriundas da estação.

6.1 Escopo do Estudo

O Parque do Rodeador, localizado nas coordenadas 15,602° S 48,130° W em Brazlândia, Brasília, Distrito Federal, é onde se encontra instalada a infraestrutura para a transmissão do sinal da Radio Nacional da Amazônia. Ele é mostrado na [Figura 35](#).

Figura 35 – Imagem de satélite do Parque do Rodeador.



Fonte: [Google \(2020\)](#).

Ele consiste em três conjuntos de antenas, conforme mostrado na [Figura 36](#). O conjunto A é constituído pelas antenas de azimute 329°, com alvo na América do Norte; o conjunto B, pelas antenas de azimute duplo 59° e 239°, capazes de atender tanto o Cone

Sul quanto a África; e o conjunto C, pelas antenas de azimute 312° e pelas antenas de azimute 344° , para atingir a região Norte do país.

Figura 36 – Planta do Parque do Rodeador, mostrando os três conjuntos de antenas da estação e suas respectivas direções de azimute.

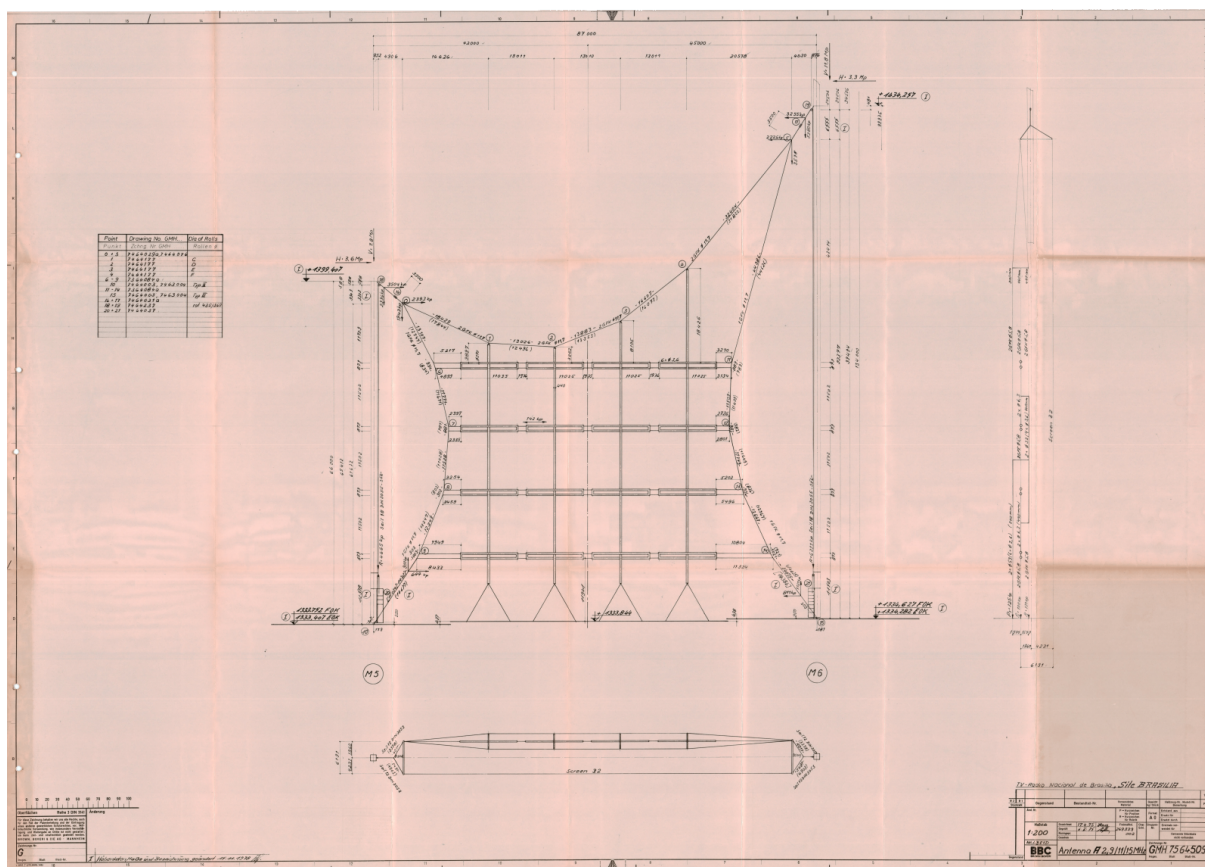


Fonte: Radiobrás (1976).

O conjunto A é constituído por três antenas diferentes, cada uma apropriada para determinadas faixas de frequência. A antena A1 é construída para transmissões em frequências perto de 21 MHz (faixa de 13 metros de comprimento de onda); a antena A2, para transmissões em frequências de 15 MHz, 11 MHz e 9 MHz (faixas de 19, 25 e 31 metros, respectivamente); e a antena A3, para transmissões em frequências perto de 6 MHz (faixa de 49 metros). O desenho técnico da antena A2 é mostrada na [Figura 37](#).

A antena A2 está planejada para ser usada em caráter experimental pela EBC, em conjunto com a UnB, o MCTI e as Forças Armadas em testes para implementação do padrão DRM em transmissões de rádio em ondas curtas. Desejamos realizar a previsão

Figura 37 – Desenho técnico da antena A2 do Parque do Rodeador.



Fonte: BBC (1975).

do alcance de transmissões na banda de 25 metros oriundas da antena A2, incluindo a atenuação sofrida pela transmissão no caminho.

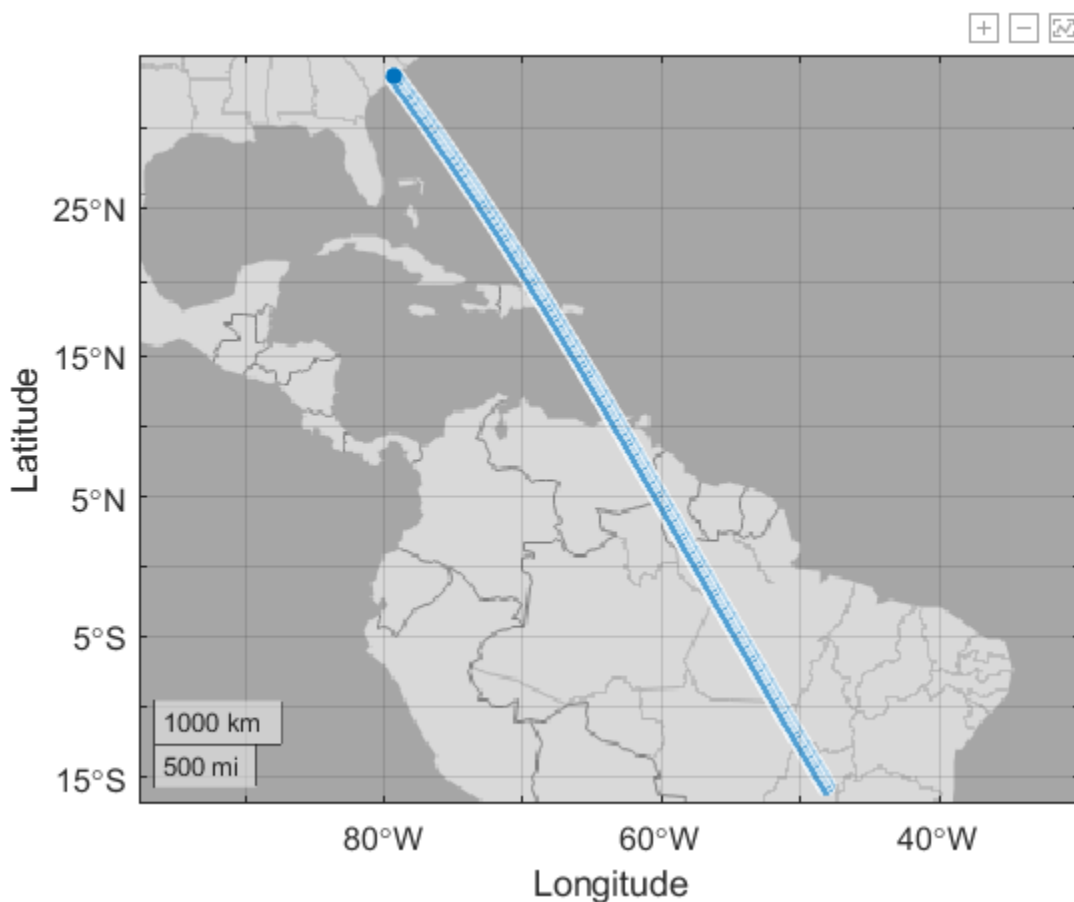
6.2 Detalhamento, Considerações e Desafios do Modelo Proposto

Desejamos a adoção de um método de *ray-tracing*, usando dados provenientes de ionossondas para a construção de modelos ionosféricos de densidade eletrônica de forma a realizar a predição do alcance de transmissões de rádio. A concepção das ondas eletromagnéticas como raios permite avaliar o alcance de uma transmissão em qualquer momento determinado, havendo dados adequados para tal, de forma simples mas adequadamente precisa. Este método pode ser implementado por um código computacional conciso, versátil e ajustável. Podemos avaliar grandezas como atenuação da potência na transmissão de forma acumulativa enquanto calculamos o caminho do raio. Por fim, é possível construí-lo tendo em mente a mudança dos dados usados para obtenção fácil de resultados referentes a diversos momentos distintos.

Entendemos como adequado para tal o uso da lei de Snell para realização das

iterações de direção do raio, em especial em sua formulação da lei de Bouger, dada em (5.38). A limitação a duas dimensões no cálculo da direção do raio é aceitável; nos atemos, na simulação, a um raio que segue a trajetória da Figura 38, partindo da estação da EBC com um azimute de 329° . Estamos desconsiderando a existência do raio extraordinário; o grau de erro introduzido quando não se é considerado o efeito direto do campo magnético terrestre na propagação da onda é menor conforme maior é a frequência da transmissão, sendo negligível a partir de 6 MHz (CROFT, 1969).

Figura 38 – Projeção na Terra de um raio partindo da estação no Rodeador na EBC com azimute 329° .



Fonte: Produzida pelo autor.

Desejamos calcular a atenuação da transmissão levando em conta principalmente os dois fatores mais importantes: a absorção na ionosfera e a atenuação de espaço livre. Pela dificuldade na modelagem, não é levada em conta a focalização e desfocalização dos raios. Pelo foco do escopo do trabalho na questão de propagação pela ionosfera, não são levados em conta as questões de ganho das antenas de transmissão e recepção; por não lidarmos com a onda extraordinária e os efeitos do campo magnético terrestre, desconsideramos a questão da mudança da polarização na recepção.

A fórmula de atenuação de espaço livre, descrita em (3.6), é adaptada às nossas necessidades: usando megahertz como unidades de frequência e quilômetros como unidade de distância, a fórmula é descrita na escala logarítmica como

$$L_{f.-s.} = 10 \log \left(\frac{c}{4\pi df} \right)^2 \text{ dB} \quad (6.1)$$

$$= 20 \log \left(\frac{c}{4\pi df} \right) \text{ dB} \quad (6.2)$$

$$= -20 \log (d \text{ [km]}) - 20 \log (f \text{ [MHz]}) + 20 \log \left(\frac{0,299792458 \left[\frac{\text{km}}{10^6 \text{s}} \right]}{4\pi} \right) \text{ dB} \quad (6.3)$$

$$= -20 \log (d \text{ [km]}) - 20 \log (f \text{ [MHz]}) - 32,45 \text{ dB}. \quad (6.4)$$

A atenuação por absorção na ionosfera é ditada pela parte real α do coeficiente de propagação γ , dado em (3.7). Usando os valores de massa do elétron ($m = 9,11 \times 10^{-31} \text{ kg}$) e de carga do elétron ($e = 1,6 \times 10^{-19} \text{ C}$) e passando as grandezas às unidades desejadas de frequência (megahertz) e densidade (unidade por centímetro cúbico), chegamos a

$$\alpha = 5,297 \times 10^{-6} \frac{N \text{ [cm}^{-3}\text{]} \cdot \nu \text{ [MHz]}}{\sqrt{\epsilon_r} [(2\pi f \text{ [MHz]})^2 + (\nu \text{ [MHz]})^2]}. \quad (6.5)$$

Consideramos (2.70), agora para uma onda se propagando não no eixo X mas no caminho s . Se consideramos α como constante, podemos dar a atenuação por absorção $l_{ab.}$ por

$$l_{ab.} = \left(\frac{\text{Re}\{E\}}{E_m} \right)^2 \quad (6.6)$$

$$= \left(\frac{E_m \exp\{-\alpha s\}}{E_m} \right)^2 \quad (6.7)$$

$$= (\exp\{-\alpha s \text{ [m]}\})^2 \quad (6.8)$$

e, portanto,

$$L_{ab.} = 20 \log (\exp\{-\alpha s\}) \text{ dB} \quad (6.9)$$

$$= 20 \cdot \frac{\ln (\exp\{-\alpha s\})}{\ln 10} \text{ dB} \quad (6.10)$$

$$\approx -8,656 \cdot \alpha s \text{ dB} \quad (6.11)$$

$$\approx -4,585 \times 10^{-5} \frac{N \text{ [cm}^{-3}\text{]} \cdot \nu \text{ [MHz]}}{\sqrt{\epsilon_r} [(2\pi f \text{ [MHz]})^2 + (\nu \text{ [MHz]})^2]} \cdot s \text{ [m]} \text{ dB}. \quad (6.12)$$

Como, claro, o valor de α não é constante durante o caminho, $L_{ab.}$ é calculado pela integração da variação deste valor ao longo do caminho S :

$$L_{ab.} = -4,585 \times 10^{-5} \text{ dBm}^{-1} \cdot \int_0^s \frac{N \text{ [cm}^{-3}\text{]} \cdot \nu \text{ [MHz]}}{\sqrt{\epsilon_r} [(2\pi f \text{ [MHz]})^2 + (\nu \text{ [MHz]})^2]} \text{ ds} \quad (6.13)$$

$$= -4,585 \times 10^{-2} \cdot \text{dBkm}^{-1} \int_0^s \frac{N \text{ [cm}^{-3}\text{]} \cdot \nu \text{ [MHz]}}{\sqrt{\epsilon_r} [(2\pi f \text{ [MHz]})^2 + (\nu \text{ [MHz]})^2]} \text{ ds}. \quad (6.14)$$

A frequência de colisão ν para o cálculo da atenuação por absorção deve ser tratada com cuidado. Para as altitudes entre 60 km e 140 km, compreendendo as regiões D e E da ionosfera, damos atenção à modelagem de Nicolet (1953), que calcula valores esperados de ν para colisões entre elétrons e as moléculas do ar conforme a Tabela 3.

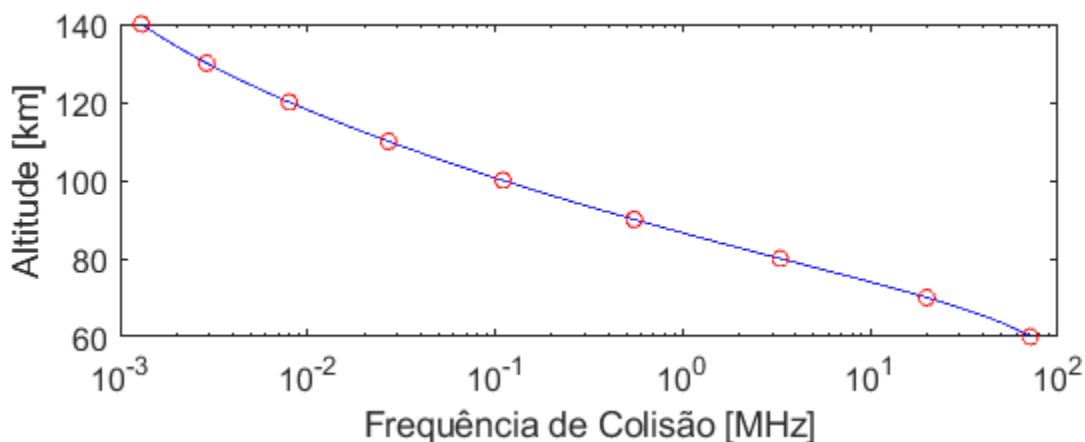
Tabela 3 – Valores de ν em razão da altitude conforme modelo de Nicolet (1953).

Altitude [km]	Frequência de Colisão [MHz]
60	$7,1 \times 10^1$
70	$2,0 \times 10^1$
80	$3,3 \times 10^0$
90	$5,5 \times 10^{-1}$
100	$1,1 \times 10^{-1}$
110	$2,7 \times 10^{-2}$
120	$8,0 \times 10^{-3}$
130	$2,9 \times 10^{-3}$
140	$1,3 \times 10^{-3}$

Fonte: Adaptada de Nicolet (1953).

Realizamos, com isso, a interpolação do valor de ν para as demais altitudes do intervalo, conforme mostra a Figura 39. Para altitudes menores que 60 km, desconsideramos o efeito da absorção na atenuação e, portanto, fazemos $\nu = 0$ MHz. Para as camadas F_1 e F_2 da ionosfera, usamos o valor máximo de 1,3 kHz.

