

Aplicaciones en Telecomunicaciones del Modelado de Perturbaciones Ionosféricas



Mariano Fagre

Director: Dra. Ana G. Elias

Dr. Jaroslav Chum

Departamento de Posgrado
Universidad Nacional de Tucumán

Tesis presentada como requisito parcial para acceder al grado académico de:
Doctor en Ciencias Exactas e Ingeniería

Agradecimientos

Mucha ha sido la gente que ha colaborado para que pueda lograr el objetivo de finalizar este trabajo.

Antes que nada quiero agradecer profundamente a mi Directora la Dra. Ana G. Elias y a mi Co-Director, el Dr. Jaroslav Chum por su enorme apoyo, ayuda y paciencia durante todos estos años de trabajo.

Un particular agradecimiento al Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET) y a la Facultad de Ciencias Exactas y Tecnología, Universidad Nacional de Tucumán por darme esta oportunidad de alcanzar el máximo grado académico.

Quiero agradecer a todos los miembros del Laboratorio de Telecomunicaciones (LabTel) y del Laboratorio de Ionósfera, Atmósfera Neutra y Magnetosfera (LIANM), especialmente al Dr. Miguel A. Cabrera, quién me abrió las puertas y me impulsó a realizar esta Tesis.

A mi colega y amigo Bruno S. Zossi, por el gran equipo de trabajo que logramos formar.

Hacer extensivo mi profundo agradecimiento al Dr. L. J. Nickisch, el Dr. Chris Coleman, la Dra. Sharon Vadas y el Dr. Jens Berdermann por su invaluable ayuda.

Por último y no por ello menos importante, a mi compañera de ruta Ceci, a mi familia y amigos por apoyarme plenamente durante todos estos años. Sin ellos hubiese sido imposible finalizar este trabajo.

Indice

Lista de Figuras	v
Lista de Tablas	xv
Introducción	xvii
1 Método de trazado de rayos para la propagación de ondas electromagnéticas de radiofrecuencia con aplicación en las telecomunicaciones	1
1.1 Ecuaciones de Haselgrove	1
1.2 Algoritmo para el trazado de rayos de Jones-Stephenson modificado	3
1.2.1 Motor de Trazado de Rayos	5
1.2.2 Eligiendo y Calculando el Hamiltoniano	7
1.2.3 Fórmula para el Cálculo del Índice de Refracción	9
1.2.4 Métodos de Interpolación Tricúbica e Integración	15
1.2.5 Método de Rayo de Referencia	16
1.2.6 Análisis de Rendimiento	19
2 Aplicación y simulaciones del algoritmo implementado en condiciones ionosféricas tranquilas	23
2.1 Radiopropagación usando diferentes modelos de hmF2 y foF2 en IRI-2016 y los efectos del Campo Magnético de la Tierra	23
2.2 Absorción Ionosférica en Latitudes Bajas y Altas	40
3 Aplicación y simulaciones incorporando modelos de perturbación ionosférica	53
3.1 Modelado de Ondas de Gravedad Atmosféricas utilizando Trazado de Rayos	54
3.1.1 Propagación y Disipación de Ondas de Gravedad	54
3.1.2 Metodología de Trazado de Rayos para GWs	56
3.1.3 Sobre algunos efectos del enfriamiento de la atmósfera superior en la propagación de GWs	63

3.1.4	Perturbaciones Ionosféricas Viajeras inducidas por GWs - Aproximación de iones únicos	70
3.2	Modelo de TIDs de Hooke y sus Efectos en la Radio Propagación	76
3.2.1	Caso de Estudio 1	79
3.2.2	Caso de Estudio 2	83
4	Conclusiones	105
4.1	Resumen de Resultados	105
4.2	Trabajos Futuros	110
	Referencias Bibliográficas	113
	Apéndice A	123
A.1	Método aplicado para la obtención de las Ecuaciones de Haselgrove	123
A.1.1	Coordenadas Arbitrarias	123
A.1.2	Coordenadas Esféricas	126
A.2	Ecuaciones para el cálculo del índice de refracción mediante Hamiltoniano	128
A.3	Fórmulas de Recursión para subrutina HARMONY	129
A.4	Obtención de tubo de flujo para método de rayo de referencia	130
	Apéndice B Descripción de Estructura de Archivos de Datos	135
B.1	Descripción de Datos de Entrada (Archivo DATA_IN)	135
B.2	Descripción de Estructura de Archivos de Frecuencia de Plasma y Colisión	137
B.3	Descripción de Archivo de TID usando modelo de Hooke	138
	Apéndice C Lista de Publicaciones con los Resultados de esta Tesis	139

Lista de Figuras

1.1	Diagrama de Bloques General de programa de Trazado de Rayos. El código crea inicialmente dos archivos con las matrices tridimensionales correspondientes a la frecuencia de plasma y de colisión para la región definida previamente por el usuario. Estos archivos junto a las especificaciones de frecuencias de onda, ángulos de elevación y acimut son posteriormente usados por las subrutinas encargadas de obtener las trayectorias.	4
1.2	Diagrama de Flujo de subrutina TRACE	6
1.3	Perfiles de: frecuencia colisión efectiva de electrones de Schunk-Nagy (línea continua azul), frecuencia de colisión efectiva electrón-ion de Schunk and Nagy (línea de trazos verde) y frecuencia colisión efectiva electrón-neutro de Schunk-Nagy (línea de trazos rojo) en -26° de latitud, -60° de longitud para el día 16 de marzo de 2014 a las 12 LT calculadas con IRI-2016 y NRLMSISE-00.	15
1.4	Tubo de flujo diferencial obtenido a partir del desarrollo mostrado en el Apéndice A sección A.4. TX representa la ubicación del transmisor, $\delta\alpha$ es la variación del ángulo acimutal y $\delta\beta$ la variación del ángulo de elevación. .	18
1.5	Diagrama de flujo simplificado de subrutina HOMER.	19
1.6	Ejemplo de un trazado de rayos utilizando el método de referencia para encontrar una de las trayectorias que une el Transmisor (Tx) y el Objetivo. El proceso inicia con las trayectorias en azul, luego se produce una corrección en ángulo de acimut y elevación obteniendo las trayectorias en negro. Al no estar dentro del rango de tolerancia definida, se produce una segunda corrección que resulta en las trayectorias en verde para finalmente con una última corrección menor se obtiene la trayectoria final en rojo.	20
2.1	Altura de pico de la capa F2, hmF2 [km] obtenida con cada uno de los tres modelos opcionales incluidos en IRI-2016: (a) M(3000)F2, (b) AMTB y (c) SDMF2. Valores obtenidos para el día 26 de abril de 2000, 12 LT.	29

- 2.2 La diferencia en [km] de los valores de hmF2 obtenidos con IRI-2016 (a) entre los modelos AMTB y M(3000)F2, y (b) entre los modelos SMDF2 y M(3000)F2. Valores obtenidos el 26 de abril de 2000, 12 LT. 30
- 2.3 (a) Alcance terrestre R [km] para una señal de propagándose hacia el Este con un ángulo de elevación de 20° y una frecuencia de 12.5 MHz, utilizando el modelo URSI foF2 y M(3000)F2 para hmF2. (b) Diferencia en R [km] entre el uso de AMTB y M(3000)F2 (c), y SDMF2 y M(3000)F2 como modelos hmF2. (d) Diferencia en R [km] con ausencia y considerando el campo magnético de la Tierra, utilizando en ambos casos el modelo M(3000)F2 para hmF2. Valores obtenidos en todos los casos para el 26 de abril de 2000, 12 LT. 31
- 2.4 (a) Alcance terrestre R [km] para una señal propagándose hacia el Norte con un ángulo de elevación de 20° y una frecuencia de 12.5 MHz, utilizando el modelo URSI foF2 y M(3000)F2 para hmF2. (b) Diferencia en R [km] entre el uso de AMTB y M(3000)F2 (c), y SMD2 y M(3000)F2 como modelos hmF2. (d) Diferencia en R [km] con ausencia y considerando el campo magnético de la Tierra, utilizando en ambos casos el modelo M(3000)F2 para hmF2. Valores obtenidos en todos los casos para el 26 de abril de 2000, 12 LT. 32
- 2.5 (a) Altura de reflexión h_R [km] para una señal propagándose hacia el Este, con un ángulo de elevación de 20° y una frecuencia de 12.5 MHz, utilizando el modelo URSI foF2 y M(3000)F2 para hmF2. (b) Diferencia en h_R [km] entre el uso de AMTB y M(3000)F2, (c) y SMD2 y M(3000)F2 como modelos hmF2. (d) Diferencia en h_R [km] con ausencia y considerando el campo magnético de la Tierra, utilizando en ambos casos el modelo M(3000)F2 para hmF2. Valores obtenidos en todos los casos para el 26 de abril de 2000, 12 LT. 33
- 2.6 (a) Altura de reflexión h_R para una señal propagándose hacia el Norte, con un ángulo de elevación de 20° y una frecuencia de 12.5 MHz, utilizando el modelo URSI foF2 y M(3000)F2 para hmF2. (b) Diferencia en h_R [km] entre el uso de AMTB y M(3000)F2, (c) y SMD2 y M(3000)F2 como modelos hmF2. (d) Diferencia en h_R [km] con ausencia y considerando el campo magnético de la Tierra, utilizando en ambos casos el modelo M(3000)F2 para hmF2. Valores obtenidos en todos los casos para el 26 de abril de 2000, 12 LT. 34

2.7	Frecuencia crítica de la capa F2, foF2 [MHz] obtenida con ambos modelos opcionales incluidos en IRI-2016: (a) URSI y (b) CCIR. (c) Diferencia en [MHz] de los valores de foF2 obtenidos con IRI-2016 entre los modelos CCIR y URSI utilizando el modelo M(3000)F2 para hmF2. Valores obtenidos el 26 de abril de 2000, 12 LT.	35
2.8	(a) Alcance terrestre R [km] para una señal que se propaga hacia el Este con un ángulo de elevación de 20° y una frecuencia de 12.5 MHz, utilizando CCIR para el modelo foF2 y M(3000)F2 para hmF2. (b) Diferencia en R [km] entre el uso de CCIR y URSI. (c) Alcance terrestre R [km] para una señal que se propaga hacia el Norte con un ángulo de elevación de 20° y una frecuencia de 12.5 MHz, utilizando CCIR para el modelo foF2 y M(3000)F2 para hmF2. (d) Diferencia en R [km] entre el uso de CCIR y URSI.	36
2.9	Altura de pico de capa F2, hmF2 [km] obtenida con cada uno de los tres modelos opcionales incluidos en IRI-2016: M(3000)F2 (negro), AMTB (rojo) y SDMF2 (azul). Valores obtenidos el 26 de abril de 2000, 12 LT, 300° (60° W).	37
2.10	Frecuencias de radar disponibles en función del mes para 2014 (paneles izquierdos) y 2018 (paneles derechos), a 6 UT (paneles superiores) y 18 UT (paneles inferiores) para un transmisor ubicado en (3° S, 40° O) y el objetivo en (18° N, 29° O). Los colores indican las alturas en km de los puntos de reflexión. Los modelos IRI-2016, IGRF-12 y NRLMSISE-00 se utilizan en el código de trazado de rayos.	44
2.11	Ángulos de elevación de radar disponibles en función del mes para 2014 (paneles izquierdos) y 2018 (paneles derechos), a 6 UT (paneles superiores) y 18 UT (paneles inferiores) para un transmisor ubicado en (3° S, 40° O) y el objetivo en (18° N, 29° O). Los colores indican las alturas en km de los puntos de reflexión. Los modelos IRI-2016, IGRF-12 y NRLMSISE-00 se utilizan en el código de trazado de rayos. La escala de colores representa la altura de reflexión en km.	45
2.12	Absorción obtenida en función de mes para 2014 (paneles izquierdos) y 2018 (paneles derechos), a 6 UT (paneles superiores) y 18 UT (paneles inferiores) para un transmisor ubicado en (3° S, 40° O) y el objetivo en (18° N, 29° O). Los colores indican las alturas en km de los puntos de reflexión. Los modelos IRI-2016, IGRF-12 y NRLMSISE-00 se utilizan en el código de trazado de rayos.	46

- 2.13 (a) Perfiles de densidad de electrones para Junio 2014 a las 03 LT para el punto medio entre el transmisor y el objetivo en 57° N, 77.5° O (línea roja) y en 7.4° N, 35° O (línea negra). (b) Perfil latitudinal de foE a las 03 LT. Valores estimados con IRI-2016. 47
- 2.14 Trayectorias de Rayos para el día 19 de Enero de 2014 a las 15 LT usando $f = 22$ MHz y un ángulo de elevación de 11° (línea de trazos blancos) y una $f = 11$ MHz para un ángulo de elevación de 14.5° (línea sólida blanca). El marcador rojo corresponde a la ubicación del objetivo. La escala de colores representa la frecuencia de plasma en MHz. 47
- 2.15 Ubicación del transmisor hipotético en Fortaleza, Brasil ($02^\circ 58'$ S, $39^\circ 46'$ O), marcador de círculo rojo y las ubicaciones del objetivo analizadas en este trabajo, para un rango de terreno de 2500 km a $16^\circ 56'$ N, $29^\circ 1'$ O (marcador cuadrado rojo), y correspondiente a los marcadores cuadrados verdes, para 2050 km a $13^\circ 22'$ N, $31^\circ 02'$ O, 1600 km a $09^\circ 47'$ N, $33^\circ 01'$ O y finalmente 1150 km a $6^\circ 12'$ N, $34^\circ 56'$ O. 48
- 2.16 Tiempo en función de las frecuencias de radar utilizables para monitorear el vuelo de un Airbus A340 en año 2014 (máximo solar). Los intervalos de tiempo comienzan a las 04 y 16 UT, considerando como punto de partida al alcance de 2500 km, aumenta gradualmente en 450 km en cada intervalo de 30 minutos hasta llegar al punto final que corresponde a 1150 km a las 05:30 y 17:30 UT, respectivamente. Los colores indican las alturas en km de los puntos de reflexión. 49
- 2.17 Tiempo en función de las frecuencias de radar utilizables para monitorear el vuelo de un Airbus A340 en el año 2018 (mínimo solar). Los intervalos de tiempo comienzan a las 04 y 16 UT, considerando como punto de partida al alcance de 2500 km, aumenta gradualmente en 450 km en cada intervalo de 30 minutos hasta llegar al punto final que corresponde a 1150 km a las 05:30 y 17:30 UT, respectivamente. Los colores indican las alturas en km de los puntos de reflexión. 50

- 3.1 Diagrama de Flujo del Programa de Trazado de Rayos de GWs. El código necesita de determinados parámetros iniciales antes de que se inicie el proceso. En nuestro algoritmo son utilizados los modelos de NRLMSISE-00 para determinar la Temperatura y Densidad de Neutros y HWM-14 para determinar los vientos de neutros. Una subrutina de gran importancia es la de integración numérica realizada con el método de Runge-Kutta de 4to orden, la cual es una versión mejorada de la original ya que se incrementó la precisión de simple a doble. 59
- 3.2 Comparativa de resultados obtenidos por nuestro código de trazados de rayos de una GW (en rojo) y el de la Dra. Sharon Vadas (en azul) [Vadas & Fritts 2004]. (a) Propagación de GW sobre eje coordenado x . (b) Propagación de GW sobre eje coordenado y . (c) Propagación de GW sobre eje coordenado z . (d) Flujo de momento zonal. (e) Flujo de momento meridional. (f) Número de onda vertical m 62
- 3.3 Tendencias en la atmósfera de la Tierra. En este caso tenemos a las capas atmosféricas definidas por el perfil de temperatura y las capas ionosféricas están definidas por el perfil de densidad de electrones (medianoche en el ecuador). Las flechas indican la dirección del cambio. Rojo - calentamiento; azul - enfriamiento; verde - sin cambio de temperatura; negro - cambios en la densidad de electrones (horizontal) y la altura de las capas ionosféricas (vertical). Figura de Laštovička et al. [2008]. 64
- 3.4 Perfiles obtenidos de los modelos NRLMSISE-00 y HWM-14 para el día 22 de setiembre del año 2000 . a) Perfil de Temperatura, b) Perfil de Densidad de Neutros, c) Perfil de Viento Zonal y d) Perfil de Viento Meridional. . . . 67
- 3.5 Resultados para el 22 de setiembre, 2000 a las 10 U, en localización 25°S , 65°W , para una GW lanzada a los 150 km de altura y con $k = l = 2.2e^{-5}$. a) Perfiles de Temperatura obtenidos de NRLMSISE-00, sin modificación (rojo), disminución en 3 K (azul) y en 10 K (verde). b) Perfiles de Densidad obtenidos de NRLMSISE-00, sin modificación (rojo), disminución en 5% (azul) y en 10% (verde). c) Viscosidad Cinemática obtenida para perfiles sin modificación (rojo), disminución en 3 K y 5% (azul) y en 10 K y 10%. d) Altura de Disipación de las GWs para perfiles sin modificación (rojo), disminución en 3 K y 5% (azul) y en 10 K y 10%. 69

- 3.6 Perturbación de densidad de electrones (m^{-3}) por aproximación de Ion individual. (a) Grupo de 50 GWs lanzadas desde 150 km de altura desplazadas en latitud 0.1° , para el día 26 de Marzo de 2012 a las 13 UT, con $k = l = 1.11e^{-5}$ y partiendo de la ubicación 26° S, 67° O. (b) Trayectoria en longitud de una de las GWs que parte de los 150 km hasta que alcanza la altura de disipación. 76
- 3.7 El flujo vertical del momento zonal para el trazado de rayos de las GWs desde una pluma convectiva, para diferentes alturas y tiempos como puede verse en las etiquetas. Este gráfico no está suavizado en x , y , z y t . La resolución de los espectros es $\Delta x = 8.9$ km. Gráfica de Vadas & Fritts [2009]. 77
- 3.8 Ubicación del Transmisor hipotético, 37° S, 57° O, y las trayectorias de los rayos con un ángulo de acimut que varía de 60° a 120° , con un paso de 5° (alcance medio ~ 1800 km). 80
- 3.9 Ilustración esquemática de trayectorias de rayos para una ionósfera perturbada para el rango de frecuencia de frecuencias mínimas y máximas de 10-20 MHz, respectivamente) con un paso de frecuencia de 0,5 MHz y un ángulo de elevación de 15° . El camino más corto corresponde a 10 MHz y el más largo a 20 MHz. Los caminos de rayos negros corresponden a los rayos de Pedersen para 10.7 (rayo negro inferior), ~ 13.4 (rayo negro medio) y ~ 20.0 MHz (rayo negro superior). Esquina derecha: perfil de altura de densidad de electrones [m^{-3}] correspondiente a la frecuencia de plasma mostrada, con picos de capa E, F1 y F2 a 110, 190 y 300 km respectivamente. 82
- 3.10 (a) Alcance, R , y (b) bearing, σ_r , para el rango de frecuencia de 11.0-18.4 MHz y el rango de ángulo de acimut de 60 - 120° estimado con nuestro código de trazado de rayos para ángulo de elevación de 15° , 37° S, 57° O la ubicación del transmisor y una ionósfera de fondo sin perturbaciones obtenida del IRI-2016 para el 3 de enero de 2008, a las 12 LT (solsticio de verano en el hemisferio sur y nivel mínimo de actividad solar). 83
- 3.11 (a) R y (c) σ_r variación temporal desde el inicio del TID, y su desviación de los valores no perturbados (b y d) para $f = 18.0$ MHz y $\alpha = 15^\circ$. Tenga en cuenta las diferentes escalas. Transmisor a 37° S, 57° O. Ionesfera no perturbada obtenida de IRI-2016 para el 3 de enero de 2008, a las 12 LT. . . 84
- 3.12 (a) R y (b) σ_r variación temporal para $f=13.4$ MHz and $\alpha = 15^\circ$, desde el comienzo de la TID. 85

3.13	Huellas para condiciones no perturbadas, frecuencias entre 10 MHz (puntos azules) a 20 MHz (puntos rojos) con un paso de 0.5 MHz y ángulos de acimut entre 60° y 120° con un paso de 1° a las 12 LT para días de nivel mínimo de actividad solar (año 2008) correspondientes a: a) 03 de enero, b) 02 de abril, c) 19 de julio y d) 09 de octubre.	86
3.14	Perfiles de frecuencia de plasma para Longitud -57° y rango de Latitudes que varían entre -46° y -26° y las correspondientes trayectorias de rayos para ángulos de acimut entre 60° y 120° con un paso de 2° y frecuencias de 10 a 20 MHz con un paso de 0.5 MHz a las 12 LT para los días: a) 03 de enero de 2008, b) 02 de abril de 2008.	87
3.15	Huellas para condiciones perturbadas en $t_1 = 0$, $t_2 = 7$ y $t_3 = 13$ min para frecuencias entre 10 MHz (puntos azules) a 20 MHz (puntos rojos) con un paso de 0.5 MHz y ángulos de acimut entre 60° y 120° con un paso de 1° a las 12 LT para días de nivel mínimo de actividad solar (año 2008) correspondientes a: a) 03 de enero y b) 02 de abril.	88
3.16	Huellas para condiciones perturbadas en $t_1 = 0$, $t_2 = 7$ y $t_3 = 13$ min para frecuencias entre 10 MHz (puntos azules) a 20 MHz (puntos rojos) con un paso de 0.5 MHz y ángulos de acimut entre 60° y 120° con un paso de 1° a las 12 LT para días de nivel mínimo de actividad solar (año 2008) correspondientes a: a) 19 de julio y b) 09 de octubre.	89
3.17	ΔR (primera columna) y $\Delta\sigma_r$ (segunda columna) para frecuencias entre 10 MHz (puntos azules) a 20 MHz (puntos rojos) con un paso de 0.5 MHz y ángulos de acimut entre 60° y 120° con un paso de 1° a las 12 LT para días de nivel mínimo de actividad (año 2008) correspondientes a: (a) y (b) 03 de enero, (c) y (d) 02 de abril.	91
3.18	ΔR (primera columna) y $\Delta\sigma_r$ (segunda columna) para frecuencias entre 10 MHz (puntos azules) a 20 MHz (puntos rojos) con un paso de 0.5 MHz y ángulos de acimut entre 60° y 120° con un paso de 1° a las 12 LT para días de nivel mínimo de actividad solar (año 2008) correspondientes a: (a) y (b) 19 de julio, (c) y (d) 09 de octubre.	92
3.19	Huellas para condiciones no perturbadas, frecuencias entre 10 MHz (puntos azules) y 20 MHz (puntos rojos) con un paso de 0.5 MHz y ángulos de acimut entre 60° y 120° con un paso de 1° a las 19 LT para días de nivel mínimo de actividad solar (año 2008) correspondientes a: a) 03 de enero, b) 02 de abril, c) 19 de julio y d) 09 de octubre.	94

- 3.20 Huellas para condiciones perturbadas en $t_1 = 0$, $t_2 = 7$ y $t_3 = 13$ min para frecuencias entre 10 MHz (puntos azules) y 20 MHz (puntos rojos) con un paso de 0.5 MHz y ángulos de acimut entre 60° y 120° con un paso de 1° a las 19 LT para días de nivel mínimo de actividad solar (año 2008) correspondientes a: a) 03 de enero y b) 02 de abril y c) 09 de octubre. 95
- 3.21 ΔR (primera columna) y $\Delta\sigma_r$ (segunda columna) para frecuencias entre 10 MHz (puntos azules) y 20 MHz (puntos rojos) con un paso de 0.5 MHz y ángulos de acimut entre 60° y 120° con un paso de 1° a las 12 LT para días de nivel mínimo de actividad solar (año 2008) correspondientes a: (a) and (b) 03 de enero, (c) and (d) 02 de abril y (e) y (f) 09 de octubre. 96
- 3.22 Huellas para condiciones no perturbadas, frecuencias entre 10 MHz (puntos azules) y 20 MHz (puntos rojos) con un paso de 0.5 MHz y ángulos de acimut entre 60° y 120° con un paso de 1° a las 12 LT para días de nivel máximo de actividad solar (año 2001) correspondientes a: a) 01 de enero, b) 30 de abril, c) 28 de julio y d) 24 de octubre. 97
- 3.23 ΔR (primera columna) y $\Delta\sigma_r$ (segunda columna) para frecuencias entre 10 MHz (puntos azules) y 20 MHz (puntos rojos) con un paso de 0.5 MHz y ángulos de acimut entre 60° a 120° con un paso de 1° a las 12 LT para días de nivel máximo de actividad solar (año 2001) correspondientes a: (a) y (b) 01 de enero, (c) y (d) 30 de abril. 98
- 3.24 ΔR (primera columna) y $\Delta\sigma_r$ (segunda columna) para frecuencias entre 10 MHz (puntos azules) y 20 MHz (puntos rojos) con un paso de 0.5 MHz y ángulos de acimut entre 60° a 120° con un paso de 1° a las 12 LT para días de nivel máximo de actividad solar (año 2001) correspondientes a: (a) y (b) 28 de julio, (c) y (d) 24 de octubre. 99
- 3.25 Huellas para condiciones no perturbadas, frecuencias entre 10 MHz (puntos azules) y 20 MHz (puntos rojos) con un paso de 0.5 MHz y ángulos de acimut entre 60° y 120° con un paso de 1° a las 19 LT para días de nivel máximo de actividad solar (año 2001) correspondientes a: a) 01 de enero, b) 30 de abril, c) 28 de julio y d) 24 de octubre. 100
- 3.26 ΔR (primera columna) y $\Delta\sigma_r$ (segunda columna) para frecuencias entre 10 MHz (puntos azules) y 20 MHz (puntos rojos) con un paso de 0.5 MHz y ángulos de acimut entre 60° a 120° con un paso de 1° a las 19 LT para días de nivel máximo de actividad solar (año 2001) correspondientes a: (a) y (b) 01 de enero, (c) y (d) 30 de abril. 101

3.27	ΔR (primera columna) y $\Delta\sigma_r$ (segunda columna) para frecuencias entre 10 MHz (puntos azules) y 20 MHz (puntos rojos) con un paso de 0.5 MHz y ángulos de acimut entre 60° y 120° con un paso de 1° a las 19 LT para días de nivel máximo de actividad solar (año 2001) correspondientes a: (a) y (b) 28 de julio, (c) y (d) 24 de octubre.	102
3.28	Alturas de pico para las trayectorias con un ángulo de acimut de 90° para todas las frecuencias del rango a las 12 LT. Las líneas sólidas corresponde a condiciones sin perturbación y las líneas punteadas a condiciones perturbadas. a)-Niveles mínimos de actividad solar (año 2008) y b) Niveles máximos de actividad solar (año 2001).	103
A.1	Sistema de Coordenadas Esféricas usado en el método de rayo de referencia. θ_k y φ_k son las coordenadas esféricas de \mathbf{k} , con respecto a \hat{r} , $\hat{\theta}$, $\hat{\phi}$ como ejes cartesianos locales. Debemos observar que, $\theta_k = \pi/2 - \beta$ y $\varphi_k = \pi - \alpha$, donde β es el ángulo de elevación del rayo y α es el ángulo de acimut del rayo medido en sentido horario desde el Norte. Los componentes de \mathbf{k} en las direcciones \hat{r} , $\hat{\theta}$, $\hat{\phi}$ están dados por: $k_r = k \cos \theta_k$, $k_\theta = k \sin \theta_k \cos \varphi_k$ y $k_\phi = k \sin \theta_k \sin \varphi_k$	131
A.2	Tubo de flujo diferencial resultante de las variaciones mencionadas en las expresiones A.27. TX representa la ubicación del transmisor, $\delta\alpha$ es la variación del ángulo acimutal y $\delta\beta$ la variación del ángulo de elevación. . .	132

Lista de Tablas

1.1	Tiempos de Ejecución del Algoritmo de Trazado de Rayos expresados en segundos. En el Caso 1 corresponde a la ejecución del código considerando, y para alcances que se encuentran entre 1800 y 2000 km. En el Caso 2 se repiten las condiciones del Caso 1 pero incluyendo el tiempo de ejecución utilizado para la generación de las matrices de frecuencia de plasma y colisión, siendo éste del orden de 20.476 seg.	21
2.1	Rango de Frecuencias, Elevación y Absorción para trayectorias que unen el Transmisor de baja latitud ubicado en (3° S, 40° O) y el objetivo en (18° N, 29° O), denominado como BAJA. Para la comparación utilizamos un Transmisor en alta latitud ubicado en (45° N, 76° O) y un objetivo en (69° N, 82° O), denominado como ALTA (considerado en TH18). Los modelos usados para el trazado de rayos son: IRI-2016, IGRF-12 y NRLMSISE-00.	43
3.1	Resultados de media global de tasas de cambio por década para modelo TIEGCM. De Solomon et al. [2018].	65
3.2	Resultados de media global de tasas de cambio por década para modelo WACCM-X. De Solomon et al. [2018].	65
3.3	Alturas de disipación de GWs obtenidas para los 5 IQDs (10, 14, 11, 9 y 22) del mes de setiembre del año 2000 (máximo solar) expresadas en km. . . .	68
3.4	Alturas de disipación de GWs obtenidas para los 5 IQDs (13, 12, 29, 21 y 24) del mes de setiembre del año 2008 (mínimo solar) expresadas en km. .	68

Introducción

El estudio del comportamiento de las señales de radiofrecuencia que se propagan a través de la ionósfera ha sido y es un tema de gran interés, sobre todo en los últimos 30 años donde los sistemas de telecomunicaciones han cobrado mayor relevancia en la sociedad. Esto hace necesario una continua actualización y mejora para asegurar de esta manera una creciente robustez y fiabilidad de los mismos, principalmente para sistemas en donde estas características son críticas como es el caso de la aeronavegación por satélites o la detección de aviones o embarcaciones a través de radares sobre horizonte con fines de seguridad.

El modelado y simulación de la propagación de señales de radiofrecuencia en la ionósfera juega un rol muy importante en el planeamiento y desarrollo de sistemas cuyas señales se propagan a través de este medio, como es el caso de los satélites de comunicaciones, o los sistemas que utilizan las señales como medio reflector, como por ejemplo los radares sobre horizonte. Estos últimos, tienen el propósito de detectar y rastrear objetivos (aviones y embarcaciones marítimas) a grandes distancias dentro de una amplia área de vigilancia, y que requieren que la reflexión de la señal sea predecible en la ionósfera para operar de forma efectiva.

La ionósfera es la capa ionizada de la alta atmósfera terrestre que va desde aproximadamente los 50 km hasta los 1000/1500 km sobre la superficie de la Tierra. En la ionósfera se distinguen tres regiones: la D (60-90 km), la E (90-140 km) y la F (140-1000/1500 km). A su vez, dentro de la región F se pueden distinguir dos zonas, denominadas F1 (hasta los 200 km aproximadamente) y F2. Su límite superior no está bien definido, pudiendo alcanzar hasta los 1500 km por sobre la superficie terrestre. La ionósfera presenta una gran variabilidad tanto temporal como espacial. La región F es la más compleja y variable, presentándose en ella los mayores desafíos en su caracterización. Con lo cual, la descripción del comportamiento ionosférico es muy complejo, pudiéndose descomponer en: una variabilidad regular, la cual puede ser aproximada con gran precisión a través de modelos semi-empíricos; y variaciones irregulares, o perturbaciones, que son muy complejas de modelar y predecir. Es por ello que conocer su estado y variabilidad es de suma importancia ya que se trata de un medio dispersivo y de gran inestabilidad que se encuentra dentro de las trayectorias de las señales de

radio afectando su propagación y produciendo, por ejemplo, un debilitamiento en la potencia de la señal, así como también cambios en la velocidad de grupo y desplazamientos de fase, lo que finalmente devendrá en errores en la detección y localización de los objetivos.

Uno de los métodos utilizados para la descripción y simulación de trayectorias de señales de radiofrecuencia es la aplicación de algoritmos de trazados de rayos en tres dimensiones, los cuales se valen de modelos ionosféricos para estimar y mitigar los efectos producidos por la ionósfera en las señales. Si bien es una técnica que viene desarrollándose hace varias décadas sigue siendo de activa investigación; y por su aplicación principalmente relacionada a sistemas de defensa hace que tener acceso a un código de trazado de rayos robusto y que sea capaz de realizar simulaciones bajo diversas condiciones, sea extremadamente complicado.

Visión General

Es por ello que en esta Tesis se presenta un algoritmo de trazado rayos, que si bien se encuentra basado en una implementación que data del año 1975, ha sido modificado de tal manera que incluye los modelos más modernos de ionósfera, de campo magnético terrestre, y perturbaciones ionosféricas.

Esta Tesis se estructura de la siguiente forma:

- **Capítulo 1:** Descripción y análisis del método de trazado de rayos implementado para la determinación de las trayectorias de las señales de radio frecuencia aplicables a telecomunicaciones.
- **Capítulo 2:** Simulación del algoritmo desarrollado bajo distintas opciones de los modelos incorporados aplicado a ionósfera tranquila.
- **Capítulo 3:** Modelado de perturbaciones ionosféricas y su incorporación al algoritmo desarrollado, junto con su simulación aplicada a telecomunicaciones.
- **Capítulo 4:** Discusión de los resultados obtenidos, de la utilidad y versatilidad del algoritmo implementado, y propuestas de líneas de investigación futura en el área de método de trazados de rayos de ondas electromagnéticas de utilidad en telecomunicaciones.

Capítulo 1

Método de trazado de rayos para la propagación de ondas electromagnéticas de radiofrecuencia con aplicación en las telecomunicaciones

La investigación desarrollada en esta Tesis consistió fundamentalmente en dos etapas: por un lado la implementación de un método de trazado de rayos y por otro las simulaciones a partir de este método que incluyan de manera adecuada condiciones de ionósfera perturbada. En este Capítulo se describe la primera etapa que consiste en la implementación del método de trazado de rayos a través de un algoritmo, desarrollado originalmente por Jones & Stephenson [1975], al cual modifiqué y agregué diversos modelos para aumentar su versatilidad, robustez y precisión, que permitieron luego, entre otras cosas, la incorporación final de modelos de perturbaciones ionosféricas.

1.1 Ecuaciones de Haselgrove

En la búsqueda por una comprensión más profunda de cómo las Ecuaciones de Haselgrove eran utilizados para describir las trayectorias de señales de radiofrecuencia que se propagan por la ionósfera tuve la oportunidad de conversar y trabajar con el Dr. L.J. Nickisch, del NorthWest Research Associates Inc., permitiéndome construir una explicación más simple y detallada de la teoría utilizada, que a su vez forma parte de algunas de sus publicaciones [Nickisch 1988, 2008].

Hace poco mas de 60 años, Jennifer Haselgrove introdujo lo que hoy conocemos como las Ecuaciones de Haselgrove [Haselgrove 1955] que son una implementación de las Ecuaciones de Hamilton, pero adecuadas para su integración numérica en una computadora. Haselgrove tenía por objetivo determinar a través de estas ecuaciones aquellas trayectorias con flujo dominante de energía en medios anisotrópicos, específicamente en la ionósfera.

Consideremos entonces, en un primer paso todas las trayectorias posibles que conectan a dos puntos. Una de las primeras deducciones que podemos hacer a partir de este grupo de caminos posibles obtenido es que, aquellas trayectorias sobre las cuales una pequeña variación del camino espacial producen cambios significativos en la fase no pueden propagar de forma eficiente la energía, debido a que estos resultan en interferencias destructivas y no permiten el transporte de energía. Solo aquellas trayectorias con fase estacionaria, para las que pequeños cambios en las variaciones espaciales resultan en un cambio de fase muy pequeño o nulo, lograrán una interferencia constructiva, permitiendo de esta manera un transporte de energía significativo.

Las ecuaciones de Hamilton son una expresión del principio de fase estacionaria, derivado por el cálculo de variaciones del principio de Fermat de fase estacionaria,

$$0 = \delta \int_a^b \mathbf{k} \cdot d\mathbf{s} \quad (1.1)$$

Donde, δ representa cualquier variación espacial de la trayectoria entre los puntos a y b, \mathbf{k} el vector de onda, $d\mathbf{s}$ un elemento de distancia a lo largo de la trayectoria, siendo los puntos finales fijos y la integral, sobre la trayectoria. Cualquier ecuación derivada de la Ec. (1.1) usando cálculo variacional representará la estacionariedad de fase. De aquí en adelante estas trayectorias de fase estacionaria serán referidas como “rayos” y la solución numérica de las Ecuaciones de Haselgrove se denominará como “trazado de rayos”.

Entonces, a partir de la Ec. (1.1) y mediante el desarrollo mostrado en el Apéndice A, secciones A.1.1 y A.1.2 , ubicado allí para no dificultar la lectura del presente capítulo, logramos finalmente obtener las siguientes ecuaciones:

$$\frac{dr}{d\tau} = \frac{\partial H}{\partial k_r} \quad (1.2a)$$

$$\frac{d\theta}{d\tau} = \frac{1}{r} \frac{\partial H}{\partial k_\theta} \quad (1.2b)$$

$$\frac{d\phi}{d\tau} = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial H}{\partial k_\phi} \quad (1.2c)$$

$$\frac{dk_r}{d\tau} = -\frac{\partial H}{\partial r} + k_\theta \frac{d\theta}{d\tau} + k_\phi \sin \theta \frac{d\phi}{d\tau} \quad (1.3a)$$

$$\frac{dk_\theta}{d\tau} = \frac{1}{r} \left(-\frac{\partial H}{\partial \theta} - k_\theta \frac{dr}{d\tau} + k_\phi \cos \theta \frac{d\phi}{d\tau} \right) \quad (1.3b)$$

$$\frac{dk_\phi}{d\tau} = \frac{1}{r \sin \theta} \left(-\frac{\partial H}{\partial \phi} - k_\phi \sin \theta \frac{dr}{d\tau} - k_\theta r \cos \theta \frac{d\theta}{d\tau} \right) \quad (1.3c)$$

$$\frac{dt}{d\tau} = -\frac{\partial H}{\partial \omega} \quad (1.4a)$$

$$\frac{d\omega}{d\tau} = \frac{\partial H}{\partial t} \quad (1.4b)$$

donde k_r , k_θ y k_ϕ son las componentes del vector de onda \mathbf{k} . A su vez, r , θ y ϕ son las coordenadas esféricas, H es el Hamiltoniano (el cual describiremos más adelante), $\omega = 2\pi f$, con f la frecuencia de la onda de radio, t es el tiempo y τ es un parámetro que depende de la elección del Hamiltoniano. Este grupo de ecuaciones representan las ecuaciones de Haselgrove, que como dijimos en un principio son las ecuaciones de Hamilton pero adecuadas para su integración numérica en una computadora, y serán el núcleo de nuestro algoritmo de trazado de rayos. Estas describen la trayectoria del flujo de energía dominante en una ionósfera con variabilidad espacial y un índice de refracción generalmente anisotrópico.

1.2 Algoritmo para el trazado de rayos de Jones-Stephenson modificado

El algoritmo desarrollado e implementado en esta Tesis, el cual vamos a describir en la siguiente sección, permite determinar la trayectoria de una onda de radio a través de un modelo de ionósfera especificado por el usuario, y fijando para ello ciertos parámetros tales como la ubicación del transmisor (longitud, latitud, altura respecto del nivel de superficie de la Tierra), la frecuencia de la onda de radio, la dirección de transmisión (elevación y acimut) y la altura del receptor.