Figura 39 – Interpolação de valores logarítmicos de frequência de colisão previstos por Nicolet (1953).

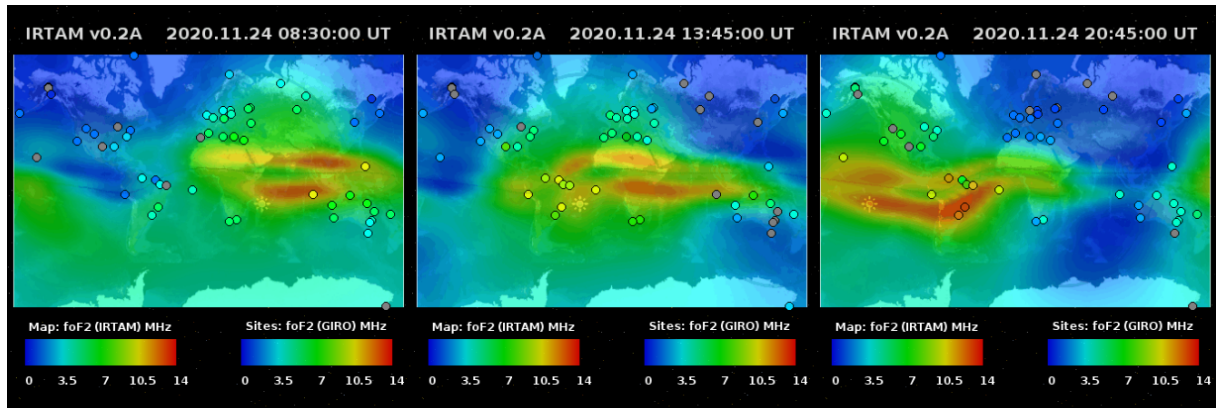


Fonte: Produzida pelo autor com base em Nicolet (1953).

A modelagem correta da densidade eletrônica N ao longo do caminho é de suma

importância para a obtenção de resultados próximos da realidade na prática do *ray-tracing*. O caminho se torna particularmente importante por causa da ocorrência da anomalia de ionização equatorial, visualizada na [Figura 40](#).

Figura 40 – Valores globais momentâneos (dia 24 de novembro de 2020, às 8h30, 13h45 e 20h45 UTC) de f_0F_2 , com pronunciada ocorrência de altos valores na cercania do equador geomagnético, com posição variando ao longo do dia seguindo a posição do sol.



Fonte: [GIRO \(2020a\)](#).

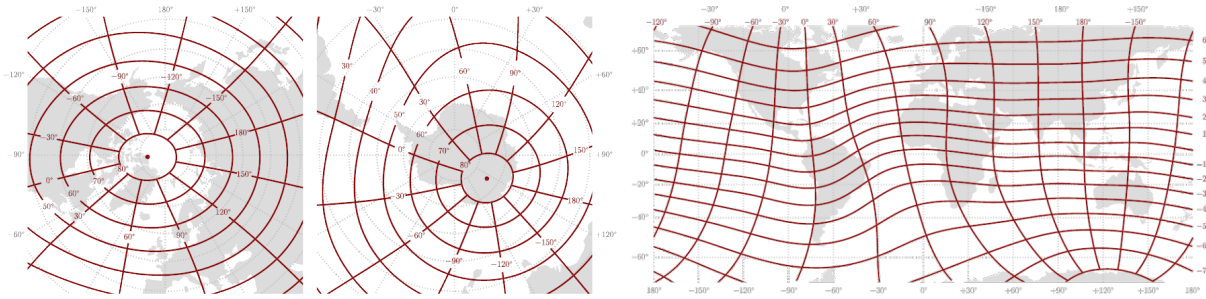
A anomalia de ionização equatorial se refere ao fenômeno do grande aumento dos valores de densidade eletrônica ao redor do equador, de forma não completamente explicada somente pela maior incidência de radiação solar na região. Ela ocorre também pela difusão de plasma gerado na região para lugares de menor densidade ao longo das linhas do campo magnético terrestre e pela deriva ascendente de plasma ([BALAN; LIU; LE, 2018](#)).

Devido a esta dependência do campo magnético terrestre, os efeitos da anomalia de ionização equatorial não seguem perfeitamente a linha do equador geográfico, mas sim a linha do equador magnético, definido como a região onde a inclinação magnética I equivale a 0, como mostrado anteriormente na [Figura 16](#).

Portanto, é conveniente trabalhar não em coordenadas geográficas, mas sim em coordenadas magnéticas. Vários tais sistemas existem; no presente trabalho, iremos trabalhar com as coordenadas de quasi-dipolo, mostradas na [Figura 41](#), calculada pelo traçado de linhas do campo magnético terrestre e definida pelos ápices das linhas de campo; a conversão de coordenadas geográficas para as coordenadas de quasi-dipolo, portanto, depende da altitude do ponto considerado. ([LAUNDAL; RICHMOND, 2016](#)).

A densidade eletrônica na região é tal que ela não só toma valores elevados, mas também possui distribuição aproximadamente simétrica ao redor do equador magnético. Em função de latitude magnética, tendo uma altura fixada, a densidade eletrônica apre-

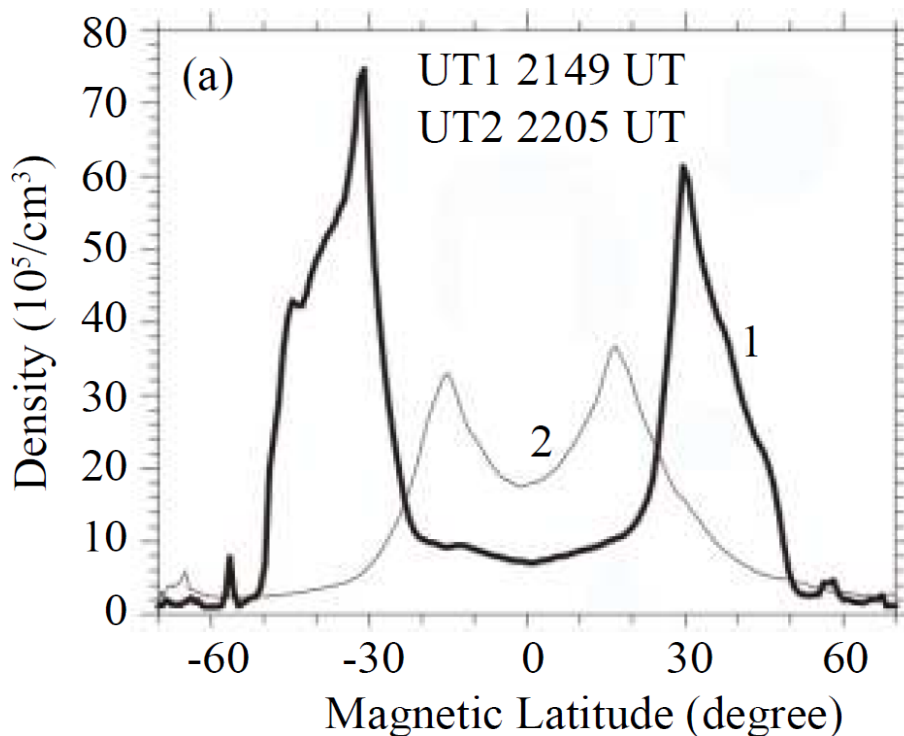
Figura 41 – Mapa de coordenadas de quasi-dipolo à altitude de 0 km.



Fonte: [Laundal e Richmond \(2016\)](#).

sentam um grande vale (*trough*) central rodeado por duas cristas (*crest*) de intensidade aproximadamente equivalente, como mostra a [Figura 42](#).

Figura 42 – Densidade eletrônica medida pelo satélite *Challenging Minisatellite Payload* (CHAMP) à altitude de 400 km ao redor do equador magnético durante forte tempestade solar em 30 de outubro de 2003.



Fonte: [Balan, Liu e Le \(2018\)](#).

Várias ionossondas se encontram convenientemente posicionadas para monitoramento da ionosfera dentro da zona mais afetada pela anomalia de ionização equatorial, como visto na [Figura 10](#). Damos destaque às ionossondas de Boa Vista, Cachoeira Paulista, Fortaleza, Jicamarca e São Luís, cujas coordenadas geográficas e magnéticas de quasi-dipolo são mostradas na [Tabela 4](#). Uma sexta, a de Belém, se encontra em operação intermitente

e possui localização conveniente para ajuda na predição quando disponível.

Tabela 4 – Posições das ionossondas em coordenadas geográficas e geomagnéticas de quasi-dipolo à altitude 0 km.

Estação	λ_{geo}	ϕ_{geo}	λ_{qd}	ϕ_{qd}
Boa Vista (BVT)	2,823	-60,673	8,758	14,577
Cachoeira Paulista (CAJ)	-22,682	-44,998	-20,746	21,540
Fortaleza (FZA)	-3,733	-38,527	-9,053	32,761
Jicamarca (JIC)	-11,952	-76,876	-0,530	-3,526
São Luís (SAA)	-2,530	-44,257	-4,964	27,955

Fonte: Produzida pelo autor.

É proposto o seguinte modelo da ionosfera: para determinado ponto do raio, que apresente coordenadas geográficas ($\lambda_{r, \text{geo}}, \phi_{r, \text{geo}}$) e esteja a uma altitude de h_r , são obtidas suas coordenadas geomagnéticas de quasi-dipolo ($\lambda_{r, \text{qd}}, \phi_{r, \text{qd}}$) e é realizada a interpolação do valor de sua densidade eletrônica a partir dos valores de N obtidos à mesma altitude nas estações selecionadas, substituindo as respectivas distâncias dos pontos a partir da estação transmissora dos métodos explorados na [seção 5.3](#) pelos valores de λ_{qd} . Além disso, para replicar a simetria da anomalia de ionização equatorial da [Figura 42](#), os dados das estações são considerados espelhados, tal que um valor de N em uma altitude h conhecido para uma estação de latitude geomagnética $\lambda_{\text{est., qd}}$ seja considerado válido também para uma hipotética de latitude geomagnética $-\lambda_{\text{est., qd}}$

O caminho do raio, cuja projeção na superfície terrestre foi mostrada na [Figura 38](#), não passa muito perto da posição de determinadas estações de ionossondas consideradas. Devido à natureza cíclica da anomalia de ionização equatorial, cujos efeitos se repetem no mesmo local a cada dia, como mostrado na [Figura 40](#), é portanto feita a seguinte consideração na modelagem: a condição ionosférica em dois pontos de mesmo valor de λ_{qd} será equivalente com um intervalo de tempo proporcional à diferença de ϕ_{qd} entre os dois, tal que $\Delta(\phi_{\text{qd}}) = 360^\circ$ seja equivalente a 24 horas. Conhecendo as coordenadas magnéticas da projeção do caminho do raio para o azimute 329° , montamos a [Tabela 5](#).

Logo, em nossa modelagem, consideramos que o ponto de latitude geomagnética de quasi-dipolo $\lambda_{\text{qd}} = -0,530$ que coincide com a projeção do caminho do raio da [Figura 38](#) terá, em determinado momento, perfil ionosférico equivalente ao medido em Jicamarca aproximadamente 86 minutos após tal momento; já o ponto da projeção do caminho do raio que possui latitude geomagnética de $\lambda_{\text{qd}} = -9,053$ terá, em determinado momento, o mesmo perfil ionosférico que o medido em Fortaleza aproximadamente 52 minutos antes de tal momento.

Os perfis de densidade eletrônica medidos por ionossondas costumam ter início ao

Tabela 5 – Posições das ionossondas em coordenadas geográficas e geomagnéticas de quasi-dipolo à altitude 0 km.

Estação	$\lambda_{\text{ionos., qd}}$	$\phi_{\text{ionos., qd}}$	$\phi_{\text{caminho, qd}}$	Δ (min.)
Boa Vista (BVT)	8,758	14,577	16,062	5,941
Cachoeira Paulista (CAJ)	-20,746	21,540	22,566	4,103
Fortaleza (FZA)	-9,053	32,761	19,645	-52,466
Jicamarca (JIC)	-0,530	-3,526	18,032	86,230
São Luís (SAA)	-4,964	27,955	18,862	-36,373

Fonte: Produzida pelo autor.

redor de 90 km de altitude; para efeitos de cálculo de atenuação por absorção em altitudes inferiores ao início dos registros dos ionogramas, considera-se válido usar os valores de N medidos nestas altitudes.

6.3 Metodologia

Consideramos adequada, com o propósito de formulação de programa computacional para a realização de predições de caminhos de raio a partir de nosso modelo ionosférico proposto, o uso da ferramenta MATLAB[®], produto da empresa MathWorks. Usando a linguagem de programação proprietária do programa, é possível fazer uso de sua interface e de seus comandos disponíveis para não só a realização dos cálculos de forma confiável, como também a exibição de seus resultados de forma conveniente.

O *ray-tracing* realizado é baseado em vetores de posição $(x; y)$, tal que o valor $(0; 6371)$ (em que 6371 é o raio da Terra) denota a posição de origem da transmissão e as demais posições estão compreendidas no plano que, ao dividir a Terra em dois hemisférios, possui azimute 329° na posição da origem, como mostrado na [Figura 43](#).

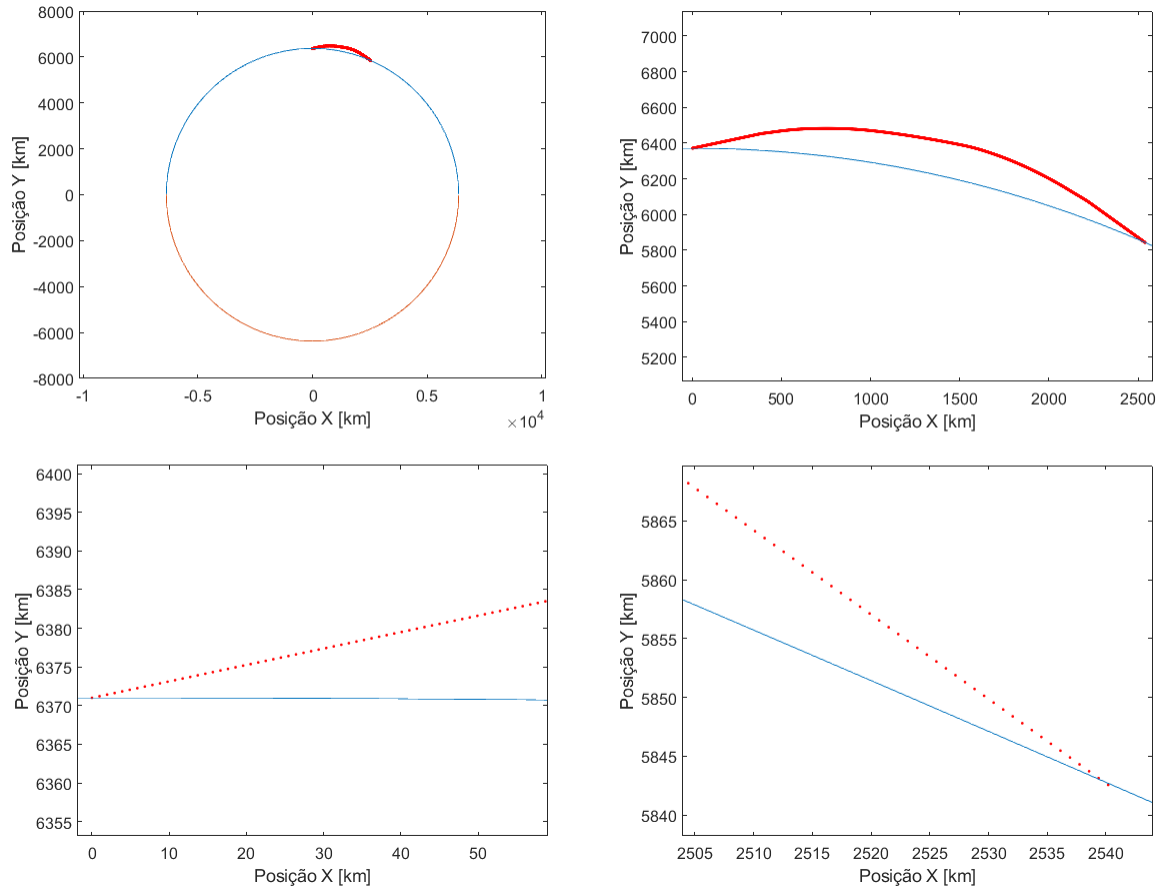
A vantagem deste entendimento é que, para um vetor de posição atual $(x_n; y_n)$, conhecendo o ângulo θ da direção do raio e sendo definido uma distância de passo Δl , o próximo vetor de posição é dado somente por $(x_{n+1} = x_n + \cos(\theta) \cdot \Delta l; y_{n+1} = y_n + \sin(\theta) \cdot \Delta l)$.

Para determinado vetor de posição $(x; y)$, conhecemos o ângulo de arco δ entre sua projeção na superfície terrestre e a origem da transmissão por meio da fórmula

$$\delta = \tan^{-1} \left(\frac{y}{x} \right) \quad (6.15)$$

e, portanto, conhecemos a distância d da projeção da posição do raio na superfície terrestre à origem da transmissão por meio de

$$d = 6371 \text{ km} \cdot \delta \text{ [rad]}. \quad (6.16)$$

Figura 43 – Ilustração do uso dos vetores de posição na realização de *ray-tracing*.