Este código, basado en el desarrollo original de Jones & Stephenson [1975], tiene la versatilidad para ser capaz de representar el índice de refracción a través de diferentes ecuaciones, en nuestro caso lo haremos a través de la fórmula de Appleton-Hartree la cual detallaremos más adelante. Además permite la posibilidad de utilizar diferentes modelos de

densidad de electrones, perturbaciones de la densidad de electrones, presencia del campo magnético de la Tierra y tener en cuenta la frecuencia de colisión de electrones.

Para cada trayectoria, es posible obtener, la longitud, la fase de la misma, la absorción ionosférica resultante de la propagación, el desplazamiento Doppler debido a la variación temporal de la ionósfera, y la longitud geométrica, entre otros parámetros de salida.

Para poder comprender el funcionamiento del código desarrollado la Fig. (1.1) muestra un diagrama de bloques general de la estructura del programa que se desarrollan a continuación. Los bloques Archivo de Datos de Entrada y Datos de Salida son descritos en el Apéndice B. Si bien el código está conformado por múltiples subrutinas, cada de una de ellas con tareas específicas, solo describiremos en profundidad las más relevantes.

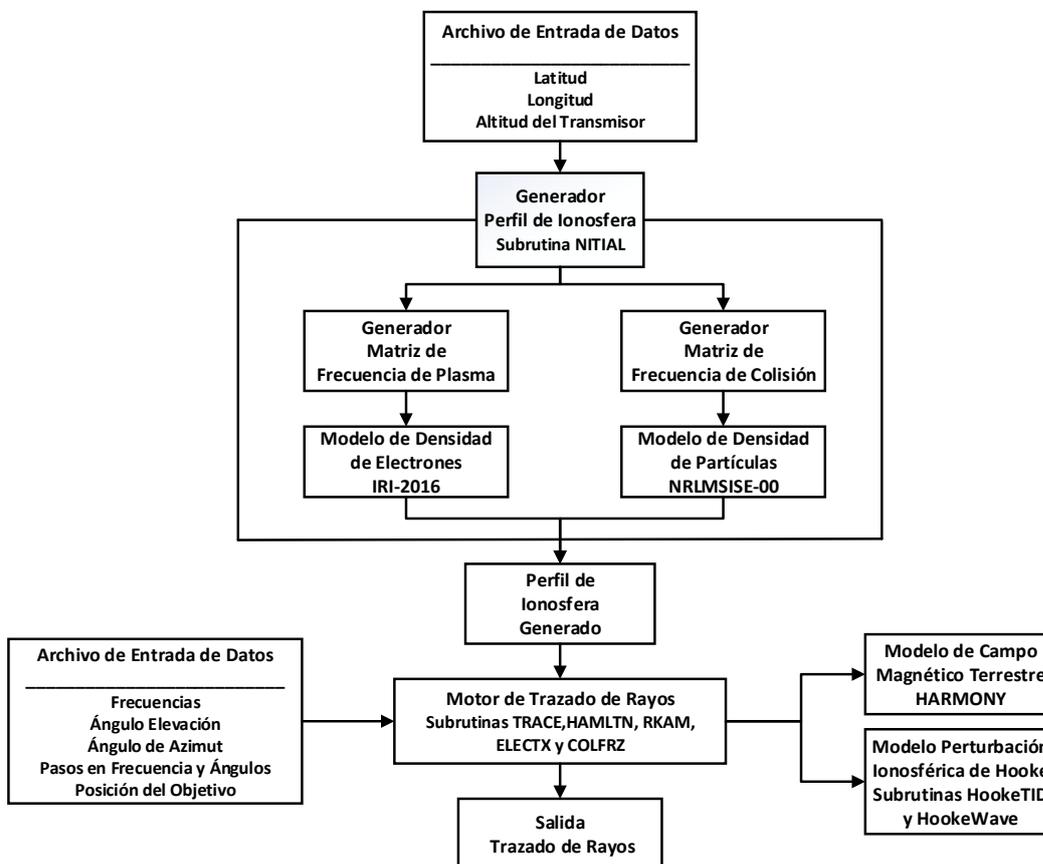


Fig. 1.1 Diagrama de Bloques General de programa de Trazado de Rayos. El código crea inicialmente dos archivos con las matrices tridimensionales correspondientes a la frecuencia de plasma y de colisión para la región definida previamente por el usuario. Estos archivos junto a las especificaciones de frecuencias de onda, ángulos de elevación y acimut son posteriormente usados por las subrutinas encargadas de obtener las trayectorias.

1.2.1 Motor de Trazado de Rayos

Las Ecs. (1.2)-(1.4) fueron obtenidas con respecto al parámetro τ que como se mencionó anteriormente su valor depende de la elección del Hamiltoniano. El programa aquí implementado utiliza, en cambio, como variable independiente la trayectoria de grupo definida como $P' = ct$, siendo c la velocidad de la luz, debido a que las derivadas respecto de P' son independientes de la selección del Hamiltoniano, permitiendo que el algoritmo cambie la elección del mismo en cualquier parte de la trayectoria. Este cambio de elección hace que el código automáticamente tome pasos más pequeños en la trayectoria cerca del punto de reflexión donde los cálculos son mas críticos. De esta manera tomando las Ecs. (1.2)-(1.4) y multiplicándolas por $dP'/d\tau = cdt/d\tau = -c\partial H/\partial\omega$ se obtiene:

$$\frac{dr}{dP'} = -\frac{1}{c} \frac{\partial H/\partial k_r}{\partial H/\partial \omega} \quad (1.5a)$$

$$\frac{d\theta}{dP'} = -\frac{1}{rc} \frac{\partial H/\partial k_\theta}{\partial H/\partial \omega} \quad (1.5b)$$

$$\frac{d\varphi}{dP'} = -\frac{1}{rc \sin \theta} \frac{\partial H/\partial k_\varphi}{\partial H/\partial \omega} \quad (1.5c)$$

$$\frac{dk_r}{dP'} = \frac{1}{c} \frac{\partial H/\partial r}{\partial H/\partial \omega} + k_\theta \frac{d\theta}{dP'} + k_\varphi \sin \theta \frac{d\varphi}{dP'} \quad (1.5d)$$

$$\frac{dk_\theta}{dP'} = \frac{1}{r} \left(\frac{1}{c} \frac{\partial H/\partial \omega}{\partial H/\partial \omega} - k_\theta \frac{dr}{dP'} - k_\varphi r \cos \theta \frac{d\varphi}{dP'} \right) \quad (1.5e)$$

$$\frac{dk_\varphi}{dP'} = \frac{1}{r \sin \theta} \left(\frac{1}{c} \frac{\partial H/\partial \varphi}{\partial H/\partial \omega} - k_\varphi \sin \theta \frac{dr}{dP'} - k_\theta r \cos \theta \frac{d\theta}{dP'} \right) \quad (1.5f)$$

El corazón del algoritmo está basado en la solución numérica de este grupo de ecuaciones, siendo la subrutina TRACE la encargada de esta tarea. Dada la importancia de su entendimiento se ha incluido un diagrama de flujo en la Fig. (1.2). Pero antes de que este proceso se inicie debemos definir cuatro elementos sumamente importantes. Ellos son el Hamiltoniano, la fórmula del Índice de Refracción, el Método de Interpolación y el Método de Integración, los cuales son explicados a continuación.

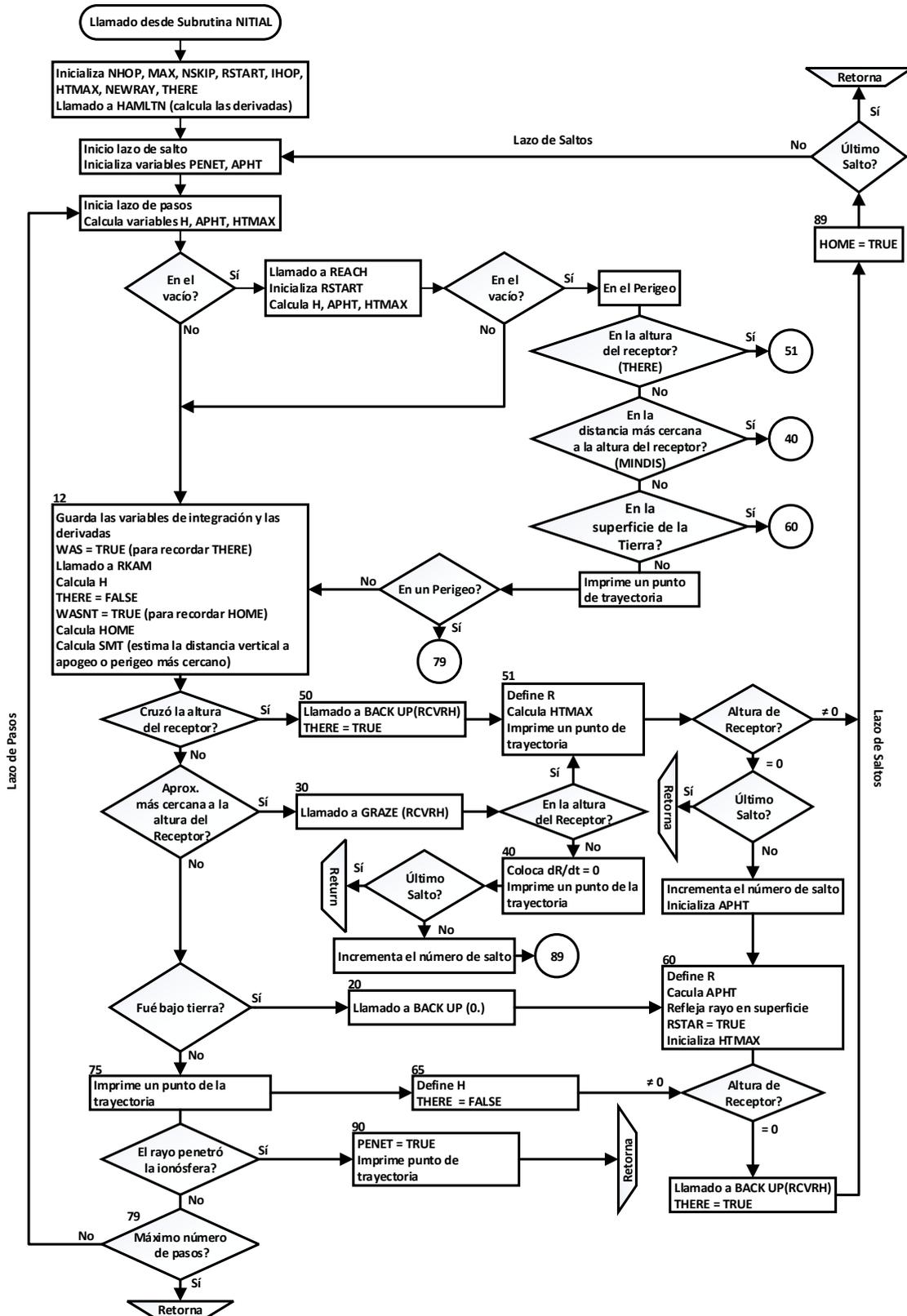


Fig. 1.2 Diagrama de Flujo de subrutina TRACE

1.2.2 Eligiendo y Calculando el Hamiltoniano

Uno de los pasos fundamentales para la implementación del algoritmo de trazado de rayos es la definición del Hamiltoniano que vamos a utilizar. Existen diferentes caminos para hacerlo, por lo que deberemos analizar las diferentes opciones para elegir la más apropiada.

Usualmente se define la relación de dispersión en la forma $H = constante$ y se elige este H como el Hamiltoniano. Esto se basa en el hecho de que las ecuaciones de Hamilton nos garantizan que el Hamiltoniano es constante a lo largo de la trayectoria y además a la necesidad de que la relación de dispersión sea satisfecha en cada punto de la trayectoria de nuestro rayo. Sin embargo, si aplicamos esta definición existen algunas consideraciones muy importantes que debemos tener en cuenta. Por un lado, si estamos trabajando con un medio en el que se consideran las pérdidas, la relación de dispersión será compleja. Esto significa que el Hamiltoniano también será complejo, de manera que al utilizar las ecuaciones de Hamilton para determinar la trayectoria, se obtendrá un trazado de rayos en un espacio complejo [Budden & Jull 1964; Jones 1970; Budden & Terry 1971], siendo una extensión a tres dimensiones de lo que se conoce como método de integral de fase [Budden 1961]. Este tipo de trazado de rayos es necesario y de utilidad cuando se quiere calcular la propagación de ondas de radio de baja frecuencia (LF) en la región D de la ionósfera [Jones 1970], y pudiendo ser también de utilidad para algunas frecuencias medias. Para el caso de las señales de alta frecuencia (HF), que es el rango de frecuencias de interés, la trayectoria del rayo a través de un medio con pérdidas se ve levemente afectada, siendo el único efecto la atenuación de la señal. Por otro lado, es importante destacar que existen casos en los que algunas formas de relación de dispersión tienen ventajas sobre otras cuando son usadas como Hamiltoniano.

Por lo planteado, es entonces más conveniente encontrar una forma para calcular la trayectoria del rayo en coordenadas reales. Para ello debemos tener en cuenta que a lo largo de la trayectoria del rayo puede darse alguna de las siguientes situaciones:

1. que la relación dispersión no puede ser exactamente satisfecha, o;
2. que las ecuaciones de Hamilton no pueden satisfacerse, o;
3. ambos casos anteriores.

En este caso, se eligió mantener las ecuaciones de Hamilton y exigir que solo la parte real de la relación de dispersión sea satisfecha, despreciando la parte imaginaria. Llegado a este punto estamos en condiciones de elegir el Hamiltoniano que consideremos de nuestra conveniencia para ser implementado en el algoritmo, para ello analicemos algunas opciones. La primera de ellas está dada por Haselgrove [1955] que usa el siguiente hamiltoniano:

$$H = \frac{c}{\omega} \frac{\left(k_r^2 + k_\theta^2 + k_\phi^2\right)^{\frac{1}{2}}}{\text{real}(n)} - 1 \quad (1.6)$$

donde c es la velocidad de la luz en el vacío, $\omega = 2\pi f$, con f la frecuencia de la onda de radio y n el índice de refracción de fase complejo. Exceptuando los efectos de los errores en la integración numérica y el valor de la variable independiente, es equivalente a:

$$H = 1 - \frac{\omega}{c} \frac{\text{real}(n)}{\left(k_r^2 + k_\theta^2 + k_\phi^2\right)^{\frac{1}{2}}} \\ = \text{real} \left\{ 1 - \frac{\omega}{c} \frac{n}{\left(k_r^2 + k_\theta^2 + k_\phi^2\right)^{\frac{1}{2}}} \right\} \quad (1.7)$$

Otra opción de Hamiltoniano y que será la que aplicaremos en el algoritmo es la que viene dada por:

$$H = \frac{1}{2} \left(\frac{c^2}{\omega^2} \left(k_r^2 + k_\theta^2 + k_\phi^2\right) - \text{real}(n^2) \right) \\ = \text{real} \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{c^2}{\omega^2} \left(k_r^2 + k_\theta^2 + k_\phi^2\right) - n^2 \right) \right\} \quad (1.8)$$

Para justificar esta elección, hagamos el siguiente análisis: consideremos primero un medio sin pérdidas, los dos Hamiltonianos de las Ecs. (1.7) y (1.8) determinan trayectorias de rayos idénticas (salvo por errores resultantes de la integración). Ahora bien, si consideramos el caso de un medio con pérdidas, la situación es diferente, ya que estos Hamiltonianos determinan trayectorias de rayos levemente diferentes. Estas diferencias en las trayectorias se vuelven significativas cuando la representación mediante el uso de coordenadas reales ya no es válida, indicándonos por lo tanto que el análisis debe hacerse con coordenadas complejas. Sin embargo, no podemos considerar a esta comparación como suficiente para justificar la elección realizada ya que se trata de un criterio débil, siendo que las trayectorias de rayos determinadas por estos Hamiltonianos pueden volverse inválidas antes de que existan diferencias notables entre ellas.

De manera que la elección viene dada por el hecho de que independientemente de que estemos analizando un medio con o sin pérdidas, algunos de los Hamiltonianos planteados anteriormente pueden tener dificultades computacionales. Debe tenerse un especial cuidado al utilizar el Hamiltoniano de las Ecs. (1.6 o 1.7) en regiones evanescentes (que es frecuentemente necesario en o cerca del ángulo de incidencia vertical) porque la subrutina de

integración numérica generalmente requiere la evaluación de las ecuaciones diferenciales no solo en la trayectoria del rayo, sino también en los puntos cercanos. Por ejemplo, en un medio sin pérdidas, $real(n)$ es cero en una región evanescente, lo que genera problemas en las Ecs. (1.6) y (1.7). Este problema no surge en la Ec. (1.8) porque $real(n^2)$ se comporta bien en las cercanías o en el límite de una región evanescente. La subrutina encargada del cálculo del índice de refracción a través del Hamiltoniano elegido utiliza el grupo de ecuaciones mostrado en el Apéndice A, sección A.2.

1.2.3 Fórmula para el Cálculo del Índice de Refracción

Habiendo definido el Hamiltoniano, el paso siguiente corresponde a la elección de la fórmula que se utilizará para determinar el índice de refracción en cada paso del trazado de rayos. El algoritmo original de Jones & Stephenson permite elegir entre ocho versiones distintas de fórmulas, algunas de ellas basadas en la formulación de Appleton-Hartree [Budden 1961] y otras en la fórmula generalizada de Sen & Wyller [1960]. Para el código aquí implementado, utilizaremos la fórmula de Appleton-Hartree que incluye la presencia de campo magnético terrestre y las colisiones de electrones. El cuadrado del índice de refracción de fase compleja está dado por,

$$n^2 = 1 - 2X \frac{1 - iZ - X}{2(1 - iZ)(1 - iZ - X) - Y_T^2 \pm \sqrt{Y_T^4 + 4Y_L^2(1 - iZ - X)^2}} \quad (1.9)$$

donde,

$$X = \frac{f_N^2}{f^2} \quad (1.10)$$

$$Y = \frac{f_H}{f} \quad (1.11)$$

$$Z = \frac{\nu}{2\pi f} \quad (1.12)$$

$$Y_T = Y \sin \psi \quad (1.13)$$

$$Y_L = Y \cos \psi \quad (1.14)$$

siendo f_N la frecuencia de plasma, f_H la girofrecuencia del electrón, ν la frecuencia de colisión del electrón, ψ es el ángulo entre la dirección del vector normal a la onda y el

campo magnético terrestre. Todo esto está representado en el código por una subrutina que denominaremos RINDEX, la cual calcula n^2 , nn' , $n \partial n / \partial r$, $n \partial n / \partial \theta$, $n \partial n / \partial \varphi$, $n \partial n / \partial V_r$, $n \partial n / \partial V_\theta$, $n \partial n / \partial t$ y la polarización; donde n' es el índice de refracción de grupo complejo.

Frecuencia de Plasma

El factor con una contribución dominante en la fórmula de Appleton-Hartree está dada por la cantidad adimensional X , que a su vez depende de f_N y por ende de la densidad de electrones, n_e . Si bien existen diferentes formas de modelar la ionósfera se eligió un modelo ionosférico que se usa comúnmente para estudios de radio propagación y algoritmos de trazado de rayos denominado International Reference Ionosphere (IRI-2016) [Bilitza et al. 2017], el cual es un modelo semiempírico basado en mediciones disponibles de características ionosféricas. Para una dada ubicación, fecha y hora, el modelo IRI nos entrega el perfil de n_e para un rango de alturas comprendido entre los 50 y los 2000 km. La última versión de IRI se introdujo en 2016, y entre las mejoras sobre versiones anteriores hay dos nuevos modelos de la capa F2, (NmF2, hmF2), siendo NmF2 su densidad y hmF2 su altura respectiva.

Fue un verdadero desafío incluir este modelo al programa de trazado de rayos, el cual, al igual que el código implementado, se encuentra escrito en lenguaje FORTRAN. En una primera instancia se intentó que el algoritmo calculase en cada paso el valor de n_e recurriendo a la subrutina del modelo ionosférico. Sin embargo y a pesar de que de esta forma era posible obtener un valor con mayor exactitud y precisión, debido a que cada trayectoria puede requerir de hasta 1000 pasos implicaba un tiempo de ejecución excesivamente grande, llegando a ser de varios minutos. Debido a la poca eficiencia de esta implementación, donde tanto el tiempo de ejecución como la utilización de recursos era excesiva se decidió que el código recurriese sólo una vez a la subrutina del modelo ionosférico y generase una matriz en 3 dimensiones cuyos rangos y pasos tanto en latitud, longitud y altura pueden ser especificados por el usuario, lo que redujo considerablemente los tiempos de procesamiento, permitiendo generar cientos de trayectorias en unos pocos minutos. De esta manera al inicio del procesamiento y siguiendo los parámetros definidos por el usuario se genera un archivo con un formato determinado (ver Apéndice B) en el cual se especifica la altura y la frecuencia de plasma correspondiente, quedando entonces definido el modelo de frecuencias de plasma a utilizar por las siguientes subrutinas.

El modelo IRI-2016 nos entrega valores de n_e , sin embargo y como se mencionó anteriormente la matriz a ser generada debe poseer valores de f_N , la cual se obtiene a partir de la expresión:

$$\omega = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m}} \quad (1.15)$$

donde e es la carga del electrón, ϵ_0 es la permitividad eléctrica del vacío y m la masa del electrón. Finalmente los valores de f_N quedan determinados por:

$$f_N = \sqrt{\frac{n_e e^2}{(2\pi)^2 \epsilon_0 m}} \quad (1.16)$$

Modelo de Campo Magnético Terrestre

El segundo factor que contribuye a la fórmula de Appleton-Hartree es la cantidad adimensional Y , que depende del campo magnético de la Tierra. Existen diferentes modelos del campo magnético terrestre, yendo desde el más simple que está dado por un dipolo centrado hasta uno de los más complejos conocido como International Geomagnetic Reference Field 12-th Generation (IGRF-12) [Thébault et al. 2015]. En este caso se utilizó un modelo al que denominaremos HARMONY, el cual está basado en las expansiones armónicas esféricas al igual que IGRF-12. Este modelo nos permite obtener las componentes hacia arriba, hacia el Sur, y hacia el Este del campo magnético terrestre y que vienen dadas por:

$$H_r = - \sum_{n=0}^{13} (n+1) \left(\frac{a}{r}\right)^{n+2} \sum_{m=0}^n H_n^{m(\theta)} (g_n^m \cos m\varphi + h_n^m \sin m\varphi) \quad (1.17a)$$

$$H_\theta = - \frac{1}{\sin \theta} \sum_{n=0}^{13} \left(\frac{a}{r}\right)^{n+2} \sum_{m=0}^n G_n^{m(\theta)} (g_n^m \cos m\varphi + h_n^m \sin m\varphi) \quad (1.17b)$$

$$H_\varphi = \frac{1}{\sin \theta} \sum_{n=0}^{13} \left(\frac{a}{r}\right)^{n+2} \sum_{m=0}^n m H_n^{m(\theta)} (h_n^m \cos m\varphi - g_n^m \sin m\varphi) \quad (1.17c)$$

donde a es el radio de la Tierra, cuyo valor promedio es de 6371 km, y los valores de $H_n^{m(\theta)}$ y $G_n^{m(\theta)}$ están dados por las expresiones obtenidas en Apéndice A, sección A.3.

Es válido preguntarse por qué en lugar de utilizar esta subrutina HARMONY para modelar el campo magnético, no recurrimos a la subrutina IGRF-12. La respuesta a esta duda es que el código de trazado de rayos solo necesita los valores de intensidad y dirección del campo magnético ($Y, Y_r, Y_\theta, Y_\varphi$) sino que también necesita los gradientes ($\partial Y/\partial r, \partial Y/\partial \theta, \partial Y/\partial \varphi, \partial Y_r/\partial r, \partial Y_r/\partial \theta, \partial Y_r/\partial \varphi, \partial Y_\theta/\partial r, \partial Y_\theta/\partial \theta, \partial Y_\theta/\partial \varphi, \partial Y_\varphi/\partial r, \partial Y_\varphi/\partial \theta, \partial Y_\varphi/\partial \varphi$), como una función de la posición en coordenadas esféricas. Todos estos valores son entregados por la subrutina HARMONY, no siendo así en el caso de IGRF-12. Por tal motivo y siendo que

ambas subrutinas dan valores prácticamente iguales del campo geomagnético, se decidió utilizar la subrutina HARMONY.

Distinto del caso del modelo de densidad de electrones (y por ende de frecuencia de plasma), para determinar los valores de f_H y en consecuencia los de la Ec. (1.11), no es necesaria la generación de una matriz donde estos sean almacenados, sino que dadas las características de la subrutina es posible recurrir en cada paso del trazado de rayos sin generar un impacto relevante en los tiempos de ejecución.

Frecuencia de Colisión

El tercer factor que contribuye a la formula de Appleton-Hartree es la cantidad adimensional, Z , que depende de la frecuencia de colisión de electrones. De la misma manera que se genera una matriz en tres dimensiones para f_N , se genera también una matriz tridimensional para la frecuencia de colisión (ver Anexo I). Para determinar estas frecuencias de colisión vamos a seguir el desarrollo planteado por Zawdie et al. [2017] en donde se realiza un estudio exhaustivo del compartamiento de la absorción para dos fórmulas de índice de refracción, Appleton-Hartree y Sen & Wyller.

Imaginemos ahora el escenario de una onda de radio de alta frecuencia (HF) propagándose por la ionósfera. Los electrones en la trayectoria de esta onda, al ser mucho más livianos que los iones de este medio, responderán más al campo electromagnético oscilante (es decir, consideramos despreciable la respuesta de los iones). De esta manera, los electrones colisionarán con otras partículas absorbiendo energía de la onda de radio y por lo tanto reduciendo la potencia de la señal. Esta absorción se mide a través de la frecuencia de colisión del electrón. Como el electrón colisiona con los iones y con las partículas neutras, es necesario considerar ambas: la colisión electrón-neutro (ν_{en}) y la colisión electrón-ion (ν_{ei}), definiéndose entonces la frecuencia de colisión total como la suma de los dos componentes:

$$\nu = \nu_{en} + \nu_{ei} \quad (1.18)$$

Para poder lograr que nuestro código sea capaz de calcular la absorción ionosférica para una trayectoria determinada, debemos primero ser capaces de definir los perfiles de frecuencia de colisión. Para ello, son dos los modelos a los que deberemos recurrir, uno de ellos, ya mencionado anteriormente, es el adoptado por el IRI-2016 del cuál obtendremos las densidades de iones y electrones. El otro, hasta ahora no utilizado es el modelo US Naval Research Laboratory Mass Spectrometer and Incoherent Scatter Radar Global Atmosphere Model 2000 (NRLMSISE-00) [Picone et al. 2002], el cual es considerado un modelo empírico

de la atmósfera de la Tierra desde la superficie hasta el espacio y que tiene por objeto modelar las temperaturas y densidades de los componentes de la misma.

En la ionósfera, los electrones libres tienen una función de distribución maxwellinana. En la literatura se han definido dos tipos de frecuencias de colisión para aplicaciones ionosféricas. El primer tipo corresponde a una frecuencia de colisión efectiva (v_{eff}), la cual resulta del promedio de lo que se define como frecuencia de colisión monoenergética sobre la función de distribución de energía. Actualmente se utiliza las integrales de colisión Chapman-Cowling [Chapman & Cowling 1952] para calcular la frecuencia colisión efectiva de las secciones transversales, que se obtienen experimental o teóricamente; las cuales se describen en detalle en Schunk & Nagy [2009]. El segundo tipo de frecuencia de colisión que se usa en aplicaciones ionosféricas es la frecuencia de colisión a una velocidad de electrones particular. En este caso, para ser representativo de la distribución completa de electrones, se usa la velocidad de electrones más probable. Para este estudio se decidió utilizar las correspondientes al primer tipo, que vienen dadas por:

- **Frecuencia de Colisión (Efectiva) Electrón-Ion de Schunk-Nagy**

La frecuencia de colisión de ion-electrón se puede calcular de manera confiable a partir de consideraciones teóricas, ya que la función potencial (Coulomb) para colisiones de ion-electrón está bien definida, y tal como se describe en Schunk & Nagy [1978], viene dada por:

$$v_{ei} = \frac{4(2\pi)^{1/2}}{3} n_i \frac{(z_i e^2)^2}{m_e^{1/2}} \frac{\ln \Lambda}{(k_B T_e)^{3/2}} \quad (1.19)$$

y donde el logaritmo de Coulomb en la Ec. (1.19) se define como:

$$\ln \Lambda = \ln \left(\frac{4k_B T_e}{\gamma^2 z_i e^2 k_e} \right) - \frac{k_e^2 + k_i^2}{k_i^2} \ln \left[\frac{(k_i^2 + k_e^2)^{1/2}}{k_e} \right] \quad (1.20a)$$

$$k_i^2 = \frac{4\pi n_i z_i^2 e^2}{k_B T_i} \quad (1.20b)$$

$$k_e^2 = \frac{4\pi n_e e^2}{k_B T_e} \quad (1.20c)$$

donde z_i es el número de carga del ion, e es la carga de un carga elemental, m_e es la masa del electrón, k_B es la constante de Boltzmann, T_e es la temperatura del electrón, T_i es la temperatura del ión, n_e y n_i son las densidades de electrones e iones, respectivamente, y γ es la constante Euler-Mascheroni ($\gamma \approx 0.5572$).

Este tipo de frecuencia de colisión es adecuada para el uso en la fórmula de Appleton-Hartree ya que es independiente de la velocidad (es decir, se ha promediado sobre la función de distribución de velocidad de electrones).

- **Frecuencia de Colisión (Efectiva) Electrón-Neutro de Schunk-Nagy**

Ahora bien, para el caso de la interacción entre los electrones y las partículas neutras, esta no se rige por una función potencial simple, por lo que la sección transversal de dispersión electrón-neutro se obtiene a partir de mediciones [Banks 1966]. Estas mediciones han sido refinadas gracias a la contribución de diferentes estudios. [Beharell & Honary 2008].

La frecuencia de colisión de electrón-neutro de Schunk-Nagy [Schunk & Nagy [2009]] se ha promediado sobre la función de distribución de velocidad de electrones y, por lo tanto, define una frecuencia de colisión de electrón-neutro efectiva como una función de contribuciones para varias especies diferentes de neutros:

$$v_{en} = v_{eN_2} + v_{eO_2} + v_{eO} + v_{eHe} + v_{eH} \quad (1.21)$$

donde N_2 es nitrógeno molecular, O_2 es oxígeno molecular, O es oxígeno, He es helio y H es hidrógeno. Las frecuencias de colisión constitutivas están dadas por:

$$v_{eN_2} = 2.33 \times 10^{-11} n_p(N_2) (1 - 1.21 \times 10^{-4} T_e) T_e \quad (1.22a)$$

$$v_{eO_2} = 1.82 \times 10^{-10} n_p(O_2) \left(1 + 3.6 \times 10^{-2} T_e^{1/2}\right) T_e^{1/2} \quad (1.22b)$$

$$v_{eO} = 8.9 \times 10^{-11} n_p(O) (1 + 5.7 \times 10^{-4} T_e) T_e^{1/2} \quad (1.22c)$$

$$v_{eHe} = 4.6 \times 10^{-10} n_p(He) T_e^{1/2} \quad (1.22d)$$

$$v_{eH} = 4.5 \times 10^{-9} n_p(H) (1 - 1.35 \times 10^{-4} T_e) T_e^{1/2} \quad (1.22e)$$

siendo T_e la temperatura del electrón y n_p el número de densidad por cm^3 de las partículas neutras. Cabe señalar que las frecuencias de colisión enumeradas en Schunk-Nagy no incluyen contribuciones de colisiones electrón-argón (v_{eAr}), pero como la contribución a la frecuencia de colisión electrón-neutros es del orden del 1%, puede despreciarse [Aggarwal et al. 1979].

En la Fig. (1.3) podemos encontrar la frecuencia de colisión electrón-neutro calculadas usando estas ecuaciones. Por debajo de los 120 km de altitud, N_2 es la especie dominante en el cálculo de la frecuencia de colisión y es aproximadamente proporcional a la energía del

electrón. También puede observarse las contribuciones relativas de las colisiones electrón-neutro y electrón-ion como función de la altura para un perfil ionosférico diurno típico. Podemos ver que la frecuencia de colisión electrón-neutro domina en las bajas altitudes (hasta los 120 km), y la frecuencia de colisión electrón-ion domina a mayores alturas.

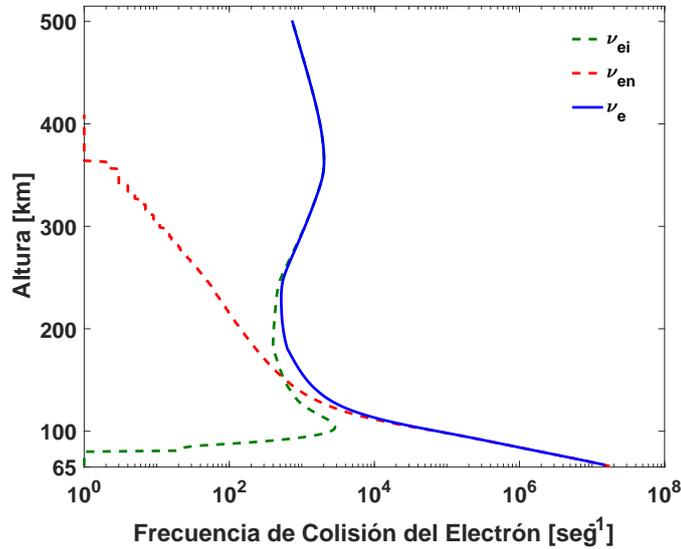


Fig. 1.3 Perfiles de: frecuencia colisión efectiva de electrones de Schunk-Nagy (línea continua azul), frecuencia de colisión efectiva electrón-ion de Schunk and Nagy (línea de trazos verde) y frecuencia colisión efectiva electrón-neutro de Schunk-Nagy (línea de trazos rojo) en -26° de latitud, -60° de longitud para el día 16 de marzo de 2014 a las 12 LT calculadas con IRI-2016 y NRLMSISE-00.

1.2.4 Métodos de Interpolación Tricúbica e Integración

Tanto los valores de frecuencia de plasma, f_N , y de frecuencia de colisión, ν , son obtenidos en el código implementado a través de matrices tridimensionales. Para asegurar un correcto funcionamiento del algoritmo es sumamente importante la precisión de los valores de X y Z (en este caso podemos obviar los valores de Y porque son calculados a cada paso recurriendo a la subrutina correspondiente y de forma numérica). Además debemos asegurar la continuidad de sus primeras derivadas al considerar un campo magnético real, las cuales vienen dadas por $\partial X/\partial r$, $\partial X/\partial \theta$, $\partial X/\partial \phi$ y $\partial Z/\partial r$, $\partial Z/\partial \theta$, $\partial Z/\partial \phi$. Es por ello que necesitamos un método de interpolación robusto y confiable.

Definir el más adecuado para nuestros intereses, fue otro gran desafío. Luego de múltiples intentos y charlas con mis Directores y el Dr. Nickisch, concluimos que el más adecuado era el método propuesto por Akyildiz [1994]. Esta técnica consiste básicamente en un ajuste de curva paramétrica, que es cúbico en cada dirección y se conoce como interpolación de articulación-suave. Con el objeto de simplificar la explicación analizaremos el caso

unidimensional. Supongamos para esto un conjunto de puntos de datos no ordenados. Para interpolar una curva entre dos de ellos, consideramos primero la parábola que está determinada por estos dos puntos de datos más otro ubicado a su izquierda. Luego, con un procedimiento similar, se obtiene una segunda parábola para los mismos dos puntos de datos, pero utilizando como tercer punto uno ubicado a su derecha. El arco final que conecta los dos puntos de datos iniciales está dado por la combinación convexa de estas dos parábolas. De este modo, el arco que conecta dos puntos sucesivos estará finalmente determinado por cuatro puntos: los dos puntos de interés, el punto que los precede y el punto siguiente. Como en nuestro código la interpolación es cúbica (en las tres direcciones), cada punto interpolado requiere el uso de 64 puntos cercanos. Una de las principales ventajas de este procedimiento es que es más estricto que una interpolación spline porque es más inmune a los problemas de sobreimpulso entre puntos, y aún así proporciona continuidad a través de la primera derivada, algo esencial para un correcto funcionamiento del algoritmo. Por todo lo mencionado, este es el método implementado en el algoritmo de trazado de rayos para obtener tanto los valores de X , como de Z , en cada paso de la trayectoria de la señal que se propaga. Las subrutinas encargadas de estos procesos son ELECTX y COLFRZ.

Otro punto central en la determinación de las trayectorias viene dado por el método de integración. Las Ecs. (1.19), son integradas utilizando la subrutina RKAM que calcula las soluciones numéricas del sistema de seis ecuaciones diferenciales simultáneas de primer orden en un intervalo específico con condiciones iniciales dadas aplicando el procedimiento Adams-Moulton [Moulton 1926; Lastman 1964]. Este es un método de varios pasos que requiere un autoiniciador, en este caso un método Runge-Kutta de cuarto orden, junto con un predictor dado por la fórmula Adams-Bashforth [Bashforth & Adams 1883]. Este método de integración tiene un mecanismo incorporado para verificar errores y ajustar la longitud del paso de integración en consecuencia. Si los errores se hacen mayores que un valor máximo (10^{-6} km, pudiendo este valor ser modificado), la rutina disminuirá la longitud del paso para mantener la precisión. Por otro lado, si la precisión es mayor que la requerida, la rutina aumentará la longitud del paso para reducir el costo de cómputo.

1.2.5 Método de Rayo de Referencia

Sabemos que el objetivo principal de utilizar un algoritmo de trazado de rayos es encontrar todas las trayectorias posibles entre dos puntos dados (para el caso de un sistema de comunicaciones, un transmisor y un objetivo), permitiéndonos obtener las características más importantes tales como el retardo de fase, retardo de grupo, la absorción ionosférica, entre otros. Durante una visita a las oficinas del Dr. Nickisch tuve la oportunidad de conocer a otro experto en el área, el Dr. Chris Coleman, quién desarrolló un método muy eficiente

y poderoso de trazado de rayos el cual, entre otra cosas, le permite al usuario determinar el punto inicial (transmisor) y final (objetivo) para obtener todas las trayectorias posibles que sean capaces de unir estos dos puntos [Coleman 1883]. Sin embargo, el algoritmo tal como fué planteado hasta el momento nos permite calcular las trayectorias cuando se le da la ubicación, frecuencia y dirección de propagación del transmisor, pero no nos permite indicarle la posición donde se encuentra nuestro receptor u objetivo, de manera que no es capaz de realizar un cálculo directo de la o las rutas que unen el conjunto transmisor-objetivo.

Ahora bien, el principal problema en nuestro caso radica en saber, previo a la ejecución del rastreo de la trayectoria, en qué direcciones debemos realizar la transmisión para alcanzar al receptor u objetivo. Al no existir ninguna solución general para lo planteado, tenemos dos caminos posibles a tomar en función de subsanar esta debilidad del código. La primera de ellas, siendo la más rudimentaria, consiste en que el usuario aplique una técnica de prueba y error para encontrar esas rutas de rayos que conectan el transmisor y el receptor. Esto implica variar la dirección y ángulo de transmisión hasta que se encuentre un rayo que llegue al objetivo. Si bien esta opción es válida, resulta totalmente ineficiente dado que la cantidad de iteraciones a realizar puede ser extremadamente grande, conllevando a un consumo excesivo de tiempo para determinar las trayectorias de un solo objetivo.

Sin embargo, si un programa de trazado de rayos hace esto automáticamente, decimos que tiene una función de referencia o homing. Dado que el código original no posee esta característica como una opción disponible se procedió a implementar una subrutina con un método de referencia desarrollado por Nickisch [1988, 2008] y Vastberg & Lundborg [1996] para ubicar el objetivo deseado.

Con este objetivo, procederemos a crear un tubo de flujo diferencial en la dirección inicial de un rayo de referencia, como puede observarse en la Fig. (1.4). Este tubo de flujo se obtiene siguiendo el desarrollo mostrado en el Apéndice A, sección A.4 en donde mediante la integración de las Ecs. (A.30) es posible obtener los puntos de arribo de los rayos que conformarán el tubo de flujo. El cambio en el punto de arribo de cada uno de los rayos respecto del rayo de referencia con los cambios en los ángulos de lanzamiento de acimut y elevación están dados por:

$$\frac{\partial \theta}{\partial \alpha} = -\frac{\partial \theta}{\partial \varphi_k} + \frac{1}{r} \frac{k_\theta}{k_r} \frac{\partial r}{\partial \varphi_k} \quad (1.23a)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \beta} = -\frac{\partial \theta}{\partial \theta_k} + \frac{1}{r} \frac{k_\theta}{k_r} \frac{\partial r}{\partial \theta_k} \quad (1.23b)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \alpha} = -\frac{\partial \varphi}{\partial \varphi_k} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{k_\varphi}{k_r} \frac{\partial r}{\partial \varphi_k} \quad (1.23c)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \beta} = -\frac{\partial \varphi}{\partial \theta_k} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{k_\varphi}{k_r} \frac{\partial r}{\partial \theta_k} \quad (1.23d)$$

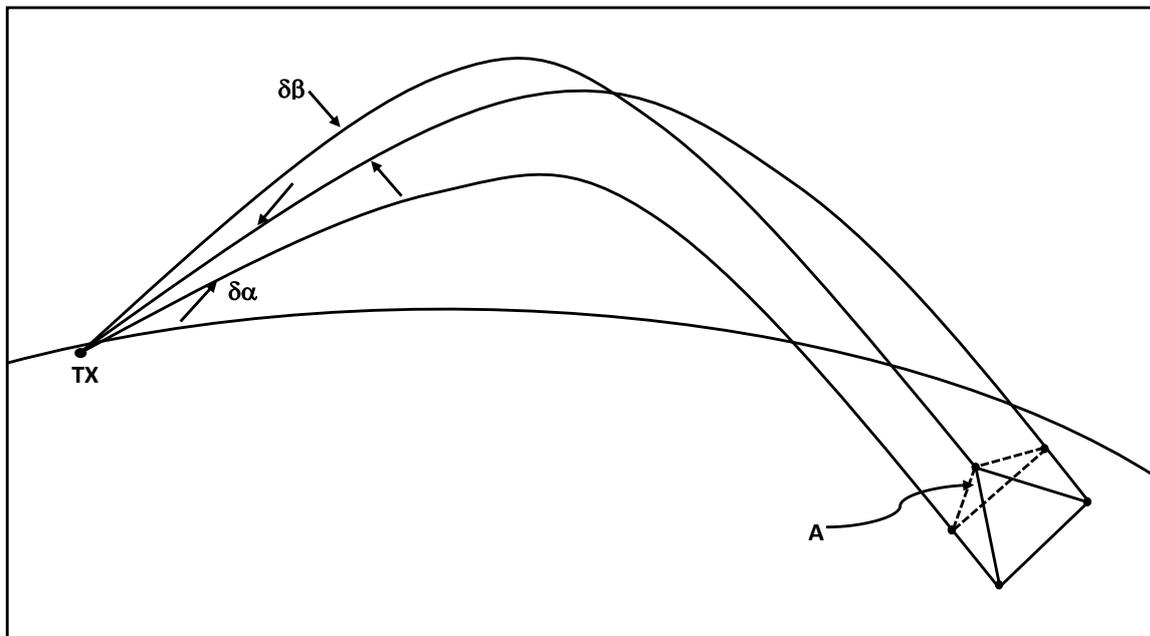


Fig. 1.4 Tubo de flujo diferencial obtenido a partir del desarrollo mostrado en el Apéndice A sección A.4. TX representa la ubicación del transmisor, $\delta\alpha$ es la variación del ángulo acimutal y $\delta\beta$ la variación del ángulo de elevación.

Finalmente, el algoritmo calcula la distancia al punto objetivo $(\Delta\theta, \Delta\varphi)$, y ajusta tanto los ángulos de lanzamiento de acimut y elevación mediante las siguientes expresiones:

$$\Delta\alpha = \frac{\frac{\partial \theta}{\partial \beta} \Delta\varphi - \frac{\partial \varphi}{\partial \beta} \Delta\theta}{\frac{\partial \theta}{\partial \beta} \frac{\partial \varphi}{\partial \alpha} - \frac{\partial \theta}{\partial \alpha} \frac{\partial \varphi}{\partial \beta}} \quad (1.24a)$$

$$\Delta\beta = \frac{\Delta\theta - \frac{\partial \theta}{\partial \alpha} \Delta\alpha}{\frac{\partial \theta}{\partial \beta}} \quad (1.24b)$$

Este proceso se realiza de manera iterativa hasta que el rayo arriba dentro de la tolerancia especificada por el usuario alrededor del objetivo. La Fig. (1.5) muestra el diagrama de flujo simplificado de la subrutina HOMER encargada de implementar el método de rayo de referencia.

De esta manera se logró transformar el algoritmo de trazados de rayos que, en un principio nos permitía fijar la ubicación del transmisor y ángulos de acimut y elevación pero desconociendo el punto de arribo hasta el momento en que el proceso había finalizado, a un

algoritmo que nos permite fijar al objetivo (incluyendo una cierta distancia de tolerancia). En la Fig. (1.6) podemos ver un ejemplo en donde tenemos demarcado el punto donde está ubicado el transmisor y el objetivo. El proceso inicia con las trayectorias en azul, luego se produce una corrección en ángulo de acimut y elevación obteniendo las trayectorias en negro. Al no estar dentro del rango de tolerancia definida, se produce una segunda corrección que resulta en las trayectorias en verde para finalmente con una última corrección menor se obtiene la trayectoria final en rojo.

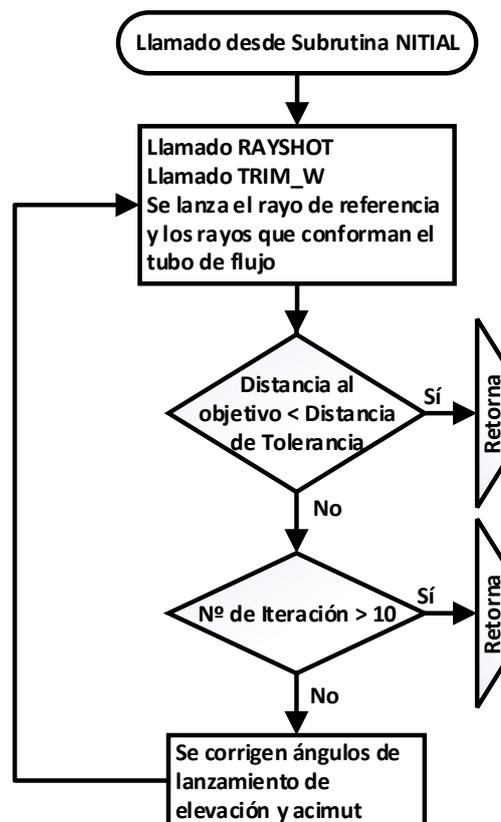


Fig. 1.5 Diagrama de flujo simplificado de subrutina HOMER.

1.2.6 Análisis de Rendimiento

Teniendo finalmente el código de trazado de rayos implementado con las características y especificaciones desarrolladas anteriormente, el paso siguiente es realizar un análisis del rendimiento del mismo. El objetivo es mostrar los tiempos de ejecución del programa para algunos casos particulares. Es importante aclarar que, estos valores van a depender no sólo del sistema en los que el programa es ejecutado, sino que también, del conjunto de rayos

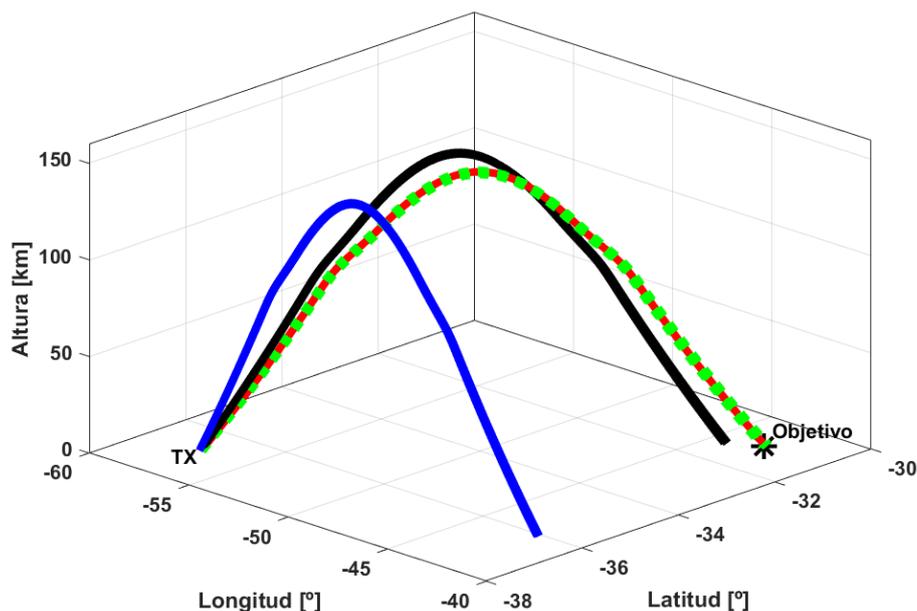


Fig. 1.6 Ejemplo de un trazado de rayos utilizando el método de referencia para encontrar una de las trayectorias que une el Transmisor (Tx) y el Objetivo. El proceso inicia con las trayectorias en azul, luego se produce una corrección en ángulo de acimut y elevación obteniendo las trayectorias en negro. Al no estar dentro del rango de tolerancia definida, se produce una segunda corrección que resulta en las trayectorias en verde para finalmente con una última corrección menor se obtiene la trayectoria final en rojo.

a ser trazado. Sin embargo, con los ejemplos a continuación es posible analizar de forma objetiva el comportamiento general del código.

Este estudio de rendimiento fue realizado sobre un computador portátil con microprocesador Intel Core i7-8750H (8th Gen), corriendo un sistema operativo Linux-Ubuntu. Las especificaciones técnicas más importantes de la unidad de procesamiento son:

- Frecuencia Base del Procesador: 2.20 GHz
- Caché: 9 MB Intel Smart Cache
- Memoria Acceso Aleatoria: 16 GB
- Número de Núcleos: 6
- Número de Hilos: 12

En la Tabla 1.1 podemos observar los resultados de los tiempos de ejecución incrementando el número de rayos para dos casos. El Caso 1, corresponde a los tiempos obtenidos al ejecutar el código considerando colisiones, y para alcances que se encuentran entre los 1800

y 2000 km. Estos valores no incluyen el tiempo de generación de la matriz de frecuencias de plasma y colisión. En el Caso 2 se repiten las condiciones del Caso 1 pero incluyendo el tiempo de ejecución utilizado para la generación de las matrices de frecuencia de plasma y colisión, siendo éste del orden de 20.476 seg.

Tabla 1.1 Tiempos de Ejecución del Algoritmo de Trazado de Rayos expresados en segundos. En el Caso 1 corresponde a la ejecución del código considerando, y para alcances que se encuentran entre 1800 y 2000 km. En el Caso 2 se repiten las condiciones del Caso 1 pero incluyendo el tiempo de ejecución utilizado para la generación de las matrices de frecuencia de plasma y colisión, siendo éste del orden de 20.476 seg.

Número de Rayos	Tiempos de Ejecución [seg]	
	Caso 1	Caso 2
1	0.319	20.795
6	0.438	20.914
11	0.552	21.028
26	0.876	21.352
51	1.445	21.921
156	3.761	24.237
306	7.037	27.513
561	12.447	32.923
1326	29.444	49.920
2601	58.838	79.314
5151	120.60	141.07

Estos valores son simplemente para mostrar al lector los ordenes de magnitud de los tiempos de ejecución necesarios para la generación de traza de rayos. Es claro que al incluir los tiempos necesarios para la generación de las matrices de plasma y colisión, los valores finales de los tiempos de ejecución se ven incrementados. Algo importante a destacar, es que estos tiempos podrán variar considerablemente ya que dependen principalmente de la cantidad de pasos necesarios para alcanzar el objetivo al realizarse cada una de las trazas de rayos. Cuanto mayor sea la cantidad de pasos, mayor será el tiempo de ejecución. Esto es válido tanto para rayos con un ángulo de elevación bajo, lo que usualmente este asociado a un largo alcance, como para ángulos de elevación cercanos a la incidencia vertical lo que implica un altura de reflexión en las capas más altas de la ionósfera.

Los resultados obtenidos son aceptables. Sin embargo pueden ser mejorados considerablemente mediante la utilización de la técnica de paralelización de código. Esto indudablemente contribuiría a un marcado descenso en los tiempos necesarios para ejecutar las diferentes tareas. Además, también es posible implementar la técnica de Hyper-Threading de manera de optimizar la utilización del microprocesador.

Capítulo 2

Aplicación y simulaciones del algoritmo implementado en condiciones ionosféricas tranquilas

En este Capítulo se describe parte de la segunda etapa de esta Tesis en la cual se aplica el algoritmo desarrollado para el método de trazado de rayos para simular diversos escenarios variando las distintas opciones de los modelos integrados. Esto permite determinar la sensibilidad del método ante variaciones que son de origen ajeno a las perturbaciones ionosféricas.

2.1 Radiopropagación usando diferentes modelos de hmF2 y foF2 en IRI-2016 y los efectos del Campo Magnético de la Tierra

Anteriormente mencionamos la importancia del modelado de la densidad de electrones en el algoritmo de trazado de rayos. Esto se debe a que n depende fundamentalmente de la densidad de electrones del medio. Además, este código puede utilizarse en la etapa de diseño para simular el rendimiento de un sistema de un Radar Sobre Horizonte (OTHR, por sus siglas en Inglés de Over-The-Horizon Radar), así como puede ser utilizado operacionalmente para el registro de coordenadas y la selección de frecuencia.

Nuestra propuesta ha consistido en la utilización del modelo IRI-2016, que presenta la posibilidad de diferentes configuraciones, para la determinación de la densidad de electrones,

n_e . Es por ello que, es relevante comparar los efectos producidos en la radiopropagación al elegir entre las diferentes opciones disponibles.

Entre las mejoras de la versión IRI-2016 con respecto a las versiones anteriores hay dos nuevos modelos para la altura de pico de la densidad de electrones de la capa F2, hmF2. En versiones anteriores de IRI, el hmF2 estaba basado en la estrecha correlación con el factor de propagación M(3000)F2 [Shimazaki 1955; Bilitza & Eyfrig 1978; Bilitza et al. 1978; Dudeney 1983], que a su vez se basa en el modelo del Consultative Committee on International Radio (CCIR) [CCIR 1967]. Sin embargo, muchos estudios destacaron algunas limitaciones de este enfoque para hmF2 [Bilitza 1985; Adeniyi et al. 2005; Lee & Reinisch 2006; Brum et al. 2011; Magdaleno et al. 2011; Araujo-Pradere et al. 2013; Ezquer et al. 2014]. Adeniyi et al. [2005] señalaron que existen tres fuentes principales de error: (1) el escaso volumen de datos disponible en el momento del desarrollo del modelo; (2) las limitaciones para reproducir características a pequeña escala en la variación diurna debido a la representación funcional elegida (armónicos de hasta el orden 4 solamente); y (3) la incertidumbre introducida con la fórmula que describe la relación entre hmF2 y M(3000)F2. Debido a estas limitaciones del modelo hmF2 de IRI, Magdaleno et al. [2011] y Altadill et al. [2013] desarrollaron un modelado basado exclusivamente en ionosondas. Además, Shubin [2015] presentó un modelo hmF2 basado en datos de radio ocultación de COSMIC (Constellation Observing System for Meteorology, Ionosphere and Climate), de GRACE (Gravity Recovery and Climate Experiment), y de CHAMP (Challenging Mini-Satellite Payload for Geophysical Research and Application). Los dos últimos modelos han sido seleccionados para su inclusión en la versión 2016 del modelo IRI.

Otro parámetro que juega un papel importante en las propagaciones de radio HF es la frecuencia crítica de la capa F2, foF2. Las opciones proporcionadas por IRI para el modelo foF2 son CCIR y URSI (Union Radio-Scientifique Internationale). Existe una gran cantidad de trabajos que comparan el rendimiento del IRI utilizando CCIR o URSI [Bertoni et al. 2006; Brum et al. 2011; Adebessin et al. 2014; Brown et al. 2018; Liu et al. 2019]. Adebessin et al. [2014] encontraron que, en general, la opción URSI presenta un mejor acuerdo con los datos observados que la opción CCIR, especialmente durante el día, lo que sugiere una mejora en la opción URSI de la versión IRI-2012 sobre IRI-2007.

Los modelos hmF2 y foF2 en IRI-2016

Antes de iniciar el análisis usando el código de trazado de rayos, exploremos en mayor profundidad las mejoras y actualizaciones en los modelos de hmF2 y foF2 presentes en la última versión de IRI.

Las versiones anteriores al IRI-2016 actual, estiman $hmF2$ en términos de $M(3000)F2$ a través de la siguiente relación [Bilitza et al. 1978]:

$$hmF2 = \frac{1490}{M(3000)F2 + \Delta M} - 176 \quad (2.1)$$

donde ΔM está dada por:

$$\Delta M = \frac{f_1 \times f_4}{\frac{f_0 F2}{f_0 E} - f_2} + f_3 \quad (2.2)$$

$$f_1 = 0.00232R_{12} + 0.222 \quad (2.3)$$

$$f_2 = 1.2 - 0.0116e^{R_{12}/41.84} \quad (2.4)$$

$$f_3 = 0.096 \frac{R_{12} - 25}{150} \quad (2.5)$$

$$f_4 = 1 - \frac{R_{12}}{150} e^{-\varphi^2/1600} \quad (2.6)$$

con R_{12} el promedio de manchas solares en 12 mese, $M(3000)F2$ el factor de propagación y φ la inclinación magnética. $M(3000)F2$ se obtiene de mapas numéricos CCIR generalmente recomendados para cálculos sobre continentes o de URSI que proporciona un mejor ajuste sobre el mar. Este modelo $hmF2$ es denominado como BSE-1979, por sus autores Bilitza, Sheikh y Eyfrig [Bilitza et al. 1978]. $M(3000)F2$ usará coeficientes CCIR o URSI dependiendo de la elección realizada para $foF2$. Sin embargo, esto no es importante en para nuestro análisis debido a que las variaciones en $hmF2$ entre $M(3000)F2$ con CCIR y con URSI es inferior al 2%.

Como se mencionó anteriormente, IRI-2016 introdujo dos nuevos modelos para $hmF2$. Una de las opciones es el modelo AMTB que se basa en datos de 26 digisondas de la red del Global Ionosphere Radio Observatory (GIRO) para el período 1998–2006. Para que el análisis de armónicos esféricos sea factible, la cobertura de datos global se completó con puntos de datos ficticios [Altadill et al. 2013] y es llamado AMTP2013 en IRI-2016. La otra opción es el modelo SDMF2 que se basa en datos de radio-ocultación de CHAMP del período 2001–2008 (~300000 valores), de GRACE del período 2007–2011 (~100000 valores) y de COSMIC del período 2006–2012 (~3500000 valores), junto con datos $hmF2$ de 62 digisondas de la Base de Datos de Ionogramas Digitales para el período 1987-2012.

Los tres modelos usan armónicos esféricos para describir variaciones globales, pero AMTB y SDMF2 modelan hmF2 directamente y ya no usan M(3000)F2. Sin embargo, se encuentran grandes discrepancias entre los modelos en los valores de hmF2 llegando a alcanzar los ~ 50 km o más [Bilitza 2018]. IRI recomienda, como primera opción, el modelo AMTB ya que presenta las estimaciones de error más bajas para las mediciones de ionosonda.

Con respecto a foF2, IRI proporciona dos modelos diferentes. Uno de ellos está dado por los mapas CCIR que se basan en valores promedios mensuales obtenidos por la red mundial de ionosondas (alrededor de 150 estaciones) durante los años 1954-1958, basados en alrededor de 10000 estaciones-mes de datos [Bilitza et al. 2017]. Este método sigue un procedimiento de mapeo numérico desarrollado por Jones & Gallet [1962]. Otra opción disponible es el conjunto de coeficientes de modelo URSI donde el método de mapeo numérico es el mismo que para el modelo anterior, basado en un análisis de Fourier de la variación diurna mediana mensual de foF2 en base a observaciones de la red mundial de ionosondas y en funciones esféricas de Legendre de cada coeficiente de Fourier, para cada mes y dos niveles de actividad solar. Sin embargo, el modelo URSI foF2 representa una mejora del modelo CCIR foF2 debido al método utilizado para rellenar los faltantes de datos donde las mediciones de ionosonda o bien no existen o son escasas, como es el caso del hemisferio sur o en los océanos, siendo esto previo a la aplicación del procedimiento de mapeo de armónicos esféricos [Rush et al. 1984, 1983]. Fox & McNamara [1988] establecieron los coeficientes URSI finales para la base de datos combinada de los valores obtenidos por Rush y aproximadamente 45000 datos mensuales de ionosondas (de aproximadamente 180 estaciones en todo el mundo).

Configuración

Teniendo en cuenta las características y mejoras del modelo IRI mencionadas anteriormente, procederemos a estudiar alguno de los efectos producidos en la propagación de las señales al utilizar los nuevos modelos de hmF2 incorporados con respecto al tradicional basado en M(3000)F2, así como también las dos opciones de modelo de foF2.

Para ello nos enfocaremos en analizar la variación espacial del alcance y la altura de reflexión de las trayectorias de rayos en latitudes medias y bajas. El alcance, R , es la medida de la distancia a lo largo de la superficie de la Tierra desde el origen del rayo (un transmisor, por ejemplo) hasta el punto donde nuevamente alcanza la superficie de la Tierra (un receptor o un objetivo), y la altura de reflexión, h_R , es la distancia vertical real del punto en la trayectoria donde se produce la reflexión.

Otro análisis que se incluirá es la comparación con los resultados producidos al quitar el campo magnético de la Tierra. Existen varios trabajos que analizan el trazado de rayos en la

ionósfera considerando los efectos del campo geomagnético [por ejemplo, Kelso 1968; Rao 1969; Bennett et al. 1991; Tsai et al. 2010; Dao et al. 2016], pero el efecto de las diferentes opciones de IRI a escala global aún no se ha estudiado. Para lograr esto, se deben modificar algunas subrutinas de manera que se utilice la fórmula de Appleton-Hartree que no tiene en cuenta el campo magnético de la Tierra, de manera que la subrutina HARMONY no sea llamada durante el proceso.

Para iniciar el análisis primero definamos la configuración de los parámetros de algoritmo de trazado de rayos. La matriz de densidad de electrones tiene una resolución de $2.5^\circ \times 2.5^\circ$ en latitud y longitud, y 1 km en altitud. Los parámetros del campo magnético de la Tierra se obtuvieron de subrutina HARMONY. De las tres opciones de IRI disponibles para el parámetro de espesor de la capa inferior ionosférica: ABT-2009, Bil-2000 y Gul-1987, se utilizó el predeterminado y recomendado, que es ABT-2009. Esta opción [Altadill et al. 2009] utiliza un gran volumen de datos de ionosondas para desarrollar una representación mejorada de la variación latitudinal y del ciclo solar de los parámetros de la capa baja de la ionósfera, B0 y B1. El primero corresponde a la diferencia de altura entre hmF2 y la altura donde el perfil de densidad de electrones se ha reducido a la mitad del valor del pico de la capa F, y el segundo describe la forma del perfil de la capa inferior.

La estructura espacial global de R y h_R se evaluó en una cuadrícula con una resolución de 2.5° latitud y 5° de longitud entre 45° S y 45° N de latitud y 180° O y 180° E de longitud, donde cada punto de la cuadrícula corresponde a la ubicación del transmisor. Se utilizaron dos direcciones de propagación de ondas hacia el Norte y hacia el Este, y con un ángulo de elevación fijo, $\alpha = 20^\circ$ y una frecuencia única de 12.5 MHz, que son valores medios típicos para los radares OTH, que utilizan la ionósfera de la Tierra como espejo para iluminar un objetivo ubicado más allá de la línea de vista. La fecha y hora elegidas para este estudio es el 26 de abril de 2000, a las 12 LT. Representa un día tranquilo alrededor del equinoccio y condiciones máximas de actividad solar, con $F10.7 = 192$ sfu e índice Kp menor que 1. El cálculo de la propagación de HF requiere establecer la densidad de electrones en la misma hora UT (Universal Time) en cada punto a lo largo de la ruta de propagación. Sin embargo, se consideró la misma hora local (12 LT) en todas partes por simplicidad. Esto permitió utilizar una cuadrícula única para todo el mundo y para cada ejecución del trazado de rayos. Esta simplificación podría no ser exactamente realista para la propagación hacia el Este, sin embargo, la diferencia con respecto a las condiciones reales es insignificante ya que los valores de R máximos obtenidos corresponden aproximadamente a una diferencia de tiempo de 1 hora para la propagación en esta dirección. Una diferencia de tiempo tan pequeña alrededor del mediodía está dentro de las incertidumbres del modelo. En el caso de

la propagación hacia el Norte, que está casi a lo largo de un meridiano, no hay diferencia entre LT o UT.

Para comparar la dependencia de R y h_R de las opciones del modelo foF2 y hmF2 en IRI, sus valores se calcularon considerando URSI y CCIR para foF2 y M(3000)F2, AMTB y SDMF2 para hmF2. Las opciones URSI y M(3000)F2 se consideraron como líneas de base ya que estas eran las configuraciones predeterminadas de la versión IRI anterior, IRI-2012.

Resultados y Conclusiones

La Fig. (2.1) muestra hmF2 para la zona aquí analizada, entre 45° S y 45° N, obtenida con la opción URSI para foF2 y cada uno de los tres modelos hmF2: M(3000)F2, AMTB y SDMF2. En todos los casos, hmF2 es máximo en el ecuador magnético. En general, la huella del campo magnético se ve claramente en la variación geográfica de hmF2. La Fig. (2.2) presenta las diferencias de hmF2 entre AMTB y SDMF2 con respecto a M(3000)F2. Las mayores diferencias se observan en la región AIE (Anomalía de Ionización Ecuatorial), desde la cresta Sur hasta la cresta Norte. En términos porcentuales, las diferencias de hmF2 no exceden $\sim 15 - 20\%$.

En la Fig. (2.3) se presenta R estimado usando M(3000)F2 para la propagación hacia el Este junto con las diferencias con respecto a este modelo cuando AMTB y SDMF2 se utilizan en su lugar como modelo de hmF2. Aquí, como se esperaba, las diferencias son mayores en la región AIE, pero en términos porcentuales, las mayores diferencias alcanzan $\sim 40\%$ en el caso de AMTB y $\sim 100\%$ en el caso SDMF2. Tengamos en cuenta que las escalas de color son diferentes en cada gráfico.

En el caso de la propagación hacia el Norte (ángulo de acimut 0°), que se muestra en la Fig. (2.4), el efecto del campo magnético es más fuerte debido a que la trayectoria del rayo se encuentra más alineada con las líneas de campo. En ciertas regiones, la ocurrencia de rayos de Pedersen (rayos que satisfacen críticamente las condiciones de refracción descendente y se propagan distancias sustanciales casi paralelos a la superficie de la Tierra [Tinín 1981; Erukhimov et al. 1997; Kulizhskii & Tinín 1993]) aumenta enormemente el valor de R . Dado que esta es una condición inestable, cambios muy pequeños en el medio de propagación hacen que el rayo regrese a su condición normal, generando diferencias en R extremadamente grandes cuando se comparan dos situaciones diferentes pero similares, como en nuestro caso. Bajo las condiciones aquí analizadas, los valores de R obtenidos con M(3000)F2 aumentan alrededor del ecuador magnético en el Océano Pacífico cerca de América del Sur y alrededor de Indonesia, y también a 45° N. Esto crea diferencias de más del doble en estas regiones, que aparecen como peculiaridades en la Fig. (2.4) alrededor del ecuador magnético y a 45° N.

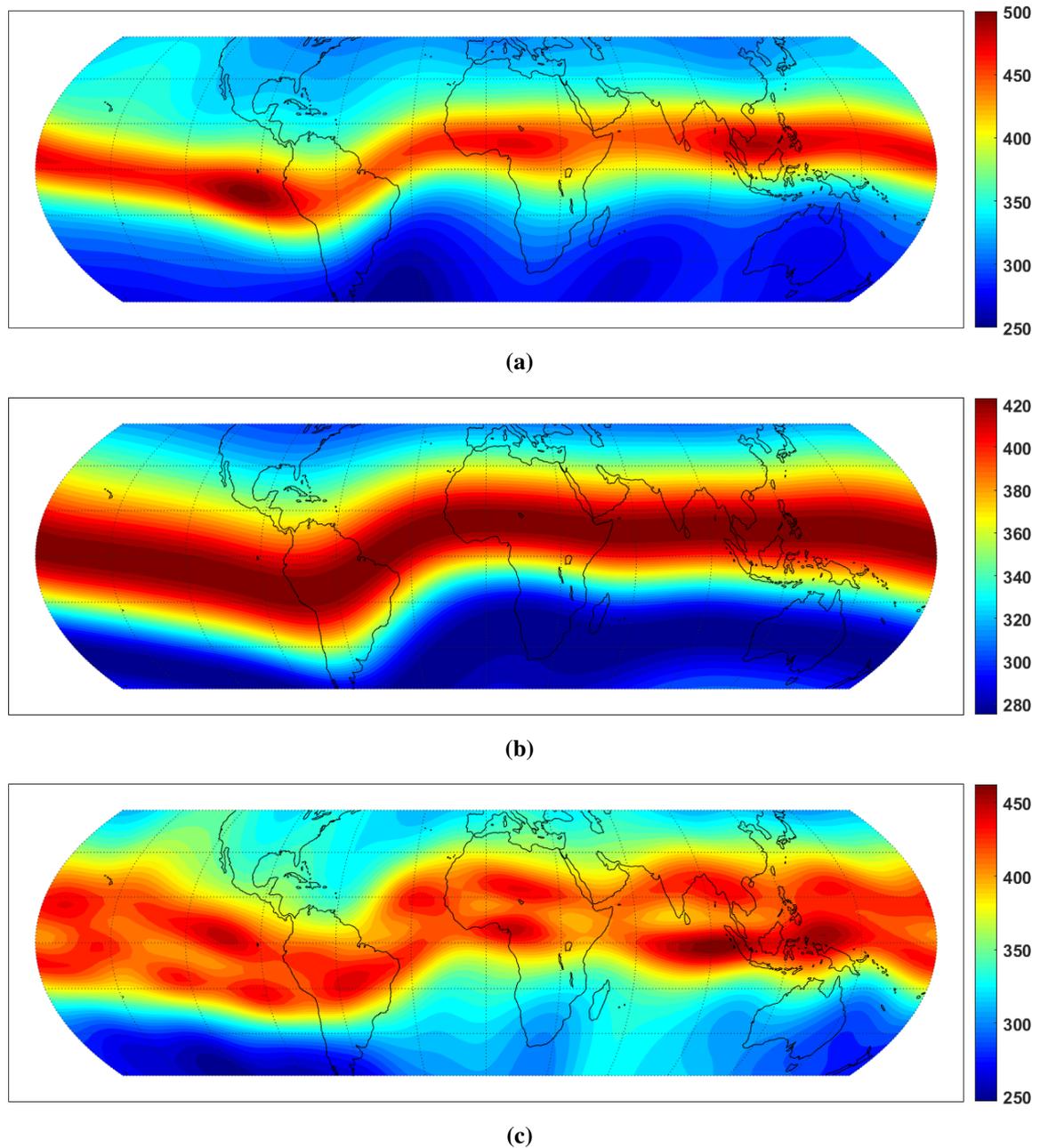


Fig. 2.1 Altura de pico de la capa F2, hmF2 [km] obtenida con cada uno de los tres modelos opcionales incluidos en IRI-2016: (a) M(3000)F2, (b) AMTB y (c) SDMF2. Valores obtenidos para el día 26 de abril de 2000, 12 LT.

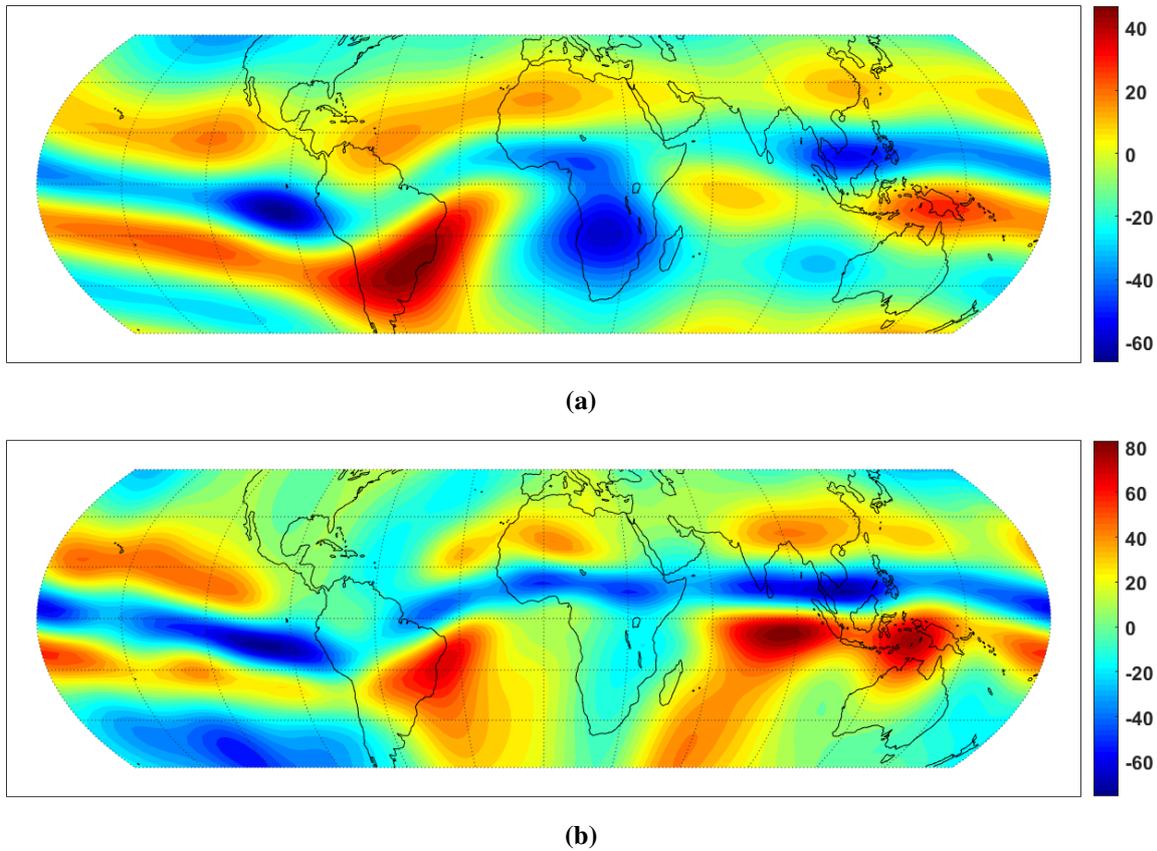


Fig. 2.2 La diferencia en [km] de los valores de hmF2 obtenidos con IRI-2016 (a) entre los modelos AMTB y M(3000)F2, y (b) entre los modelos SMDf2 y M(3000)F2. Valores obtenidos el 26 de abril de 2000, 12 LT.

Las diferencias observadas en h_R se muestran en la Fig. (2.5) para la propagación hacia el Este. Las diferencias porcentuales observadas son similares al caso de R , y el patrón espacial es casi exactamente el mismo que el observado para R . En el caso de la propagación hacia el Norte, presentado en la Fig. (2.6) (a)-(c), donde h_R para los rayos de Pedersen es igual que para un rayo “regular”, la variación espacial presenta menos peculiaridades que la Fig. (2.4) (a)-(c).

La Fig. (2.7) muestra el foF2 obtenido con las opciones URSI y CCIR en IRI-2016, con M(3000)F2 para el modelo hmF2. Como en el caso de los diferentes modelos de hmF2, las mayores diferencias aparecen en la región AIE con diferencias porcentuales de alrededor del 20%. Y lo mismo sucede con las diferencias de R obtenidas al comparar los valores que resultan de cada modelo de foF2, como se puede ver en la Fig. (2.8)(a)-(b). Las diferencias porcentuales en este caso no superan el $\sim 25\%$. Para la propagación hacia el Norte (2.8)(c)-(d), como en el caso de la comparación del modelo hmF2, en ciertas regiones se propicia la

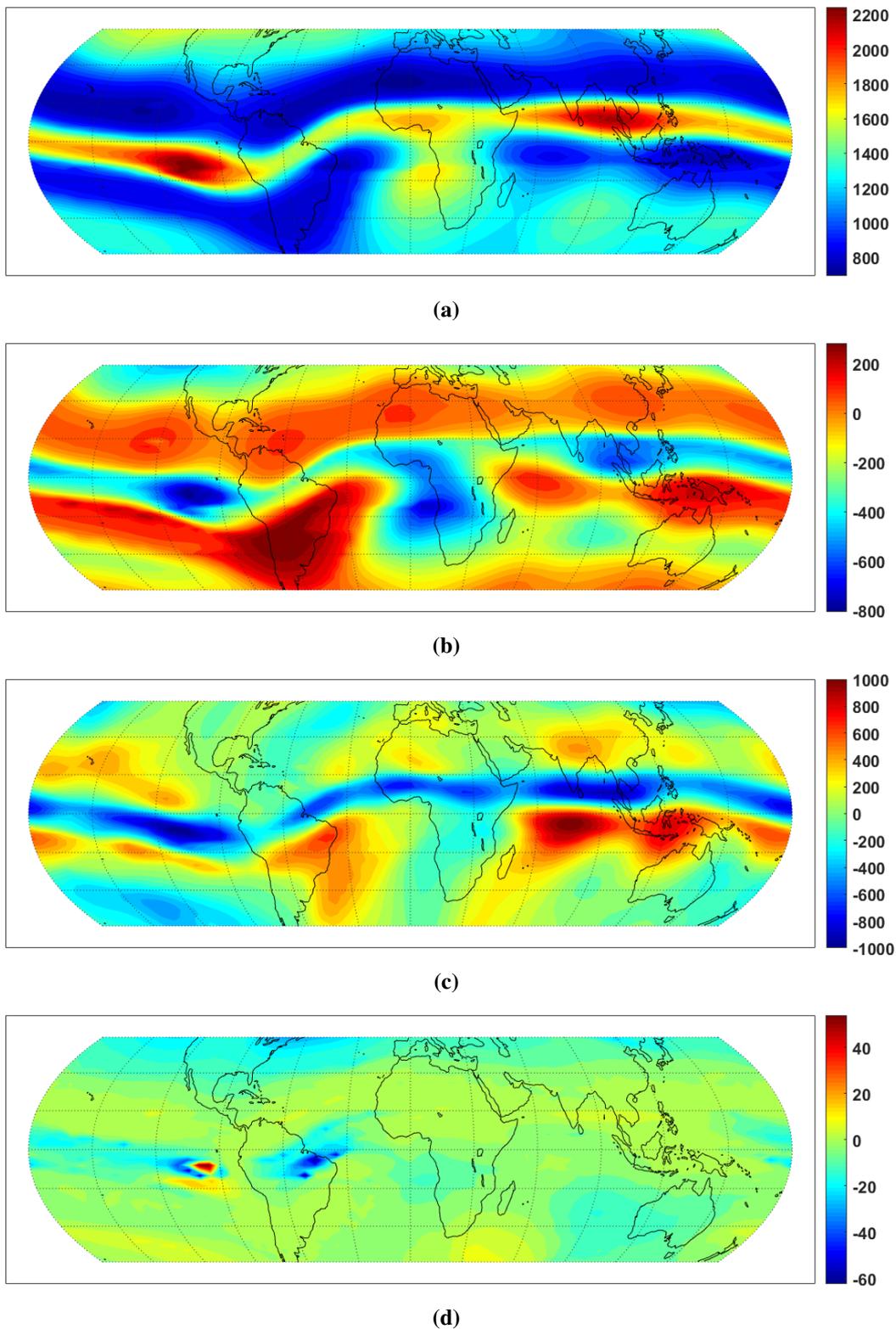


Fig. 2.3 (a) Alcance terrestre R [km] para una señal de propagándose hacia el Este con un ángulo de elevación de 20° y una frecuencia de 12.5 MHz, utilizando el modelo URSI foF2 y M (3000) F2 para hmF2. (b) Diferencia en R [km] entre el uso de AMTB y M(3000)F2 (c), y SDMF2 y M(3000)F2 como modelos hmF2. (d) Diferencia en R [km] con ausencia y considerando el campo magnético de la Tierra, utilizando en ambos casos el modelo M(3000)F2 para hmF2. Valores obtenidos en todos los casos para el 26 de abril de 2000, 12 LT.