Fonte: Produzida pelo autor.

Como mencionado na [seção 6.1](#), as coordenadas geográficas da origem das transmissões a serem consideradas são $\lambda_{or., geo} = -15,602^\circ$ e $\phi_{or., geo} = -48,130^\circ$. [Veness \(2000\)](#) define as seguintes fórmulas para cálculo das coordenadas geográficas $\lambda_{dest., geo}$ e $\phi_{dest., geo}$ de um ponto na superfície terrestre a partir de seu ângulo de arco em relação à origem δ , de seu azimute γ e das coordenadas da origem:

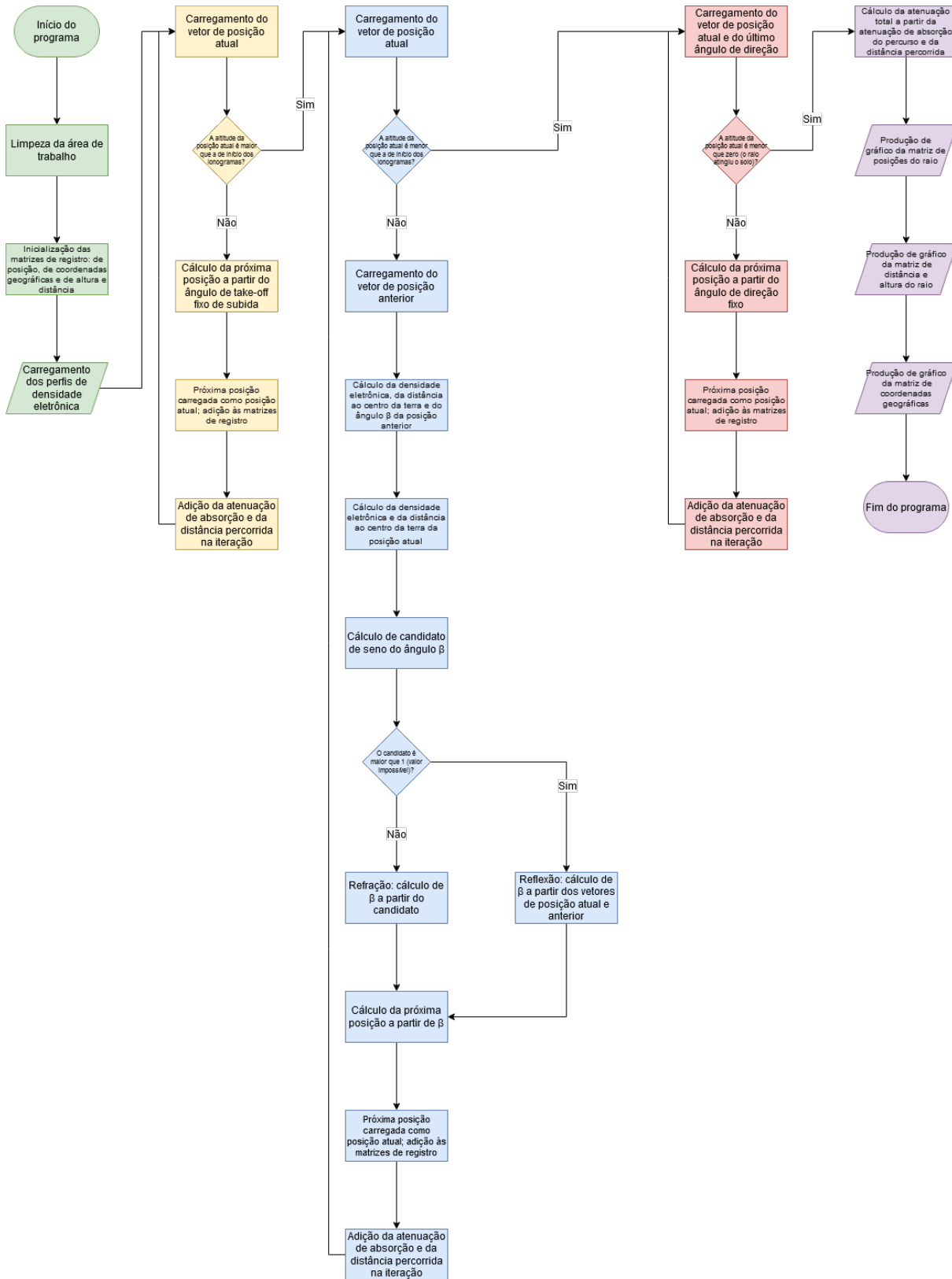
$$\lambda_{dest., geo} = \sin^{-1} [\sin(\lambda_{or., geo}) \cdot \cos(\delta) + \cos(\phi_{or., geo}) \cdot \sin(\delta) \cdot \cos(\gamma)] \quad (6.17)$$

$$\phi_{dest., geo} = \phi_{or., geo} + \tan^{-1} \left[\frac{\sin(\gamma) \cdot \sin(\delta) \cdot \cos(\lambda_{or., geo})}{\cos(\delta) - \sin(\lambda_{or., geo}) \cdot \sin(\lambda_{dest., geo})} \right]. \quad (6.18)$$

As coordenadas geomagnéticas da posição do raio são calculadas a partir de sua altitude e de suas coordenadas geográficas, usando um método computacional na linguagem de programação Python descrito por [Emmert, Richmond e Drob \(2010\)](#).

Nosso programa, mostrado em sua totalidade no [Apêndice A](#), envolve cinco fases principais, mostradas no fluxograma da [Figura 44](#).

Figura 44 – Fluxograma do programa elaborado para realização de ray-tracing.



Fonte: Produzida pelo autor.

A primeira fase envolve a definição das variáveis e entrada dos dados que definem a realização do *ray-tracing*, em especial a frequência da transmissão, o ângulo de *take-off* Δ do raio, a distância de passo e os perfis de densidade eletrônica das ionossondas consideradas. É necessário mencionar que a fonte de dados utilizada fornece não os valores de densidade eletrônica N diretamente, mas sim os de respectiva frequência de plasma f_N , como em (4.1). A conversão de f_N para N , conhecendo os valores de massa do elétron ($m = 9,11 \times 10^{-31}$ kg), de carga do elétron ($e = 1,6 \times 10^{-19}$ C) e de permissividade no vácuo ($\epsilon_0 = 8,85 \times 10^{-12}$ F/m) usados anteriormente, resulta em

$$N [\text{cm}^{-3}] = 1,244 \times 10^4 f_N [\text{MHz}]. \quad (6.19)$$

A segunda fase envolve a propagação retilínea em região de baixa densidade eletrônica, antes do início das medições dos ionogramas, conforme a inclinação inicial ditada pelo ângulo de *take-off* utilizado, que é usado como o ângulo θ de direção do raio durante toda a fase. Já se leva em conta, no entanto, a atenuação de absorção.

A terceira fase envolve a propagação em meio ionosférico propriamente dito, levando em conta a refração e reflexão do raio no ambiente. Visualizamos o ocorrido na [Figura 31](#); em uma iteração, são calculados o índice de refração n_n e a distância ao centro da Terra R_n da posição n atual, e são conhecidos o índice de refração n_{n-1} , a distância ao centro da Terra R_{n-1} e o ângulo β_{n-1} da posição $n-1$ anterior. A partir destes valores, portanto, é calculado o cálculo do ângulo β_n da posição atual para obter-se a próxima posição, obedecendo a lei de Bouger, conforme explicitado em (5.38). Caso o valor calculado para $\sin(\beta_n)$ seja superior a 1, temos a ocorrência de uma reflexão, onde consideramos β_n equivalente ao ângulo formado pela reta entre a posição anterior e a posição atual com a reta partindo da posição atual ao centro da Terra, derivado pela lei dos cossenos como

$$\beta_n = \cos^{-1} \left(\frac{R_n^2 + (\Delta l)^2 - R_{n-1}^2}{2 \cdot R_n \cdot \Delta l} \right). \quad (6.20)$$

Sendo conhecido β_n e o ângulo de arco δ , o ângulo θ de direção do raio é dado por

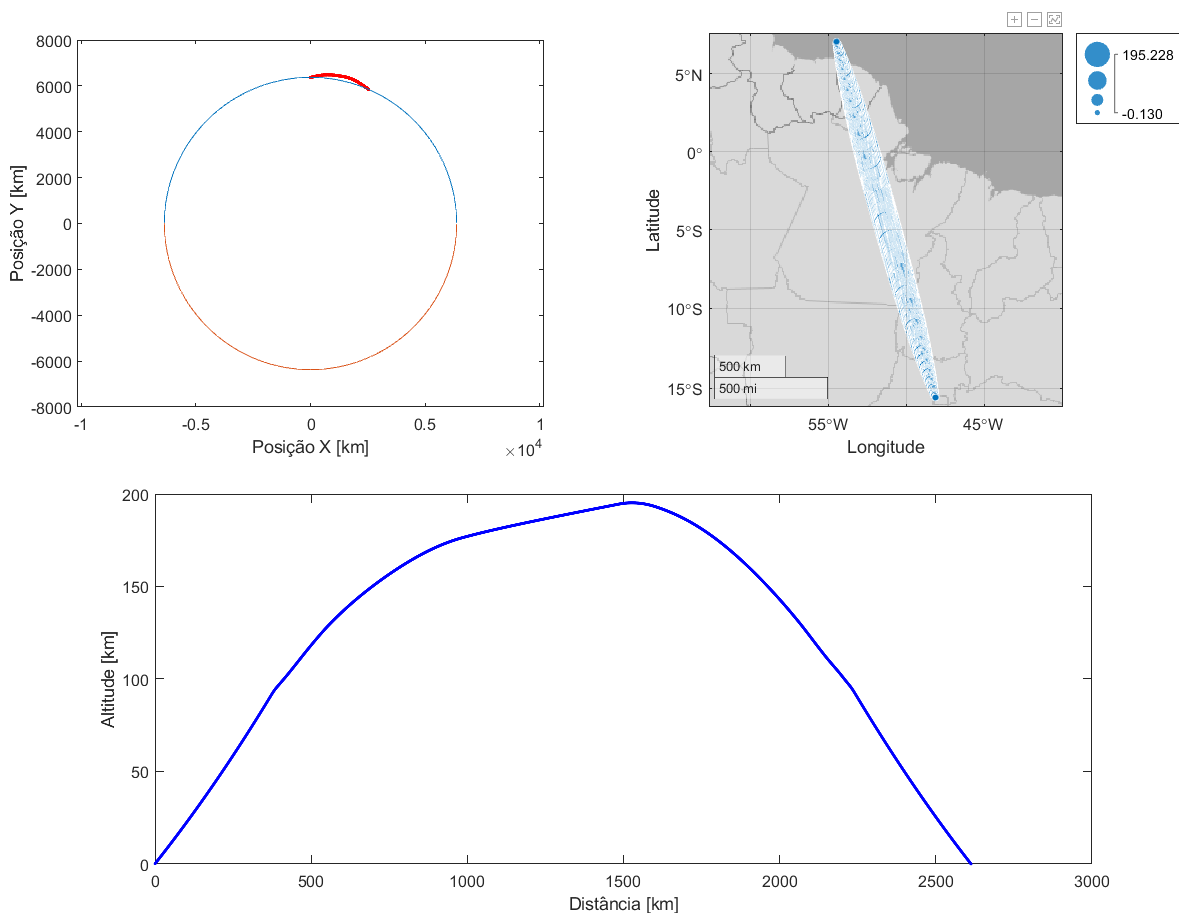
$$\theta = \beta_n + \delta - 180^\circ. \quad (6.21)$$

Na terceira fase segue sendo calculada a atenuação de absorção.

A quarta fase ocorre quando o raio entra novamente em região de baixa densidade eletrônica e é, portanto, semelhante à segunda, com o ângulo θ sendo constante em toda a fase e equivalente ao último θ calculado na fase anterior. Continua-se esta fase até que o raio atinja o solo e tenha uma altitude 0, sendo então considerada finalizada a propagação. Quando completo o processo do traçado do raio, obtemos então as coordenadas geográficas do alcance do raio; com o uso do método de *ray-tracing*, podem acontecer resultados diferentes aos obtidos por métodos de previsão tradicionais, como o modelo simplificado visto na [Figura 20](#).

A quinta fase é a de apresentação dos resultados. Ao longo das fases anteriores, são registrados todos os vetores de posição, além dos respectivos valores de distância d , de altitude e de coordenadas geográficas; são elaborados, a partir destes registros, um gráfico de todos os vetores de posição, um de altitude em função da distância percorrida e um mostrando em um mapa as altitudes dos pontos, conforme mostra a [Figura 45](#). Além disso, é calculada a atenuação total, levando em conta a atenuação de absorção calculada em todas as fases e a atenuação de espaço livre derivada da distância total percorrida pelo raio.

Figura 45 – Saídas do programa elaborado para realização de *ray-tracing*: gráfico de vetores de posição, de altitude em função da distância e de coordenadas dos pontos, com representação de suas altitudes, em mapa do Brasil.

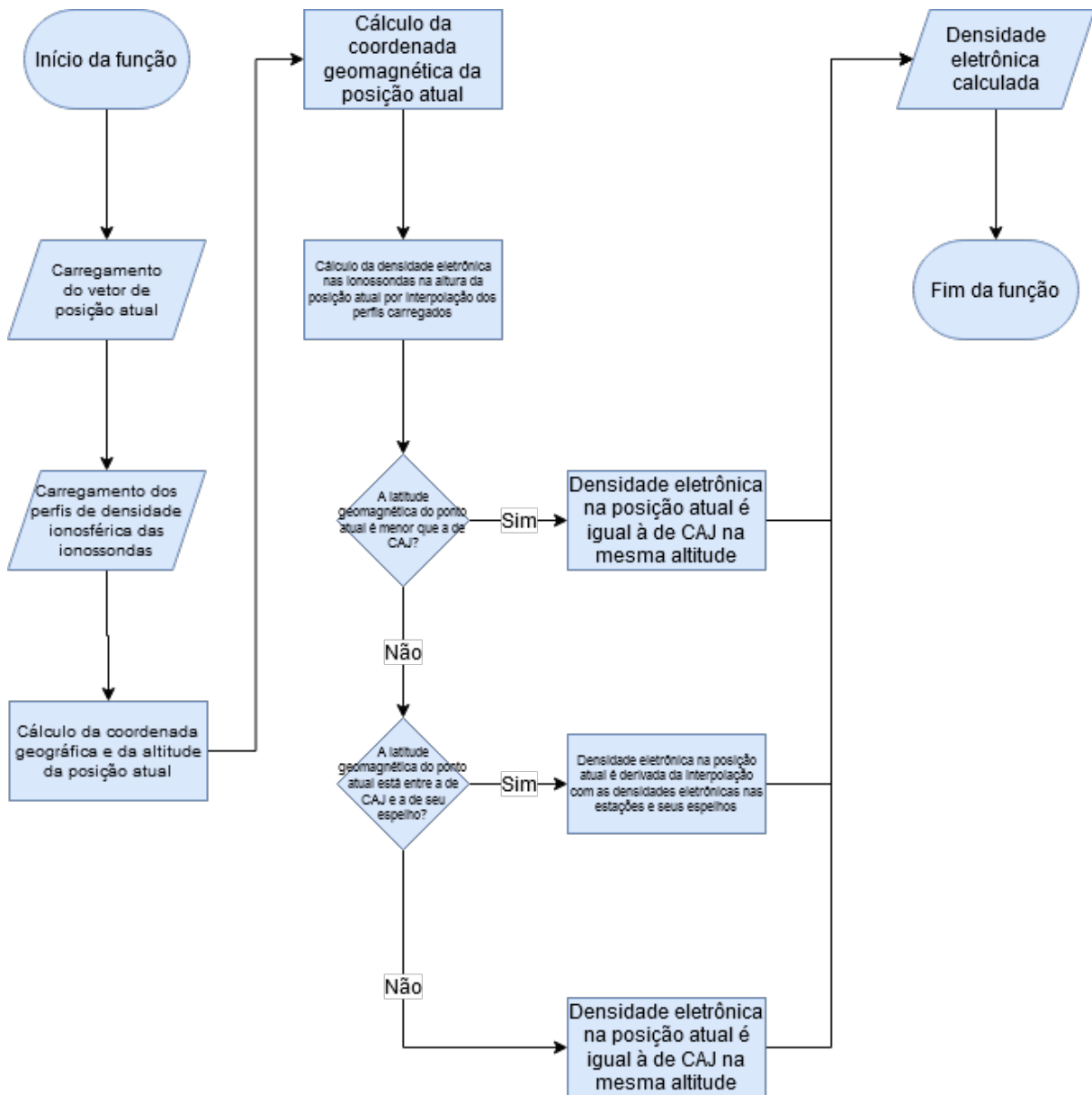


Fonte: Produzida pelo autor.

O fluxograma da subrotina de obtenção da densidade eletrônica para determinado vetor de posição, para posterior derivação do valor do índice de refração, é mostrada na [Figura 46](#), seguindo a modelagem proposta na [seção 6.2](#).