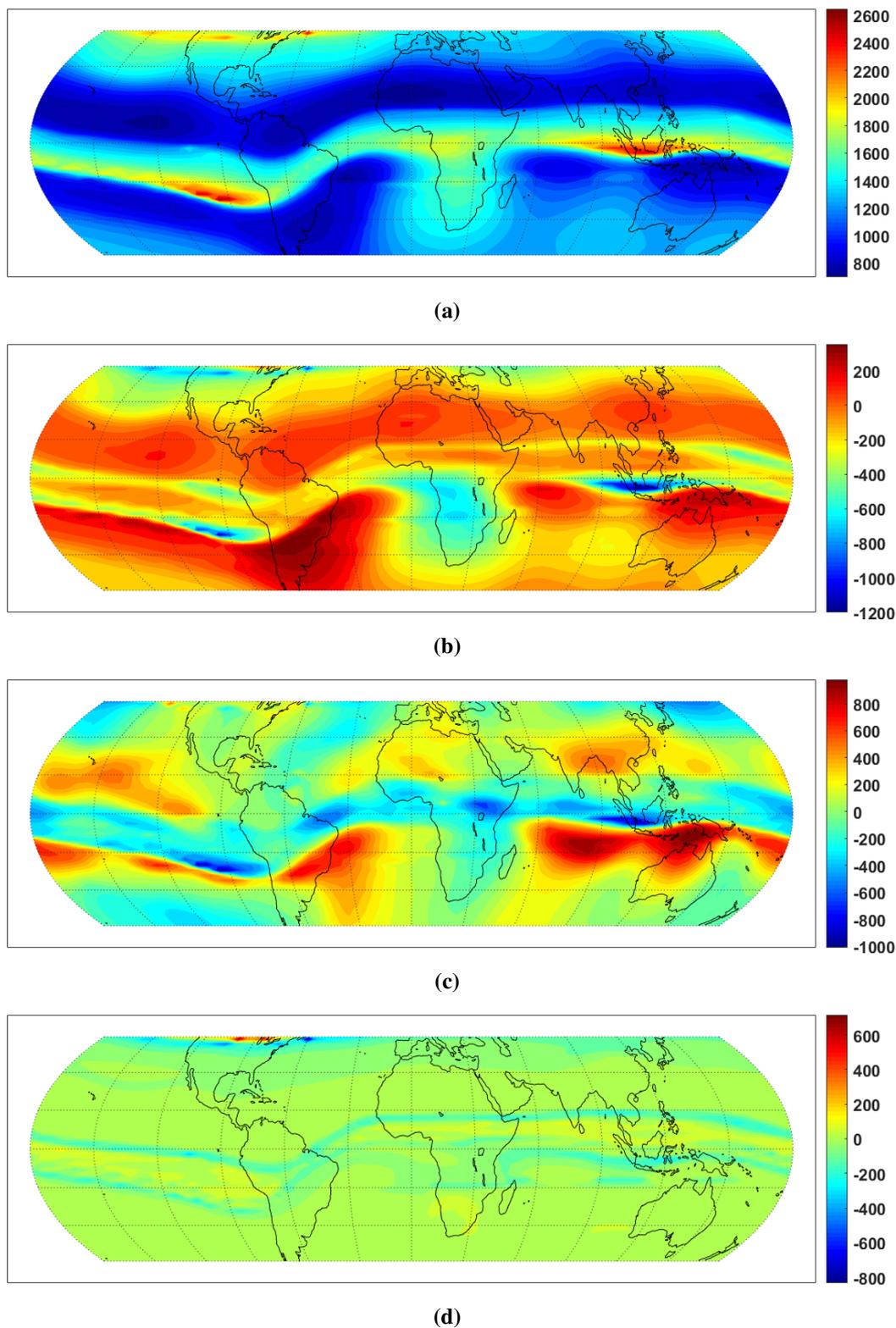


Fig. 2.4 (a) Alcance terrestre R [km] para una señal propagándose hacia el Norte con un ángulo de elevación de 20° y una frecuencia de 12.5 MHz, utilizando el modelo URSI foF2 y M(3000)F2 para hmF2. (b) Diferencia en R [km] entre el uso de AMTB y M(3000)F2 (c), y SMD2 y M(3000)F2 como modelos hmF2. (d) Diferencia en R [km] con ausencia y considerando el campo magnético de la Tierra, utilizando en ambos casos el modelo M(3000)F2 para hmF2. Valores obtenidos en todos los casos para el 26 de abril de 2000, 12 LT.

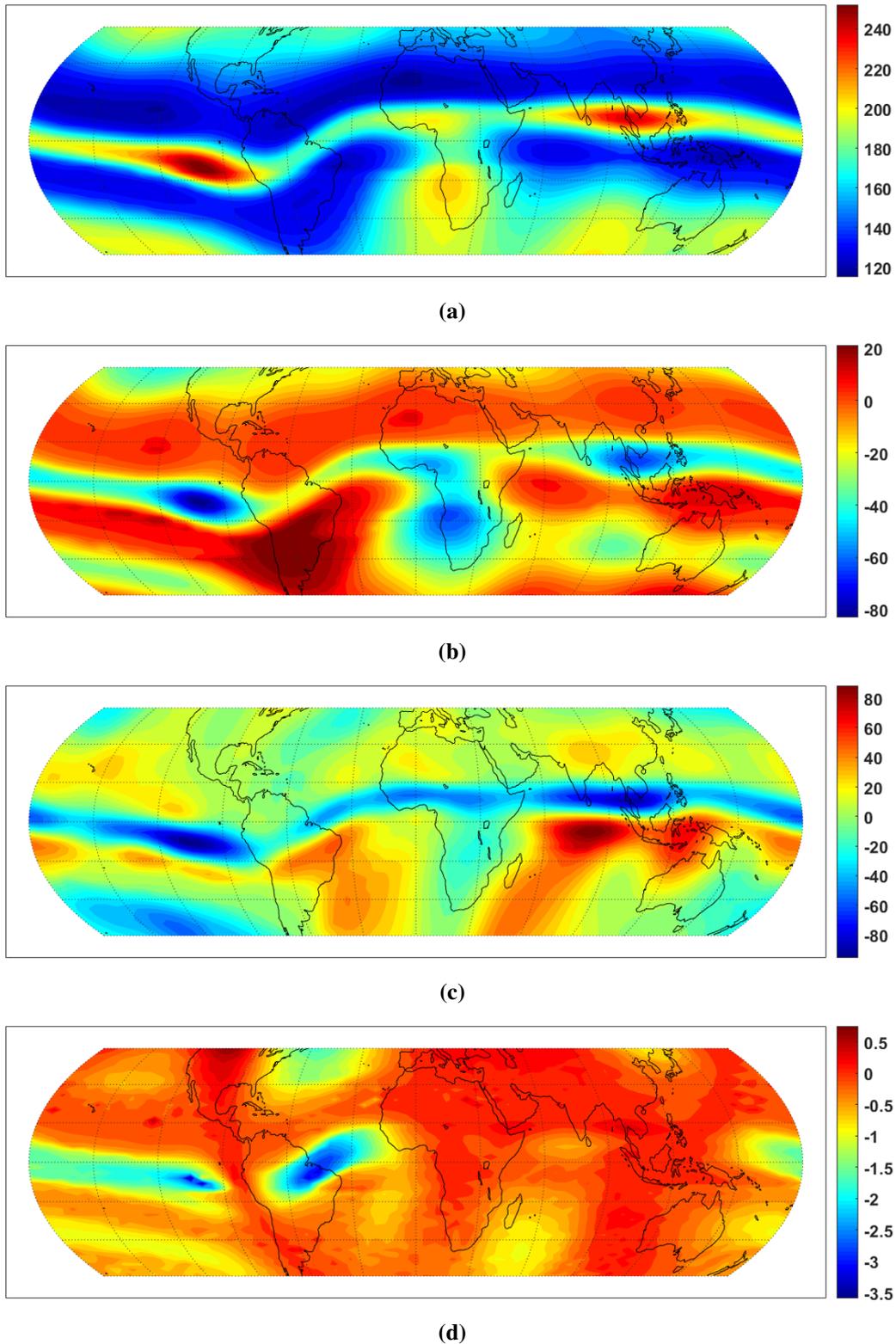


Fig. 2.5 (a) Altura de reflexión h_R [km] para una señal propagándose hacia el Este, con un ángulo de elevación de 20° y una frecuencia de 12.5 MHz, utilizando el modelo URSI foF2 y M(3000)F2 para hmF2. (b) Diferencia en h_R [km] entre el uso de AMTB y M(3000)F2, (c) y SMD2 y M(3000)F2 como modelos hmF2. (d) Diferencia en h_R [km] con ausencia y considerando el campo magnético de la Tierra, utilizando en ambos casos el modelo M(3000)F2 para hmF2. Valores obtenidos en todos los casos para el 26 de abril de 2000, 12 LT.

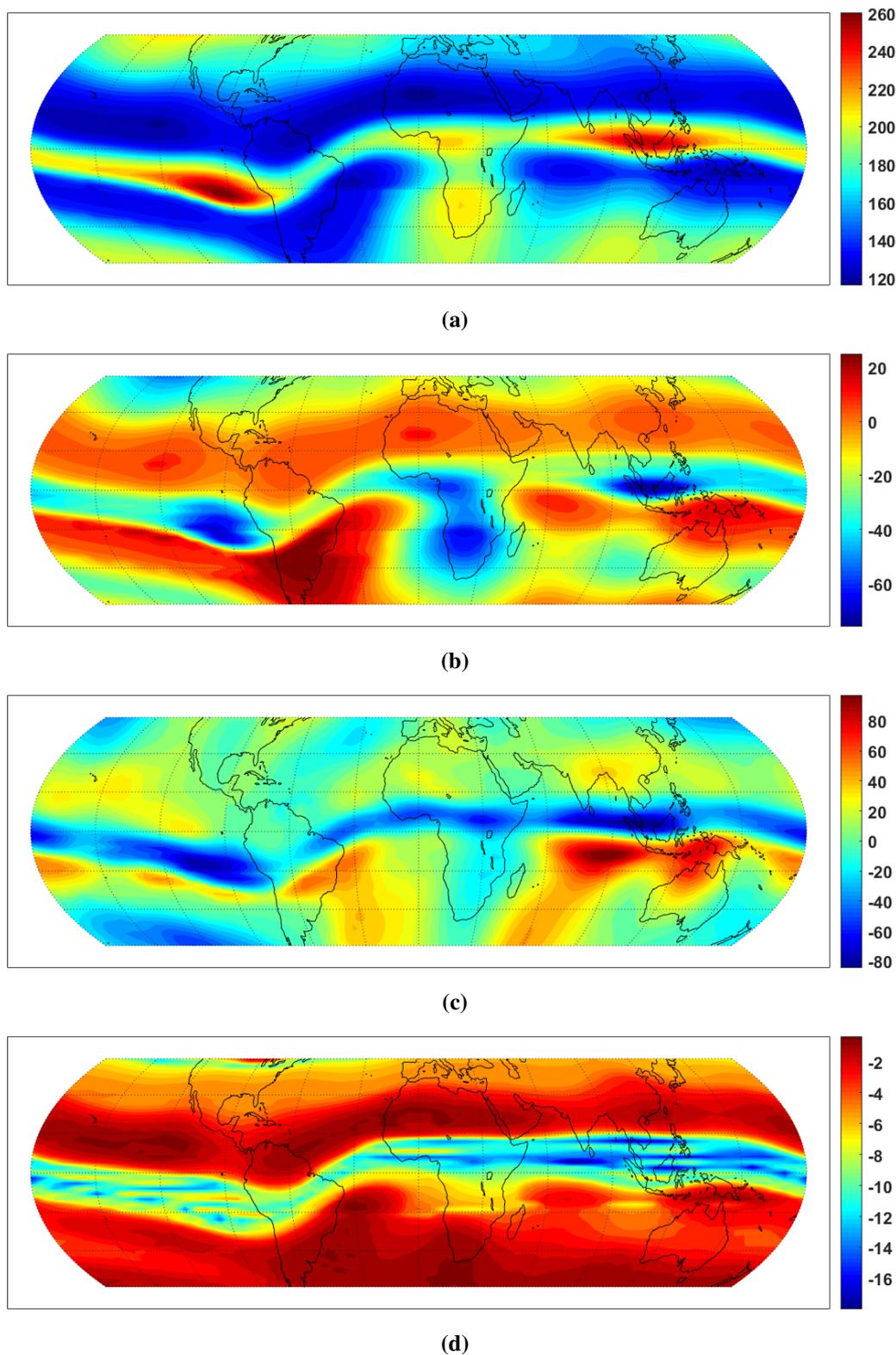


Fig. 2.6 (a) Altura de reflexión h_R para una señal propagándose hacia el Norte, con un ángulo de elevación de 20° y una frecuencia de 12.5 MHz, utilizando el modelo URSI foF2 y M(3000)F2 para hmF2. (b) Diferencia en h_R [km] entre el uso de AMTB y M(3000)F2, (c) y SMD2 y M(3000)F2 como modelos hmF2. (d) Diferencia en h_R [km] con ausencia y considerando el campo magnético de la Tierra, utilizando en ambos casos el modelo M(3000)F2 para hmF2. Valores obtenidos en todos los casos para el 26 de abril de 2000, 12 LT.

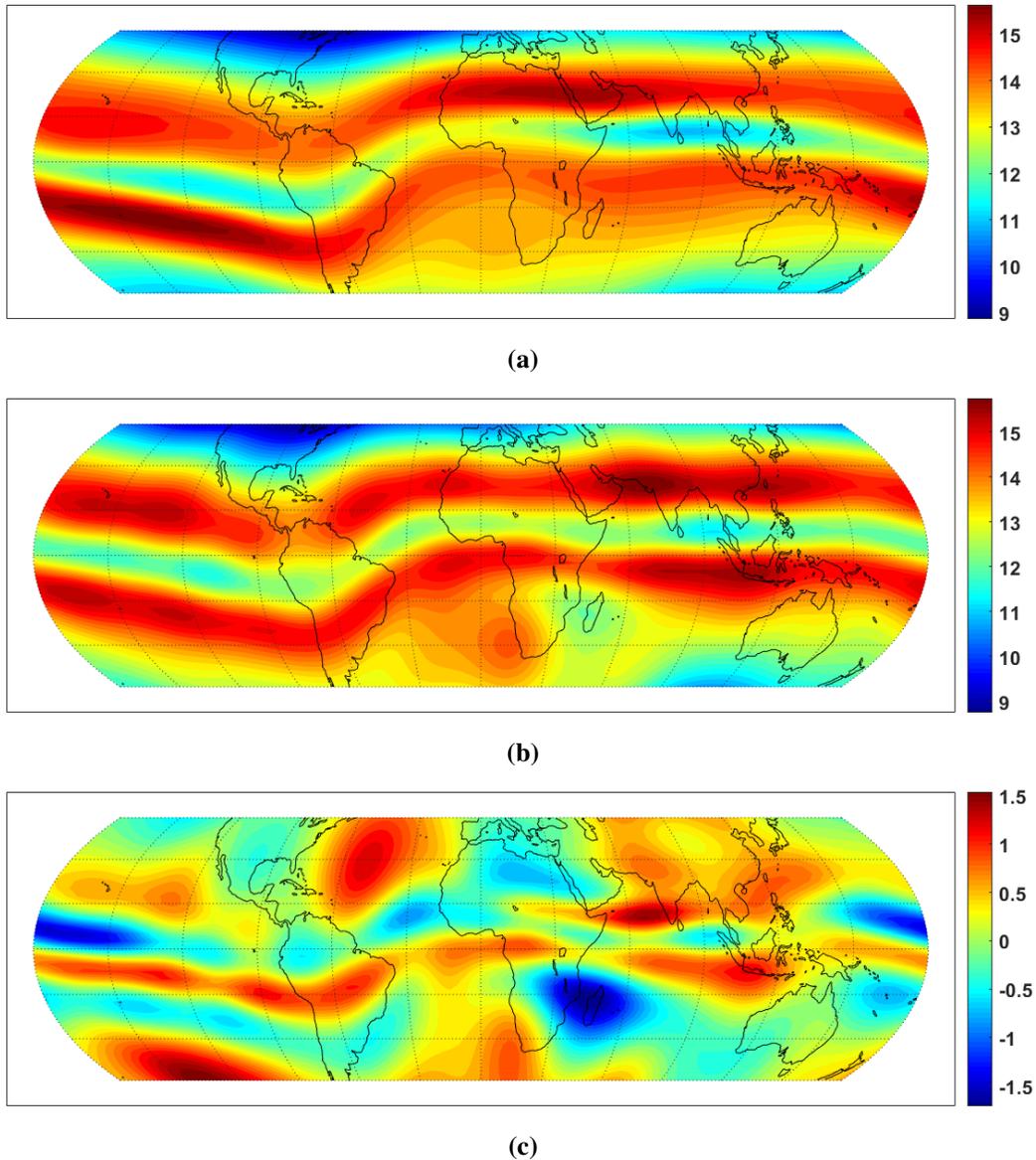


Fig. 2.7 Frecuencia crítica de la capa F2, foF2 [MHz] obtenida con ambos modelos opcionales incluidos en IRI-2016: (a) URSI y (b) CCIR. (c) Diferencia en [MHz] de los valores de foF2 obtenidos con IRI-2016 entre los modelos CCIR y URSI utilizando el modelo M(3000)F2 para hmF2. Valores obtenidos el 26 de abril de 2000, 12 LT.

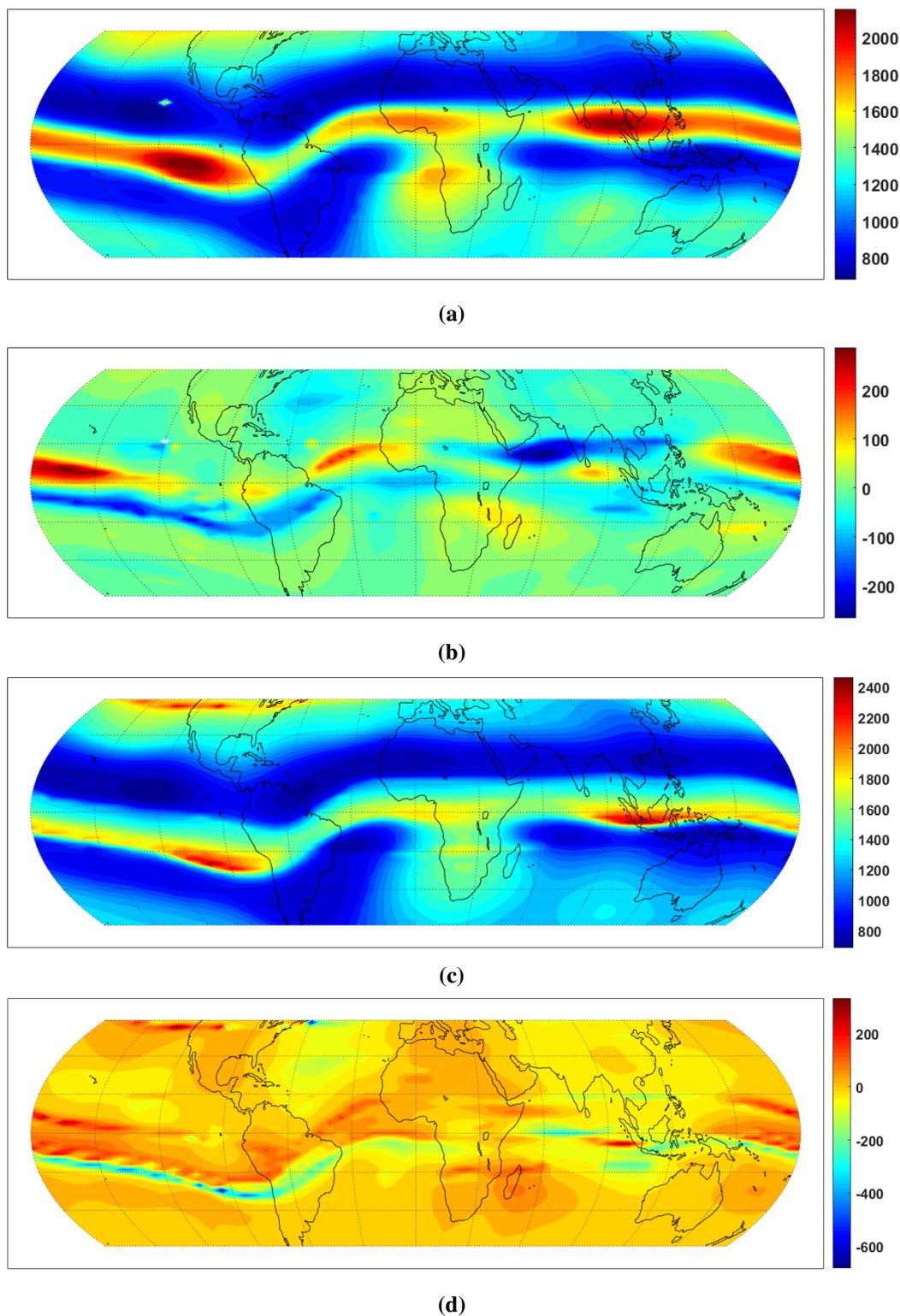


Fig. 2.8 (a) Alcance terrestre R [km] para una señal que se propaga hacia el Este con un ángulo de elevación de 20° y una frecuencia de 12.5 MHz, utilizando CCIR para el modelo foF2 y M(3000)F2 para hmF2. (b) Diferencia en R [km] entre el uso de CCIR y URSI. (c) Alcance terrestre R [km] para una señal que se propaga hacia el Norte con un ángulo de elevación de 20° y una frecuencia de 12.5 MHz, utilizando CCIR para el modelo foF2 y M(3000)F2 para hmF2. (d) Diferencia en R [km] entre el uso de CCIR y URSI.

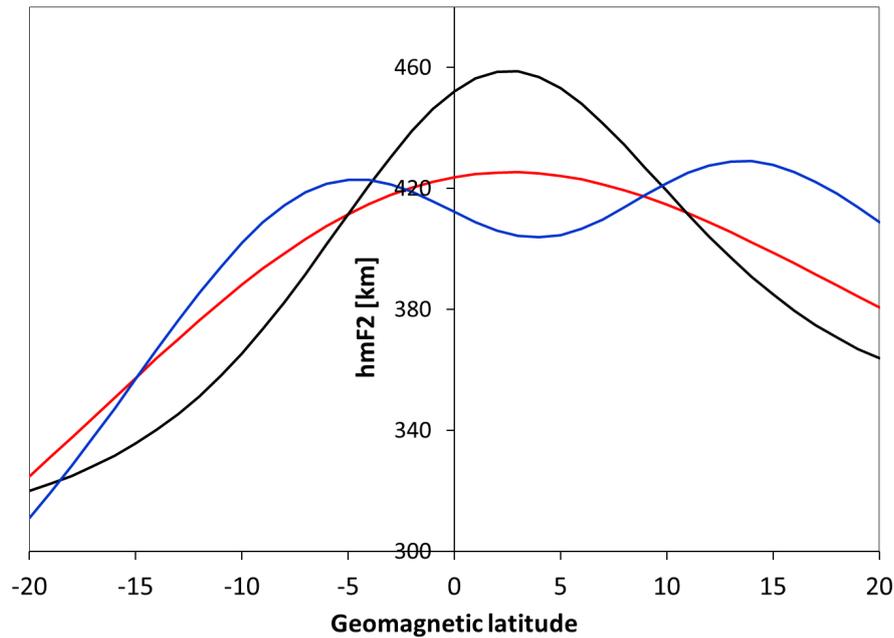


Fig. 2.9 Altura de pico de capa F2, hmF2 [km] obtenida con cada uno de los tres modelos opcionales incluidos en IRI-2016: M(3000)F2 (negro), AMTB (rojo) y SDMF2 (azul). Valores obtenidos el 26 de abril de 2000, 12 LT, 300° (60°W).

aparición de rayos de Pedersen, lo que aumenta considerablemente a R . Las diferencias son similares a las que se muestran en la Fig. 2.4 (b). Las diferencias en h_R (no son mostradas) presentan, como en el caso de una comparación de modelo hmF2, un comportamiento casi idéntico a las diferencias de R .

Efectos de los modelos hmF2 y foF2

Entonces lo que hicimos hasta el momento es estudiar el efecto de diferentes opciones de modelo hmF2 y foF2 en IRI-2016 en R y h_R de trayectorias de rayos HF, utilizando el algoritmo de trazado de rayos. Las opciones del modelo IRI son M(3000)F2, AMTB y SDMF2 para hmF2, y URSI y CCIR para foF2. Utilizando para este estudio el día 26 de abril a las 12 LT, día tranquilo, en cuanto a actividad geomagnética, y condiciones de máxima actividad solar.

Estos resultados indican que la elección de parámetros ionosféricos en la configuración del modelo puede afectar en gran medida los parámetros de las trayectorias de rayos R y h_R generadas mediante nuestro algoritmo. La precisión de estos valores con respecto a los valores verdaderos dependerá tanto, de la precisión del código de trazado de rayos y de cuán realista es la ionósfera modelada. Cada esquema numérico tiene numerosas incertidumbres numéricas. En particular, para el trazado numérico de rayos, una de las causas de la pérdida de

precisión es el tamaño del paso de integración elegido para realizarlo, que como se mencionó en 1.2.4, nuestro algoritmo cuenta con un mecanismo para la verificación de errores y el ajuste de la longitud del paso de integración en consecuencia.

Los valores recuperados para R y h_R varían significativamente entre sí. La elección del modelo para un parámetro dado en la evaluación del trazado de rayos afecta a R y h_R según el rendimiento del modelo. En particular, los valores AMTB y SDMF2 para hmF2 en el ecuador magnético son más bajos que los valores M(3000)F2 para hmF2, y más altos hacia las crestas AIE, como se puede observar en la Fig. (2.2) y más claramente en la Fig. (2.9), en la que se muestra un ejemplo de la variación latitudinal de hmF2 a 300° (60°O). Para un determinado foF2, disminuir hmF2 implica aumentar la densidad de electrones a alturas inferiores a hmF2, lo que significa un aumento también en el índice de refracción, y viceversa. R y h_R deberían disminuir o aumentar en consecuencia. Las Figs. (2.3)-(2.6) muestran claramente este comportamiento: R y h_R presentan valores más bajos con respecto a los obtenidos con M(3000)F2 en el ecuador magnético, y valores más altos hacia las crestas AIE. Para cierta región de latitud en el sector africano, M(3000)F2 sobreestima hmF2 con respecto a los otros modelos. Esto también se nota en R y h_R como una sobreestimación. Una situación similar ocurre con foF2, con una sobreestimación de URSI con respecto al CCIR alrededor del ecuador magnético, y una subestimación hacia las crestas. También hay una forma particular en el sector africano, aunque no coincide con el caso hmF2.

Efectos del campo magnético de la Tierra

Otro factor importante a estudiar y que puede ser otra fuente de error en la estimación de la propagación de la trayectoria del rayo está relacionado con la presencia o no del campo magnético de la Tierra, ya que modifica el valor del índice de refracción obtenido de la Ec. (1.9).

Lo primero que podemos observar es que las diferencias producidas por la variación de los modelos de hmF2 y foF2, son mayores que las diferencias entre considerar y no considerar el campo magnético de la Tierra. Por ejemplo, las Figs. 2.3 (d) y 2.4 (d) muestran estas diferencias en R usando el modelo M(3000)F2 para hmF2. En el caso de la propagación hacia el Este, en ausencia de campo magnético, los valores de R difieren en un máximo de ~ 60 km en ciertas regiones, pero mayormente esta diferencia no supera los ~ 20 km. Este es un orden de magnitud menor que la diferencia de R observada cuando se utilizan diferentes modelos de hmF2. Para la propagación hacia el Norte, la ausencia del campo magnético tiene un efecto más fuerte debido, no solo al efecto producido en el índice de refracción, sino también a la aparición de rayos de Pedersen. En el caso de h_R , el efecto del campo magnético es menor que en el caso de R . En general, en ausencia del campo magnético de la Tierra, el

índice de refracción ionosférico disminuye con respecto al valor obtenido cuando el campo está presente.

El índice de refracción n para el caso $B = 0$ es menor que el índice de refracción para el modo ordinario en el plasma magnetizado. Cuanto menor sea n , menor h_R ya que la onda de HF se refleja aproximadamente a la altura en la que el índice de refracción es igual a su componente horizontal en el suelo, siendo los gradientes de plasma horizontales mucho más pequeños que los gradientes verticales. En el caso de h_R esto se nota claramente en las Figs. 2.5 (d) y 2.6 (d). No pudiéndose concluir lo mismo en el caso de R debido a la aparición del rayo de Pedersen que distorsiona esta condición.

El efecto del campo magnético en el índice de refracción es mayor para la propagación a lo largo de las líneas del campo magnético. Tal situación ocurre cerca del ecuador geomagnético para los rayos que se propagan en el plano meridiano. El efecto del campo magnético, junto con cambios significativos de las densidades de electrones en la dirección del meridiano, es probablemente la razón principal de la aparición de estructuras alargadas a lo largo del ecuador geomagnético en la región AIE en la Fig. 2.6 (d), la cual muestra las diferencias de las alturas de reflexión h_R entre el caso con campo geomagnético y el caso $B = 0$ para una propagación hacia el Norte. La amplitud de estas estructuras en la imagen de las diferencias de h_R es mucho menor que los valores de h_R y también es menor que los valores de las diferencias de h_R obtenidos para varios modelos de densidades de electrones. Cabe señalar que las estructuras de "onda" alargadas permanecen en la Fig. 2.6 (d) incluso si el trazado del rayo se calcula en una cuadrícula con una resolución espacial más alta (1°).

El efecto del campo magnético podría clasificarse como de origen "físico", que tiene el mismo signo independientemente de la ubicación y la hora. Sin embargo, en las Figs. 2.3 (d), 2.4 (d) y 2.5 (d) ciertas áreas presentan diferencias positivas de R y h_R entre la ausencia y presencia del campo magnético. Una explicación para esto es que R y h_R dependen principalmente de la ionización a lo largo de la trayectoria del rayo: su cantidad y su distribución. Por esta razón, pequeños cambios en la estructura de la ionosfera a lo largo de la trayectoria del rayo pueden dar lugar a grandes diferencias de R que no pueden deducirse solo de considerar la inclusión de un campo magnético. Por el contrario, el efecto de cambiar un modelo utilizado para la estimación de ciertos parámetros depende del rendimiento del modelo, que puede variar según la ubicación y la hora.

Lo presentado en esta sección forma parte de un artículo titulado "Ionospheric high frequency wave propagation using different IRI hmF2 and foF2 models" publicado en la revista Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics [Fagre et al. 2019].

Dado que la principal línea de investigación de la Dra. Elías está relacionada con el estudio del campo geomagnético, decidimos realizar un trabajo en el que se analizó

la variabilidad espacial del alcance durante posibles escenarios de inversión del campo magnético terrestre. Si bien este trabajo no tiene una aplicación directa sobre sistemas de telecomunicaciones ya que una reversión puede darse en un futuro muy lejano, el estudio de las posibles consecuencias durante una reversión puede resaltar los posibles efectos de la disminución del dipolo geomagnético que ya está en curso en la actualidad. En general, el estudio del campo geomagnético y los efectos de variación secular en la propagación de ondas electromagnéticas a través del plasma ionosférico es un tema interesante desde el punto de vista geofísico y también por sus posibles aplicaciones en sistemas de comunicación y radar. Los resultados de este trabajo fueron publicados en la revista *Studia Geophysica et Geodaetica* bajo el título “High frequency sky wave propagation during geomagnetic field reversals” [Fagre et al. 2020b].

2.2 Absorción Ionosférica en Latitudes Bajas y Altas

Las señales de radio de alta frecuencia (HF) experimentan absorción durante la propagación ionosférica, lo que puede influir significativamente en la intensidad de la señal recibida. El cálculo de la absorción ionosférica es vital para muchas de las comunicaciones de HF, como es el caso de los radares OTH. Algunas publicaciones recientes que son de interés y que son relevantes en nuestro análisis incluyen a Eccles et al. [2005], Pederick & Cervera [2014], y Scotto & Settini [2014]. Cuando una señal de HF se propaga a través de la ionósfera experimenta una pérdida de potencia debido a múltiples causas, incluida la atenuación de espacio libre y los efectos no lineales de trayectorias múltiples. Un factor importante en la atenuación de una señal de radio es la absorción de la señal por la ionósfera misma, que depende de la densidad electrónica y la frecuencia de colisión con partículas neutras e iones a lo largo de la trayectoria de propagación. La absorción ionosférica total en decibeles puede ser calculada usando la siguiente ecuación [Davies 1990]:

$$L_a = -8.68 \int \kappa ds \quad (2.7)$$

En la Ec. (2.7), κ es la parte imaginaria de la función de propagación compleja \mathbf{k} y ds es la distancia a lo largo de la trayectoria.

Para analizar las contribuciones de la absorción ionosférica a la propagación de un rayo, Davies [1990] define la siguiente aproximación para el coeficiente de absorción:

$$\kappa = \frac{e^2}{2\epsilon_0 mc} \frac{1}{\mu} \frac{n_e v_e}{v_e^2 + (2\pi f \pm \omega_{ecf} \cos \theta)^2} \quad (2.8)$$

donde n_e es la densidad de electrones, ν_e es la frecuencia de colisión, f es la frecuencia de la onda, ω_{ecf} es la frecuencia de ciclotrón del electrón, y θ es el ángulo entre la dirección de propagación, \mathbf{k} , y el campo magnético de la Tierra. Los signos más/menos son usados para las ondas ordinarias (Modo O) y extraordinaria (Modo X), respectivamente.

Configuración

Para realizar un análisis de la absorción ionosférica se decidió comparar con un trabajo de Thayaparan et al. [2018] (de aquí en adelante TH18) el cual obtuvo resultados confiables para frecuencias de operación, ángulos de elevación, y absorción de un radar OTH ubicado en alta latitudes [ubicación del Transmisor, Ottawa, ON, Canadá (45° N, 76° O) y ubicación del Objetivo, Hall Beach, NU, Canadá (69° N, 82° O) a horas 08 UT (03 LT) y 20 UT (15 LT)], usando simulación de trazado de rayos. Para esta comparación se realiza un análisis similar considerando una ubicación ecuatorial.

Para ello se realizaron simulaciones de trazado de rayos para frecuencias, f , en el rango de 3 a 22 MHz con un tamaño de paso de 0,1 MHz, y para ángulos de elevación en el rango de 3° a 60° con un tamaño de paso de 0.5°. Del conjunto de rayos que arribaron a superficie, se seleccionaron aquellos dentro de una distancia de 50 km del objetivo. Sus correspondientes frecuencias y ángulos de elevación comprenden los valores factibles, considerándose también la altura de reflexión y la absorción. El transmisor fue ubicado en Fortaleza, Brasil (3°S, 40°O) mientras que el objetivo en el medio del Atlántico en (18°N, 29°O), ambas ubicaciones ecuatoriales de baja latitud. La distancia aproximada entre ellos ~ 2700 km como en el caso de TH18. Las trayectorias de los rayos fueron evaluadas para la noche (6 UT) y el día (18 UT), durante los 12 meses del año 2014 (nivel máximo de actividad solar) y 2018 (nivel mínimo de actividad solar), como se considera en TH18. En este análisis se utilizaron los modelos predeterminados de IRI-2016, los cuales son: URSI para la frecuencia de plasma para el pico de capa F, AMTB-2013 para la altura de pico de la capa F, modelo ABT-2009 para el espesor de la capa baja de la ionósfera y el modelo IRI-95 para la región D. El modelo de tormenta geomagnética del pico de la capa F configurado de forma predeterminada en "ENCENDIDO" se desactivó para todos los casos.

Resultados y Conclusiones

Como primer paso, se reprodujeron los resultados de TH18 utilizando el código de trazado de rayos y se obtuvieron los mismos patrones de variabilidad y resultados muy similares (dentro del 5%) en valores factibles de frecuencia y ángulo de elevación, y las alturas de reflexión y la absorción correspondientes. Se estimaron entonces los valores equivalentes

para la ubicación de latitud baja ecuatorial. Los resultados de todas las simulaciones que efectivamente alcanzaron el objetivo se dan en las Figs. (2.10)–(2.12). La Tabla (2.1) presenta los valores mínimos y máximos para cada variable estimada en este análisis y los obtenidos por TH18.

En las Figs. (2.10) y (2.11) se muestran, las frecuencias factibles y los ángulos de elevación obtenidos para el caso de baja latitud en términos del mes para 2014 y 2018, durante la noche y durante el día, con las alturas de reflexión también indicadas. Durante la noche, la frecuencia mínima es de 3 MHz en todos los casos, a diferencia de TH18, donde se observa un vacío de baja frecuencia entre abril y agosto. La razón de esto es una capa E prominente durante las horas nocturnas debido a la luz solar casi permanente en los rangos de latitudes altas y también a la fuente de ionización adicional, a saber, la precipitación auroral, que está completamente ausente en las latitudes bajas. La presencia de una capa E relativamente fuerte evita que las señales de baja frecuencia alcancen las alturas necesarias para alcanzar un objetivo de larga distancia, como es el caso actual. Esto se puede ver claramente en la Fig. (2.13) que muestra los perfiles de frecuencia de plasma durante 03 LT en ambas ubicaciones, y la frecuencia crítica de la variación latitudinal de la capa E (f_oE) donde se puede ver un aumento pronunciado para latitudes superiores a $\sim 50^\circ$.

La frecuencia máxima disponible durante la noche sigue en ambos lugares la variación estacional de la región F2: máximo equinoccial en las latitudes ecuatoriales y anomalía invernal en altas latitudes. Las alturas de reflexión en todos los casos son superiores a 180 km por encima de la capa E, que, como ya se mencionó, es débil durante las horas nocturnas. El ángulo de elevación oscila entre un valor mínimo de $3^\circ - 5^\circ$ y un máximo de $5^\circ - 20^\circ$, como se puede ver en la Tabla (2.1), siendo bastante homogéneo para todos los meses. Estos valores límite son similares a los obtenidos en TH18.

Durante el día, cuando hay una capa E prominente en la región ecuatorial similar a las latitudes más altas, las frecuencias más bajas no están disponibles en ambos años. Las frecuencias máximas se encuentran principalmente alrededor de 22 MHz, similar a TH18.

En máximo solar, los rayos correspondientes a ángulos de elevación más bajos exhiben alturas de reflexión más altas que los obtenidos para ángulos de elevación más altos en algunos casos [por ejemplo, de octubre a marzo a las 18 UT, Fig. (2.11) (c)]. Este resultado contraintuitivo se obtiene debido a las trayectorias de rayos de largo alcance que son comunes para los rayos que se vuelven casi horizontales en la región de transición entre la parte superior de la capa E y la parte inferior de la capa F1 o F2 generando las condiciones para los rayos de Pedersen (mencionados en 2.1). El alcance de los rayos de Pedersen puede ser mayor que el alcance de las señales que se reflejan en altitudes más altas. Un ejemplo de esta situación se muestra en la Fig. (2.14) donde dos trayectorias de rayos diferentes alcanzan

Tabla 2.1 Rango de Frecuencias, Elevación y Absorción para trayectorias que unen el Transmisor de baja latitud ubicado en (3° S, 40° O) y el objetivo en (18° N, 29° O), denominado como BAJA. Para la comparación utilizamos un Transmisor en alta latitud ubicado en (45° N, 76° O) y un objetivo en (69° N, 82° O), denominado como ALTA (considerado en TH18). Los modelos usados para el trazado de rayos son: IRI-2016, IGRF-12 y NRLMSISE-00.

Noche		Frecuencia [MHz]		Elevación [°]		Absorción [dB]	
		BAJA	ALTA	BAJA	ALTA	BAJA	ALTA
2014	Enero	3.0-12.8	3.0-13.0	4.0-14.0	3.0-18.0	1.0-11.8	0.7-10.0
	Abril	3.0-12.4	8.0-15.0	3.0-17.0	3.0-20.0	1.2-14.4	1.0-3.0
	Julio	3.0-10.1	10.0-15.0	4.5-16.5	3.0-20.0	1.4-12.2	2.5-9.6
	Noviembre	3.0-13.3	3.0-13.0	5.5-14.5	5.0-18.0	1.0-11.2	0.7-10.0
2018	Enero	3.0-5.9	3.0-8.0	4.0-9.0	3.0-12.0	2.4-10.6	0.9-6.5
	Abril	3.0-5.5	6.0-8.0	6.5-15.0	3.0-18.0	3.0-11.6	5.0-8.0
	Julio	3.0-5.7	7.0-10.0	6.5-14.0	3.0-15.0	2.6-10.2	4.5-13.0
	Noviembre	3.0-6.8	3.0-8.0	5.5-15.5	3.0-15.0	2.2-12.0	0.7-8.0
Día		BAJA	ALTA	BAJA	ALTA	BAJA	ALTA
2014	Enero	10.5-22.0	13.0-15.0	8.0-15.0	8.0-10.0	6.4-36.6	10.0-18.0
	Abril	13.0-22.0	18.0-22.0	8.0-10.5	6.0-25.0	7.6-36.2	10.0-30.0
	Julio	12.3-21.9	15.0-22.0	8.5-30.5	6.0-22.0	6.8-32.0	9.7-27.0
	Noviembre	9.8-22.0	12.0-18.0	7.0-23.5	8.0-12.0	5.4-40.0	5.0-22.0
2018	Enero	10.6-22.0	10.0-21.0	5.5-25.0	10.0-25.0	5.0-27.4	3.0-20.0
	Abril	12.3-22.0	13.0-21.0	7.0-18.0	5.0-25.0	5.4-28.8	10.0-25.0
	Julio	9.6-18.5	13.0-21.0	9.0-23.5	5.0-20.0	5.6-40.2	11.0-23.0
	Noviembre	10.7-22.0	10.0-22.0	4.0-17.5	10.0-20.0	4.6-27.6	5.0-25.0

el mismo objetivo: una con $f = 22$ MHz, ángulo de elevación de 1° y altura de reflexión a 300 km (línea discontinua blanca), y la otra con $f = 11$ MHz y ángulo de elevación de 14.5° con un punto de reflexión a 144 km (línea continua blanca). Cuando la trayectoria del rayo de frecuencia más baja alcanza las alturas de la capa E, tiende a propagarse casi horizontalmente por una parte de la trayectoria y luego continúa ascendiendo hasta encontrar el punto de reflexión.

La Fig. (2.12) muestra la absorción en términos del mes para 2014 y 2018. De esta figura y de los valores enumerados en la Tabla (2.1), se puede observar que durante la noche se obtienen valores de absorción similares para todos los meses, ambos años, con valores máximos de ~ 15 dB. También puede observarse que se obtienen valores de absorción más altos durante el día (como en TH18). En particular, las trayectorias de rayos reflejadas a alturas más bajas tienen una mayor parte de su trayectoria en las capas D y E, donde la absorción es mayor. En general, la absorción promedio es mayor en la ubicación ecuatorial

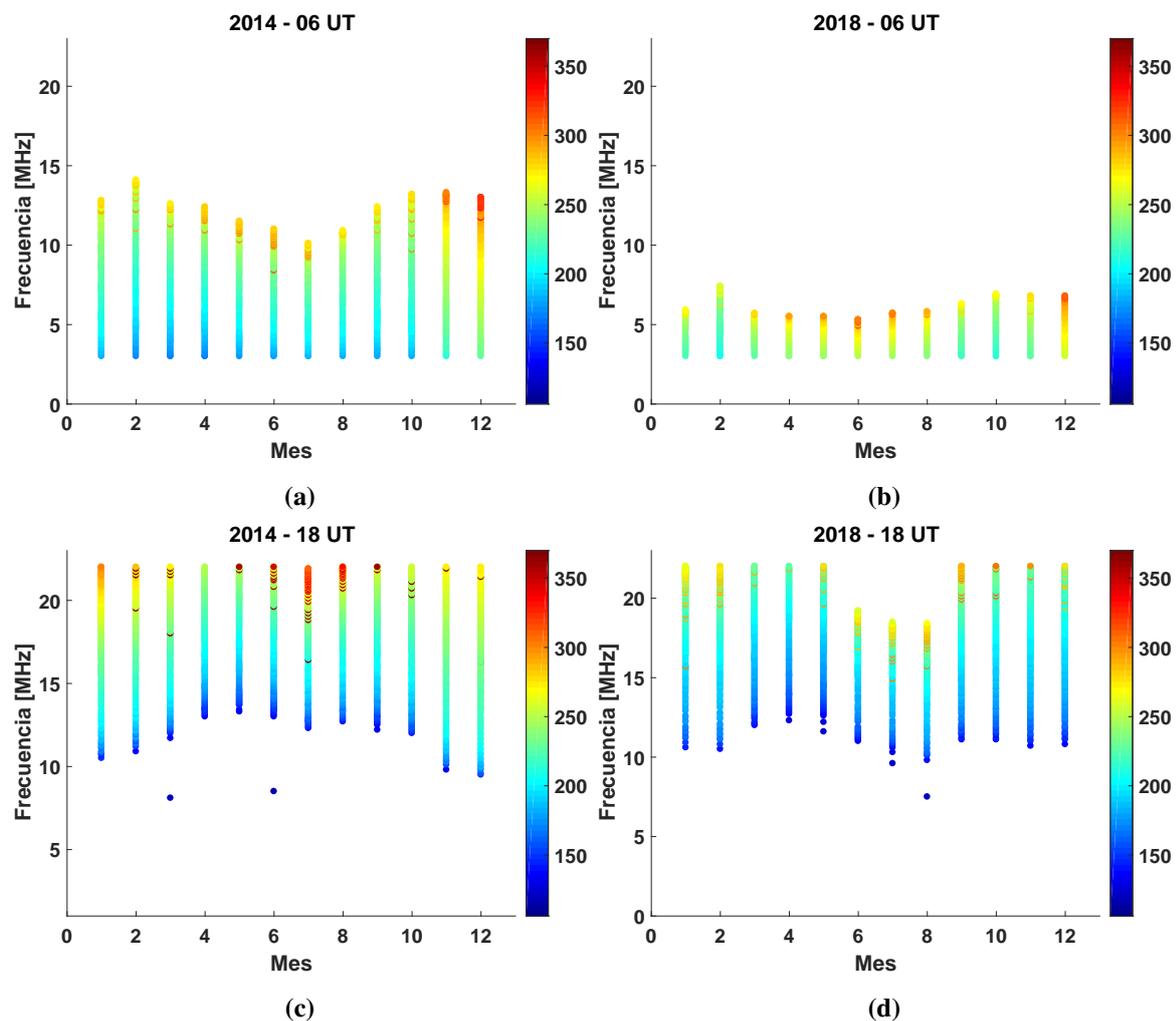


Fig. 2.10 Frecuencias de radar disponibles en función del mes para 2014 (paneles izquierdos) y 2018 (paneles derechos), a 6 UT (paneles superiores) y 18 UT (paneles inferiores) para un transmisor ubicado en (3° S, 40° O) y el objetivo en (18° N, 29° O). Los colores indican las alturas en km de los puntos de reflexión. Los modelos IRI-2016, IGRF-12 y NRLMSISE-00 se utilizan en el código de trazado de rayos.

aquí analizada que en la región de alta latitud estudiada por TH18. Sin embargo, si miramos con más detalle, de la Tabla (2.1), podemos deducir que la absorción más baja es más débil en baja latitud que en TH18 y el máximo es más fuerte. La explicación de esta diferencia es compleja, ya que la absorción no solo depende de los perfiles de frecuencia de colisión en cada ubicación y hora, sino también de la porción de la trayectoria del rayo que permanece en las capas inferiores, que, a su vez, está determinada por la estructura de densidad electrónica, el ángulo de elevación y la frecuencia de las trayectorias de rayos que pueden alcanzar el objetivo seleccionado.

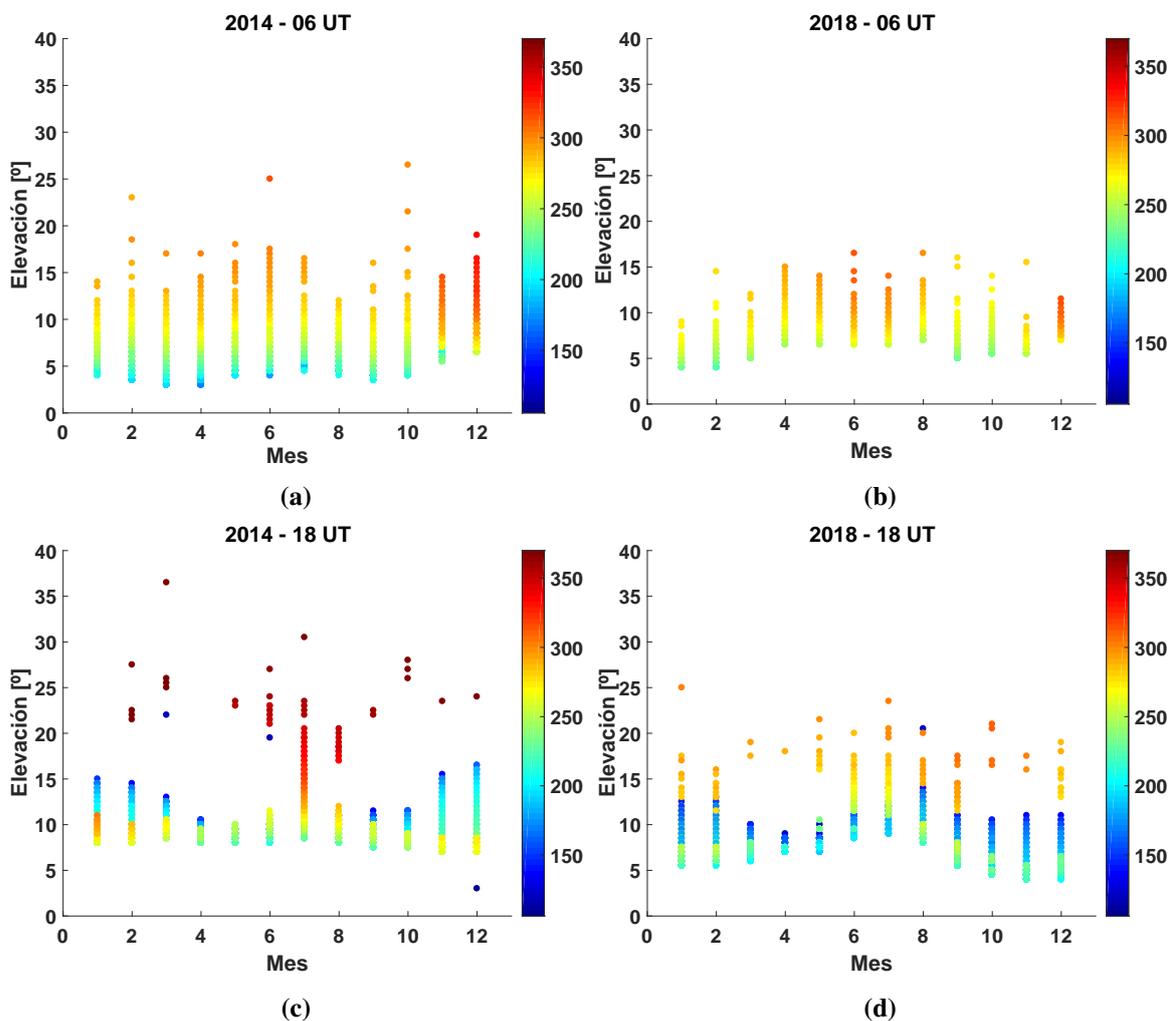


Fig. 2.11 Ángulos de elevación de radar disponibles en función del mes para 2014 (paneles izquierdos) y 2018 (paneles derechos), a 6 UT (paneles superiores) y 18 UT (paneles inferiores) para un transmisor ubicado en (3° S, 40° O) y el objetivo en (18° N, 29° O). Los colores indican las alturas en km de los puntos de reflexión. Los modelos IRI-2016, IGRF-12 y NRLMSISE-00 se utilizan en el código de trazado de rayos. La escala de colores representa la altura de reflexión en km.

A modo de conclusión podemos decir que en esta sección se utilizó la técnica de trazado de rayos tridimensional para determinar los valores de rango disponibles de las frecuencias de operación del radar, los ángulos de elevación y la absorción desarrollados por TH18 para latitudes altas en una ubicación de latitud baja. Las principales diferencias identificadas entre las latitudes altas y bajas corresponden a las variabilidades ionosféricas. Aunque la ionósfera de baja latitud exhibe un comportamiento más regular que la ionósfera en latitudes altas, ya que está mucho menos perturbada por las tormentas geomagnéticas y las partículas energéticas que precipitan a lo largo de las líneas del campo magnético hacia las regiones aurales, tiene otras fuentes de variabilidad que el modelo IRI no tiene en cuenta en su

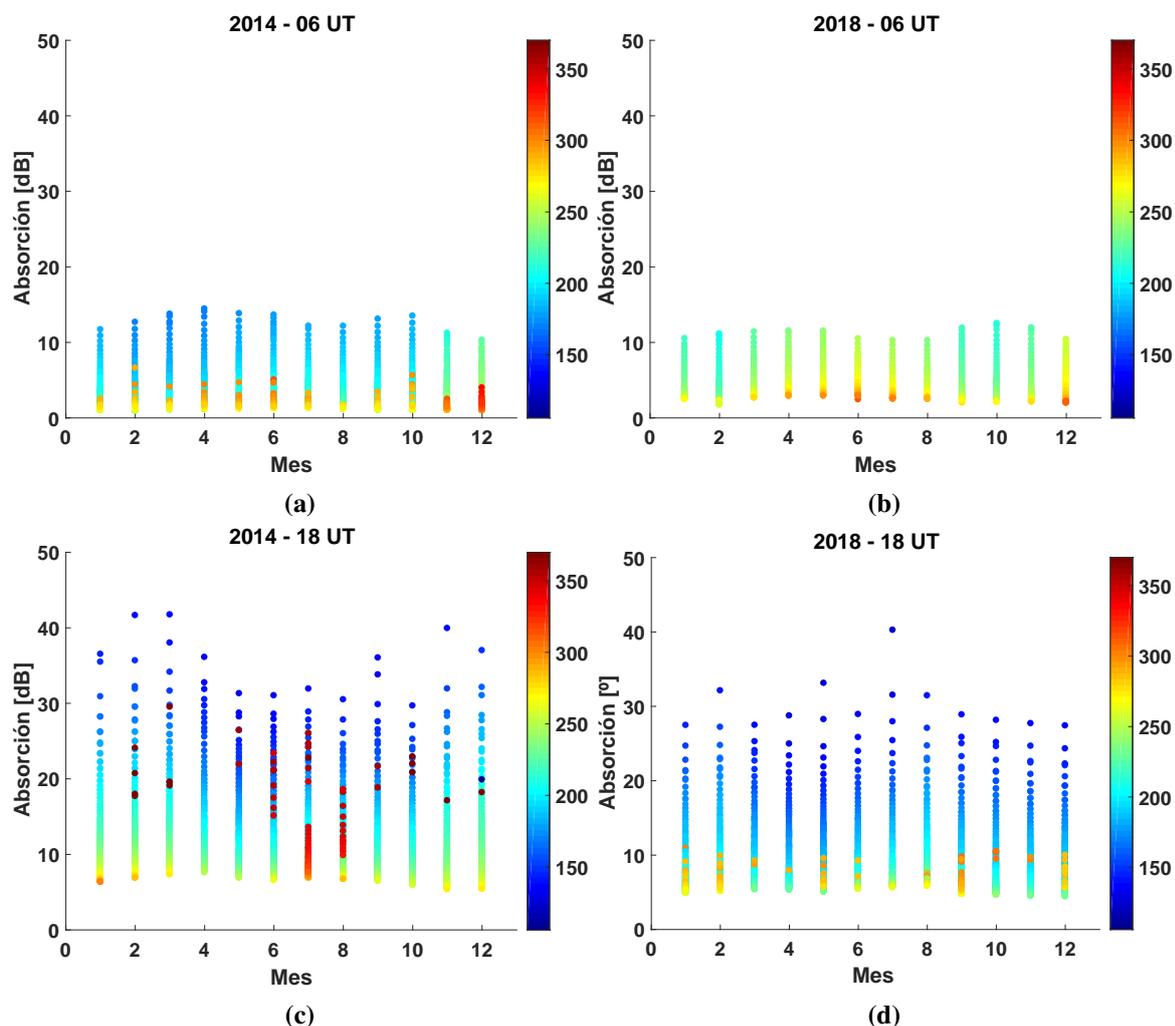


Fig. 2.12 Absorción obtenida en función de mes para 2014 (paneles izquierdos) y 2018 (paneles derechos), a 6 UT (paneles superiores) y 18 UT (paneles inferiores) para un transmisor ubicado en (3° S, 40° O) y el objetivo en (18° N, 29° O). Los colores indican las alturas en km de los puntos de reflexión. Los modelos IRI-2016, IGRF-12 y NRLMSISE-00 se utilizan en el código de trazado de rayos.

totalidad, tales como las ondas de gravedad y las ondas planetarias, y otras perturbaciones e irregularidades. Por lo tanto, como concluyó TH18, si se necesita una mayor precisión en las simulaciones es necesario un modelo de densidad de electrones que tenga en cuenta su variabilidad en latitudes más bajas para estimar los parámetros requeridos para el diseño de radar, como es el caso de los rangos de frecuencia y ángulos de elevación.

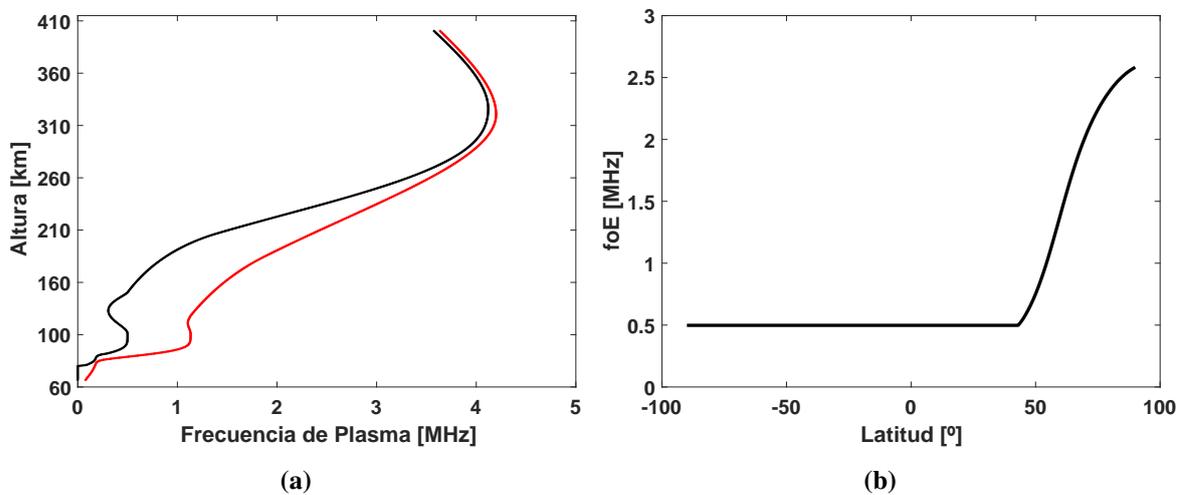


Fig. 2.13 (a) Perfiles de densidad de electrones para Junio 2014 a las 03 LT para el punto medio entre el transmisor y el objetivo en 57° N, 77.5° O (línea roja) y en 7.4° N, 35° O (línea negra). (b) Perfil latitudinal de foE a las 03 LT. Valores estimados con IRI-2016.

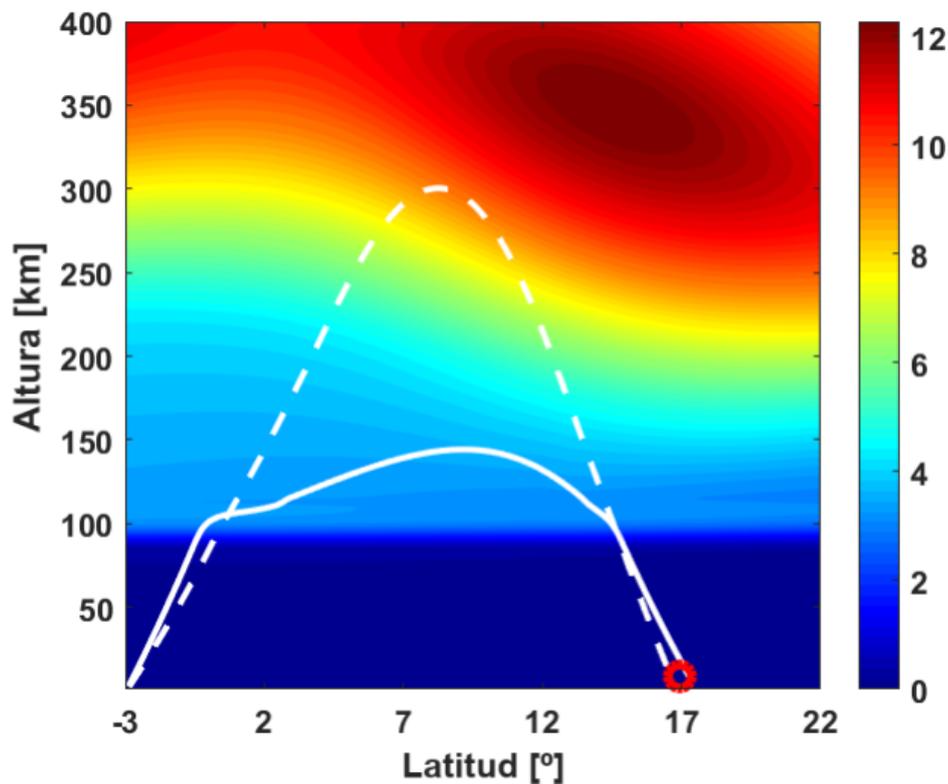


Fig. 2.14 Trayectorias de Rayos para el día 19 de Enero de 2014 a las 15 LT usando $f = 22$ MHz y un ángulo de elevación de 11° (línea de trazos blancos) y una $f = 11$ MHz para un ángulo de elevación de 14.5° (línea sólida blanca). El marcador rojo corresponde a la ubicación del objetivo. La escala de colores representa la frecuencia de plasma en MHz.

Caso de Estudio

Para determinar la disponibilidad de frecuencia y sus propiedades correspondientes, se analiza la ruta de un vuelo Airbus A340 de París a Fortaleza durante el verano (febrero) y el invierno (agosto) durante el día (16 UT) y la noche (04 UT) de 2014 y 2018, utilizando la misma configuración de cálculo que en el análisis anterior. La Fig. (2.15) muestra los alcances bajo análisis, desde 2500 km ($16^{\circ} 56' N$, $29^{\circ} 01' O$) a 1150 km ($6^{\circ} 12' N$, $34^{\circ} 56' O$) a una altitud constante de 9.1 km, marcadores rojos, con intervalos de 30 minutos (o 450 km considerando una velocidad de la aeronave de 900 km/h), marcadores cuadrados verdes.

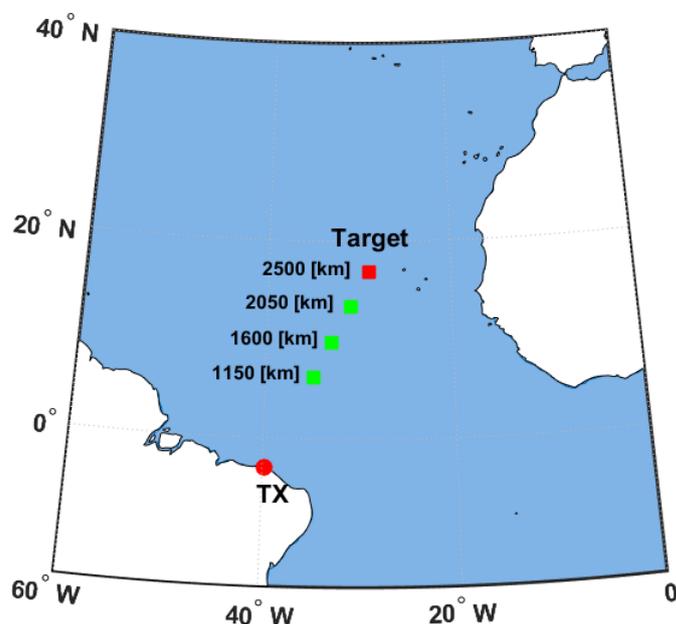


Fig. 2.15 Ubicación del transmisor hipotético en Fortaleza, Brasil ($02^{\circ} 58' S$, $39^{\circ} 46' O$), marcador de círculo rojo y las ubicaciones del objetivo analizadas en este trabajo, para un rango de terreno de 2500 km a $16^{\circ} 56' N$, $29^{\circ} 01' O$ (marcador cuadrado rojo), y correspondiente a los marcadores cuadrados verdes, para 2050 km a $13^{\circ} 22' N$, $31^{\circ} 02' O$, 1600 km a $09^{\circ} 47' N$, $33^{\circ} 01' O$ y finalmente 1150 km a $6^{\circ} 12' N$, $34^{\circ} 56' O$.

Los intervalos de tiempo comienzan a las 04 y 16 UT, considerando como punto de partida el alcance de 2500 km, el último punto corresponde a 1150 km a las 05:30 y 17:30 UT, respectivamente. La Fig. (2.16) muestra los resultados del año de máximo solar. Para la noche de verano e invierno, el rango de frecuencia tiende a reducirse a medida que el avión se acerca al último punto de control a 1550 km. En cambio, durante el día de verano e invierno, el comportamiento es el opuesto, el rango de frecuencias disponibles tiende a aumentar a medida que el avión se acerca al punto de 1150 km.

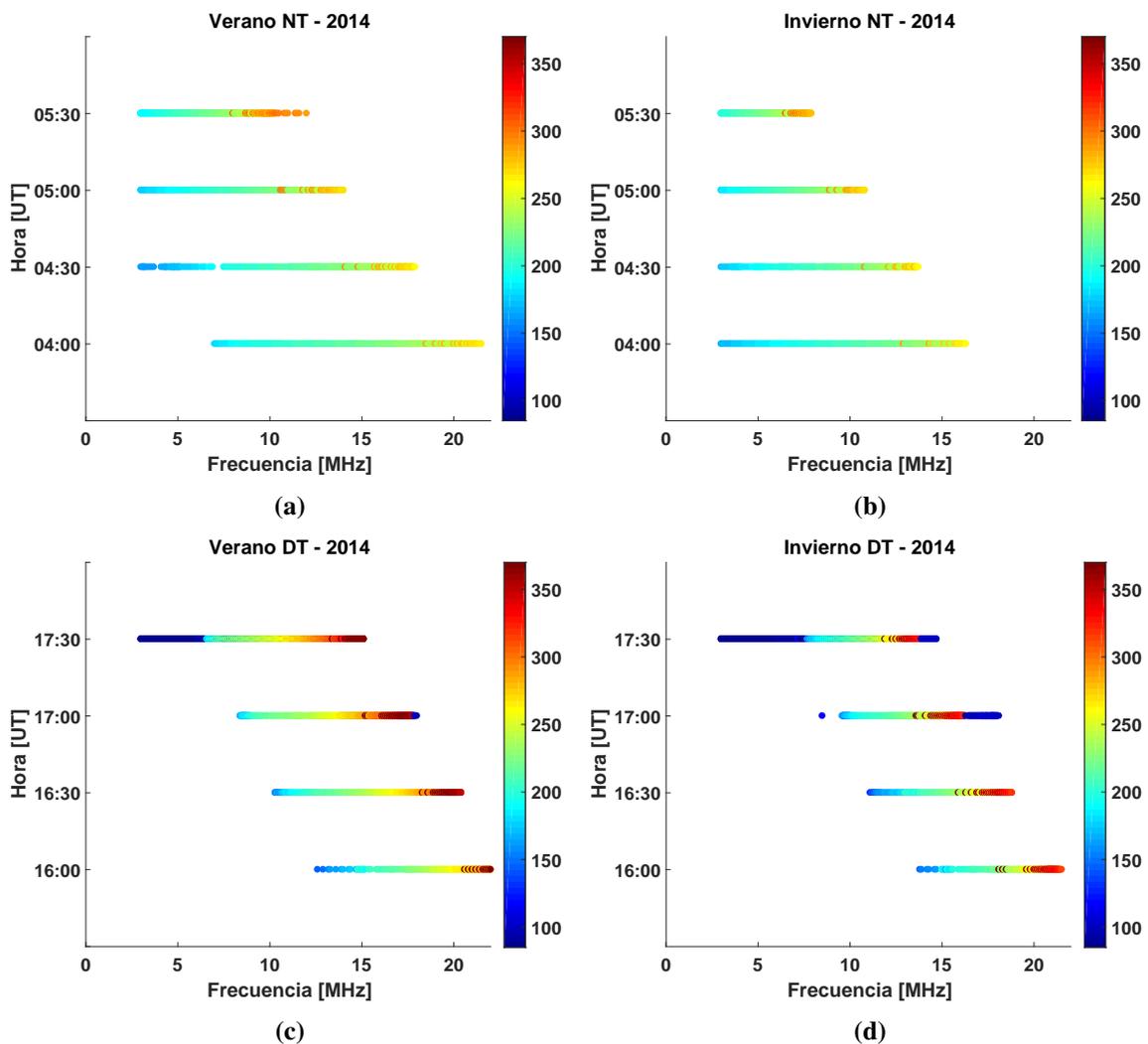


Fig. 2.16 Tiempo en función de las frecuencias de radar utilizables para monitorear el vuelo de un Airbus A340 en año 2014 (máximo solar). Los intervalos de tiempo comienzan a las 04 y 16 UT, considerando como punto de partida al alcance de 2500 km, aumenta gradualmente en 450 km en cada intervalo de 30 minutos hasta llegar al punto final que corresponde a 1150 km a las 05:30 y 17:30 UT, respectivamente. Los colores indican las alturas en km de los puntos de reflexión.

La noche de invierno cubre un rango más corto de frecuencias a un valor de frecuencia más bajo que la noche de verano, principalmente debido a las diferencias en los niveles de ionización entre verano e invierno. En el caso del día, obtenemos un comportamiento similar, donde el rango de frecuencias para el verano es mayor que el obtenido para el invierno. Al observar las alturas de reflexión, durante el día de verano, las altitudes de los rayos son más altas que las de invierno. Esto puede explicarse por el hecho de que en el verano tenemos una mayor ionización, lo que significa que se pueden soportar frecuencias más altas con ángulos de elevación más altos y también alcanzar el objetivo. Cuando la

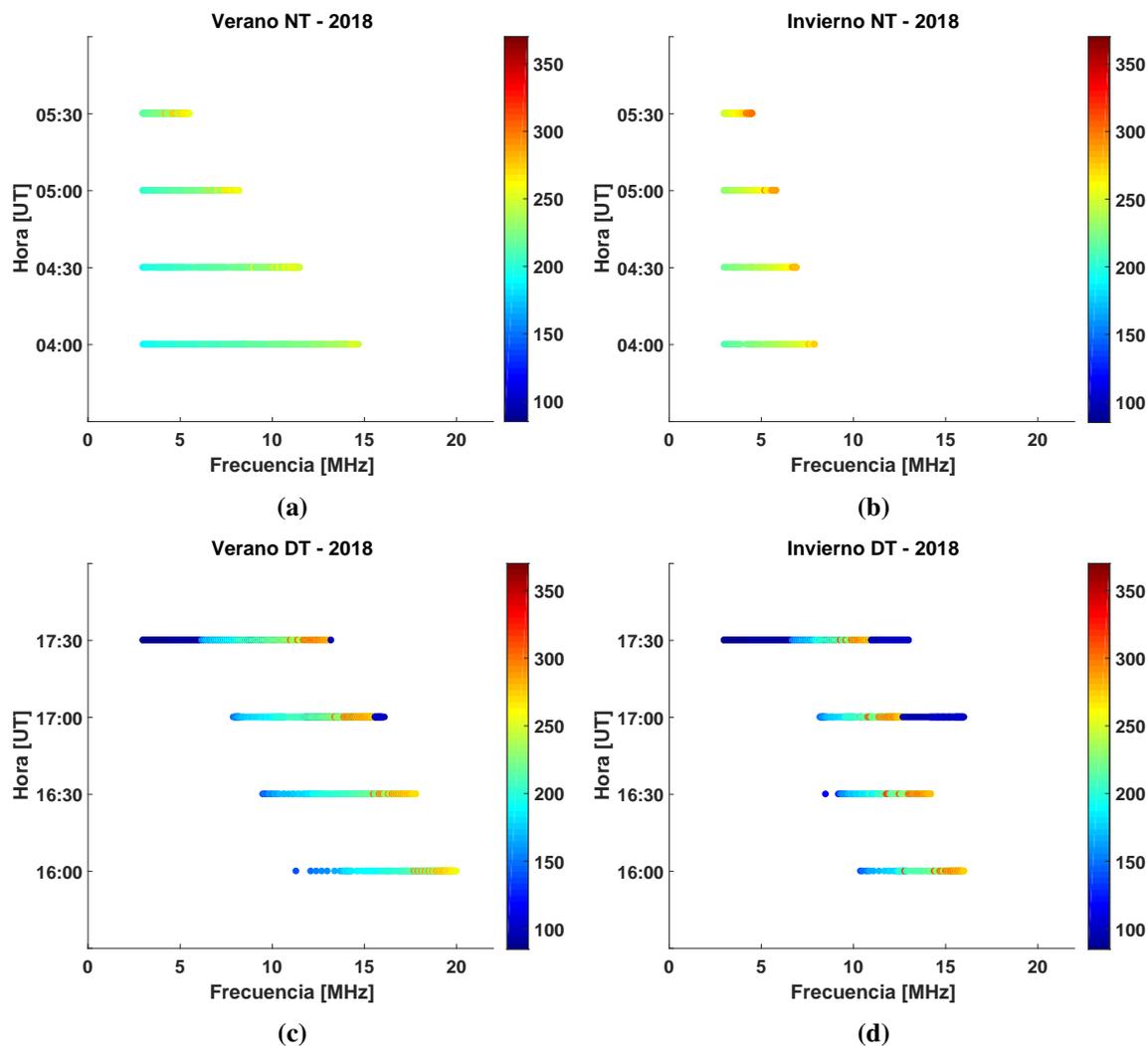


Fig. 2.17 Tiempo en función de las frecuencias de radar utilizables para monitorear el vuelo de un Airbus A340 en el año 2018 (mínimo solar). Los intervalos de tiempo comienzan a las 04 y 16 UT, considerando como punto de partida al alcance de 2500 km, aumenta gradualmente en 450 km en cada intervalo de 30 minutos hasta llegar al punto final que corresponde a 1150 km a las 05:30 y 17:30 UT, respectivamente. Los colores indican las alturas en km de los puntos de reflexión.

ionización es más baja, pueden suceder dos cosas: la trayectoria del rayo es compatible y puede reflejarse, pero excede la distancia a la que se encuentra el objetivo o no encuentra un punto de reflexión y finalmente cruza la ionósfera. Por supuesto, esto no es cierto para todos los casos, porque estamos en una relación de compromiso con varios factores, como la estructura de la ionósfera, dependiendo de la ubicación y la hora, la ubicación del objetivo seleccionado, el rango de ángulos de elevación y las frecuencias utilizadas en el análisis, entre otros. La Fig. (2.17) ilustra los resultados para 2018, el comportamiento para todos los casos analizados es bastante similar al de 2014, sin embargo, los rangos de frecuencias

disponibles son más cortos. Las Figs. (2.16) y (2.17) sugieren que cuanto mayor sea el alcance, mayor será la frecuencia del radar para alcanzar el el objetivo.

Lo presentado en esta sección forma parte de un artículo titulado “Comparative Study of Equatorial and High-Latitude Over-The-Horizon Radar Parameters Using Ray-Tracing Simulations” publicado en la revista IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters [Fagre et al. 2020d].