É necessário mencionar que, para valores de ângulo de *take-off* muito baixos, o programa pode apresentar comportamento anômalo na propagação, havendo a ocorrência de várias reflexões consecutivas, distorcendo o resultado final. Este evento pode ser mitigado,

Figura 46 – Subrotina do programa de *ray-tracing* para obtenção da densidade eletrônica para determinado vetor de posição.



Fonte: Produzida pelo autor.

ou mesmo eliminado, com o uso de valores maiores de distância de passo Δl e forçando a reflexão logo antes da ocorrência de $\sin \beta > 1$, tendo cuidado para que a precisão dos resultados não seja drasticamente afetada.

7 Resultados

Foram realizadas simulações de *ray-tracing* para determinação do caminho do raio, seguindo a metodologia exposta em [seção 6.3](#), para quatro dias — 21 de dezembro de 2019, 20 de março de 2020, 20 de junho de 2020 e 22 de setembro de 2020 — representando as quatro estações do ano, em momentos do dia — 9h, 12h, 15h, 18h e 21h de Brasília (UTC-3) — de interesse para a realização de transmissões de rádio e para os ângulos de *take-off* — 6° , 8° , 10° , 12° , 14° , 16° , 18° e 20° — correspondentes ao maior ganho da antena A2, mostrada na [Figura 37](#). Desejamos entender os efeitos na propagação da onda destas três variáveis: estação do ano, hora do dia e ângulo de *take-off*.

7.1 Comportamento do Caminho do Raio

A [Figura 47](#) e a [Figura 48](#) mostram todas as simulações realizadas, enquadrando em cada gráfico a altitude em função da distância dos pontos dos caminhos de raio; dentro de um gráfico, são mostrado vários caminhos de raio para vários ângulos de *take-off* em determinado dia e horário.

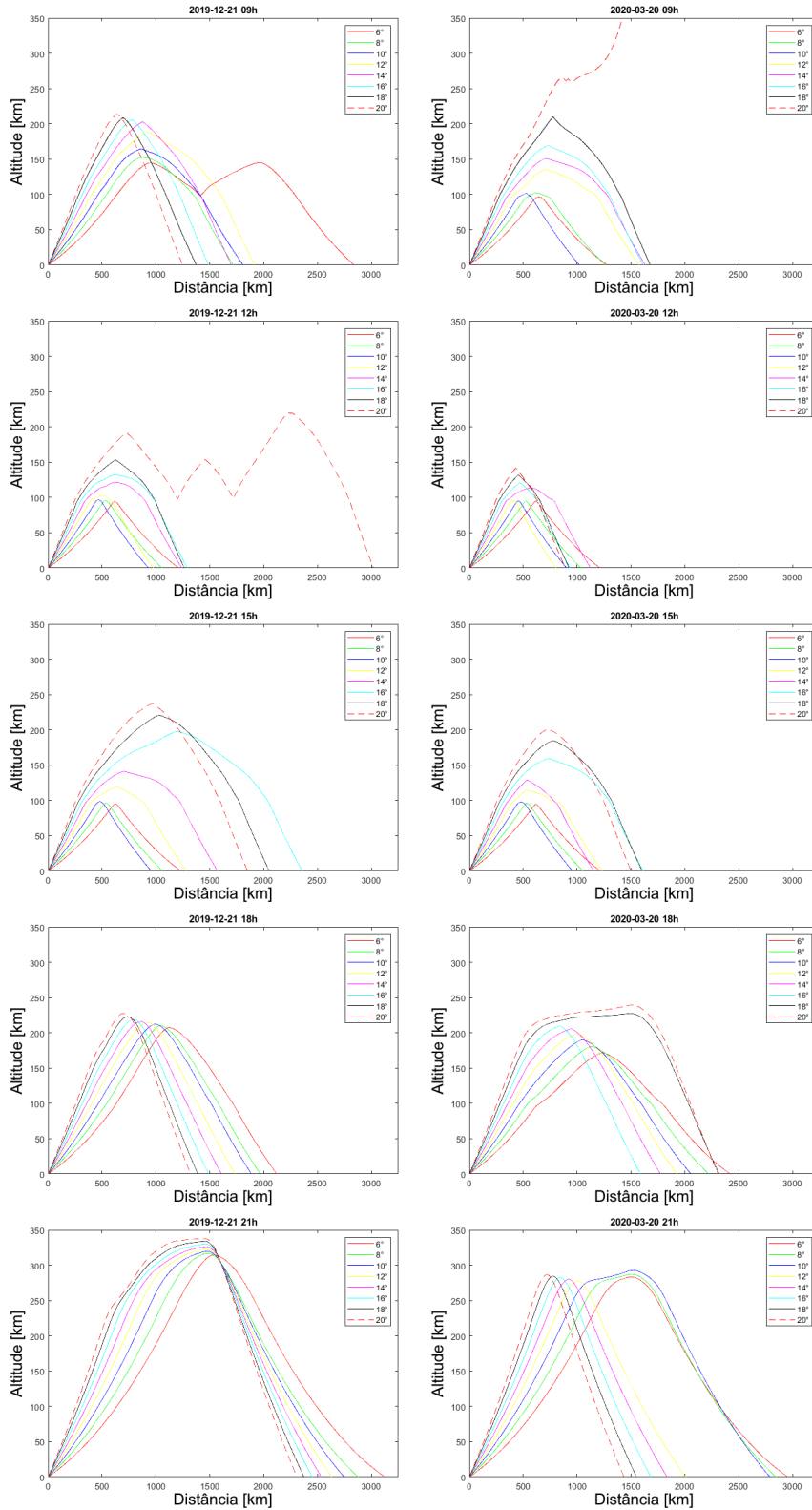
Verifica-se que as condições de propagação são menos propícias ao meio-dia, onde a distância percorrida por um salto é a menor. A situação é ligeiramente melhorada no amanhecer e no entardecer; as condições de propagação melhoram significativamente conforme evolui o entardecer e atingem seu ápice à noite. Isto é condizente com a variação da densidade eletrônica na ionosfera: a maior ionização em horários de maior incidência solar prejudica a propagação, forçando a onda a ser refletida a menores altitudes.

É verificado que, especialmente perto de meio-dia mas também às 9h e 15h, há grande tendência das ondas serem refletidas já na região D , especialmente as de baixos ângulos de *take-off* (entre 6° e 10°). Somente ocasionalmente os raios de ângulo de *take-off* mais altos ultrapassam a região E perto de meio-dia.

Saltos realizados no período noturno podem apresentar alcance superior a 3000 km; todos os raios chegam facilmente às regiões F_1 e F_2 da ionosfera. Perto de meio dia, os raios de ângulo de *take-off* maiores são os que refletem na ionosfera em altitudes mais altas e, portanto, atingem maiores distâncias percorridas. No período noturno, os raios são refletidos aproximadamente na mesma altitude e, portanto, são os de menores ângulos de *take-off* que atingem maiores distâncias de salto.

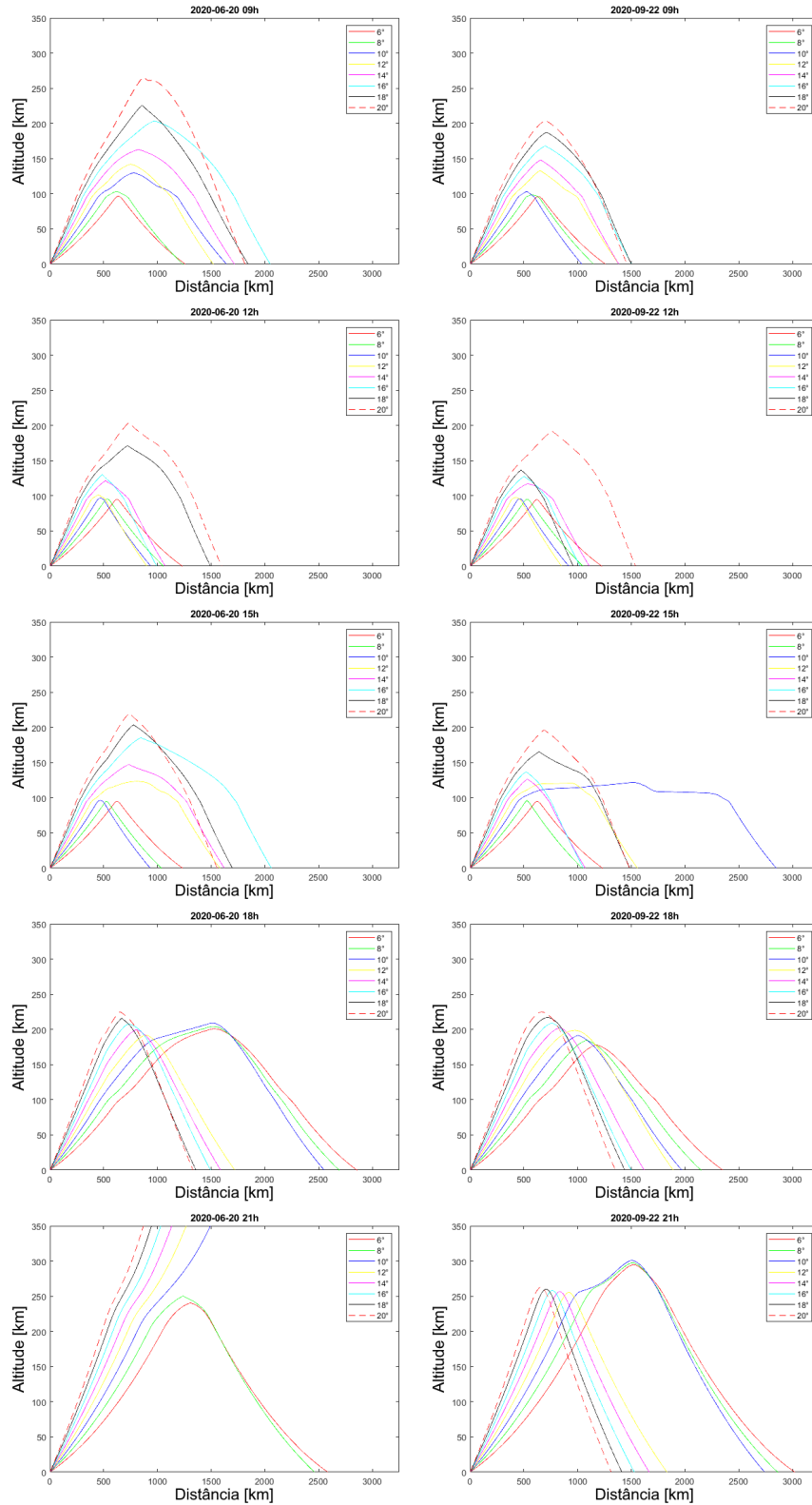
Esta dependência entre distância atingida e horário do dia para determinado ângulo de *take-off* é melhor visualizada na [Figura 49](#). Nela também vemos que, quanto maior o ângulo de *take-off*, menor o alcance do salto às 18h, no entardecer.

Figura 47 – Visualização gráfica das simulações de *ray-tracing* realizadas no trabalho para os dias de 21 de dezembro de 2019 e 20 de março de 2020; um mesmo gráfico demonstra os caminhos de raio para vários ângulos de *take-off* dentro de um determinado dia e horário.



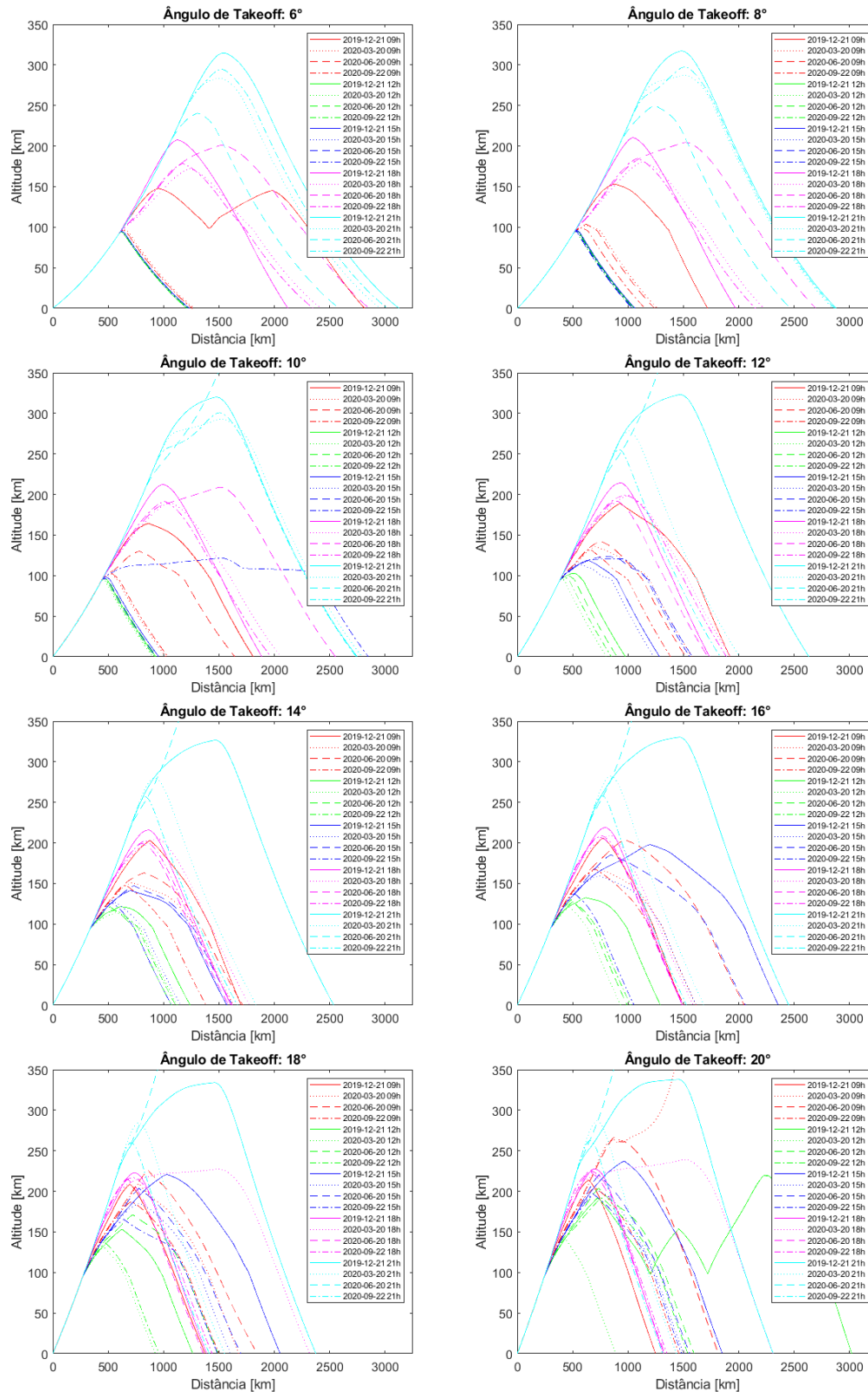
Fonte: Produzida pelo autor.

Figura 48 – Visualização gráfica das simulações de *ray-tracing* realizadas no trabalho para os dias de 20 de junho de 2020 e 22 de setembro de 2020; um mesmo gráfico demonstra os caminhos de raio para vários ângulos de *take-off* dentro de um determinado dia e horário.



Fonte: Produzida pelo autor.

Figura 49 – Visualização gráfica das simulações de *ray-tracing* realizadas no trabalho; um mesmo gráfico demonstra os caminhos de raio para vários dias e horários dentro de um ângulo de *take-off*.

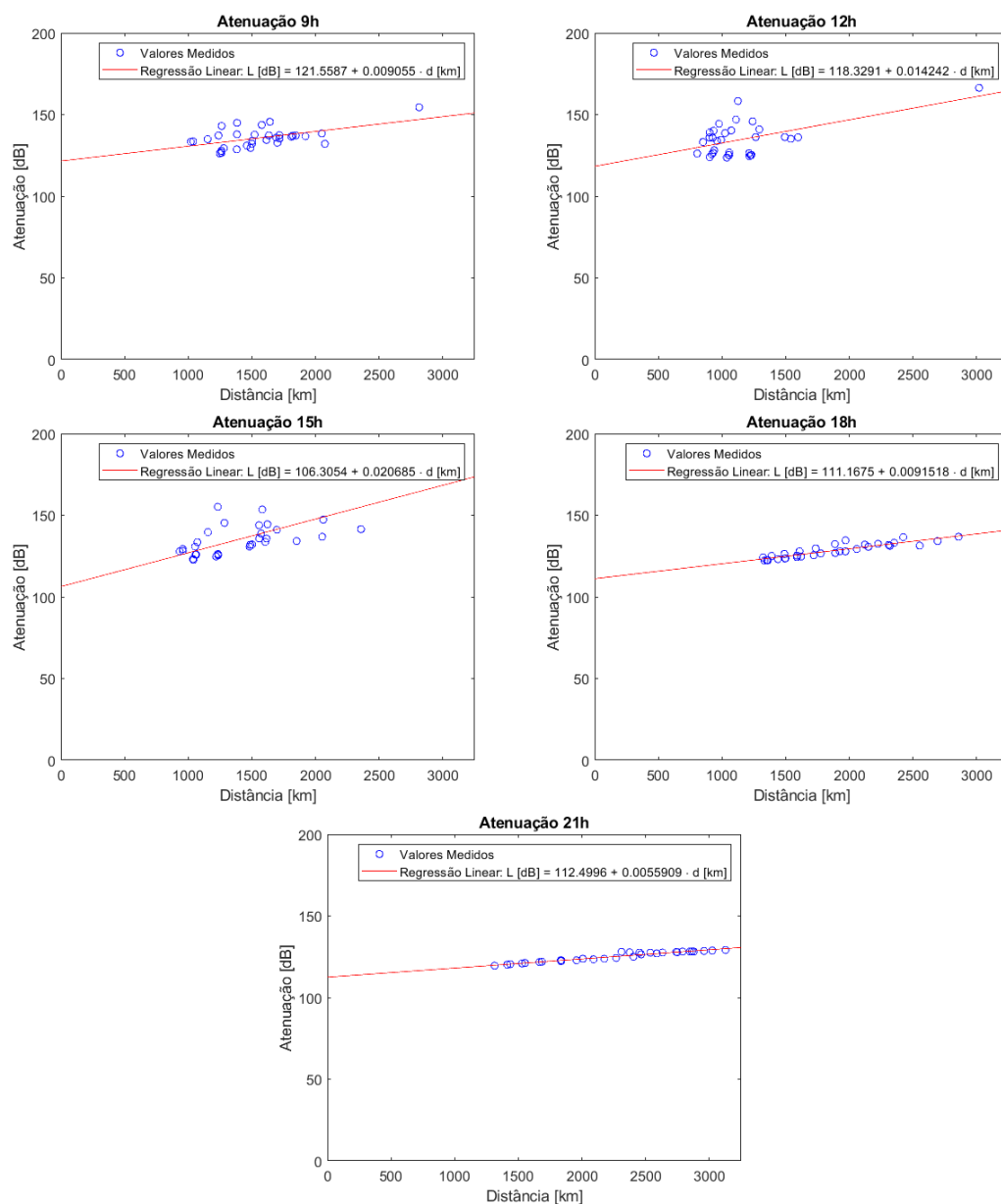


Fonte: Produzida pelo autor.

7.2 Comportamento da Atenuação

A atenuação que ocorre no caminho também é calculada pelo programa, levando em conta a de espaço livre e a de absorção, conforme detalhado na seção 6.2. A Figura 50 mostra todos os valores de atenuação obtidos nas simulações em função das distâncias de salto percorridas; cada gráfico se refere a um determinado horário do dia.

Figura 50 – Valores de atenuação obtidos para as várias simulações de caminho do raio realizadas e regressões lineares realizadas a partir dos dados; um mesmo gráfico demonstra a atenuação total calculada em função da distância percorrida no salto para um mesmo horário.



Fonte: Produzida pelo autor.

Para cada horário, foi realizada uma regressão linear para prever os valores

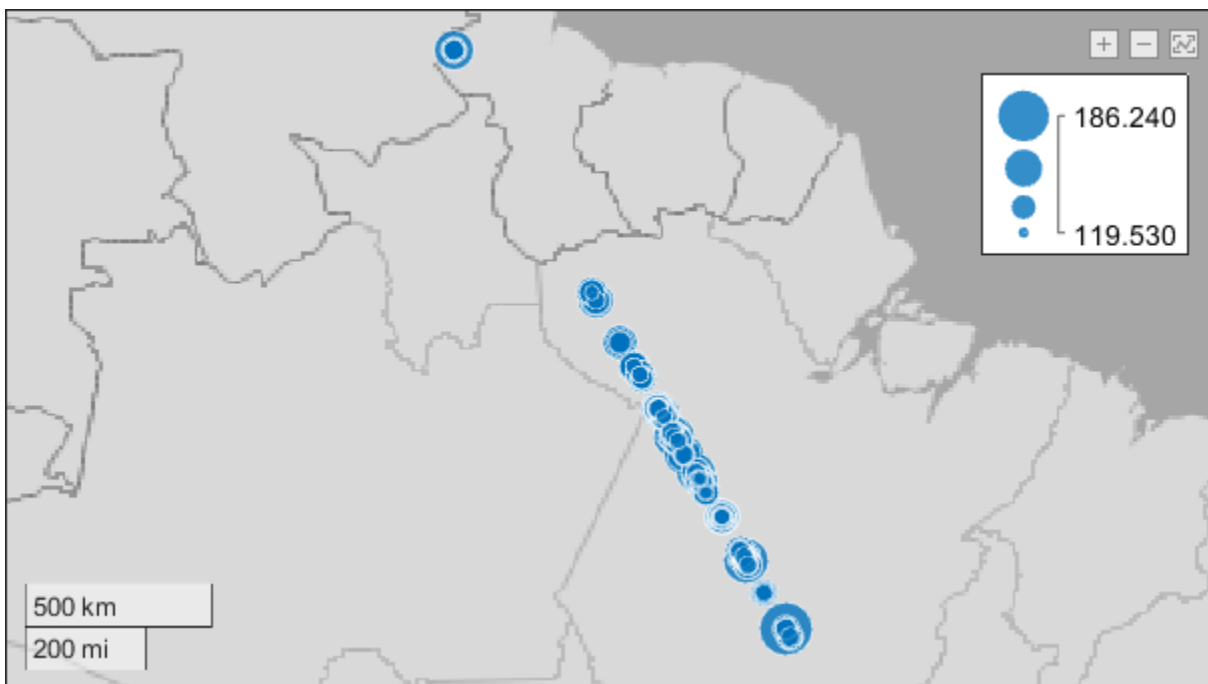
calculados de atenuação L em função da distância percorrida d .

$$L \text{ [dB]} = \begin{cases} -121,559 - 9,06 \times 10^{-3}d \text{ [km]} & \text{para 9h.} \\ -118,329 - 14,24 \times 10^{-3}d \text{ [km]} & \text{para 12h.} \\ -106,305 - 20,69 \times 10^{-3}d \text{ [km]} & \text{para 15h.} \\ -111,168 - 9,15 \times 10^{-3}d \text{ [km]} & \text{para 18h.} \\ -112,506 - 5,59 \times 10^{-3}d \text{ [km]} & \text{para 21h.} \end{cases} \quad (7.1)$$

Entende-se a maior variação em 9h, 12h e 15h como resultados da maior ocorrência de atenuação de absorção — apesar de ser usado um único perfil de frequência de colisão ν em todos, os valores de densidade eletrônica são maiores nestes horários por motivos já mencionados, e portanto há a maior absorção da energia da onda no meio ionosférico. Em contraste, a atenuação às 18h e 21h é devido quase exclusivamente à atenuação de espaço livre, que é relacionado à distância do salto.

A [Figura 51](#) mostra um mapa das localidades de término da propagação dos caminhos de raio simulados, com o tamanho dos pontos indicando a atenuação calculada para cada um. A sobreposição de pontos de diferentes tamanhos no mapa indica que, em estes locais, a transmissão representada é recebida em vários momentos distintos do dia, mas com valores de atenuação diferentes em cada horário.

Figura 51 – Locais de término de propagação e respectivos valores de atenuação ao longo do caminho de azimute 329° .



Fonte: Produzida pelo autor.

7.3 Comparação com outros métodos

Por sua considerável reputação como programa de predição de propagação de transmissões de rádio em ondas curtas, é escolhido o programa VOACAP, mencionado na [seção 4.3](#), como parâmetro de comparação para os resultados obtidos no trabalho.

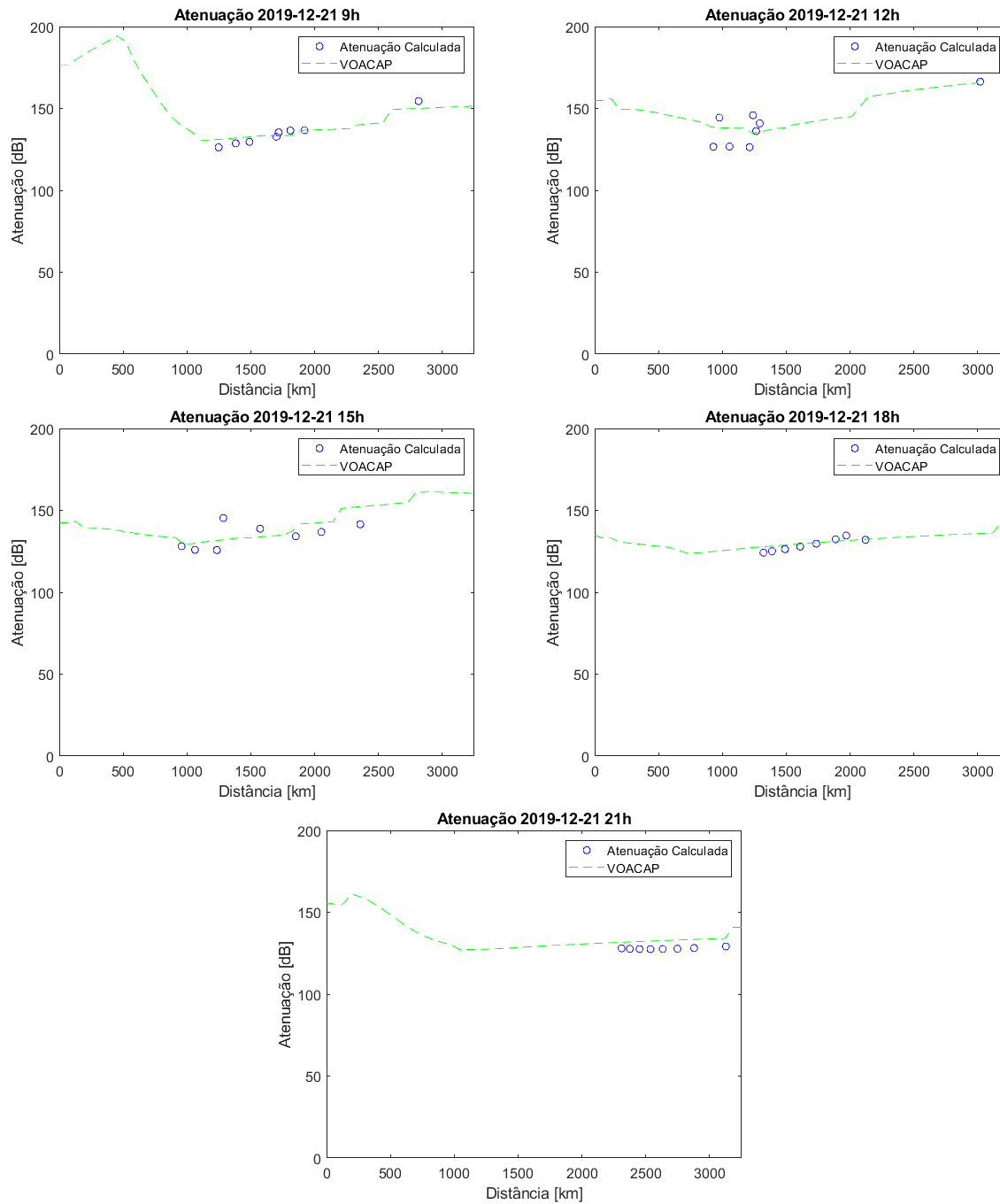
Para os meses de dezembro de 2019, março de 2020, junho de 2020 e setembro de 2020, usando valores de número de Wolf para os dias amostrados obtidos de [SILSO \(2020\)](#), usamos o VOACAP para a obtenção de suas previsões de atenuação total de sistema em função da distância percorrida pela transmissão, considerando ganho unitário nas antenas de transmissão e recepção, para um enlace em funcionamento nos horários de 9h, 12h, 15h, 18h e 21h de Brasília partindo do Parque do Rodeador com direção de 329° de azimute.

A partir disto, realizamos comparação com os valores de atenuação total em função da distância alcançada decorrente dos caminhos dos raios simulados pelo programa desenvolvido no presente trabalho para os diferentes dias e horários considerados em nosso estudo. Em função do VOACAP não incorporar método de *ray-tracing*, não realizamos comparação direta entre caminhos de raio.

Os resultados são mostrados na [Figura 52](#), na [Figura 53](#), na [Figura 54](#) e na [Figura 55](#). Notamos que, de forma geral, o programa elaborado no trabalho prevê valores condizentes com os esperados pelo VOACAP. Nos casos de transmissões às 18h e às 21h, onde a atenuação por absorção é baixa e a atenuação por espaço livre é predominante, o programa elaborado apresenta conclusões consistentemente próximas; nos casos de transmissões entre as 9h e as 15h, há um espalhamento maior dos valores de atenuação previstos pelo nosso programa, mas ainda assim razoavelmente próximos dos esperados pelo VOACAP.

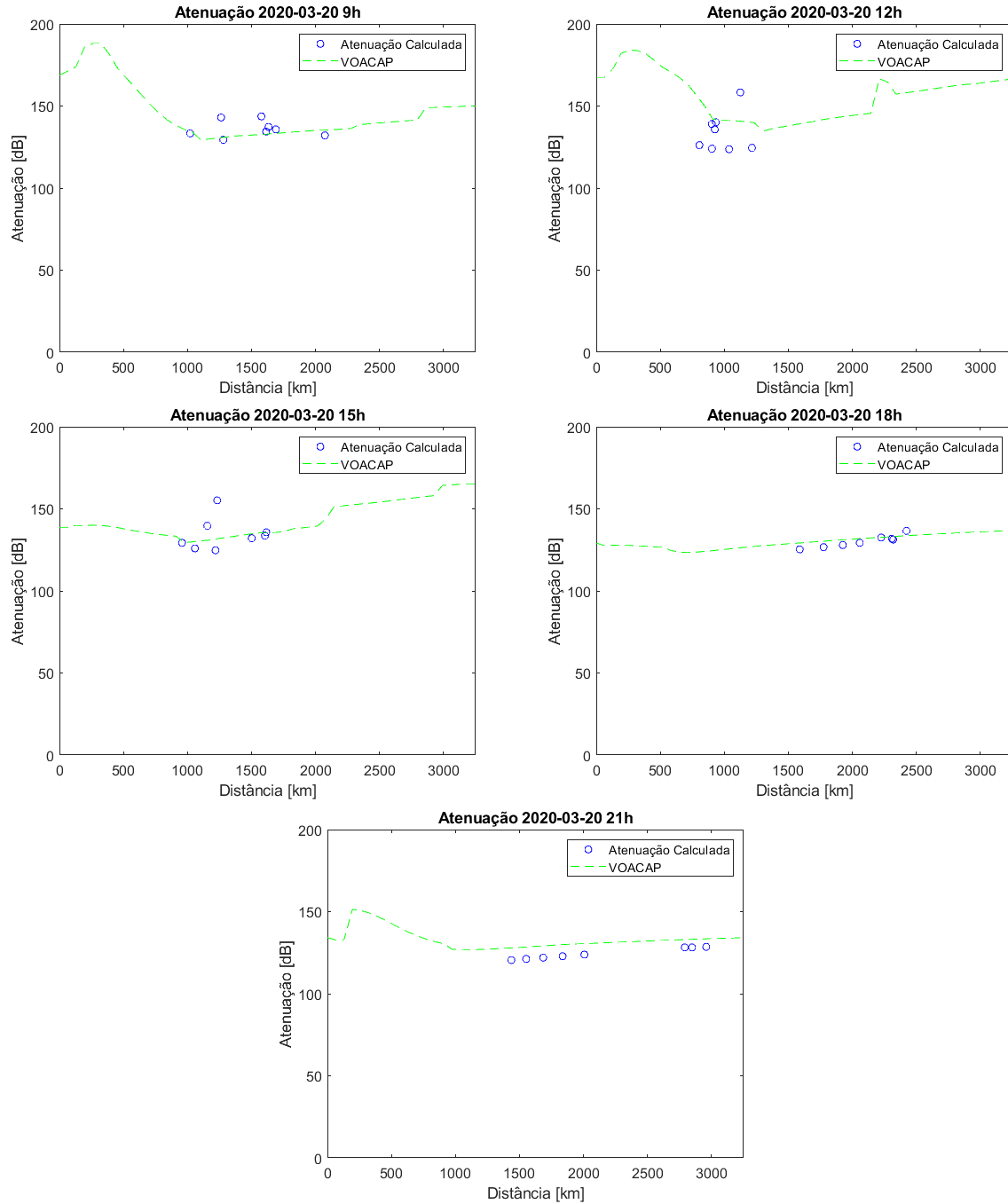
É necessário notar que o VOACAP é construído com o objetivo de obtenção de valores médios mensais de grandezas de interesse no estudo de propagação e, portanto, entrega resultados mais normalizados que os previstos pelo programa desenvolvido, que se dedica ao estudo das condições de propagação em determinado instante no tempo.

Figura 52 – Valores de atenuação em função da distância percorrida obtidos para as várias simulações de caminho de raio realizadas para o dia de 21 de dezembro de 2019 mostrados em comparação com os valores esperados pelo VOACAP.