Capítulo 3

Aplicación y simulaciones incorporando modelos de perturbación ionosférica

La ionósfera dependiendo de la ubicación muestra un gran diversidad de perturbaciones e irregularidades, tales como las burbujas de plasma ecuatorial (EPB), spread-F ecuatorial, electrojet ecuatorial, perturbaciones ionosféricas viajeras (TIDs), entre muchas otras [Huang et al. 1998a,b; Chum et al. 2014, 2016b]. Dada la experiencia y profundo conocimiento del Dr. Jaroslav Chum en esta área temática y además por el hecho de contar con un Radar Doppler de Onda Continua instalado en nuestro Laboratorio, decidimos concentrar nuestra atención en el modelado de ondas de gravedad (GWs) y TIDs. Para lograr este objetivo era indispensable poseer un conocimiento más acabado del comportamiento y características de las GWs, lo que me permitió colaborar en dos trabajos del Dr. Chum titulados “Continuous Doppler sounding of the ionosphere during solar flares”, publicado en la revista *Earth, Planets and Space* [Chum et al. 2018] y “Nonlinear acoustic waves in the viscous thermosphere and ionosphere above earthquake” publicado en *J. Geophys. Res. Space Physics* [Chum et al. 2016a]. Si bien los resultados obtenidos en estos trabajos no fueron incluidos de forma directa en esta Tesis, resultaron fundamentales para la comprensión y el desarrollo de los modelos descritos en este Capítulo.

La atmósfera es un fluido esféricamente distribuido, compresible y rotante, caracterizado por gradientes de densidad y temperatura, por lo que una de sus propiedades dinámicas más importantes es su capacidad de soportar movimientos ondulatorios.

Supongamos ahora una parcela de aire que es desplazada verticalmente de su posición de equilibrio, esta experimentará una fuerza que la devolverá a dicha posición causando oscilaciones alrededor de la misma con una frecuencia característica la cual se conoce como frecuencia de Brunt-Väisälä, N . Esta parcela oscilando a la frecuencia N posee lo que se denomina como período intrínseco.

En la atmósfera podemos clasificar tres tipos principales de ondas, longitudinales, transversales verticales y transversales horizontales. Para nuestro caso sólo nos concentraremos en aquellas con una frecuencia menor que N , de manera que la fuerza de empuje pasa a ser la fuerza restitutiva dominante, dando como resultado ondas atmosféricas transversales verticales, las cuales son llamadas ondas internas de gravedad o GWs. La propagación de este tipo de ondas esta caracterizada por un balance entre los gradientes de presión, las fuerzas de empuje, las fuerzas de inercia y la fuerza de gravedad. Estas ondas constituyen el mecanismo más importante de transporte vertical de energía y momento a través de la atmósfera.

Una GW que se propaga en la ionósfera interactúa con el plasma ionosférico y causa perturbaciones en las densidades de electrones e iones conocidas como TIDs. La interacción entre el movimiento de onda de gas neutro y el plasma se rige por colisiones entre las partículas cargadas y neutras, así como el campo geomagnético que restringe el movimiento de las partículas cargadas. En la región por encima de aproximadamente 150 km, las frecuencias de colisión tanto de iones como de neutros con los electrones son mucho menores que las respectivas girofrecuencias de las partículas cargadas. Por lo tanto, para ondas que tienen períodos que exceden el tiempo de colisión de iones neutros, el único efecto de un movimiento de gas neutro es impartir a la ionización su componente de velocidad a lo largo de las líneas del campo magnético.

Este Capítulo, que presenta el desarrollo del objetivo final de esta Tesis, presenta las bases para un nuevo modelo de perturbación de densidad de electrones para ser incluido en el algoritmo de trazado de rayos de señales de HF. Incluye además un modelo de TID ampliamente conocido con el cual se determinan y analizan los efectos producidos sobre las trayectorias de las señales.

3.1 Modelado de Ondas de Gravedad Atmosféricas utilizando Trazado de Rayos

3.1.1 Propagación y Disipación de Ondas de Gravedad

La propagación de GWs en un fluido anelástico y bajo el supuesto de que podemos despreciar la viscosidad, la difusividad térmica y la fuerza de Coriolis, puede describirse usando la relación de dispersión anelástica [Gossard & Hooke 1975]:

$$\omega_I^2 \approx \frac{k_H^2 N^2}{m^2 + k_H^2 + \frac{1}{4H^2}} \quad (3.1)$$

donde N es la frecuencia de flotabilidad o de Brunt-Väisälä, k , l , m son los números de onda zonal, meridional y vertical, respectivamente, $k_H^2 = k^2 + l^2$, H es la altura de la densidad de escala, y ω_i es la frecuencia intrínseca de la onda. La Ec. (3.1) representa con gran exactitud la estructura y el comportamiento de las GWs de mayor frecuencia en la mesosfera. Sin embargo, como estas ondas se propagan por encima de la turbopausa (ubicada aproximadamente en los 110 km), el amortiguamiento de la GW por la viscosidad molecular y la difusividad térmica se vuelven cada vez más importantes debido a la disminución de la densidad del medio. Estos procesos poseen una gran dependencia de los parámetros de la GW, siendo que cuanto mayores sean las longitudes de onda verticales y las velocidades de grupo vertical de las GWs mayor es la altura que alcanzarán en la termosfera antes de dispersarse. En consecuencia, la relación de dispersión debe modificarse para tener en cuenta el papel de la disipación en la definición de la estructura de onda y la propagación.

Para ello se basará el presente trabajo en lo desarrollado en Vadas & Fritts [2005]. Aquí se obtiene una expresión analítica para una relación de dispersión anelástica de una GW disipativa de alta frecuencia en la termosfera. Para ello se postula que la solución GW (después de escalar de manera apropiada la densidad media $\bar{\rho}$ de las variables de fluido) de una fuente localizada temporalmente, puede escribirse como decreciente explícitamente en el tiempo e implícitamente en la altitud. Esto es equivalente a establecer que la frecuencia de la onda sea compleja, en lugar de hacerlo como en la formulación clásica, como es el caso de Pitteway & Hines [1963], donde se supone un $m = 2 * \pi / \lambda_z$ complejo.

Esta relación de dispersión incluye los efectos disipativos de la viscosidad cinemática y la difusividad térmica, y supone que se puede despreciar el arrastre de iones y la difusión inducida por las ondas, lo cual es una buena suposición para las GWs con períodos de menos de una hora durante el día. A diferencia de las soluciones anteriores las cuales no son válidas para una fuerte disipación ya que se obtienen de expansiones de perturbación en la viscosidad cinemática (por ejemplo, Pitteway & Hines 1963), esta solución es precisa durante una fuerte disipación y es exacta para una GW de alta frecuencia con una velocidad de fase mucho menor que la velocidad del sonido, suponiendo que se propaga a través de una atmósfera con temperatura, viento, viscosidad cinemática y número de Prandtl localmente constantes y varían lentamente con la altitud y la ubicación horizontal. Para que la viscosidad cinemática se considere localmente constante, la longitud de onda vertical debe ser $\lambda_z \leq 4H$ durante una fuerte disipación, donde H es la altura de la escala de densidad de neutros. Esta relación de dispersión viene dada entonces por [Vadas & Fritts 2005]:

$$m^2 = \frac{k_H^2 N^2}{\omega_{Ir}^2 (1 + \delta_+ + \delta^2/P_r)} \left[1 + \frac{v^2}{4\omega_{Ir}^2} \left(\mathbf{k}^2 - \frac{1}{4H^2} \right)^2 \cdot \frac{(1 - P_r^{-1})^2}{(1 + \delta_+/2)^2} \right]^{-1} - k_H^2 - \frac{1}{4H^2} \quad (3.2)$$

donde $\mathbf{k} = (k, l, m)$ son los números de onda zonal, meridional y vertical de la GW en coordenadas geográficas, respectivamente. El vector de longitudes de onda está dado por $(\lambda_x = 2\pi/k, \lambda_y = 2\pi/l, \lambda_z = 2\pi/m)$, $k_H^2 = k^2 + l^2$, $\mathbf{k}^2 = k_H^2 + m^2$, N la frecuencia de flotabilidad, P_r el número de Prandtl, μ es el coeficiente de viscosidad, $\nu = \mu/\bar{\rho}$ es la viscosidad cinemática, $\bar{\rho}$ es la densidad media, $H = -\bar{\rho}(d\bar{\rho}/dz)^{-1}$, es la altura de densidad de escala, $\delta = \nu m/H\omega_{Ir}$, y $\delta_+ = \delta(1 + P_r^{-1})$. La frecuencia intrínseca dada por $\omega_{Ir} = \omega_r - kU - lV$, puede ser escrita como:

$$\omega_{Ir} = \omega_r - k_H U_H \quad (3.3)$$

donde $\omega_r = 2\pi/\tau_r$ es la frecuencia observada la cual es constante, $U_H = (kU + lV)/k_H$ es el viento neutro de fondo a lo largo de la dirección de propagación de la GW, y U y V son las componentes zonal y meridional del viento neutro, respectivamente, en coordenadas geográficas.

Además, suponiendo despreciable la reflexión de la onda debido a la viscosidad, lo que podría causar una reflexión hacia abajo de la GW mientras continúa propagándose hacia arriba [Midgley & Liemohn 1966, Yanowitch 1967, Volland 1969], la amplitud de la GW crece con la altura según $\propto 1/\sqrt{\bar{\rho}}$, pero decrece por la disipación según $\exp(\omega_{li}t)$, donde ω_{li} es la tasa de decaimiento disipativa [Vadas & Fritts 2005]:

$$\omega_{li} = -\frac{\nu}{2} \left(\mathbf{k}^2 - \frac{1}{4H^2} \right) \frac{[1 + (1 + 2\delta)/P_r]}{(1 + \delta_+/2)}. \quad (3.4)$$

3.1.2 Metodología de Trazado de Rayos para GWs

Habiendo obtenido la relación de dispersión, veamos como determinar la trayectoria de una GW que se propaga a través de la atmósfera. Al igual que con cualquier fenómeno de propagación de onda lineal, podemos basar nuestro estudio en técnicas de trazado de rayos. Lighthill [1978] y Jones [1969] proporcionan desarrollos de las ecuaciones de trazado de rayos para los movimientos de ondas de gravedad en un flujo de fondo. Definiendo $\mathbf{x} = (x, y, z) = x_i (i = 1, 2, 3)$ como el espacio vectorial (en coordenadas Cartesianas convencionales), $\mathbf{k} = (k, l, m) = k_i$ como el vector de número de onda total, $\bar{\mathbf{V}} = (\bar{U}, \bar{V}, 0) = \bar{V}_i$ como el vector de viento horizontal, y $\mathbf{c} = (c_x, c_y, 0) = c_{gi}$ como la velocidad de fase horizontal de la onda con respecto a tierra (que siempre es paralelo a la componente horizontal de \mathbf{k}),

entonces las ecuaciones de trazado de rayos para las GWs tienen la siguiente forma [por ejemplo, Lighthill 1978]:

$$\frac{dx_i}{dt} = \bar{V}_i + \frac{\partial \omega_{Ir}}{\partial k_i} = \bar{V}_i + c_{g_i} \quad (3.5)$$

$$\frac{dk_i}{dt} = \sum_{j=1}^3 \left(-k_j \frac{\partial \bar{V}_j}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial \omega_{Ir}}{\partial x_i} \quad (3.6)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = \omega_{Ir} \quad (3.7)$$

Donde d/dt es la tasa de cambio temporal a lo largo del rayo.

Debido a su complejidad inherente, la relación de dispersión Ec. (3.2), en general no puede ser resuelta analíticamente para ω_{Ir} . Sin embargo, esto no es necesario para los propósitos del trazado de rayos, dado que la frecuencia intrínseca puede ser determinada en cualquier ubicación evaluando $\omega_{Ir} = \omega_r - kU - IV$ y que ω_r permanece constante a lo largo de la trayectoria del rayo, siempre que las variables de fondo no perturbadas sean independientes del tiempo [Lighthill 1978]. Las derivadas $\partial \omega_{Ir}/\partial k$, $\partial \omega_{Ir}/\partial l$, $\partial \omega_{Ir}/\partial m$ y $\partial \omega_{Ir}/\partial x_i$ son calculados a través de las siguientes ecuaciones:

$$c_{g_x} = \frac{\partial \omega_{Ir}}{\partial k} = \frac{k}{\omega_{Ir} B} \left[\frac{N^2(m^2 + 1/4H^2)}{(\bar{k}^2 + 1/4H^2)^2} - \frac{v^2}{2} (1 - P_r^{-1})^2 \left(\bar{k}^2 - \frac{1}{4H^2} \right)^2 \frac{(1 + \delta_+ + \delta^2/P_r)}{(1 + \delta_+/2)^2} \right] \quad (3.8a)$$

$$c_{g_y} = \frac{\partial \omega_{Ir}}{\partial l} = \frac{l}{\omega_{Ir} B} \left[\frac{N^2(m^2 + 1/4H^2)}{(\bar{k}^2 + 1/4H^2)^2} - \frac{v^2}{2} (1 - P_r^{-1})^2 \left(\bar{k}^2 - \frac{1}{4H^2} \right)^2 \frac{(1 + \delta_+ + \delta^2/P_r)}{(1 + \delta_+/2)^2} \right] \quad (3.8b)$$

$$c_{g_z} = \frac{\partial \omega_{Ir}}{\partial m} = \frac{1}{\omega_{Ir} B} \left\{ m \left[-\frac{k_H^2 N^2}{(\mathbf{k}^2 + 1/4H^2)^2} - \frac{v^2}{2} (1 - P_r^{-1})^2 \left(\mathbf{k}^2 - \frac{1}{4H^2} \right)^2 \frac{(1 + \delta_+ + \delta^2/P_r)}{(1 + \delta_+/2)^2} \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{v^4 (1 - P_r^{-1})^4 (\mathbf{k}^2 - 1/4H^2)^2}{16H^2 \omega_{Ir}^2 (1 + \delta_+/2)^3} - \frac{v^2}{P_r H^2} \right] - \frac{v_+ \omega_{Ir}}{2H} \right\} \quad (3.8c)$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \omega_{lr}}{\partial x_i} = & \frac{1}{\omega_{lr} B} \left\{ \frac{k_H^2 N^2}{(\mathbf{k}^2 + 1/4H^2)} \frac{\partial N}{\partial x_i} \right. \\
& + \left[\frac{k_H^2 N^2}{4(\mathbf{k}^2 + 1/4H^2)^2} - \frac{v^2}{8} (1 - P_r^{-1})^2 \left(\mathbf{k}^2 - \frac{1}{4H^2} \right) \frac{(1 + \delta_+ + \delta^2/P_r)}{(1 + \delta_+/2)^2} \right. \\
& \left. \left. - \frac{\delta^2 v^2 H^2 (1 - P_r^{-1})^4 (\mathbf{k}^2 - 1/4H^2)^2}{16 (1 + \delta_+/2)^3} + \frac{v_+ m \omega_{lr} H}{2} + \frac{v^2 m^2}{P_r} \right] \left(H^{-3} \frac{\partial N}{\partial x_i} \right) \right. \\
& + \left[-\frac{v (1 - P_r^{-1})^2 (\mathbf{k}^2 - 1/4H^2)^2}{16 (1 + \delta_+/2)^3} \cdot \left(4 + 6\delta_+ + \left(1 + \frac{10}{P_r} + \frac{1}{P_r^2} \right) \delta^2 + \frac{2(1 - P_r^{-1})}{P_r} \delta^3 \right) \right. \\
& \left. \left. - \frac{m \omega_{lr} (1 - P_r^{-1})}{2H} - \frac{v m^2}{P_r H^2} \right] \frac{\partial v}{\partial x_i} \right\}
\end{aligned} \tag{3.9}$$

Donde el denominador viene dado por:

$$B = \left[1 + \frac{\delta_+}{2} + \frac{\delta^2 v^2}{16 \omega_{lr}^2} (1 - P_r^{-1})^4 \frac{(\mathbf{k}^2 - 1/4H^2)^2}{(1 + \delta_+/2)^3} \right] \tag{3.10}$$

siendo $v_+ = v(1 + 1/P_r)$. Usualmente, $N_{(z)}$, $H_{(z)}$, $\bar{\theta}_{(z)}$ y $v_{(z)} = \mu/\bar{\rho}_{(z)}$ varían con la altura, ubicación (latitud y longitud), estación del año, y la presencia de estructuras de onda de gran escala.

Con este conjunto de ecuaciones nos encontramos en condiciones de modelar la propagación de una GW. En la Fig. 3.1 se puede observar un diagrama de flujo del código desarrollado e implementado en FORTRAN. Como punto de inicio es necesario determinar ciertos parámetros de entrada como por ejemplo Latitud, Longitud y Altura inicial, Fecha y Hora, entre otros, los cuales serán utilizados por el programa para el cálculo de distintas variables. En caso de no trabajar con una atmósfera isotérmica el programa recurre al modelo NRL-MSISE00 comentado en el capítulo anterior, el cual va entregando los valores de temperatura y densidad del gas neutro en cada paso del proceso de integración. De igual forma para el caso en el que desee tener en cuenta el viento neutro, el encargado de entregar estos valores es el modelo Horizontal Wind Model 2014 (HWM-14) [Hedin et al. 1991, 1988; Drob et al. 1991; Emmert et al. 2008; Drob et al. 2015]. HWM-14 es un modelo empírico del viento neutro horizontal en la termosfera superior. Este se basa en datos de viento obtenidos de los satélites AE-E y DE 2. Se utiliza un conjunto limitado de armónicos esféricos vectoriales para describir los componentes del viento zonal y meridional. La primera edición del modelo lanzado en 1987 (HWM-87) estaba destinada a vientos superiores a 220 km de altura desde la superficie de la Tierra. Con la inclusión de datos de viento obtenidos por

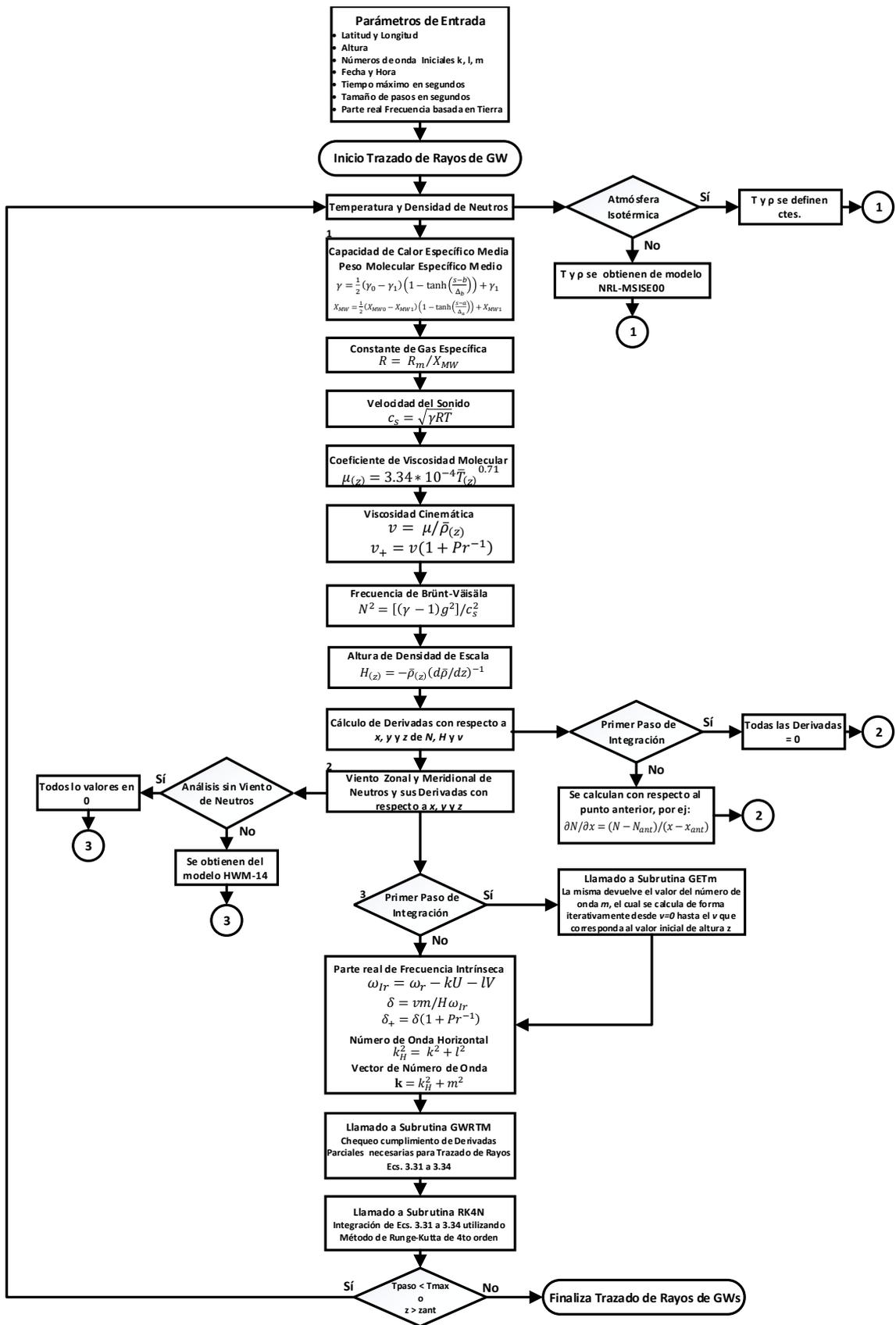


Fig. 3.1 Diagrama de Flujo del Programa de Trazado de Rayos de GWs. El código necesita de determinados parámetros iniciales antes de que se inicie el proceso. En nuestro algoritmo son utilizados los modelos de NRLMSISE-00 para determinar la Temperatura y Densidad de Neutros y HWM-14 para determinar los vientos de neutros. Una subrutina de gran importancia es la de integración numérica realizada con el método de Runge-Kutta de 4to orden, la cual es una versión mejorada de la original ya que se incrementó la precisión de simple a doble.

el radar de dispersión incoherente terrestre y los interferómetros ópticos Fabry-Perot (FPI), el modelo HWM-90 se extendió hasta 100 km y utilizando datos MF / Meteor, el modelo HWM-93 se extendió hasta el suelo. El modelo HWM-93 se actualizó a HWM-07 al incluir cambios importantes en la formulación y la incorporación de una cantidad sustancial de nuevos datos de observación, como los perfiles de altura obtenidos con los instrumentos NASA / UARS-WINDII y HRDI. La nueva versión actualizada del modelo, HWM-14, ahora incluye extensas mediciones FPI de 630 nm en tierra en las regiones ecuatoriales y polares, así como vientos cruzados a través de las mediciones provistas por el satélite del satélite Gravity Field y Steady State Ocean Circulation Explorer (GOCE) (~ 250 km de altitud). Como en HWM-07, en la termosfera, el modelo consta de dos partes: una porción de período tranquilo y una porción perturbada geomagnéticamente. La parte de período tranquilo representa las condiciones promedio del viento cuando $ap \leq 12$. La parte perturbada representa la perturbación promedio en los vientos para un ap específico. Es de notar que, el modelo no contiene dependencia con la actividad solar, con lo cual, los argumentos F107 y F107A en la implementación en nuestro modelo son ignorados. Durante el día, la actividad solar tiene un efecto relativamente insignificante en los vientos termosféricos. Se incluyen variaciones con actividad magnética (ap).

Volviendo al algoritmo de trazado de rayos de GWs, existen tres subrutinas que son de vital importancia para su correcto funcionamiento. La primera de ellas denominada GETm, es la encargada de generar el primer valor del número de onda vertical m (es por ello que, como se ve en la Fig. (3.1), se ejecuta sólo en el primer paso del proceso). El valor de m se obtiene de forma iterativa comenzando con viscosidad cinemática igual a cero ($\nu = 0$) y continuando todo el camino hasta obtener el valor de la viscosidad cinemática deseado que corresponda a la altura z que definimos como punto de partida. De manera que iniciamos con $\nu = 0$, y lo incrementamos gradualmente, manteniendo el valor de ω_{I_r} de la iteración anterior para poder colocarlo en el lado derecho de nuestra relación de dispersión [Ec.3.2]. Si no tomáramos como punto de partida $\nu = 0$ al resolver la relación de dispersión disipativa, podríamos terminar con un valor de ω_{I_r} que corresponda a una onda de viscosidad y no a una GW. Las siguientes dos subrutinas que son relevantes a la hora de modelar la propagación de una GW son GWRTM y RK4N. La primera de ellas es la encargada de chequear que ninguna de las variables cambie más de un determinado porcentaje en cada uno de los pasos del proceso de integración. En nuestro caso el procedimiento es el siguiente, primero se calcula las derivadas dx/dt , dy/dt , dz/dt , dk/dt , dl/dt y dm/dt [Ecs. (3.5) y (3.6)], y luego se obtiene las relaciones $|dx/x|$, $|dy/y|$, $|dz/z|$, $|dk/k|$, $|dl/l|$ y $|dm/m|$. Si alguna de estas relaciones es mayor que 0.1, entonces se reduce el paso de tiempo de integración y se recalcula las derivadas para ser nuevamente chequeadas y así sucesivamente hasta que las

nuevas variables no cambian por encima del valor deseado. Por último, la subrutina RK4N es la encargada de aplicar el método de Runge-Kutta de 4to orden de doble precisión, el cual es una versión mejorada del método de precisión simple presentado en Press et al. [1992].

Como una forma de chequear el funcionamiento del código implementado, se realizó una comparativa con los resultados obtenidos por la Dra. Sharon Vadas, examinando la disipación de las GWs en una atmósfera isotérmica por simplicidad. Siguiendo lo realizado en Vadas & Fritts [2004], los valores utilizados para esta prueba fueron $\mu = 0.017 \text{ gm m}^{-1} \text{ s}^{-1}$, $N_0 = 0.02 \text{ rad s}^{-1}$, $H_0 = 7.0 \text{ km}$, $\bar{T}_0 = 250 \text{ K}$, $P_r = 0.7$, $\gamma = 1.4$, $z_0 = 0$ y $\bar{\rho}_0 = 10^3 \text{ gm m}^{-3}$. La Fig. (3.2) muestra los resultados obtenidos por nuestro código (en rojo) y aquellos generados por la Dra. Vadas (en azul). En las Figs. (3.2) (a) y (b) podemos observar la trayectoria horizontal (x e y en coordenadas cartesianas) y en la Fig. (3.2) (c) la propagación en altura (correspondiente a z en coordenadas cartesianas). Las Fig. (3.2) (d) y (e) muestran el flujo de momento zonal y meridional, respectivamente. Como mencionamos anteriormente, cuando una GW se propaga hacia arriba, la velocidad de perturbación se incrementa con la altura en $1/\sqrt{\bar{\rho}}$ y decrece como $\exp(\omega_I t)$ debido a la disipación (suponiendo ω_I complejo y m real). Poniendo estos dos efectos juntos, los flujos de momento zonal y meridional de una GW por unidad de masa (si suponemos que no hay reflexión de onda) son:

$$\overline{u'w'}(z) = \overline{u'w'}(z_1) \frac{\bar{\rho}_1}{\bar{\rho}} \exp(2\Sigma_{t_1}^t \omega_{Ii} \Delta t) \quad (3.11)$$

$$\overline{v'w'}(z) = \overline{v'w'}(z_1) \frac{\bar{\rho}_1}{\bar{\rho}} \exp(2\Sigma_{t_1}^t \omega_{Ii} \Delta t) \quad (3.12)$$

donde $\bar{\rho}_1 = \bar{\rho}(z_1)$, u' , v' y w' son las amplitudes zonal, meridional y vertical del viento neutro.

En la Fig. (3.2) (f) se puede observar el comportamiento del número de onda vertical m a lo largo de la trayectoria de la GW. Del análisis realizado en conjunto con la Dra. Vadas concluimos que los resultados obtenidos son muy similares. La diferencia obtenida es menor al 10% para los valores de propagación en x , y y z , altura de disipación y flujo de momento. La mayor diferencia puede observarse en la parte final de la curva de número de onda, sin embargo en este punto para un tiempo de propagación mayor a los 11000 segundos el valor de los flujos de momento es despreciable. Una posible causa de estas pequeñas diferencias podría estar relacionada con la subrutina encargada del proceso de integración. Si bien la Dra. Vadas utiliza una técnica similar a la implementada por nosotros, en su caso cuenta con otros niveles de optimización del código que no fueron alcanzados en nuestro caso. Dados estos resultados, y el posterior análisis en conjunto se pudo concluir que el funcionamiento

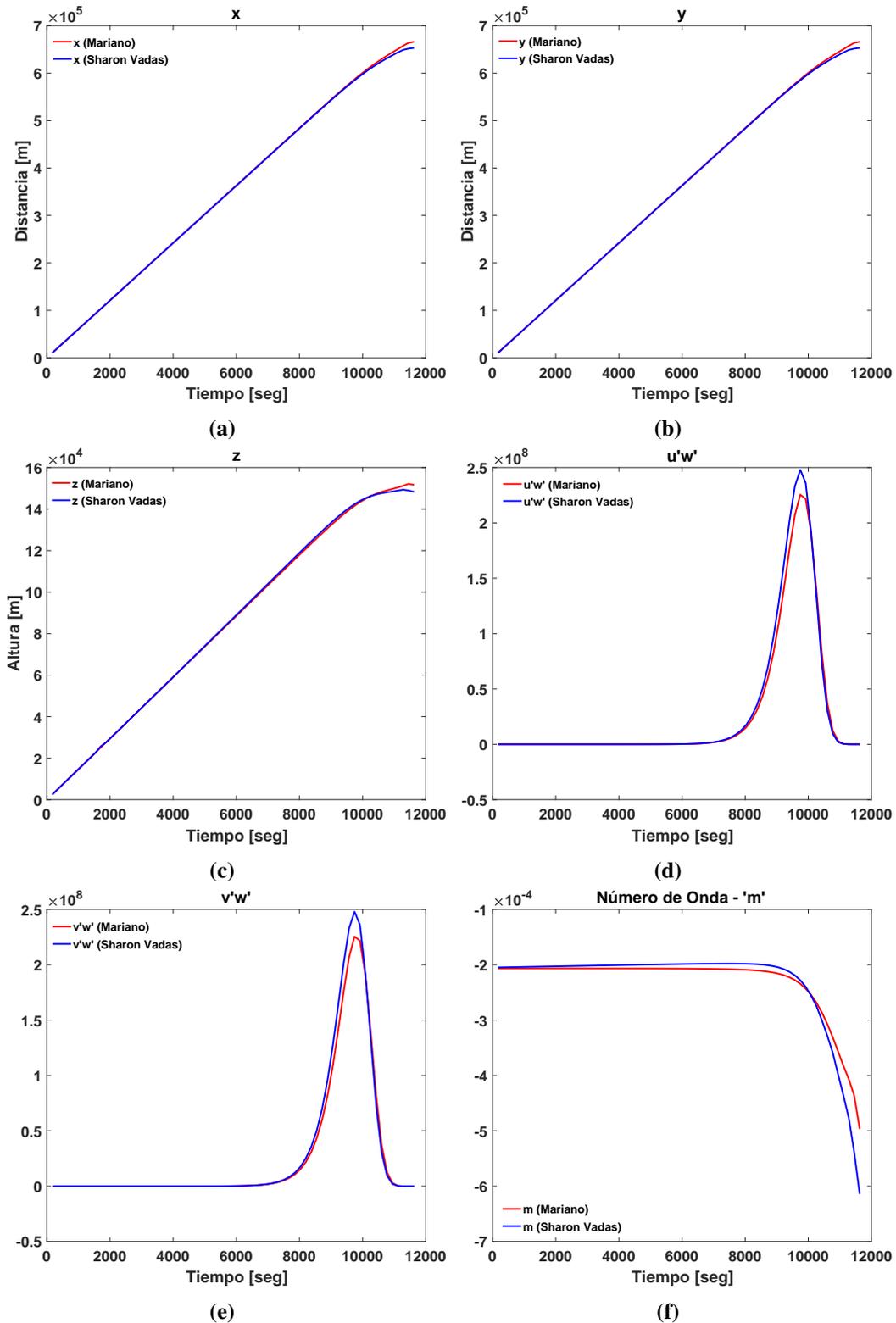


Fig. 3.2 Comparativa de resultados obtenidos por nuestro código de trazados de rayos de una GW (en rojo) y el de la Dra. Sharon Vadas (en azul) [Vadas & Fritts 2004]. (a) Propagación de GW sobre eje coordenado x . (b) Propagación de GW sobre eje coordenado y . (c) Propagación de GW sobre eje coordenado z . (d) Flujo de momento zonal. (e) Flujo de momento meridional. (f) Número de onda vertical m .

del código es el correcto y que cumple con las especificaciones impuestas por la Dra. Vadas para asegurar la validez del mismo.

3.1.3 Sobre algunos efectos del enfriamiento de la atmósfera superior en la propagación de GWs

De la implementación de este código surgió la idea de relizar un trabajo en conjunto con la Dra. Vadas y la Dra. Elias el cual fué presentado oralmente en el COSPAR 2018, 42nd Assembly, Pasadena, CA, USA. El trabajo titulado "On some effects of upper atmosphere cooling over GWs propagation", tuvo por objeto analizar cómo la propagación de GWs en la termosfera depende en gran medida de la temperatura neutra y de la densidad de masa total, y por tanto debiéndose esperar cambios en las características de propagación y dispersión de las GWs.

El estudio del enfriamiento y las tendencias en general en la atmósfera superior ha ganado interés desde principios de la década de 1990 como consecuencia de la gran preocupación por el calentamiento global observado en la troposfera. Desde entonces se ha convertido en un tema importante en las investigaciones de cambio global. Algunos trabajos de investigación vinculan estas tendencias al aumento de la concentración de gases del efecto invernadero, y otras a causas naturales. Basado en muchos resultados de observación y modelo, surgió un patrón global de tendencia con el impulsor dominante de las tendencias de la atmósfera superior que es la creciente concentración de gases del efecto invernadero. A estas alturas, se espera un efecto de enfriamiento junto con una disminución en la concentración neutra.

El aumento de 0.6°C en la temperatura global del aire en la superficie durante el siglo XX (por ejemplo, IPCC [2001]) se atribuyó principalmente a la creciente concentración atmosférica de gases del efecto invernadero. Donde las emisiones antropogénicas de gases del efecto invernadero producen diferentes efectos en las capas atmosféricas. En el caso de la troposfera se observa un aumento de la temperatura. Por otro lado, en la atmósfera superior, los efectos radiativos de los gases del efecto invernadero, particularmente el CO_2 , se vuelven más pronunciados y producen un efecto de enfriamiento, en lugar de calentamiento. A estas altitudes, el CO_2 es ópticamente delgado y no puede contener la radiación infrarroja saliente. La energía térmica se transfiere por colisiones con el gas ambiente a los estados excitados de las moléculas de CO_2 y luego se pierde en el espacio a través de su radiación infrarroja. De modo que se observa una disminución de la temperatura en la mesosfera y la termosfera.

Existen tres estudios de modelos pioneros: Roble & Dickinson [1989], Rishbeth [1990], Rishbeth & Roble [1990]. Los mismos comenzaron con las investigaciones de los cambios a largo plazo y las tendencias en la atmósfera superior relacionadas con la creciente con-

centración de gases del efecto invernadero, particularmente CO₂. Desde entonces, muchos investigadores comenzaron a analizar datos y a publicar cambios y tendencias a largo plazo en la atmósfera superior.

En la Fig. (3.3) se puede observar el primer escenario global de cambios y tendencias a largo plazo en la atmósfera superior e ionósfera construido por Laštovička et al. [2008, 2006]. Aquí podemos ver claramente el comportamiento de la temperatura con un claro calentamiento en la región de la troposfera, como indica la flecha roja que apunta hacia la derecha. Diferente al caso de la atmósfera superior donde se observa el efecto de enfriamiento, siendo más pronunciado en nuestra región de interés, la termosfera.

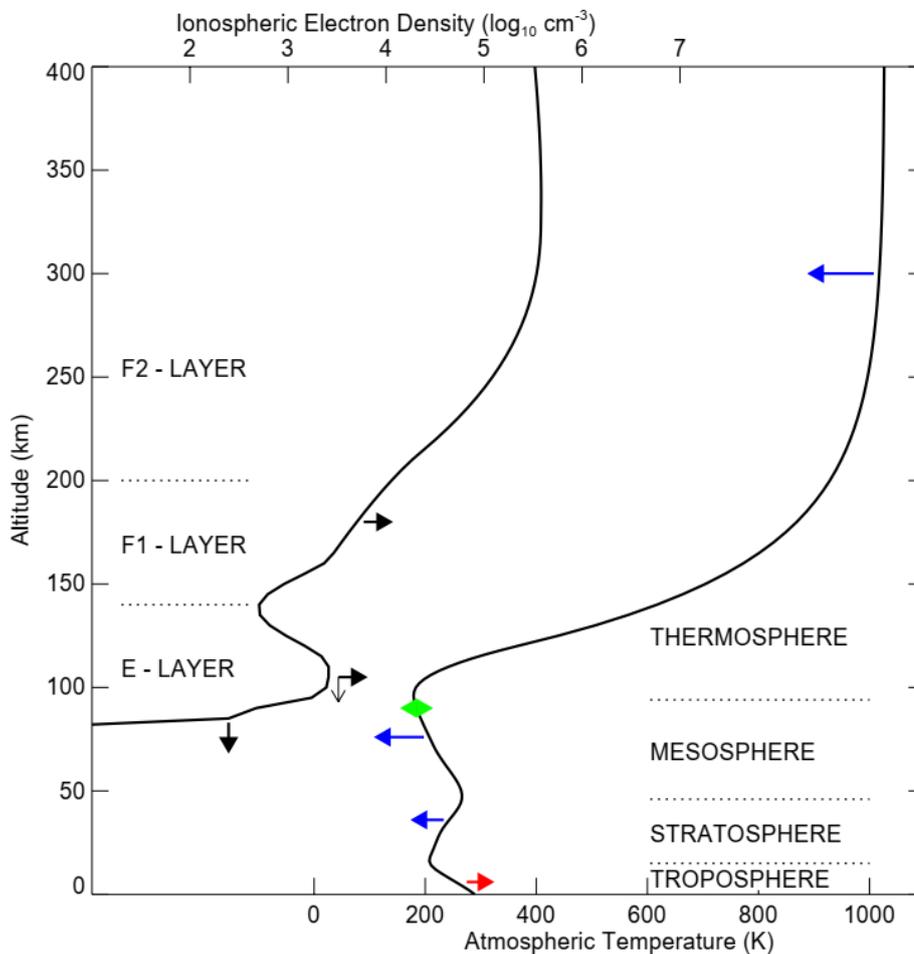


Fig. 3.3 Tendencias en la atmósfera de la Tierra. En este caso tenemos a las capas atmosféricas definidas por el perfil de temperatura y las capas ionosféricas están definidas por el perfil de densidad de electrones (medianoche en el ecuador). Las flechas indican la dirección del cambio. Rojo - calentamiento; azul - enfriamiento; verde - sin cambio de temperatura; negro - cambios en la densidad de electrones (horizontal) y la altura de las capas ionosféricas (vertical). Figura de Laštovička et al. [2008].

Como punto de partida, necesitamos establecer valores razonables de disminución de la temperatura y la densidad en nuestros perfiles. Para esto utilizamos algunos resultados de Solomon et al. [2014] (mostrados en la Tabla 3.1), donde se muestra lo obtenido para el modelo TIEGCM con dos coeficientes diferentes de tasa de desactivación de CO₂ para colisiones con oxígeno atómico. Podemos ver aquí, resaltado en rojo, las tasas de cambio de temperatura y densidad. También podemos notar que las variaciones cambian con el nivel de actividad solar. Un análisis similar de Solomon et al. [2018], pero en este caso usando el modelo WACCM-X, es mostrado en la Tabla 3.2, donde los valores de las tasas de cambios obtenidos son resaltados en rojo.