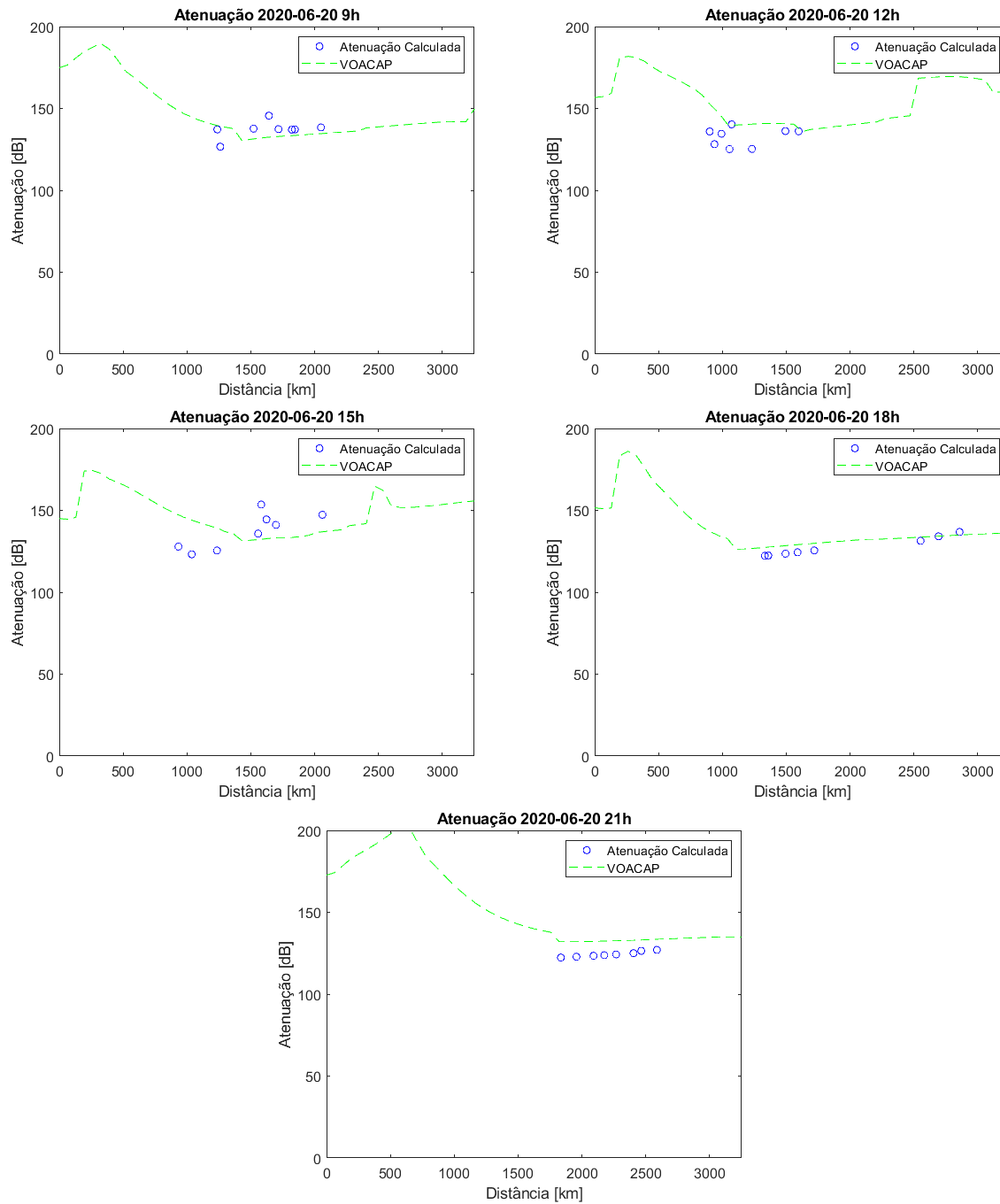
Fonte: Produzida pelo autor.

Figura 53 – Valores de atenuação em função da distância percorrida obtidos para as várias simulações de caminho de raio realizadas para o dia de 20 de março de 2020 mostrados em comparação com os valores esperados pelo VOACAP.



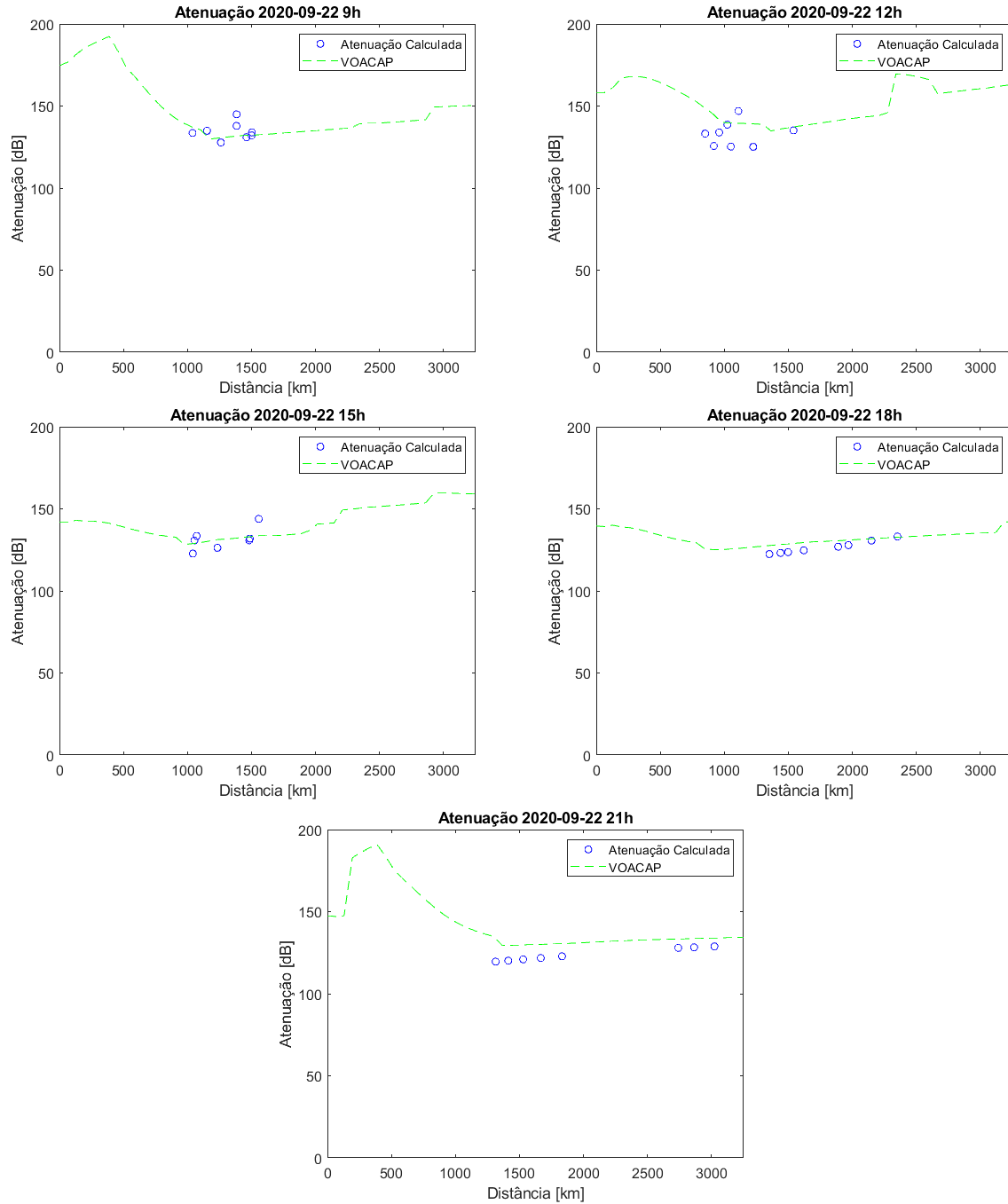
Fonte: Produzida pelo autor.

Figura 54 – Valores de atenuação em função da distância percorrida obtidos para as várias simulações de caminho de raio realizadas para o dia de 20 de junho de 2020 mostrados em comparação com os valores esperados pelo VOACAP.



Fonte: Produzida pelo autor.

Figura 55 – Valores de atenuação em função da distância percorrida obtidos para as várias simulações de caminho de raio realizadas para o dia de 22 de setembro de 2020 mostrados em comparação com os valores esperados pelo VOACAP.



Fonte: Produzida pelo autor.

8 Conclusão

Este trabalho buscou apresentar procedimento computacional próprio para a simulação da propagação de transmissões oriundas da estação no Rodeador da EBC em enlace transequatorial. Para tal, foi realizada introdução à física da ionosfera, apresentação dos fatores que afetam transmissões de rádio ao redor da região do equador, exposição dos métodos de predição de alcance de transmissões em ondas curtas, justificativa do uso de *ray-tracing* para o estudo de caso realizado, exposição da lógica do programa criado e apresentação dos resultados. Houve extensa pesquisa em literatura disponível para a realização do trabalho.

O método desenvolvido possui confiabilidade e desempenho satisfatórios: os resultados obtidos obedecem a certos aspectos esperados de enlaces transequatoriais, mas também são originais e apresentam novo olhar às transmissões realizadas pela Rádio Nacional da Amazônia, além de apresentarem boa precisão na simulação do caminho e serem consistentes com as previsões obtidas por meio do VOACAP. O programa também apresenta versatilidade interessante: há a possibilidade do ajuste do local de origem da transmissão e da direção da simulação, permitindo a sua adaptação para diferentes situações. A fácil permuta dos dados de ionossondas utilizados na simulação permite a construção de programa que, implementando o método de simulação de caminho do raio e de atenuação desenvolvido, seja capaz de realizar previsões em tempo real utilizando informações ionosféricas obtidas de forma automática.

O rádio de ondas curtas possui história quase centenária e, mesmo com a presença na atualidade de outros meios de acesso à informação de alcance global, com a presença massiva de satélites e expansão contínua da infraestrutura de internet, ele continua como peça fundamental de comunicação por sua facilidade de transmissão e recepção, pela sua confiabilidade e disponibilidade e pelo seu potencial de alcance global.

O presente desenvolvimento de técnicas de modulação digital para aumento do escopo da capacidade de transmissão de conteúdo pelo rádio em ondas curtas é atestado da continuidade da importância de seu funcionamento. O padrão DRM já permite a transmissão de conteúdos não só de áudio, mas também textuais e visuais; a futura introdução de aparelhos receptores compatíveis e acessíveis poderá fazer sua adoção acelerar vertiginosamente.

O público da Rádio Nacional da Amazônia, que segue ouvindo frequentemente a estações de rádio em ondas curtas, é um grupo demográfico de baixa renda e geograficamente isolado, com acesso dificultado ou mesmo impossível aos meios de comunicação mais exigentes, como a televisão e a internet. Esta população depende da contínua operação

da estação no Rodeador da EBC, e a possibilidade de receber conteúdos multimídia proporcionada pela introdução do DRM é uma potencial melhoria de qualidade de vida muito grande.

O uso de ondas curtas também possui sua aplicação estratégica. Sem depender de infraestrutura extensiva e com excelente alcance, as ondas curtas continuam sendo um recurso importante das Forças Armadas, e com a introdução de padrões digitais e consequente facilidade de uso de métodos de criptografia para transmissão de conteúdo, a sua aplicabilidade para tal público se torna inquestionável.

8.1 Perspectivas de Trabalhos Futuros

Na produção do procedimento computacional apresentado, foram realizadas determinadas suposições na modelagem da propagação que, embora tenham tornado o desenvolvimento do programa mais simples ou conveniente, poderiam ser repensadas na elaboração de meio de predição de propagação mais completo.

É lamentável a indisponibilidade da ionossonda de Belém por largo espaço de tempo no ano de 2020, tal que não houvessem dados disponíveis para ela nos dias amostrados. O uso de seus dados poderia trazer maior realismo à modelagem da ionosfera usada no programa desenvolvido.

O uso das equações de Haselgrove para implementação das iterações do caminho do raio, como mostrado na [seção 5.2](#), pode nos permitir entender o grau da influência do campo magnético terrestre na propagação, havendo uma modelagem adequada deste no percurso. Também seria possível, assim, verificar a propagação da onda extraordinária e a distorção de polarização devido ao fenômeno da rotação de Faraday.

Mesmo se mantido o uso da lei de Bouger no cálculo das iterações do caminho do raio, é de potencial interesse a incorporação do ganho da antena transmissora em três dimensões, bastando realizar uma mudança no ângulo de azimute para predizer o alcance e a potência na recepção em uma área ao invés de uma linha fixa.

No cálculo da atenuação por absorção, nos atemos a um perfil simples e fixo de frequência de colisão e valores fixos de densidade eletrônica na região que antecede o início da validade dos dados fornecidos por ionossondas. A introdução de valores mais realistas para ambos poderia aumentar a precisão do cálculo de atenuação por absorção.

O estudo realizado se ateve ao estudo da propagação de transmissões em apenas um salto realizado. Poderia ser feita a consideração da propagação em múltiplos saltos em trabalhos futuros relacionados, considerando adequadamente as atenuações introduzidas pelas reflexões da onda no solo.

Referências

- AGÊNCIA NACIONAL DE TELECOMUNICAÇÕES. *Canais de Radiodifusão Distribuídos*. Brasília, 2012. Citado na página 25.
- AGÊNCIA NACIONAL DE TELECOMUNICAÇÕES. *Resolução 716: Plano de atribuição, destinação e distribuição de faixas de frequência no Brasil*. Brasília, 2020. Citado na página 25.
- BALAN, N.; LIU, L.-B.; LE, H.-J. A brief review of equatorial ionization anomaly and ionospheric irregularities. *Earth and Planetary Physics*, v. 2, n. 4, p. 257–275, 2018. Citado 2 vezes nas páginas 87 e 88.
- BARGHAUSEN, A. F. et al. *Predicting long-term operational parameters of high-frequency sky-wave telecommunication systems*. Boulder, Estados Unidos, 1969. Citado 2 vezes nas páginas 16 e 68.
- BORN, M.; WOLF, E. *Principles of Optics: Electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. 7. ed. Cambridge, Reino Unido: Cambridge University Press, 1999. Citado 4 vezes nas páginas 71, 72, 73 e 74.
- BOURDEAU, R. E. Space flight studies of the ionosphere. In: NATIONAL AERONAUTICS AND SPACE ADMINISTRATION. *Geophysics and Astronomy in Space Exploration*. Washington, Estados Unidos: US Government Printing Office, 1962. p. 7–19. Citado na página 37.
- BREIT, G.; TUVE, M. A. A test of the existence of the conducting layer. *Physical Review*, v. 28, n. 3, p. 554–575, 1926. Citado na página 61.
- BREMMER, H. *Terrestrial Radio Waves: Theory of propagation*. Nova Iorque, Estados Unidos: Elsevier Publishing Company, 1949. Citado na página 56.
- BROWN, BOVERI & COMPAGNIE. *Antenna A2: 9/11/15 mhz*. 1975. Desenho técnico. Desenho GMH 75 64 509. Citado na página 83.
- BUDDEN, K. G. *The propagation of radio waves: The theory of radio waves of low power in the ionosphere and magnetosphere*. 1. ed. Cambridge, Reino Unido: Cambridge University Press, 1985. Citado 2 vezes nas páginas 34 e 36.
- COMITÊ CONSULTIVO INTERNACIONAL DE RADIOCOMUNICAÇÕES. *CCIR Atlas of Ionospheric Characteristics*. Genebra, Suíça, 1991. Citado 2 vezes nas páginas 65 e 66.
- COMMUNITY COORDINATED MODELING CENTER. *MSIS-E-90 Atmosphere Model*. 2020. Página na internet. Disponível em: <https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/msis_vitmo.php>. Acesso em: 12 de dezembro de 2020. Citado 2 vezes nas páginas 30 e 32.
- CROFT, T. A. *Methods and Applications of Computer Raytracing*. Stanford, Estados Unidos, 1969. Citado 6 vezes nas páginas 74, 75, 76, 77, 78 e 84.