Tabla 3.1 Resultados de media global de tasas de cambio por década para modelo TIEGCM. De Solomon et al. [2018].

	Act. Solar ($F_{10.7}; K_p$)	ΔT_n (400) (K)	$\Delta \rho_{400}$ (%)	ΔT_i (300) (K)
$k_q \sim 1.5 \times 10^{-12}$	70; 0.3	-3.5	-4.9	-2.3
	135; 2.0	-2.2	-2.6	-1.5
	200; 3.0	-1.7	-1.8	-1.0
$k_q = 3.0 \times 10^{-12}$	70; 0.3	-4.9	-6.8	-2.9
	135; 2.0	-3.4	-3.3	-2.3
	200; 3.0	-2.4	-2.1	-1.6

Tabla 3.2 Resultados de media global de tasas de cambio por década para modelo WACCM-X. De Solomon et al. [2018].

Resultados	1972-1976	2001-2005	Cambios x década
<T> en superficie	287.8 K	288.4 K	+0.2 K
<T> a 10 km (266 hPA)	225.8 K	226.9 K	+0.4 K
<T> en la tropopausa	204.2 K	204.5 K	+0.1 K
<T> en la estratopausa	262.9 K	259.6 K	-1.1 K
<T> en la mesopausa	193.1 K	191.0 K	-0.7 K
<T> a 400 km	697.9 K	689.9 K	-2.8 K
< ρ > a 400 km (Den. de Masa)	0.584 ng m ⁻³	0.518 ng m ⁻³	-3.9 %
<NmF2> (Pico Den. de Iones)	1.78 x 10 ⁵ cm ⁻³	1.71 x 10 ⁵ cm ⁻³	-1.2 %
<hmF2> (Altura de Pico)	261.5 km	257.8 km	-1.3 km
<T _i > a hmF2 (Temp. de Iones)	712.8 K	704.9 K	-2.7 K

Entonces, en base a estos resultados, se decidió analizar la propagación de GW para tres condiciones diferentes, en el primer caso para los perfiles originales de temperatura y densidad sin variaciones, como un segundo análisis disminuimos la temperatura en 3

K y la densidad en 5 % similar a los valores obtenidos para la simulación de TIEGCM y WACCM-X. Finalmente disminuimos la temperatura en 10 K y la densidad en un 10 %, que si bien claramente estos valores son irreales, son de utilidad al intentar mostrar de manera más contundente los efectos producidos por las variaciones de estos dos parámetros.

Continuando con lo obtenido en 3.1, recordemos que al realizar el trazado de rayos lo que hacemos es propagar una GW hacia arriba y/o hacia abajo en la atmósfera calculando su velocidad de grupo. Para hacerlo, calculamos en cada paso: la ubicación del rayo, en este caso en coordenadas cartesianas, los componentes del número de onda de nuestra GW, su fase, la frecuencia de observación, la cual consideramos constante, los vientos zonal y meridional y los números de onda horizontal. Para el presente, estudio los perfiles de temperatura y densidades se obtienen de NRLMSISE-00 y los de viento neutros de HWM-14, los cuales pueden observarse en la Fig. (3.4). Algo importante para mencionar aquí es que todas las variaciones en los perfiles de temperatura y densidad se hicieron con el mismo valor para todas las alturas. Se sabe que esto no es completamente correcto, pero para los propósitos aquí planteados se considera que es una buena aproximación para este primer enfoque.

Desde nuestro punto de vista, la viscosidad cinemática es el parámetro que nos permite comprender de una manera más fácil cómo cambia la altura de disipación de las GW con la variación introducida en los perfiles de temperatura y densidad. Cuando hablamos de altura de disipación, hacemos referencia a la altura donde el flujo de momento es máximo. La viscosidad cinemática depende del coeficiente de viscosidad molecular que a su vez depende de la temperatura y en el denominador tenemos la presencia de densidad, como puede observarse en las siguientes expresiones:

$$\nu = \frac{\mu}{\bar{\rho}_{(z)}} \quad \text{y} \quad \mu_{(z)} = 3.34 * 10^{-4} \bar{T}_{(z)}^{0.71} \quad (3.13)$$

donde μ es el coeficiente de viscosidad, $\bar{\rho}_{(z)}$ es la densidad media a la altura z , ν es la viscosidad cinemática y T_z es la temperatura a la altura z . Analizando las expresiones en (3.13), podemos deducir que si la temperatura disminuye, la densidad disminuye y, por lo tanto, aumenta la viscosidad cinemática. Entonces, si tenemos un medio más viscoso, las alturas de disipación de las GWs serán más bajas o escrito de otra manera:

$$\text{Si } \bar{T}_{(z)} \downarrow \Rightarrow \bar{\rho}_{(z)} \downarrow \therefore \nu \uparrow \quad (3.14)$$

Entonces

$$\nu \uparrow \Rightarrow z_{diss} \downarrow \quad (3.15)$$

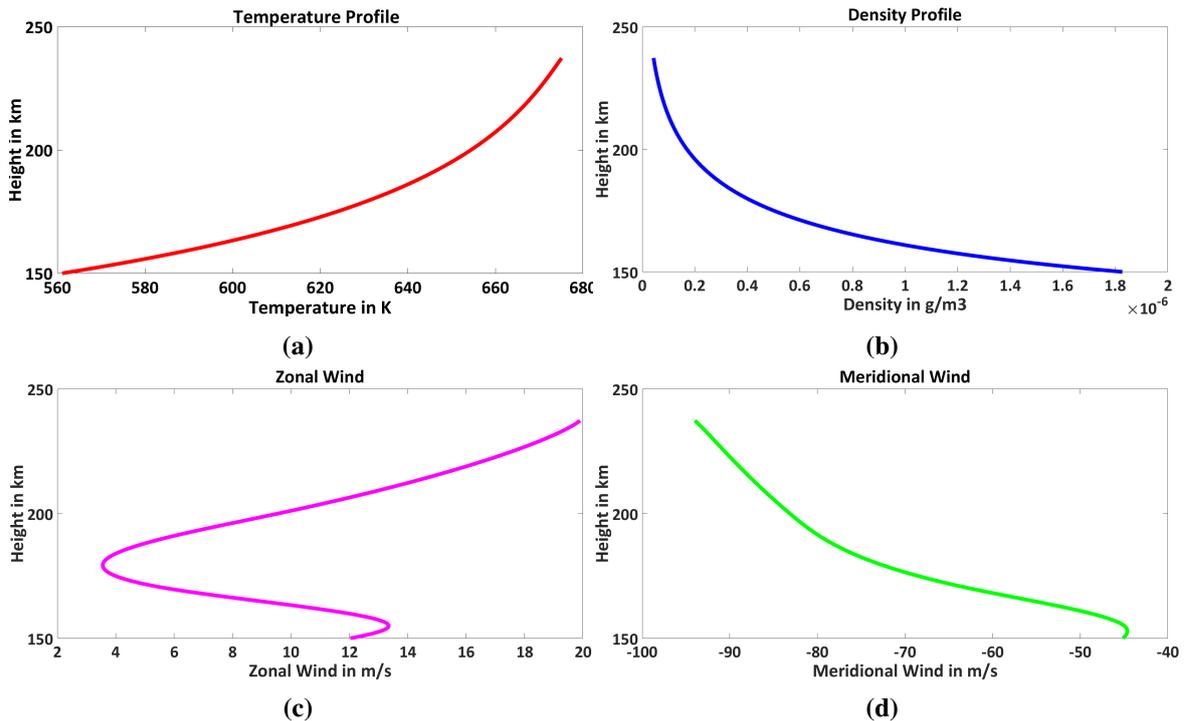


Fig. 3.4 Perfiles obtenidos de los modelos NRLMSISE-00 y HWM-14 para el día 22 de setiembre del año 2000 . a) Perfil de Temperatura, b) Perfil de Densidad de Neutros, c) Perfil de Viento Zonal y d) Perfil de Viento Meridional.

Para comprobar que esta deducción en base al análisis de las expresiones en (3.13) son correctas, se procedió a ejecutar el código de trazado de rayos de GWs eligiendo los 5 días más tranquilos respecto de la actividad geomagnética, conocidos como International Quiet Days (IQD), para el mes de setiembre de un año máxima actividad solar, en nuestro caso el año 2000, que corresponden a los días 10, 14, 11, 9 y 22, así como para uno de mínima actividad solar, siendo para este caso el año 2008, correspondiendo a los días 13, 12, 29, 21 y 24, como puede verse en las Tablas 3.3 y 3.4. Las GWs se lanzaron en la misma ubicación (25° S, 65° O), hora (10 UT), con un número de onda horizontal ($k = l = 2.2e^{-5}$) y a una altura de 150 km. Si observamos detenidamente ambas tablas, podremos ver que en todos los casos los valores de altura de disipación están disminuyendo según disminuimos la temperatura y la densidad. En la Fig. (3.5) podemos observar los resultados obtenidos para el día 22 de setiembre del año 2000. En Fig. (3.5) (a) y (b), las cuales representan una porción aumentada de los perfiles con el objetivo de poder apreciar la diferencia entre ellos, tenemos en rojo el perfil original de temperatura y densidad de neutros, en azul con una disminución de 3 K y 5% y en verde con la disminución de 10 K y 10%, respectivamente. Como resultado de estas variaciones, en las Fig. (3.5) (c) puede verse como la viscosidad cinemática crece respecto del perfil original. Finalmente en la Fig. (3.5) (d) puede observarse como producto

del crecimiento de los valores de la viscosidad cinemática, los valores de altura de disipación para la GW disminuye.

Tabla 3.3 Alturas de disipación de GWs obtenidas para los 5 IQDs (10, 14, 11, 9 y 22) del mes de setiembre del año 2000 (máximo solar) expresadas en km.

IQD	Perfil Original	-3 K y -5%	-10 K y -10%
1	207.3	206.9	205.7
2	202.2	197.7	196.1
3	203.1	202.2	200.3
4	213.4	211.7	210.1
5	223.1	221.7	220.8

Tabla 3.4 Alturas de disipación de GWs obtenidas para los 5 IQDs (13, 12, 29, 21 y 24) del mes de setiembre del año 2008 (mínimo solar) expresadas en km.

IQD	Perfil Original	-3 K y -5%	-10 K y -10%
1	203.3	202.1	201.1
2	179.9	178.5	177.0
3	203.7	202.5	201.2
4	205.0	203.7	202.9
5	199.5	198.6	197.8

De esta manera, lo que podemos concluir es que las GWs se disipan a alturas más bajas debido al enfriamiento y la disminución de la densidad neutra causada por el aumento de la concentración de CO₂. Además la viscosidad cinemática y la difusividad térmica aumentan con el enfriamiento debido a la disminución simultánea de temperatura y densidad y finalmente, y no por ello menos importante, que la relación de dispersión también depende de la temperatura y la densidad. Como sabemos los resultados obtenidos están basados en varias suposiciones, alguna de ellas incluso irreales como es el caso de la disminución de la temperatura y densidad en 10 K y 10%, respectivamente, sin embargo nos muestran una buena relación entre lo deducido desde el punto de vista teórico basado en el análisis de las ecuaciones y lo obtenido por medio de la ejecución del código de trazado de rayos implementado. Si bien estos resultados no los podemos considerar como definitivos, los consideramos un buen punto de partida para realizar futuros trabajos y estudios, como por ejemplo incluir en el el código de trazado de rayos de GW el Thermosphere Ionosphere Electrodynamics General Circulation Model (TIEGCM) [Roble et al. 1988; Richmond et al. 1992], el cual permitiría una modificación en la concentración de CO₂, permitiendo a su vez la obtención de perfiles de temperatura y densidad con un grado mucho mayor de verosimilitud. Otro de los puntos importantes a futuro que podrían ser analizados es el efecto en las TIDs,

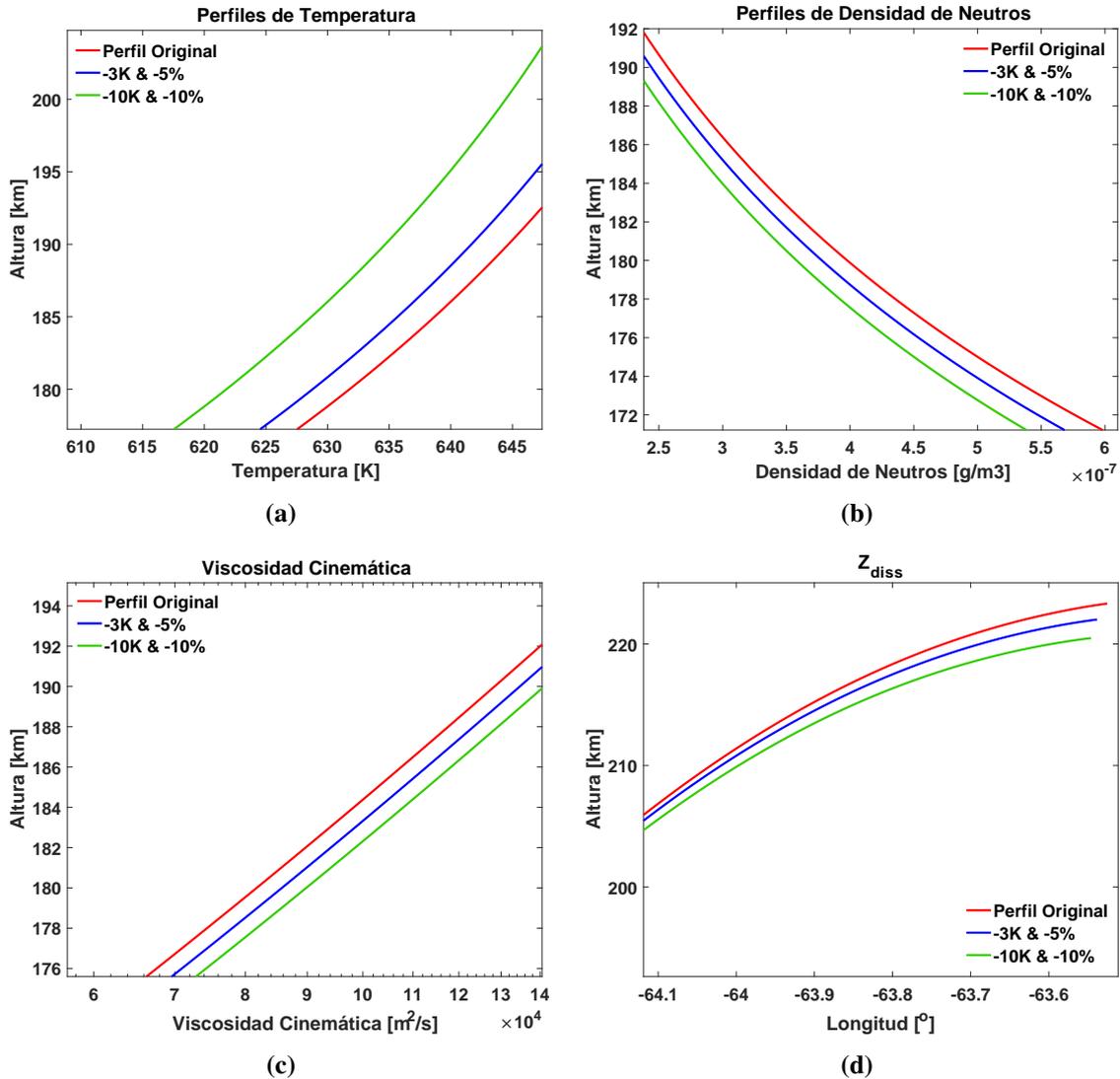


Fig. 3.5 Resultados para el 22 de setiembre, 2000 a las 10 U, en localización 25°S , 65°W , para una GW lanzada a los 150 km de altura y con $k = l = 2.2e^{-5}$. a) Perfiles de Temperatura obtenidos de NRLMSISE-00, sin modificación (rojo), disminución en 3 K (azul) y en 10 K (verde). b) Perfiles de Densidad obtenidos de NRLMSISE-00, sin modificación (rojo), disminución en 5% (azul) y en 10% (verde). c) Viscosidad Cinemática obtenida para perfiles sin modificación (rojo), disminución en 3 K y 5% (azul) y en 10 K y 10%. d) Altura de Disipación de las GWs para perfiles sin modificación (rojo), disminución en 3 K y 5% (azul) y en 10 K y 10%.

para ello no solo deberíamos analizar los cambios a largo plazo debido al aumento de CO_2 , sino también las variaciones seculares del campo magnético de la Tierra, ya que la ionización es desplazada por las GWs a lo largo de líneas de campo magnético.

3.1.4 Perturbaciones Ionosféricas Viajeras inducidas por GWs - Aproximación de iones únicos

Hasta el momento lo que se implementó es un código que permite describir la trayectoria de una GW que se propaga desde una determinada altura y ubicación, sin embargo no permite mostrarnos la perturbación generada en la densidad de electrones presentes en la ionósfera, parámetro fundamental para la determinación de la trayectoria de una onda de radiofrecuencia como vimos en el capítulo anterior. Luego de analizar con la Dra. Vadas y el Dr. Chum las opciones disponibles, consideramos que la siguiente expresión lineal simple [Nicolls et al. 2014] para determinar la perturbación de la velocidad del ion y la densidad de electrones era la más conveniente para nuestros propósitos, donde suponemos que estamos en una región de la ionósfera donde sólo un ion, el O^+ , es el dominante. Para este caso de despreciamos la producción y pérdida de electrones debido a procesos químicos y algunos efectos dinámicos secundarios.

Consideremos una GW que se propaga en la dirección ψ , donde ψ es el ángulo acimutal (en sentido horario desde el norte), con un vector de onda $\mathbf{k} = (k, l, m)$. Las componentes zonal y meridional de este vector son:

$$k = k_H \sin \psi \quad l = k_H \cos \psi \quad (3.16)$$

donde $k_H = \sqrt{k^2 + l^2}$. El vector velocidad de la GW puede escribirse como sigue:

$$\mathbf{u}' = (u'_0 \hat{i} + v'_0 \hat{j} + w'_0 \hat{k}) \exp(i\phi) \quad (3.17)$$

donde u'_0 , v'_0 and w'_0 son las amplitudes zonal, meridional y vertical del viento neutro, respectivamente; \hat{i} , \hat{j} y \hat{k} son los vectores unitarios en las direcciones geográficas zonal, meridional y vertical, respectivamente; y ϕ es la fase dada por:

$$\phi = kx + ly + mz - \omega_r t \quad (3.18)$$

A medida que la GW se propaga, las partículas de fluido neutro que forman la GW colisionan con los iones en su camino, impartiendo impulso. En la termosfera superior, los iones están magnetizados y solo el momento del fluido neutro paralelo al campo magnético se transfiere a los iones. Por lo tanto, en esta región, la perturbación de la velocidad de iones inducida es aproximadamente igual a la proyección del vector de velocidad de la GW a lo largo del campo magnético. Escribimos el vector unitario a lo largo del campo magnético como:

$$\hat{B} = \cos I \sin D \hat{i} + \cos I \cos D \hat{j} + \sin I \hat{k} \quad (3.19)$$

Aquí, I es el ángulo de inclinación magnética, y D es la declinación magnética (o el ángulo positivo hacia el este, entre el norte magnético y el geográfico). La perturbación aproximada de la velocidad de iones inducida por la GW es entonces:

$$v'_i = v'_{i0} \exp(i\phi) \hat{B} \quad (3.20)$$

Donde $v'_{i0(z)}$ es su amplitud, que puede variar con la altura. Tengamos en cuenta que se espera que la fase de la perturbación de la velocidad de iones sea la misma que la de la GW. Esta amplitud puede ser calculada de las ecuaciones Ecs. (3.17) y (3.19):

$$v'_{i0} = (u' \cdot \hat{B}) / \exp(i\phi) = \cos I (u'_0 \sin D + v'_0 \cos D) + w'_0 \sin I. \quad (3.21)$$

La fase de la GW, dada en la Ec. (3.18), puede ser escrita de forma equivalente con respecto a las coordenadas x_m, y_m alineada a lo largo del meridiano magnético local, es decir, una rotación en sentido horario por el ángulo D :

$$x = x_m \cos D + y_m \sin D, \quad y = y_m \cos D + x_m \sin D \quad (3.22)$$

Combinando con la Ec. (3.16), encontramos que:

$$\begin{aligned} kx + ly &= x_m k_H \sin(\psi - D) + y_m k_H \cos(\psi - D) \\ &= k_{H\perp} x_m + k_{H\parallel} y_m \end{aligned} \quad (3.23)$$

Donde $k_{H\parallel}$ y $k_{H\perp}$ son las componentes del número de onda horizontal de la GW paralelo y perpendicular al meridiano magnético local, respectivamente,

$$k_{H\parallel} = k_H \cos(\psi - D) \quad y \quad k_{H\perp} = k_H \sin(\psi - D) \quad (3.24)$$

La perturbación de la densidad de electrones puede calcularse a partir de la ecuación de continuidad de iones ignorando la producción y la pérdida:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (n_e v_i) = 0 \quad (3.25)$$

Donde n_e es la densidad de electrones total y v_i es la velocidad de iones total. Escribimos la velocidad de iones total como una suma de la velocidad de deriva de iones de fondo \bar{V}_i más la perturbación inducida por la GW:

$$v_i = \bar{V}_i + v'_i \quad (3.26)$$

donde v'_i corresponde a la perturbación inducida. La velocidad de deriva del ion de fondo se debe a la difusión, los vientos y otros procesos de acoplamiento. Del mismo modo, escribimos la densidad total de electrones como la suma de la densidad de fondo, \bar{n}_e y la perturbación, δn_e :

$$n_e = \bar{n}_e + \delta n_e \quad (3.27)$$

Insertando estas expresiones en la Ec. (3.25), la expresión de orden cero (es decir, que no contiene perturbaciones) es:

$$\nabla \cdot (\bar{n}_e \bar{V}_i) = 0 \quad (3.28)$$

La siguiente ecuación dicta la disposición espacial de la velocidad de deriva de iones de fondo (sin perturbar):

$$\nabla \cdot \bar{V}_i = -\frac{1}{n_e} \bar{V}_i \cdot \nabla \bar{n}_e \quad (3.29)$$

Si \bar{n}_e solo depende de z , podemos ver que la divergencia de la velocidad de deriva de iones de fondo es solo cero si la componente vertical de la velocidad de iones de fondo es cero. La ecuación de primer orden de la Ec. (3.25) nos queda entonces como:

$$\frac{\partial \delta n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{n}_e v'_i) + \delta n_e \nabla \cdot \bar{V}_i + \bar{V}_i \cdot \nabla (\delta n_e) = 0 \quad (3.30)$$

La inspección de las Ecs. (3.30) y (3.21) muestra que la perturbación de electrones oscila como $\exp(i\phi)$ con un posible cambio de fase adicional. Con lo cual, escribimos la perturbación de densidad de electrones como:

$$\delta n_e = \delta n_{e0} \exp(i\phi) \quad (3.31)$$

donde $\delta n_{e0}(z)$ es la amplitud compleja, que varía en función de la altitud. Ignorando los gradientes horizontales en \bar{n}_e , la Ec. (3.30) se convierte en:

$$\frac{\partial \delta n_e}{\bar{n}_e} + i \frac{\bar{V}_z}{\omega_{ion} \bar{N}_e} \frac{d(\delta n_{e0})}{dz} = \frac{v'_{i0}}{\omega_{ion}} \left\{ -i \frac{\sin I}{H_e} + (k_{H\parallel} \cos I + m \sin I) - \frac{i \sin I}{v'_{i0}} \frac{dv'_{i0}}{dz} \right\} \quad (3.32)$$

Donde hemos definido la altura de escala de la densidad de electrones como $H_e = \bar{n}_e \left(\frac{d\bar{n}_e}{dz} \right)^{-1}$ y la frecuencia de desplazamiento Doppler como:

$$\omega_{ion} = \omega_r - \bar{V}_i \cdot k - \frac{i\bar{V}_z}{H_e} \quad (3.33)$$

Aquí, \bar{V}_z es la componente vertical de \bar{V}_i , y hemos usado $\nabla \cdot \bar{V}_i = -\bar{V}_z/H_e$ de la Ec. (3.29).

El último término en la Ec. (3.32) es proporcional al gradiente vertical de la amplitud de la velocidad de iones. La amplitud de la velocidad de iones es proporcional a la amplitud de la GW porque la respuesta es lineal. La amplitud de la GW se incrementa como $\exp(z/2H)$ de la densidad de neutros decreciente [Hines 1960], donde H es la altura de densidad de escala de neutros. Al mismo tiempo, disminuye con la disipación viscosa [Vadas & Fritts 2005]. Parametrizamos esta disminución mediante la función $g(z)$. Entonces, la amplitud de la perturbación de la velocidad de iones es proporcional a $v'_{i0} \propto g(z) \exp\left(\frac{z}{2H}\right)$. Observemos que $g(z)$ es aproximadamente constante en alturas donde la viscosidad es despreciable. En la altura de disipación z_{diss} (donde el flujo de momento de la GW es máximo), $g(z) \exp\left(\frac{z}{2H}\right)$ es aproximadamente constante. Para alturas mucho mayores, $g(z) \exp\left(\frac{z}{2H}\right)$ decrece con la altura, sin embargo es difícil analizar analíticamente $g(z)$. Entonces consideremos, $dv'_{i0}/dz \simeq v'_{i0} [1/2H + (1/g)dg/dz]$. Con esta aproximación, la Ec. (3.32) se convierte en:

$$\frac{\partial n_e}{\bar{n}_e} + i \frac{\bar{V}_z}{\omega_{ion} \bar{N}_e} \frac{d(\delta n_{e0})}{dz} \simeq \frac{v'_{i0}}{\omega_{ion}} \left\{ k_{H\parallel} \cos I + \left[m - i \left(\frac{1}{H_e} + \frac{1}{2H} + \frac{1}{g} \frac{dg}{dz} \right) \right] \sin I \right\} \quad (3.34)$$

Observemos que la amplitud de la perturbación de la densidad de electrones $\delta n_{e0}/\bar{n}_e$ tiene ambos componentes real e imaginario. Esto implica que en general, hay un cambio de fase no trivial entre la velocidad de iones y la perturbación de la densidad electrónica.

Habiendo llegado a este punto vamos a tomar la Ec. (3.34) para obtener las expresiones que vamos a incluir en nuestro código de manera de obtener la perturbación de la densidad de electrones producida por la GW. Si despreciamos la velocidad de deriva del ion de fondo, así como también el término dg/dz , obtenemos que:

$$\frac{\delta n_e}{\bar{n}_e} \simeq \frac{v'_{i0}}{\omega_{ion}} \left\{ k_{H\parallel} \cos I + \left[m - i \left(\frac{1}{H_e} + \frac{1}{2H} \right) \right] \sin I \right\}. \quad (3.35)$$

Podemos escribir las partes real e imaginaria de esta ecuación como:

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \left\{ \frac{\delta n_e}{\bar{n}_e} \right\} &= \frac{v'_{i0}}{\omega_{ion}} (k_{H\parallel} \cos I + m \sin I) \quad y \\ \operatorname{Im} \left\{ \frac{\delta n_e}{\bar{n}_e} \right\} &= -\frac{v'_{i0}}{\omega_{ion}} \left(\frac{1}{H_e} + \frac{1}{2H} \right) \sin I. \end{aligned} \quad (3.36)$$

Así, la amplitud de fase de la perturbación está dada por:

$$\tan \xi = -\frac{\frac{1}{H_e} + \frac{1}{2H}}{k_{H\parallel} \cot I + m} \quad (3.37)$$

Y la fase total, incluyendo la perturbación de fase de la onda ϕ , es:

$$\zeta = \xi + \phi \quad (3.38)$$

Tomando de las expresiones de (3.36) e incluyéndolas en el código de trazado de rayos de GWs implementado, así como también los modelos IRI-2016 e IGRF-12 (modelos ya explicados en el capítulo anterior), de los cuales obtendremos la densidad de electrones de fondo y los valores de las componentes del campo magnético, podremos finalmente obtener la perturbación de la densidad de electrones generada por la propagación de una GW.

En la Fig. (3.6) (a) podemos observar el resultado obtenido al lanzar desde una altura de 150 km, un total de 50 GWs desplazadas en latitud 0.1° , para el día 26 de Marzo de 2012 a las 13 UT, con $k = l = 1.11e^{-5}$ y partiendo de la ubicación 26° S, 67° O. Se puede observar claramente como al ir desplazándonos en latitud se va formando la perturbación en la densidad de electrones. Además, vemos que las alturas de disipación van modificándose para las distintas GWs a pesar de poseer los mismos parámetros iniciales. Sin embargo como la densidad de electrones de fondo así como los vientos de neutros van cambiando con la ubicación, producen finalmente un cambio en la trayectoria de las GWs. En la Fig. (3.6) (b) se puede observar el comportamiento de la trayectoria en longitud de una de las GWs que parte de los 150 km hasta que alcanza la altura de disipación.

Luego de analizar los resultados con la Dra. Vadas, se pudo determinar que los mismos son correctos presentando una variabilidad de la densidad de electrones dentro de los valores esperados. Sin embargo, de este estudio surgió la recomendación por parte de la Dra. Vadas de extender el análisis, obteniendo esta perturbación utilizando su modelo de pluma convectiva profunda, la cual tiene su punto de inicio a una altura mucho más baja que los 150 km que utilizamos hasta el momento (típicamente 7 km). Las fuentes convectivas de GWs pueden describirse de manera equivalente como fuentes de calentamiento o de momento, ya que estas fuentes se acoplan mediante la ecuación de momento vertical. Walterscheid et al. [2001] obtuvo uno de esos modelos de calentamiento que describe el espectro de GW de un

pluma convectiva profunda. Por su parte, el modelo de la Dra. Vadas está basado en el uso de la fuerza vertical del cuerpo [Vadas & Fritts 2001] para describir el aire ascendente que ocurre en una pluma convectiva [Vadas & Fritts 2004, 2006]. Este modelo es lineal, Boussinesq, desprecia los procesos de humedad y supone que el aire sobre la tropopausa es estacionario dentro del marco del viento horizontal medio, hasta que una pluma convectiva sobrepasa la tropopausa y empuja el aire estratosférico hacia arriba. De manera que es posible calcular el espectro de GW de larga escala excitados por el movimiento ascendente del aire dentro de la pluma convectiva. Cada pluma convectiva es descrita por su geometría (ancho horizontal y profundidad vertical), su duración, su velocidad máxima vertical de la corriente ascendente y su latitud, longitud, y hora de ocurrencia. Además el modelo calcula las amplitudes escalas y fases de las GWs generadas. Por lo tanto, en el nuevo código los datos generados por el modelo de pluma convectiva profunda, el cual nos devuelve las amplitudes promedio, escalas, frecuencias intrínsecas, y fases de las GWs excitadas por una o múltiples plumas convectivas serían utilizados como parámetros de entrada para nuestro modelos de trazado de rayos de GWs. En la Fig. (3.7) puede observarse el resultado que obtendríamos al finalizar este proceso, en donde podemos ver el comportamiento espacial y temporal de las GWs excitadas por una pluma convectiva.

Ahora regresemos un momento al algoritmo de trazado de rayos de ondas de radiofrecuencia. Como sabemos, para su correcto funcionamiento necesitamos matrices tridimensionales para que la determinación de las trayectorias sea posible. Esto significa que para propagar señales de HF en una ionósfera que incluya la perturbación recientemente descrita, tenemos dos opciones posibles. La primera de ellas corresponde a llamar a la subrutina encargada de la perturbación en cada paso de integración. Sin embargo, en este caso esto no sería posible dado que para determinar la perturbación debemos realizar otro trazado de rayos que corresponde a la GW, por lo que lograr la coincidencia entre la región perturbada y la ubicación del rayo de la señal de HF sería altamente complejo. La segunda opción viene dada por generar a partir de la ionósfera de fondo una matriz de tres dimensiones perturbada, sin embargo para ello se deben lanzar miles de estas trayectorias GWs en diferentes ubicaciones de manera de obtener la perturbación en la región de interés.

Debido a la recomendación de extender el análisis, obteniendo esta perturbación utilizando el modelo de pluma convectiva profunda, y del hecho de que para generar las miles de trayectorias que pudieran permitirnos obtener una matriz tridimensional perturbada requería la paralelización del código de manera de alcanzar tiempos de procesamientos razonables, se decidió dejar esta implementación como un trabajo a futuro.

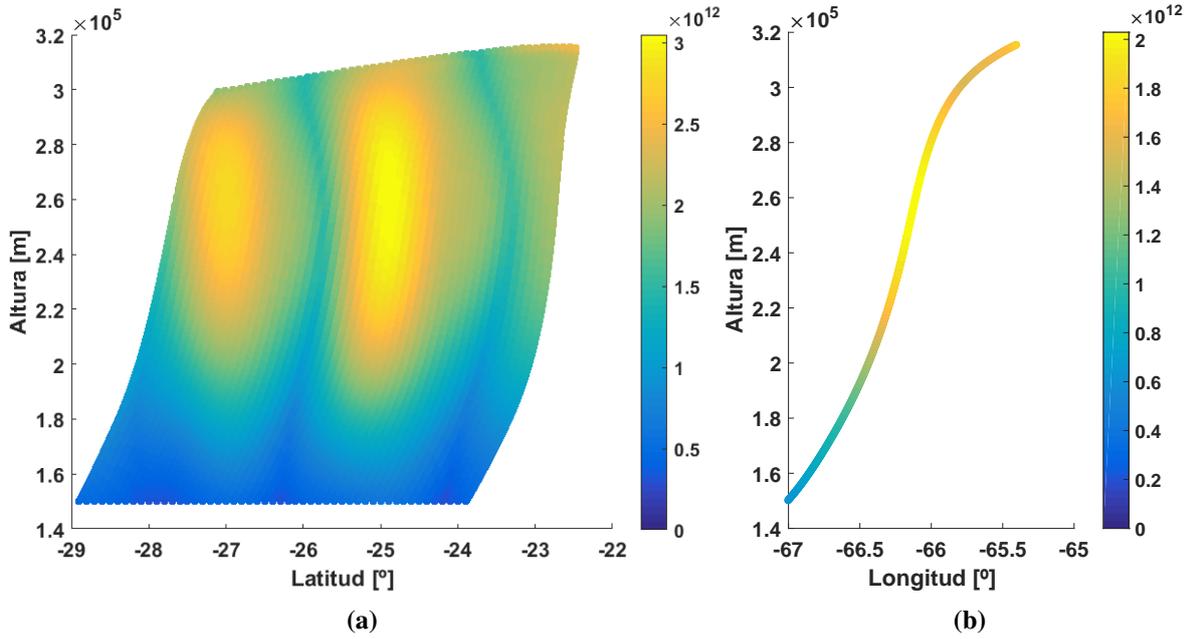


Fig. 3.6 Perturbación de densidad de electrones (m^{-3}) por aproximación de Ion individual. (a) Grupo de 50 GWs lanzadas desde 150 km de altura desplazadas en latitud 0.1° , para el día 26 de Marzo de 2012 a las 13 UT, con $k = l = 1.11e^{-5}$ y partiendo de la ubicación 26° S, 67° O. (b) Trayectoria en longitud de una de las GWs que parte de los 150 km hasta que alcanza la altura de disipación.

3.2 Modelo de TIDs de Hooke y sus Efectos en la Radio Propagación

Debido a la dificultad encontrada para unir el modelo de perturbación desarrollado con el algoritmo de trazado de rayos para ondas electromagnéticas, fue necesario recurrir a un modelo ampliamente conocido y utilizado al momento de analizar los efectos producidos por las perturbaciones ionosféricas viajeras, conocido como el modelo de TID de Hooke.

El modelo de TID de Hooke [Hooke 1968] consiste en generar una GW con un vector de onda \mathbf{k} con componentes horizontales reales k y l , componente vertical real m , y componente vertical imaginario, k_{zi} . Las componentes reales están relacionadas por la ecuación de dispersión como sigue [Hines 1960]:

$$m^2 = (k^2 + l^2) \left(\frac{N^2}{\omega^2} - 1 \right)^2 + \frac{(\omega^2 - \omega_a^2)}{c_s^2} \quad (3.39)$$

donde ω es la frecuencia de la GW, N es la frecuencia Brunt-Väisälä, ω_a es la frecuencia de corte acústica, y c_s es las velocidad del sonido. k_{zi} es igual a $1/2H$ donde H corresponde a la altura de escala. H , que tiene un valor típico de ~ 60 km, está dado por $k_B T / Mg$, donde

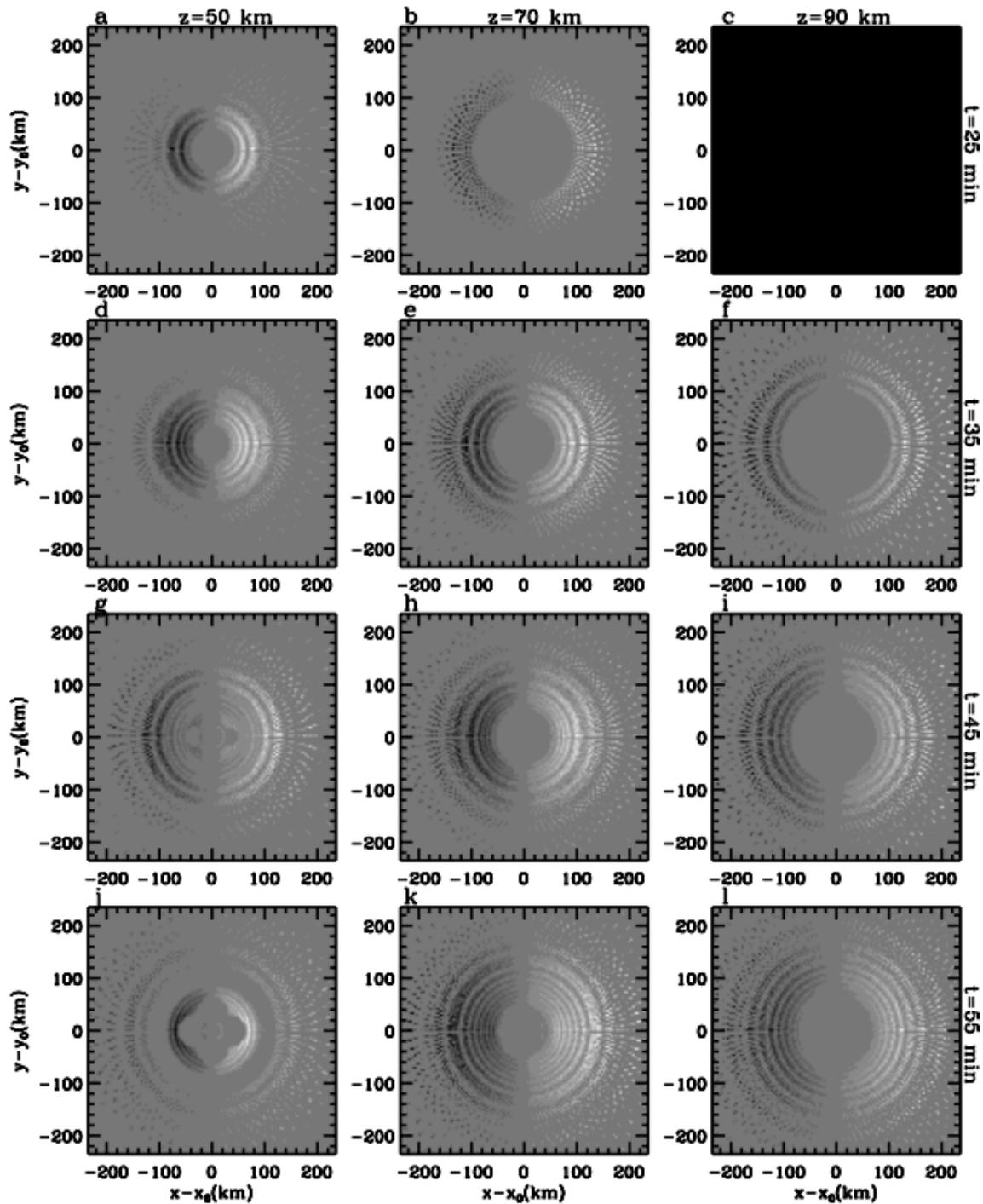


Fig. 3.7 El flujo vertical del momento zonal para el trazado de rayos de las GWs desde una pluma convectiva, para diferentes alturas y tiempos como puede verse en las etiquetas. Este gráfico no está suavizado en x , y , z y t . La resolución de los espectros es $\Delta x = 8.9$ km. Gráfica de Vadas & Fritts [2009].

k_B es la constante de Boltzmann, T la temperatura de neutros, M es la masa molecular media de los constituyentes atmosféricos, y g la aceleración de la gravedad. Todos los parámetros de neutros necesarios para calcular estas variantes fueron obtenidos usando NRLMSISE-00 [Picone et al. 2002]. La perturbación de la densidad de electrones inducida, n'_e , por debajo del pico F [Cervera & Harris 2014] es estimada como:

$$n'_e(\vec{r}, t) = |n'_e| e^{i\phi} \quad (3.40)$$

donde $|n'_e|$ es la magnitud de la perturbación. Esta viene dada por:

$$|n'_e| = n_e U_b(z_o) e^{[k_{zi}(z-z_o)]} \omega^{-1} \sin(I) * \left[\left(\frac{1}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{k_{br}}{\sin(I)} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.41)$$

y ϕ la fase obtenida de:

$$\phi = \omega t - k \cdot r + \tan^{-1} \left[\frac{\sin(I)}{k_{br}} \left(\frac{1}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial z} + k_{zi} \right) \right] \quad (3.42)$$

donde $U_b(z_o)$ es la componente de la velocidad del gas neutro asociada con la onda de gravedad en la dirección de \mathbf{B} en la altura de referencia z_o , I es la inclinación del campo magnético de la Tierra, y k_{br} es la parte real de la componente k paralelo a \mathbf{B} que puede ser calculado como la parte real de $\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}/B$.