- DAVIES, K. *Ionospheric Radio*. 1. ed. Exeter, Reino Unido: Short Run Press Ltd., 1990. Citado 15 vezes nas páginas 30, 37, 38, 42, 44, 45, 50, 53, 56, 57, 60, 62, 63, 64 e 77.
- DOLUKHANOV, M. P. *Propagation of Radio Waves*. 2. ed. Moscou, antiga União Soviética: Mir Publishers, 1971. Citado 13 vezes nas páginas 30, 33, 34, 35, 37, 38, 39, 41, 44, 45, 51, 52 e 61.
- EMMERT, J. T.; RICHMOND, A. D.; DROB, D. P. A computationally compact representation of magnetic-apex and quasi-dipole coordinates with smooth base vectors. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, v. 115, n. A8, 2010. Citado na página 91.
- EMPRESA BRASILEIRA DE RADIODIFUSÃO. *Parque Transmissores do Rodeador: Situação geral*. Brasília, 1976. Desenho arquitetônico. Citado na página 82.
- EPSTEIN, M. R. *Propagation of Ionospherically Propagated Waves*. Stanford, Estados Unidos: Clearinghouse for Federal Scientific and Technical Information, 1967. Citado 2 vezes nas páginas 53 e 54.
- FLORIDA CENTER FOR ENVIRONMENTAL STUDIES. *Earth's Atmosphere*. 2016. Disponível em: <<http://www.ces.fau.edu/nasa/module-2/atmosphere/earth.php>>. Acesso em: 21 de abril de 2020. Citado na página 29.
- FLOWERS, P. et al. *Chemistry 2e*. 2. ed. Houston, Estados Unidos: Rice University, 2009. Citado na página 32.
- FOOKS, G. F. *H. F. Propagation Program*. [S.l.], 1962. Citado na página 74.
- FRIIS, H. T. A note on a simple transmission formula. In: GOLDSMITH, A. N. (Ed.). *Proceedings of the IRE*. [S.l.]: Institute of Radio Engineers, 1946. p. 254–256. Citado na página 54.
- GLOBAL IONOSPHERIC RADIO OBSERVATORY. 2017. Página na internet. Disponível em: <<http://giro.uml.edu/>>. Acesso em: 12 de maio de 2020. Citado na página 45.
- GLOBAL IONOSPHERIC RADIO OBSERVATORY. *IRI Real-Time Assimilative Mapping (IRTAM): Global near-real-time f2-layer critical frequency and peak height*. 2020. Página na internet. Disponível em: <<http://giro.uml.edu/IRTAM/>>. Acesso em: 25 de novembro de 2020. Citado na página 87.
- GLOBAL IONOSPHERIC RADIO OBSERVATORY. *Statistic for BOA VISTA, 21 January 2020*. 2020. Página na internet. Disponível em: <<http://giro.uml.edu/>>. Acesso em: 12 de maio de 2020. Citado na página 46.
- GO, D. B. *Ionization and Ion Transport*. 1. ed. San Rafael, Estados Unidos: Morgan & Claypool Publishers, 2018. Citado na página 33.
- GOOGLE. *Parque do Rodeador: Brasília, Distrito Federal, Brasil*. 2020. Programa Google Earth Pro. Acesso em: 25 de outubro de 2020. Citado na página 81.
- HAN, R.-Y. *A Study of The Secant Law for Sporadic E*. Dissertação (Mestrado) — Universidade Estadual de Utah, Logan, Estados Unidos, 1970. Citado na página 61.
- HASELGROVE, C. B.; HASELGROVE, J. Twisted ray paths in the ionosphere. In: *Proceedings of the Physical Society*. Londres, Reino Unido: Physical Society, 1960. v. 75, n. 3, p. 357–363. Citado na página 76.

HASELGROVE, J. Ray theory and a new method for ray tracing. In: *The Physics of the Ionosphere: Report of the Physical Society Conference on the Physics of the Ionosphere, Held at the Cavendish Laboratory, Cambridge, Sept. 1954*. Londres, Reino Unido: Physical Society, 1955. p. 355–364. Citado na página 76.

HASELGROVE, J. Oblique ray paths in the ionosphere. In: *Proceedings of the Physical Society, Section B*. Londres, Reino Unido: Physical Society, 1957. v. 70, n. 7, p. 653–662. Citado na página 76.

HOLT, C. Characteristics of polar cap absorption. In: FOLKESTAD, K. (Ed.). *Ionospheric Radio Communications*. [S.l.]: Springer Science+Business Media New York, 1968. p. 33–45. Citado na página 53.

IDA, N. *Engineering Electromagnetics*. 3. ed. Cham, Suíça: Springer International Publishing, 2015. Citado na página 38.

IMAGER TO MAGNETOPAUSE-TO-AURORA GLOBAL EXPEDITION. *Glossary: Ionosphere*. 2000. Página na internet do projeto. Disponível em: <<http://pluto.space.swri.edu/image/glossary/ionosphere.html>>. Acesso em: 25 de abril de 2020. Citado na página 33.

ISTITUTO NAZIONALE DI GEOFISICA E VULCANOLOGIA. *Elements of the geomagnetic field*. 2009. Disponível em: <http://roma2.rm.ingv.it/en/research_areas/1/earth-s_magnetic_field/8/elements_of_the_geomagnetic_field>. Acesso em: 29 de abril de 2020. Citado na página 43.

JACOB, D. J. *Introduction to Atmospheric Chemistry*. 1. ed. Princeton, Estados Unidos: Princeton University Press, 1999. Citado 2 vezes nas páginas 31 e 32.

JONES, W. B.; GALLET, R. M. Representation of diurnal and geographic variations of ionospheric data by numerical methods. *Journal of Research of the National Bureau of Standards*, v. 66D, n. 4, p. 419–438, 1962. Citado 3 vezes nas páginas 65, 66 e 67.

KELLY, P. A. *Mechanics Lecture Notes Part III: Foundations of Continuum Mechanics*. 2020. Notas de aula. Capítulo 1: Vectors and Tensors. Disponível em: <http://homepages.engineering.auckland.ac.nz/~pkel015/SolidMechanicsBooks/Part_III/>. Acesso em: 02 de dezembro de 2020. Citado na página 73.

KIFT, F. The propagation of high-frequency radio waves to long distances. *Proceedings of the IEE - Part B: Electronic and Communication Engineering*, v. 107, n. 32, p. 127–140, 1960. Citado na página 74.

KOUPELIS, T. *In Quest of the Solar System*. 1. ed. Sudbury, Estados Unidos: Jones and Bartlett Publishers, LLC, 2011. Citado na página 49.

KUTIEV, I.; MARINOV, P.; BELEHAKI, A. Real time 3-d electron density reconstruction over europe by using tad profiler. *Radio Science*, v. 51, n. 7, p. 1176–1187, 2016. Citado 2 vezes nas páginas 78 e 79.

LANZA, R.; MELONI, A. *The Earth's Magnetism: An introduction for geologists*. 1. ed. Berlim, Alemanha: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006. Citado 2 vezes nas páginas 51 e 52.

LAUNDAL, K. M.; RICHMOND, A. D. Magnetic coordinate systems. *Space Science Reviews*, Springer Science and Business Media LLC, v. 206, n. 1-4, p. 27–59, 2016. Citado 2 vezes nas páginas 87 e 88.

MARTYN, D. F. The propagation of medium radio waves in the ionosphere. In: *Proceedings of the Physical Society*. [S.l.]: IOP Publishing, 1935. v. 47, n. 2, p. 323–339. Citado na página 61.

MERCER, C. C. *The search for an ionospheric model suitable for real-time applications in HF radio communications*. Dissertação (Mestrado) — Universidade de Rhodes, Grahamstown, África do Sul, dezembro 1993. Citado na página 56.

MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA, INOVAÇÃO E TELECOMUNICAÇÕES. *Cartilha para Elaboração de Emendas Parlamentares ao Projeto de Lei Orçamentária Anual – PLOA 2020*. Brasília, 2020. Citado na página 26.

NATIONAL OCEANIC AND ATMOSPHERIC ADMINISTRATION. *Sudden Ionospheric Disturbance (SID)*. 2014. Página na internet. Disponível em: <https://www.ngdc.noaa.gov/stp/space-weather/ionospheric-data/sids/documentation/readme_sudden-ionospheric-disturbances.pdf>. Acesso em: 24 de maio de 2020. Citado na página 52.

NATIONAL OCEANIC AND ATMOSPHERIC ADMINISTRATION. *Geomagnetism Frequently Asked Questions*. 2020. Página na internet. Disponível em: <<https://www.ngdc.noaa.gov/geomag/faqgeom.shtml>>. Acesso em: 24 de maio de 2020. Citado na página 50.

NATIONAL OCEANIC AND ATMOSPHERIC ADMINISTRATION. *The World Magnetic Model*. 2020. Página na internet. Disponível em: <<https://www.ngdc.noaa.gov/geomag/WMM/>>. Acesso em: 24 de maio de 2020. Citado 2 vezes nas páginas 51 e 54.

NAVE, R. *Inverse Square Law, General*. 2016. Página na internet. Disponível em: <<http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/Forces/isq.html>>. Acesso em: 27 de maio de 2020. Citado na página 55.

NEBEKER, F. *Dawn of the Electronic Age: Electrical technologies in the shaping of the modern world, 1914 to 1945*. 1. ed. Piscataway, Estados Unidos: John Wiley & Sons, Inc., 2009. Citado na página 25.

NICOLET, M. The collision frequency of electrons in the ionosphere. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, v. 3, n. 4, p. 200–211, 1953. Citado 3 vezes nas páginas 16, 19 e 86.

PVEDUCATION. *Standard Solar Spectra*. 2019. Página na internet. Disponível em: <<https://www.pveducation.org/pvcdrom/appendices/standard-solar-spectra>>. Acesso em: 22 de maio de 2020. Citado na página 49.

RÁDIO NACIONAL DA AMAZÔNIA. *Sobre a emissora*. 2020. Página na internet. Disponível em: <<https://radios.etc.com.br/nacionalamazonia>>. Acesso em: 28 apr 2020. Citado 2 vezes nas páginas 25 e 81.

RICHARDS, J. A. *Radio Wave Propagation: An introduction for the non-specialist*. 3. ed. Berlin, Alemanha: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2008. Citado na página 41.

- RICHMOND, A. D. Thermospheric dynamics and electrodynamics. In: CAROVILLANO, R. L. (Ed.). *Solar-Terrestrial Physics: Principles and Theoretical Foundations*. [S.l.]: D. Reidel Publishing Company, 1982. p. 523–539. Citado na página 32.
- RUSH, C. M. Ionospheric radio propagation models and predictions – a mini-review. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, v. 34, n. 9, p. 1163–1170, 1986. Citado na página 68.
- RUSH, C. M. et al. Improving ionospheric maps using theoretically derived values of f_0F2 . *Radio Science*, v. 18, n. 1, p. 95–107, 1983. Citado 2 vezes nas páginas 66 e 67.
- SCOTTO, C.; PEZZOPANE, M.; ZOLESI, B. Estimating the vertical electron density profile from an ionogram: On the passage from true to virtual heights via the target function method. *Radio Science*, v. 47, n. 1, 2012. Citado na página 46.
- STUTZMAN, W. L.; THIELE, G. A. *Antenna Theory and Design*. 3. ed. Hoboken, Estados Unidos: John Wiley & Sons, Inc., 2013. Citado na página 55.
- SUNSPOT INDEX AND LONG-TERM SOLAR OBSERVATIONS. *Daily total sunspot number*. 2020. Página na internet. Disponível em: <<http://www.sidc.be/silso/infosndtot>>. Acesso em: 23 de maio de 2020. Citado 2 vezes nas páginas 50 e 103.
- TETERS, L. R. et al. *Estimating the Performance of Telecommunication Systems Using the Ionospheric Transmission Channel: Ionospheric communications analysis and prediction program user's manual*. Boulder, Estados Unidos, 1983. Citado na página 68.
- UNIVERSITY CORPORATION FOR ATMOSPHERIC RESEARCH. *Layers of Earth's Atmosphere*. 2015. Disponível em: <<https://scied.ucar.edu/atmosphere-layers>>. Acesso em: 12 de abril de 2020. Citado na página 29.
- VENESS, C. *Calculate distance, bearing and more between Latitude/Longitude points*. 2000. Página na internet. Disponível em: <<https://www.movable-type.co.uk/scripts/latlong.html>>. Acesso em: 26 de novembro de 2020. Citado na página 91.
- WALLACE, J. M.; HOBBS, P. V. *Atmospheric Science: An Introductory Survey*. 2. ed. Burlington, Estados Unidos: Elsevier Inc., 2006. Citado na página 32.
- WESTOVER, D. E.; ROSEN, L. A. *Adaptation of the Kift-Fooks Ionospheric Ray-Tracing Technique to a High-Speed Digital Computer*. Stanford, Estados Unidos, 1963. Citado 2 vezes nas páginas 74 e 75.
- WILKINSON, J. *New Eyes on the Sun: A Guide to Satellite Images and Amateur Observation*. 1. ed. Berlim, Alemanha: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2012. Citado na página 50.
- ZOLESI, B.; CANDLER, L. R. *Ionospheric Prediction and Forecasting*. 1. ed. Berlim, Alemanha: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2014. Citado 6 vezes nas páginas 59, 63, 65, 66, 67 e 69.
- ZOLESI, B.; CANDLER, L. R.; FRANCESCHI, G. D. Simplified ionospheric regional model for telecommunication application. *Radio Science*, v. 18, n. 4, p. 603–612, 1993. Citado na página 67.

Apêndices

APÊNDICE A – Programa de MATLAB

```

% -----
% Propagação de Rádio Ionosférico em Enlace Transequatorial
% Trabalho de Conclusão de Curso
% Graduação em Engenharia Elétrica
%
% Vítor Ossamu Rodrigues Okamura - 15/0151756
% -----

clear all

% -----
% Fase 1: Inicialização
% -----

% Inicialização do programa.
% Unidades das medidas de distância em quilômetros e megahertz.

mensagem = ['Programa Iniciado.'];
disp(mensagem)

registro_posicao = zeros(2, 1000000); % Pré-alocação de vetor.
registro_distancia_altura = zeros(2, 1000000); % Pré-alocação de vetor.
registro_coord_geog = zeros(2, 1000000); % Pré-alocação de vetor.

raio_terra = 6371.000; % [km] Raio da terra.
posicao_atual = [0; raio_terra]; % Posição inicial do raio é no solo.
registro_posicao = [posicao_atual]; % Vetor para registro das posições
% ocupadas para futura referência e plotagem.
registro_distancia_altura = [0.0; 0.0]; % Vetor para registro das
% distâncias ocupadas para futura referência e plotagem.
registro_coord_geog = [-15.60222; -48.13056]; % Vetor para registro das
% coordenadas geográficas para futura referência e plotagem.
angulo_takeoff = deg2rad(20);
passo = 1; % [km] Passo da iteração do programa.
frequencia_transmissao = 11.780; % [MHz] Frequência da transmissão.

```

```

atenuacao = 0; % [dB] Atenuações na transmissão decorrentes de espaço
% livre por lei do inverso dos quadrados e de absorção pelo meio.
atenuacao_absorcao = 0; % [dB] Atenuação da transmissão devido somente
% à absorção da energia na ionosfera
dist = 0; % [km] Distância percorrida pelo raio.
limite_reflexao = 1; % Limite do seno do ângulo beta para reflexão
% da onda.
interromper = 0; % Interromper propagação se altitude alcançada é muito
% alta.

pde_bvt = criar_pde('pde_bvt.txt');
pde_caj = criar_pde('pde_caj.txt');
pde_fza = criar_pde('pde_fza.txt');
pde_jic = criar_pde('pde_jic.txt');
pde_saa = criar_pde('pde_saa.txt');

% -----
% Fase 2: Subida Inicial
% -----

% Subida do raio pela atmosfera sem o fenômeno da refração.
% Propagação retilínea; assume-se que a única atenuação ocorrida é de
% espaço livre.

mensagem = ['Propagação pré-ionosfera iniciada.'];
disp(mensagem)
mensagem = ['Posição atual: (', num2str(posicao_atual(1,1)), ', ',
           num2str(posicao_atual(2,1)), ')'];
disp(mensagem)
mensagem = ['Altura: ', num2str(dist_ct(posicao_atual(1,1),
           posicao_atual(2,1)) - raio_terra), ' km.'];
disp(mensagem)
mensagem = ['Distância: ', num2str(dist_origem(posicao_atual(1,1),
           posicao_atual(2,1))), ' km.'];
disp(mensagem)

while ( dist_ct( posicao_atual(1,1), posicao_atual(2,1) ) <
        raio_terra + max([pde_bvt(1, 1), pde_caj(1, 1),
        pde_fza(1, 1), pde_jic(1, 1), pde_saa(1, 1)]) + 1.000)

```

```

% Loop de propagação retilínea até o início da ionosfera.

posicao_atual = [posicao_atual(1,1) + passo * cos(angulo_takeoff);
    posicao_atual(2,1) + passo * sin(angulo_takeoff)];
[geog_lat_pos_atual, geog_long_pos_atual] =
    coordgeog(posicao_atual(1,1), posicao_atual(2,1));
registro_posicao = [registro_posicao posicao_atual];
registro_distancia_altura = [registro_distancia_altura
    [dist_origem(posicao_atual(1,1), posicao_atual(2,1));
    dist_ct(posicao_atual(1,1), posicao_atual(2,1)) - raio_terra]];
registro_coord_geog = [registro_coord_geog
    [rad2deg(geog_lat_pos_atual); rad2deg(geog_long_pos_atual)]];
atenuacao_absorcao = attenuacao_absorcao + (passo * 4.6e-2 *
    ((1e2 * 1e6) * (nu(posicao_atual(1,1), posicao_atual(2,1)) *
    1e6))/(1 * ( (2 * pi * frequencia_transmissao * 1e6)^2 +
    (nu(posicao_atual(1,1), posicao_atual(2,1)) * 1e6)^2 )));
dist = dist + passo;
end

% -----
% Fase 3: Ionosfera
% -----

% Propagação na ionosfera.
% Atenuação decorrente de espaço livre e de absorção no meio.

mensagem = ['Propagação ionosfera iniciada.'];
disp(mensagem)
mensagem = ['Posição atual: (', num2str(posicao_atual(1,1)), ', ',
    num2str(posicao_atual(2,1)), ')'];
disp(mensagem)
mensagem = ['Altura: ', num2str(dist_ct(posicao_atual(1,1),
    posicao_atual(2,1)) - raio_terra), ' km.'];
disp(mensagem)
mensagem = ['Distância: ', num2str((dist_origem(posicao_atual(1,1),
    posicao_atual(2,1))), ' km.'];
disp(mensagem)

while ( dist_ct( posicao_atual(1,1), posicao_atual(2,1) ) > raio_terra

```

```

+ max([pde_bvt(1, 1), pde_caj(1, 1), pde_fza(1, 1), pde_jic(1, 1),
pde_saa(1, 1)]) )
% Loop de mudança de direção constante.
%  $n_{ini} * R_{ini} * \sin(\beta_{ini}) = n_{pos} * R_{pos} * \sin(\beta_{pos})$ 

posicao_passada = registro_posicao(:, end - 1);

beta_ini = encontrar_beta(posicao_passada(1,1), posicao_passada(2,1),
    posicao_atual(1,1), posicao_atual(2,1));
R_ini = dist_ct(posicao_passada(1,1), posicao_passada(2,1));
dens_ele_ini = dens_ele(posicao_passada(1,1), posicao_passada(2,1),
    pde_bvt, pde_caj, pde_fza, pde_jic, pde_saa);
n_ini = n(dens_ele_ini, frequencia_transmissao);

R_pos = dist_ct(posicao_atual(1,1), posicao_atual(2,1));
dens_ele_pos = dens_ele(posicao_atual(1,1), posicao_atual(2,1),
    pde_bvt, pde_caj, pde_fza, pde_jic, pde_saa);
n_pos = n(dens_ele_pos, frequencia_transmissao);

sin_beta_pos_candidato = (n_ini * R_ini * sin(beta_ini))/(n_pos *
    R_pos);

if (sin_beta_pos_candidato > limite_reflexao)

    mensagem = ['Reflexão ocorrida.'];
    disp(mensagem)
    beta_pos = acos( ( (R_pos ^ 2) + (passo ^ 2) - (R_ini ^ 2) )/(2
        * R_pos * passo) );
    mensagem = ['Reflexão terminada.'];
    disp(mensagem)
    mensagem = ['Candidato de Seno: ',
        num2str(sin_beta_pos_candidato)];
    disp(mensagem)

    limite_reflexao = 1;
else

    if (beta_ini < deg2rad(90))

```

```
        beta_pos = asin(sin_beta_pos_candidato);

    else

        beta_pos = deg2rad(180) - asin(sin_beta_pos_candidato);

    end

end

theta = ang_prox(posicao_atual(1,1), posicao_atual(2,1), beta_pos);

if (imag(theta) ~= 0)

    interromper = 1;

    mensagem = ['Ângulo imaginário em uso.'];
    disp(mensagem)

    break

end

posicao_atual = [posicao_atual(1,1) + passo * cos(theta);
    posicao_atual(2,1) + passo * sin(theta)];
[geog_lat_pos_atual, geog_long_pos_atual] =
    coordgeog(posicao_atual(1,1), posicao_atual(2,1));
registro_posicao = [registro_posicao posicao_atual];
registro_distancia_altura = [registro_distancia_altura
    [dist_origem(posicao_atual(1,1), posicao_atual(2,1));
    dist_ct(posicao_atual(1,1), posicao_atual(2,1)) - raio_terra]];
registro_coord_geog = [registro_coord_geog
    [rad2deg(geog_lat_pos_atual); rad2deg(geog_long_pos_atual)]];

atenuacao_absorcao = atenuacao_absorcao + (passo * 4.6e-2 *
    ((dens_ele_pos * 1e6) * (nu(posicao_atual(1,1),
    posicao_atual(2,1)) * 1e6)) / (n_pos * (2 * pi *
    frequencia_transmissao * 1e6)^2 + (nu(posicao_atual(1,1),
```

```

        posicao_atual(2,1)) * 1e6)^2 ));
dist = dist + passo;

if (dist_ct( posicao_atual(1,1), posicao_atual(2,1) ) > raio_terra
    + 1000.0)

    interromper = 1;

    mensagem = ['Propagação tende ao infinito.'];
    disp(mensagem)

    break

end

end

% -----
% Fase 4: Descida final
% -----

% Descida do raio pela atmosfera sem o fenômeno da refração.
% Propagação retilínea; assume-se que a única atenuação ocorrida é de
% espaço livre.

mensagem = ['Propagação pós-ionsfera iniciada.'];
disp(mensagem)
mensagem = ['Posição atual: (', num2str(posicao_atual(1,1)), ', ',
    num2str(posicao_atual(2,1)), ')'];
disp(mensagem)
mensagem = ['Altura: ', num2str(dist_ct(posicao_atual(1,1),
    posicao_atual(2,1)) - raio_terra), ' km.'];
disp(mensagem)
mensagem = ['Distância: ', num2str((dist_origem(posicao_atual(1,1),
    posicao_atual(2,1))), ' km.'];
disp(mensagem)

while ( (dist_ct( posicao_atual(1,1), posicao_atual(2,1) ) > raio_terra)
    && interromper == 0)
    % Loop de propagação retilínea até a superfície da Terra.

```

```

posicao_atual = [posicao_atual(1,1) + passo * cos(theta);
    posicao_atual(2,1) + passo * sin(theta)];
[geog_lat_pos_atual, geog_long_pos_atual] =
    coordgeog(posicao_atual(1,1), posicao_atual(2,1));
registro_posicao = [registro_posicao posicao_atual];
registro_distancia_altura = [registro_distancia_altura
    [dist_origem(posicao_atual(1,1), posicao_atual(2,1));
    dist_ct(posicao_atual(1,1), posicao_atual(2,1)) - raio_terra]];
registro_coord_geog =
    [registro_coord_geog [rad2deg(geog_lat_pos_atual);
    rad2deg(geog_long_pos_atual)]];
atenuacao_absorcao = attenuacao_absorcao + (passo * 4.6e-2 *
    ((1e2 * 1e6) * (nu(posicao_atual(1,1), posicao_atual(2,1)) *
    1e6)) / (1 * ( (2 * pi * frequencia_transmissao * 1e6)^2 +
    (nu(posicao_atual(1,1), posicao_atual(2,1)) * 1e6)^2 )));
dist = dist + passo;
end

% -----
% Fase 5: Finalização
% -----

% Uso dos dados obtidos para plotagem de gráficos.

atenuacao = attenuacao_absorcao + (20 * log10(dist)) + (20 *
    log10(frequencia_transmissao)) + 32.44;

mensagem = ['Término do estudo da propagação.'];
disp(mensagem)
mensagem = ['Posição atual: (', num2str(posicao_atual(1,1)), ', ',
    num2str(posicao_atual(2,1)), ')'];
disp(mensagem)
mensagem = ['Altura: ', num2str((dist_ct(posicao_atual(1,1),
    posicao_atual(2,1)) - raio_terra)), ' km.'];
disp(mensagem)
mensagem = ['Distância: ', num2str((dist_origem(posicao_atual(1,1),
    posicao_atual(2,1))), ' km.'];
disp(mensagem)

```

```

mensagem = ['Atenuação: ', num2str(atenuacao), ' dB.'];
disp(mensagem)

figure(1)
plot(registro_posicao(1,:), registro_posicao(2,:), 'r' )
hold on
fplot(@(x_1) sqrt( (raio_terra ^ 2) - (x_1 ^ 2) ), [-raio_terra
    raio_terra])
fplot(@(x_2) -sqrt( (raio_terra ^ 2) - (x_2 ^ 2) ), [-raio_terra
    raio_terra])
xlim([-8000.000 8000.000])
ylim([-8000.000 8000.000])
axis equal
hold off
figure(2)
plot(registro_distancia_altura(1,:), registro_distancia_altura(2,:),
    '.b')
figure(3)
geobubble(registro_coord_geog(1,:), registro_coord_geog(2,:),
    registro_distancia_altura(2,:))

% -----
% Funções
% -----

function dist_centro_terra = dist_ct(coord_x, coord_y)
    % Função para indicar a distância de certo ponto ao centro da Terra.

    dist_centro_terra = ((coord_x ^ 2) + (coord_y ^ 2)) ^ 0.5;
end

function angulo_terra = ang_terra(coord_x, coord_y)
    % Função para determinar o ângulo da reta entre o ponto inserido e
    % a origem do gráfico com o eixo X.

    if (coord_x >= 0)

        angulo_terra = atan(coord_y/coord_x);
    end
end

```



```
else

    angulo_terra = atan(coord_y/coord_x) + deg2rad(180);

end

end

function angulo_proxima_iteracao = ang_prox(coord_x, coord_y, beta)
    % Função para determinar o ângulo para a próxima iteração a
    % partir do ponto atual e do ângulo beta.

    angulo_proxima_iteracao = beta + ang_terra(coord_x, coord_y)
        - deg2rad(180);
end

function dist_proj_terra = dist_origem(coord_x, coord_y)
    % Função para indicar a distância da projeção na Terra de certo
    % ponto do raio à origem do percurso.

    angulo_proj = deg2rad(90) - ang_terra(coord_x, coord_y);

    dist_proj_terra = 6371.000 * angulo_proj;
end

function [geog_lat, geog_long] = coordgeog(coord_x, coord_y)
    % Função para calcular a coordenada geográfica da projeção
    % na Terra de determinado ponto do raio.
    % Caminho: azimuth 329° a partir da Estação da EBC no Rodeador,
    % em Brasília (-15.60222°, -48.13056°).

    azimuth = deg2rad(329);
    lat_ini = deg2rad(-15.60222);
    lon_ini = deg2rad(-48.13056);

    ang_perc = deg2rad(90) - ang_terra(coord_x, coord_y);

    geog_lat = asin( (sin(lat_ini) * cos(ang_perc)) + (cos(lat_ini)
        * sin(ang_perc) * cos(azimuth)) );
    geog_long = lon_ini + atan2(sin(azimuth) * sin(ang_perc) *
```

```
        cos(lat_ini), cos(ang_perc) - (sin(lat_ini) * sin(geog_lat)));  
end
```

```
function [gmag_lat, gmag_long] = coordgmag_xy(coord_x, coord_y)  
    % Função para calcular a coordenada geomagnética de quasi-dipolo  
    % de determinado ponto do raio.  
    % Método computacional de Emmert-Richmond-Drob, aplicado com a  
    % biblioteca Apexpy de Python.  
  
    [geog_lat, geog_long] = coordgeog(coord_x, coord_y);  
    geog_lat = rad2deg(geog_lat);  
    geog_long = rad2deg(geog_long);  
  
    dist_centro_terra = dist_ct(coord_x, coord_y);  
    altura_terra = dist_centro_terra - 6371.0;  
    ano = 2020;  
  
    python_coordgmag = py.apexpy.Apex(ano).geo2qd(geog_lat,  
        geog_long, altura_terra);  
    tuple_python_para_matriz_matlab = [python_coordgmag{1};  
        python_coordgmag{2}];  
  
    gmag_lat = tuple_python_para_matriz_matlab(1,1);  
    gmag_long = tuple_python_para_matriz_matlab(2,1);  
end
```

```
function frequencia_colisao = nu(coord_x, coord_y)  
    % Função para cálculo de frequência de colisão de acordo  
    % com a altura do raio.  
    % Camada D: antes de 100 km.  
    % Camada E: entre 100 e 140 km.  
    % Camada F: acima de 140 km.  
    % Unidade: MHz.  
  
    altura_terra = dist_ct(coord_x, coord_y) - 6371.0;  
  
    perfil_vertical_nu = [60, 70, 80, 90, 100, 110, 120, 130, 140;  
        log10(7.1e1), log10(2.0e1), log10(3.3e0), log10(5.5e-1),  
        log10(1.1e-1), log10(2.7e-2), log10(8.0e-3), log10(2.9e-3),
```

```
        log10(1.3e-3)];

if (altura_terra <= 60.0)

frequencia_colisao = 0;

elseif (altura_terra < 140.0)

    frequencia_colisao = spline(perfil_vertical_nu(1,:),
        perfil_vertical_nu(2,:), altura_terra);
    frequencia_colisao = 10 ^ frequencia_colisao;

else

    frequencia_colisao = 0.0013;

end

end

function [gmag_lat, gmag_long] = coordgmag_geog(geog_lat,
    geog_long, altura_terra)
% Função para calcular a coordenada geomagnética de quasi-dipolo
% a partir de determinada coordenada geográfica e altura
% Método computacional de Emmert-Richmond-Drob,
% aplicado com a biblioteca Apexpy de Python.

ano = 2020;

geog_lat = rad2deg(geog_lat);
geog_long = rad2deg(geog_long);

python_coordgmag = py.apexpy.Apex(ano).geo2qd(geog_lat,
    geog_long, altura_terra);
tuple_python_para_matriz_matlab = [python_coordgmag{1};
    python_coordgmag{2}];

gmag_lat = tuple_python_para_matriz_matlab(1,1);
gmag_long = tuple_python_para_matriz_matlab(2,1);

end
```

```
function perfil_densidade_eletronica = criar_pde(arquivo_texto)
    % Função para gerar matriz de pontos de perfil de densidade
    % eletrônica a partir de arquivo de texto.

    perfil_ionograma = importdata(arquivo_texto, ' ', 0);

    densidade_eletronica_ionograma = 1.24e4 * perfil_ionograma(2,:) .*
        perfil_ionograma(2,:);

    perfil_densidade_eletronica = [perfil_ionograma(1, :);
        densidade_eletronica_ionograma];
end

function densidade_eletronica = dens_ele(coord_x, coord_y, pde_bvt,
    pde_caj, pde_fza, pde_jic, pde_saa)
    % Função para calcular a densidade eletrônica em função da
    % posição do raio e dos perfis de densidade eletrônica do programa.
    % BVT: Boa Vista.
    % CAJ: Cachoeira Paulista.
    % FZA: Fortaleza.
    % JIC: Jicamarca, Peru.
    % SAA: São Luís.

    altura_terra = dist_ct(coord_x, coord_y) - 6371.0;
    [gmag_lat_posicao_atual, gmag_long_posicao_atual] =
        coordgmag_xy(coord_x, coord_y);

    gmag_lat_bvt = 8.758;
    gmag_long_bvt = 14.577;
    densidade_eletronica_bvt = spline(pde_bvt(1,:),
        (log10(pde_bvt(2,:))), altura_terra);

    gmag_lat_caj = -20.746;
    gmag_long_caj = 21.540;
    densidade_eletronica_caj = spline(pde_caj(1,:),
        (log10(pde_caj(2,:))), altura_terra);

    gmag_lat_fza = -9.053;
```

```
gmag_long_fza = 32.761;
densidade_eletronica_fza = spline(pde_fza(1,:),
    (log10(pde_fza(2,:))), altura_terra);

gmag_lat_jic = -0.530;
gmag_long_jic = -3.526;
densidade_eletronica_jic = spline(pde_jic(1,:),
    (log10(pde_jic(2,:))), altura_terra);

gmag_lat_saa = -4.964;
gmag_long_saa = 27.955;
densidade_eletronica_saa = spline(pde_saa(1,:),
    (log10(pde_saa(2,:))), altura_terra);

matriz_interp1 = [gmag_lat_bvt, -gmag_lat_bvt,
    gmag_lat_caj, -gmag_lat_caj, gmag_lat_fza, -gmag_lat_fza,
    gmag_lat_jic, -gmag_lat_jic, gmag_lat_saa, -gmag_lat_saa;
    densidade_eletronica_bvt, densidade_eletronica_bvt,
    densidade_eletronica_caj, densidade_eletronica_caj,
    densidade_eletronica_fza, densidade_eletronica_fza,
    densidade_eletronica_jic, densidade_eletronica_jic,
    densidade_eletronica_saa, densidade_eletronica_saa];

if (gmag_lat_posicao_atual <= -20.746)

    densidade_eletronica = densidade_eletronica_caj;

elseif (gmag_lat_posicao_atual < 20.746)

    densidade_eletronica = interp1(matriz_interp1(1,:),
        matriz_interp1(2,:), gmag_lat_posicao_atual);

else

    densidade_eletronica = densidade_eletronica_caj;

end

densidade_eletronica = 10 ^ densidade_eletronica;
```

end

```
function indice_de_refracao = n(densidade_eletronica,  
    frequencia_transmissao)  
% Função para calcular o índice de refração n a partir da  
% densidade eletrônica e da frequência de transmissão.  
% Unidade de densidade eletrônica: cm-3.  
% Unidade de frequência: MHz.
```

```
    indice_de_refracao = sqrt( 1 - 80.62 *  
        (densidade_eletronica/((frequencia_transmissao *  
            1000.0) ^ 2)) );
```

end

```
function beta = encontrar_beta(coord_x_1, coord_y_1,  
    coord_x_2, coord_y_2)  
% Função para achar o ângulo beta da reta entre um ponto (n)  
% e a origem com a reta entre dois pontos (n) e (n+1).
```

```
    angulo_terra_n = ang_terra(coord_x_1, coord_y_1);
```

```
    angulo_entre_pontos = atan((coord_y_2 - coord_y_1)/  
        (coord_x_2 - coord_x_1));
```

```
    beta = angulo_entre_pontos + deg2rad(180) - angulo_terra_n;
```

end