También debe tenerse en cuenta que las GW pueden atenuarse en la capa F debido a la mayor viscosidad del aire y la conductividad térmica [Vadas & Fritts 2005]. Experimentalmente, Chum & Podolská [2018] observaron una atenuación promedio de 0.14 dB km^{-1} . Sin embargo, como primera aproximación, la atenuación se desprecia en el presente trabajo.

El modelo de TID de Hooke fué implementado y forma parte de la estructura del código de trazado de rayos de ondas electromagnéticas como se puede ver en la Fig. (1.1). Lograr un correcto funcionamiento de este no fué una tarea sencilla, principalmente lo relacionado a obtener las derivadas espaciales correctas requeridas por nuestro código. La forma de funcionamiento es la siguiente: mientras se está realizando el proceso de trazado de rayos, al ingresar a la subrutina ELECTX que es la encargada de determinar la densidad de electrones mediante el método de interpolación explicado en (1.2.4), si el parámetro (fijados por el usuario) denominado PERT, se encuentra en "1" que corresponde al estado de "ENCENDIDO", el programa ingresará a la subrutina HookeTID, la cuál será la encargada de determinar el valor perturbado a utilizar, de acuerdo a los parámetros de perturbación ingresados inicialmente. Como se mencionó anteriormente uno de los desafíos para lograr implementar esta subrutina, estuvo relacionado con la determinación de las derivadas espaciales de forma correcta, para lo cual recurrimos a una especie de pequeño

“truco”. Nosotros sabemos que, el trazado de rayos requiere primeras derivadas espaciales de la densidad electrones, y nuestros cálculos para la perturbación requieren segundas derivadas espaciales. De manera que procedimos entonces a calcular derivadas de diferencias finitas, que normalmente no son un problema, pero dado que el modelo ya depende de una derivada de la densidad electrones de fondo, calcular los valores perturbados en puntos discretamente separados requiere llamar a la subrutina ELECTCX recursivamente. Entonces, establecimos un indicador (o bandera) en el código para que no se llamara a la subrutina HookeTID al llamar recursivamente a la subrutina de nivel superior, y de esta forma teniendo éxito en la implementación recursiva. Para que la subrutina HookeTID pueda funcionar correctamente necesitamos inicialmente tener fijados algunos valores tales como: Altura medida desde el centro de la Tierra (z_o), magnitud de la velocidad del gas neutro a la altura z_o ($U_{b(z_o)}$), longitudes de onda k , y l , entre otros. La lista completa de variables es incluida en el Anexo I.

3.2.1 Caso de Estudio 1

Como ya sabemos, los radares OTH, que tienen el propósito de detectar y rastrear objetivos a distancias muy largas dentro de un amplia área de vigilancia a través de la propagación de señales HF [Berkey 1998; Fabrizio 2013] utilizan el reflejo de ondas de radio de la ionósfera. Además, como vimos en 2.1 los cambios en las densidades de electrones en la ionósfera influyen fuertemente en las trayectorias de las señales y por ende en el rendimiento del radar. En este caso de estudio, se analizará el efecto de una TID de mediana escala (MS-TID) sobre algunas características de las trayectorias de propagación de las señales de HF. El efecto de las TID en las trayectorias de los rayos puede dar como resultado un desplazamiento Doppler de la señal recibida y cambios en las trayectorias de los rayos, lo que a su vez puede producir fluctuaciones aparentes en los ecos de retorno del objetivo en aplicaciones de radar y causar errores de registro de coordenadas para los radares OTH [Reinisch et al. 2018].

Configuración de cálculo

La matriz de densidad electrónica utilizada esta vez se generó con una resolución de $1^\circ \times 1^\circ$ en latitud y longitud, y 1 km en altitud, para la fecha y hora seleccionadas alrededor de la ubicación del transmisor. En este caso, para la ionósfera no perturbada, se consideró el día tranquilo del 3 de enero de 2008 a las 12 LT, que corresponde al solsticio de verano en el hemisferio sur y al nivel mínimo de actividad solar. El transmisor hipotético se ubicó a 37° S, 57° O, una posición elegida de acuerdo con los requisitos generales del radar OTH, que son grandes áreas planas sin obstáculos necesarias para el despliegue de antenas de transmisión

y recepción, y zonas costeras considerando su uso general para reconocimiento marítimo. La Fig. (3.8) muestra un mapa con la ubicación del transmisor hipotético y un conjunto de trayectorias (visto desde arriba) que indica el rango de acimut considerado en este estudio. Para seleccionar los parámetros de TID, se supuso una GW de 240 km de longitud de onda y un período de 15 minutos que se propaga hacia el norte con una velocidad de ~ 260 m/s. Esto implica $k = 2\pi/2.4 \times 10^{-5} \text{ m}^{-1}$ y $l = 0$. $U_b(z_o)$ se ajustó a 30 m/s a $z_o = 240$ km. Estos valores están en buen acuerdo con los valores típicamente observados para distintas TIDs en la capa F2 a través del radar Doppler de Onda Continua [Chum et al. 2014; Fišer et al. 2017]. En este caso, $|n'_e|/n_e$ es $\sim 20\%$ en la altura máxima.

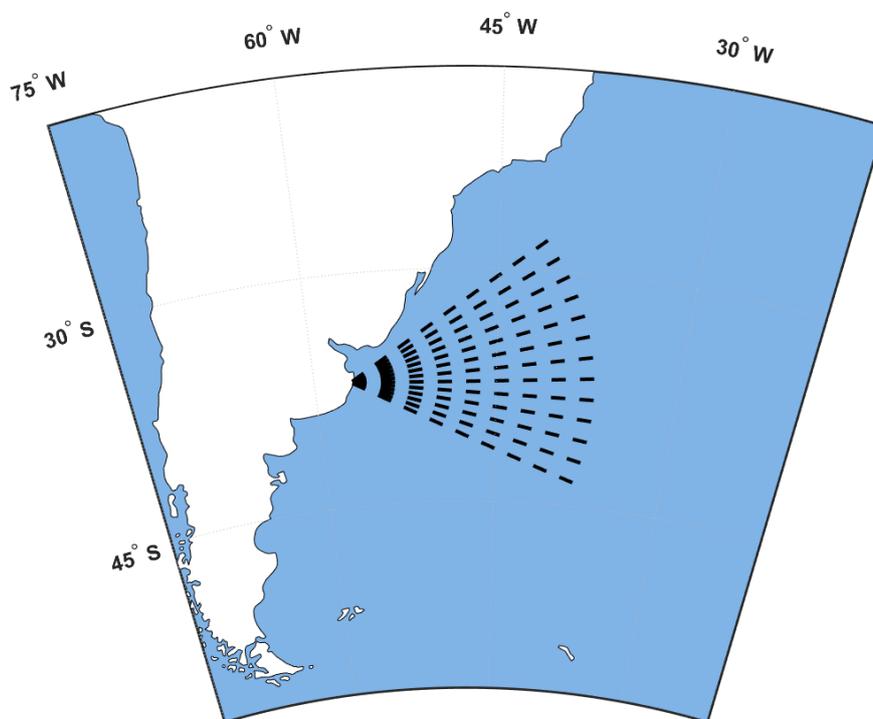


Fig. 3.8 Ubicación del Transmisor hipotético, 37° S, 57° O, y las trayectorias de los rayos con un ángulo de acimut que varía de 60° a 120°, con un paso de 5° (alcance medio ~ 1800 km).

Resultados

Se estimaron R , alcance terrestre, y σ_r , bearing, para señales transmitidas a frecuencias que varían entre 10 MHz y 20 MHz con un paso de 0.2 MHz y con un ángulo de elevación fijo de 15° (α). El ángulo acimutal de las ondas de radio transmitidas se varió entre los 60° y 120° con un paso de 5° bajo dos escenarios ionosféricos: condiciones no perturbadas y en presencia

de una TID. El ángulo de 15° es típico para una comunicación eficiente a larga distancia. En el rango de frecuencias considerado, se observan tres rayos de Pedersen correspondientes a reflexiones justo debajo de los picos de las capas E, F1 y F2 a frecuencias ~ 10.7 , ~ 13.4 y ~ 20.0 MHz, respectivamente. La Fig. (3.9) muestra una ilustración esquemática con algunas de las trayectorias de rayos obtenidas. Los alcances y las alturas de reflexión de las ondas que se reflejan desde las capas específicas (trayectorias blancas) aumentan para frecuencias crecientes hasta que se alcanza el rayo de Pedersen (trayectorias negras). Del rango de frecuencias de 10.0 a 20.0 MHz, el subconjunto de 11.0 a 18.4 MHz se analiza en lo que sigue, que incluye el modo de propagación F1 y F2, y el rayo de Pedersen de la capa F1. Para una ionósfera sin perturbación, R y σ_r oscilan entre los 1200 y 1800 km y los 55° y 115° , respectivamente. Estos rangos se obtienen para $\alpha=15^\circ$, variando la frecuencias de onda entre 11.0 y 18.4 MHz, y el ángulo de acimut entre 60° y 120° . La única excepción es el rayo de Pedersen de la región F1 a una frecuencia de ~ 13.4 MHz para dos ángulos de acimut: $\sim 70^\circ$ y $\sim 100^\circ$, donde R aumenta notablemente a 2300 km. Los resultados de todas estas simulaciones se resumen en la Fig. (3.10). Con la presencia de la TID, se pueden anticipar variaciones en forma de onda en R y σ_r . Esto se puede notar en la Fig. (3.11) que muestra ambos parámetros en términos de tiempo para la ionósfera perturbada usando el modelo de TID descrito en 3.2. También se muestran las desviaciones de su valor no perturbado, donde las variaciones en forma de onda aparecen claramente. Se observan variaciones más grandes para frecuencias más altas. En el caso del rayo de Pedersen que se propaga con un índice de refracción muy pequeño (más específicamente, su componente vertical se aproxima a cero), cambios menores en n_e conducen a cambios significativos en las trayectorias de los rayos que se pueden observar en la Fig. (3.12) a través de la variación de tiempo de R y σ_r .

Discusión

Con respecto a los efectos detectables de las TIDs, la Fig. (3.11) muestra una clara periodicidad de 15 minutos de los valores de R y σ_r , junto con una inclinación del patrón de perturbación que viene dada por la longitud de onda GW de 240 km. En el caso del rayo de Pedersen, que se muestra en la Fig. (3.12), las variaciones en forma de onda no se observan, ya que se detectan por la gran variabilidad del acimut $\sim 70^\circ$ y $\sim 100^\circ$. Sin embargo, ambas figuras corresponden a los parámetros de TID especificados utilizados en este caso de estudio, que influyen fuertemente en las características "onduladas" de R y σ_r . Las estructuras en forma de onda reproducidas por R y σ_r resultan en una variación aparente, u oscilación, de objetivos estacionarios, según lo analizado por Nickisch et al. [2007] donde se proporciona una solución para esta oscilación aparente de los objetivos del radar OTH producidos por las TIDs. Sin embargo, el principal propósito de este caso de estudio es demostrar que el

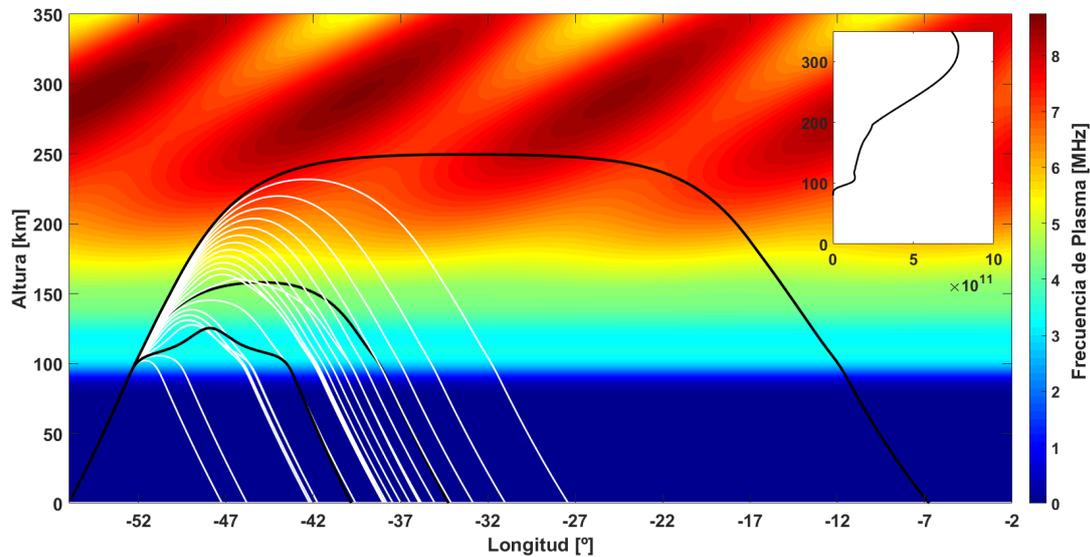


Fig. 3.9 Ilustración esquemática de trayectorias de rayos para una ionósfera perturbada para el rango de frecuencias de frecuencias mínimas y máximas de 10-20 MHz, respectivamente) con un paso de frecuencia de 0,5 MHz y un ángulo de elevación de 15° . El camino más corto corresponde a 10 MHz y el más largo a 20 MHz. Los caminos de rayos negros corresponden a los rayos de Pedersen para 10.7 (rayo negro inferior), ~ 13.4 (rayo negro medio) y ~ 20.0 MHz (rayo negro superior). Esquina derecha: perfil de altura de densidad de electrones [m^{-3}] correspondiente a la frecuencia de plasma mostrada, con picos de capa E, F1 y F2 a 110, 190 y 300 km respectivamente.

código de trazado de rayos implementado es capaz de funcionar bajo condiciones variables y cercanas a las reales, ya que se vincula a los modelos IRI-2016, NRLMSIS-00 e IGRF-12 para los parámetros necesarios y además puede incluir la perturbación del medio ionosférico. Esto queda demostrado al proporcionar el resultado de varias simulaciones no sólo para las rutas de rayos regulares sino también para los rayos de Pedersen.

Conclusión

La trayectoria de las señales de HF que viajan a través de la ionósfera depende en gran medida de la densidad de electrones, que a su vez varía con las condiciones de radiación solar ionizante, la estación, el tiempo, la ubicación y las perturbaciones de ionización. Teniendo en cuenta una ionósfera perturbada con una TID simulada, R y σ_r para diferentes trayectorias de rayos se estimaron a partir de varias simulaciones utilizando nuestro algoritmo de trazado de rayos. Los efectos más fuertes en ambos parámetros se observan para la frecuencia correspondiente al rayo de Pedersen, que es altamente sensible a la variación espacial del índice de refracción. La presencia de la TID, cuando una frecuencia de funcionamiento del radar está demasiado cerca de la frecuencia máxima utilizable que puede ser reflejada por la

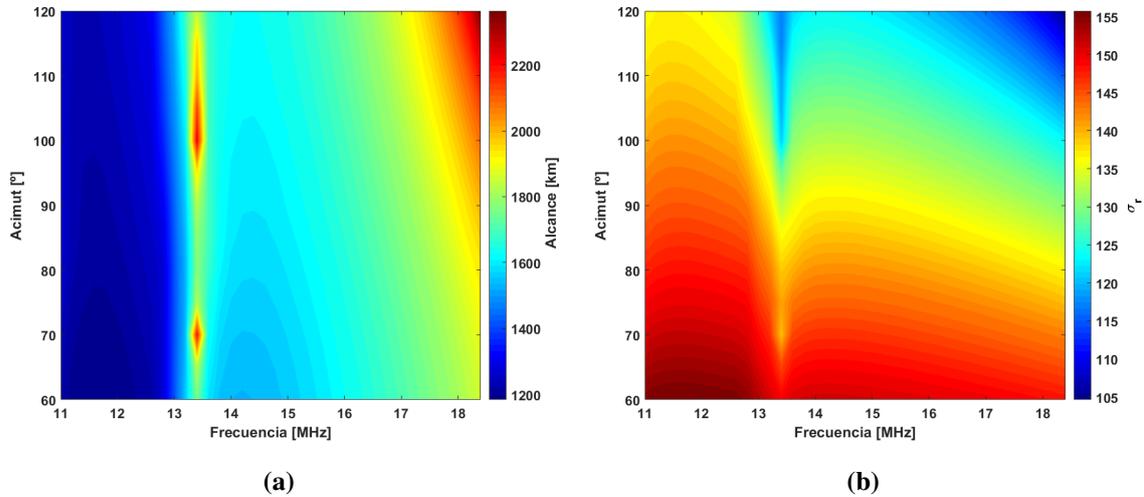


Fig. 3.10 (a) Alcance, R , y (b) bearing, σ_r , para el rango de frecuencia de 11.0-18.4 MHz y el rango de ángulo de acimut de 60-120° estimado con nuestro código de trazado de rayos para ángulo de elevación de 15°, 37° S, 57° O la ubicación del transmisor y una ionósfera de fondo sin perturbaciones obtenida del IRI-2016 para el 3 de enero de 2008, a las 12 LT (solsticio de verano en el hemisferio sur y nivel mínimo de actividad solar).

ionósfera o al modo de propagación de Pedersen, puede provocar una pérdida de reflexión ionosférica. En el caso de la frecuencia máxima utilizable, un incremento de frecuencia mínimo desviaría el rayo, como en el caso del modo Pedersen debido a su condición cuasi crítica. Para las condiciones de propagación consideradas, el efecto de la TID en el rayo de Pedersen puede ser ~ 4 veces mayor que para otras frecuencias considerando valores absolutos de R y σ_r . Los valores exactos dependerán de las características de la GW que inducen la TID simulada y de la posición del transmisor, que determina las densidades y temperaturas en la ionósfera y la atmósfera superior, y el campo magnético de la Tierra. El modelado de las variaciones de la trayectoria de los rayos HF en términos de TID características y bajo diferentes condiciones ionosféricas y ubicaciones de transmisores y patrones de radiación puede contribuir a la mitigación de los efectos de las TIDs, ya sea ayudando a mejorar los métodos existentes o a desarrollar nuevos.

3.2.2 Caso de Estudio 2

En este caso de estudio, se analizan los efectos sobre la propagación de la señal de HF de los cambios en las condiciones ionosféricas debidos a múltiples MS-TID, combinados con variaciones del nivel de actividad diurna, estacional y solar.

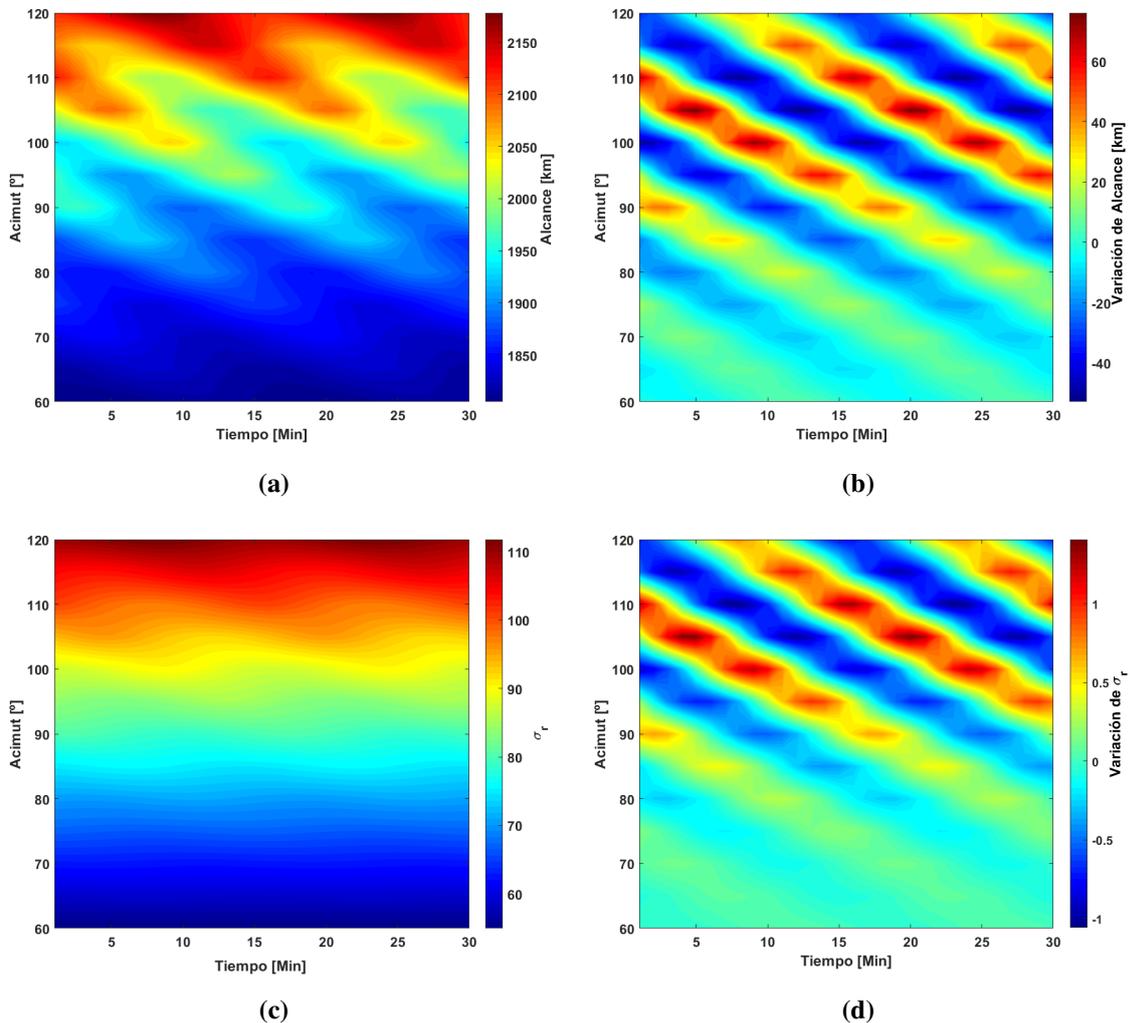


Fig. 3.11 (a) R y (c) σ_r variación temporal desde el inicio del TID, y su desviación de los valores no perturbados (b y d) para $f = 18.0$ MHz y $\alpha = 15^\circ$. Tenga en cuenta las diferentes escalas. Transmisor a 37° S, 57° O. Ionosfera no perturbada obtenida de IRI-2016 para el 3 de enero de 2008, a las 12 LT.

Configuración de cálculo

Se consideraron diferentes escenarios de ionósfera de fondo según el nivel de actividad solar, la estación, el día y las condiciones de perturbación. Se eligieron los años 2008 y 2001 para analizar las condiciones mínimas y máximas de nivel de actividad solar, respectivamente (seleccionadas de acuerdo con el número medio anual de manchas solares, Rz). En particular, se utilizaron los días tranquilos del 3 de enero, 02 de abril, 19 de julio, 09 de octubre de 2008 y 01 de enero, 30 de abril, 28 de julio, 24 de octubre de 2001. El análisis se realizó para 12 LT y 19 LT.

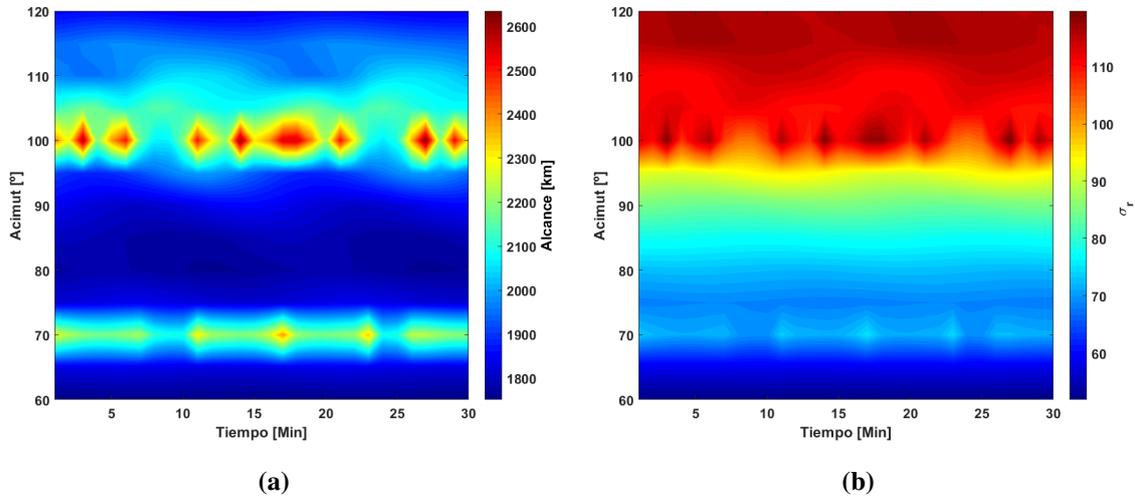


Fig. 3.12 (a) R y (b) σ_r variación temporal para $f=13.4$ MHz and $\alpha = 15^\circ$, desde el comienzo de la TID.

Para la ionósfera perturbada, tres TIDs se superpusieron al mismo tiempo a la ionósfera de fondo modelada. Los parámetros de TID se establecieron en $2\pi/k_h = 240$ km, $\tau = 15$ min, y $U_{b(z_0)} = 30 \text{ ms}^{-1}$ a una altura de referencia de 240 km, que son características de las MS-TID. Las direcciones de propagación de TID son: TID1 = 0° (dirección norte), TID2 = 30° (dirección noreste) y TID3 = 330° (dirección noroeste). El horario de ocurrencia de las perturbaciones ionosféricas y las direcciones de propagación fueron elegidas de acuerdo con Valladares [2016]. Suponemos nuevamente un transmisor ubicado en 37° S, 57° O, con un ángulo de elevación de 15° , un rango de ángulos acimutales de 60° a 120° con pasos de 1° y frecuencias entre 10 y 20 MHz con pasos de 0.5 MHz.

Resultados

El propósito de este estudio al analizar diferentes condiciones ionosféricas, incluidas las TIDs, es, al igual que en el caso anterior, detectar sus efectos en las cantidades de interés, R y σ_r , al calcular las trayectorias de rayos para diferentes escenarios. La Fig. (3.13) muestra R para los cuatro días tranquilos en 2008 a las 12 LT. Es interesante ver que a pesar de que no hay perturbaciones presentes, el gradiente inherente del n_e produce una gran variabilidad para una misma frecuencia y acimuts diferentes, principalmente para las frecuencias más altas, que viajan largas distancias y alcanzan alturas más altas sufriendo en consecuencia efectos más fuertes debidos a las variaciones geográficas del n_e . Este tipo de comportamiento es razonable debido a la morfología no homogénea de la ionósfera, que presenta un gradiente decreciente de valores de n_e de Norte a Sur, como se puede ver en la (3.14). En particular,

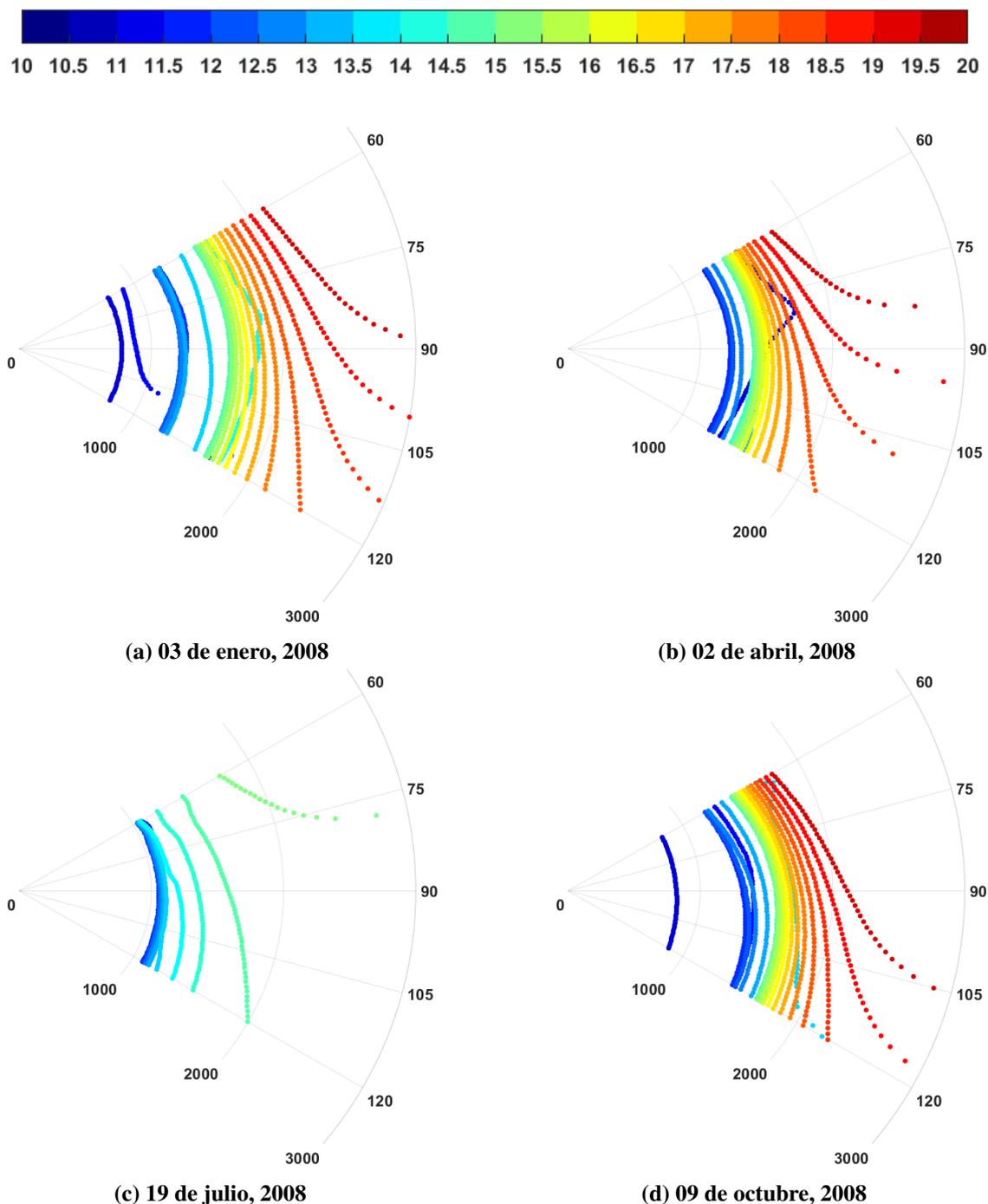
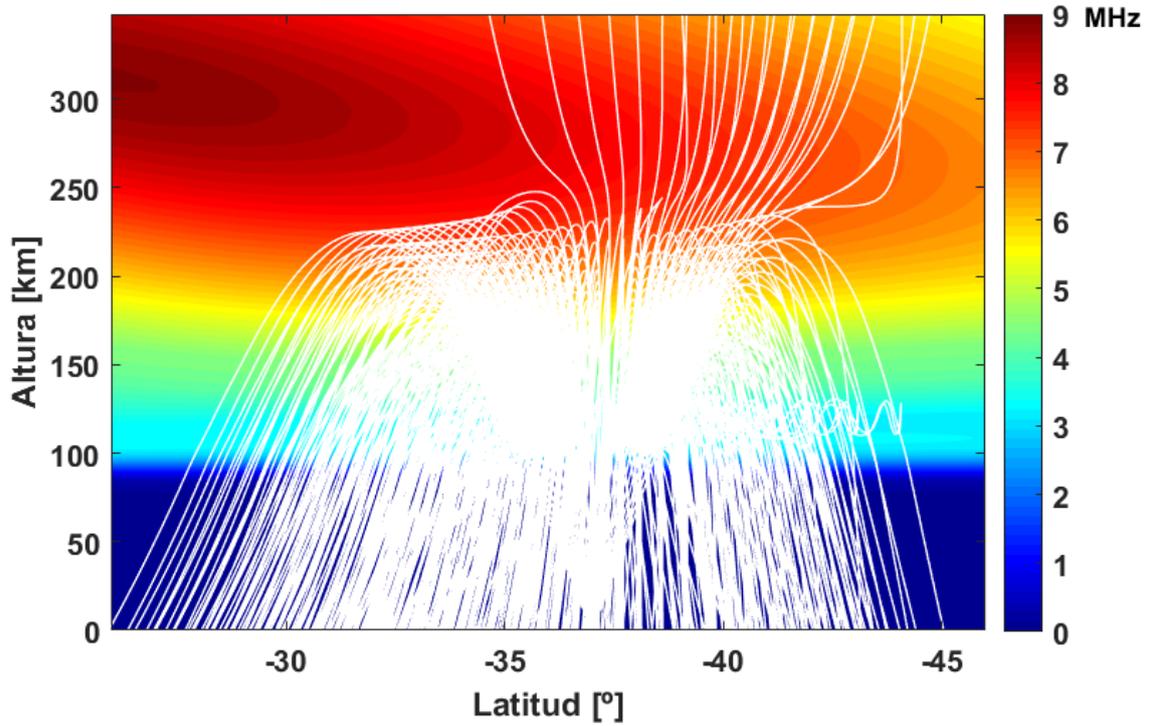
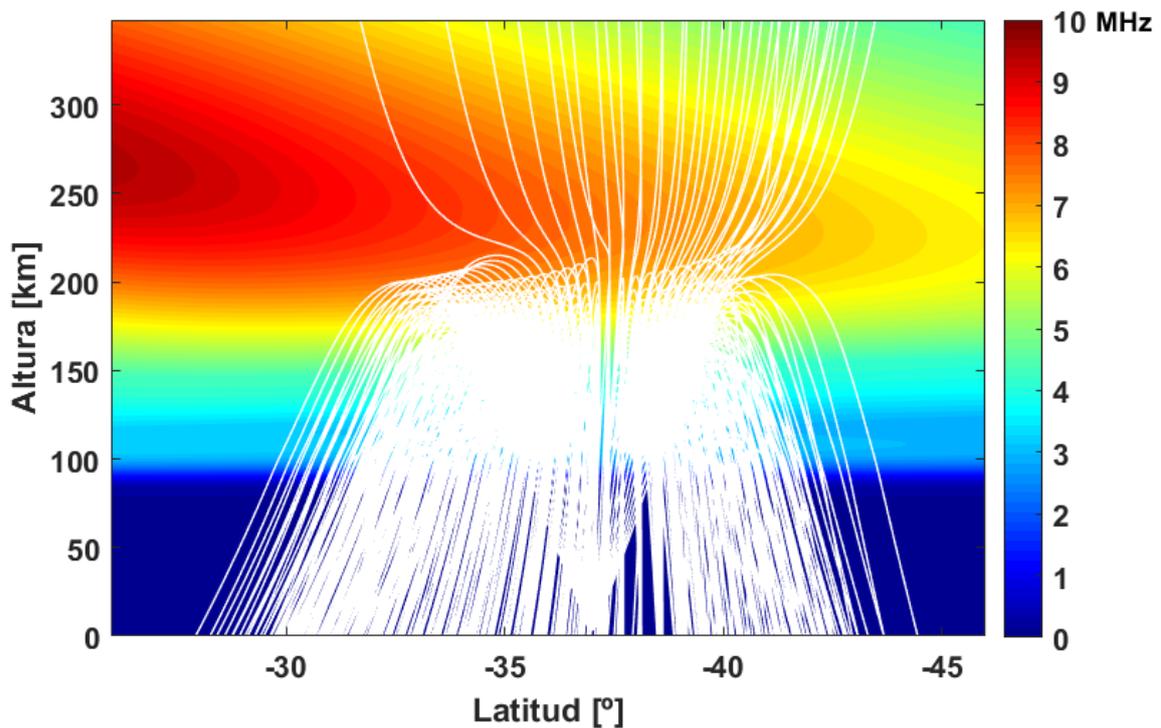


Fig. 3.13 Huellas para condiciones no perturbadas, frecuencias entre 10 MHz (puntos azules) a 20 MHz (puntos rojos) con un paso de 0.5 MHz y ángulos de acimut entre 60° y 120° con un paso de 1° a las 12 LT para días de nivel mínimo de actividad solar (año 2008) correspondientes a: a) 03 de enero, b) 02 de abril, c) 19 de julio y d) 09 de octubre.



(a)



(b)

Fig. 3.14 Perfiles de frecuencia de plasma para Longitud -57° y rango de Latitudes que varían entre -46° y -26° y las correspondientes trayectorias de rayos para ángulos de acimut entre 60° y 120° con un paso de 2° y frecuencias de 10 a 20 MHz con un paso de 0.5 MHz a las 12 LT para los días: a) 03 de enero de 2008, b) 02 de abril de 2008.

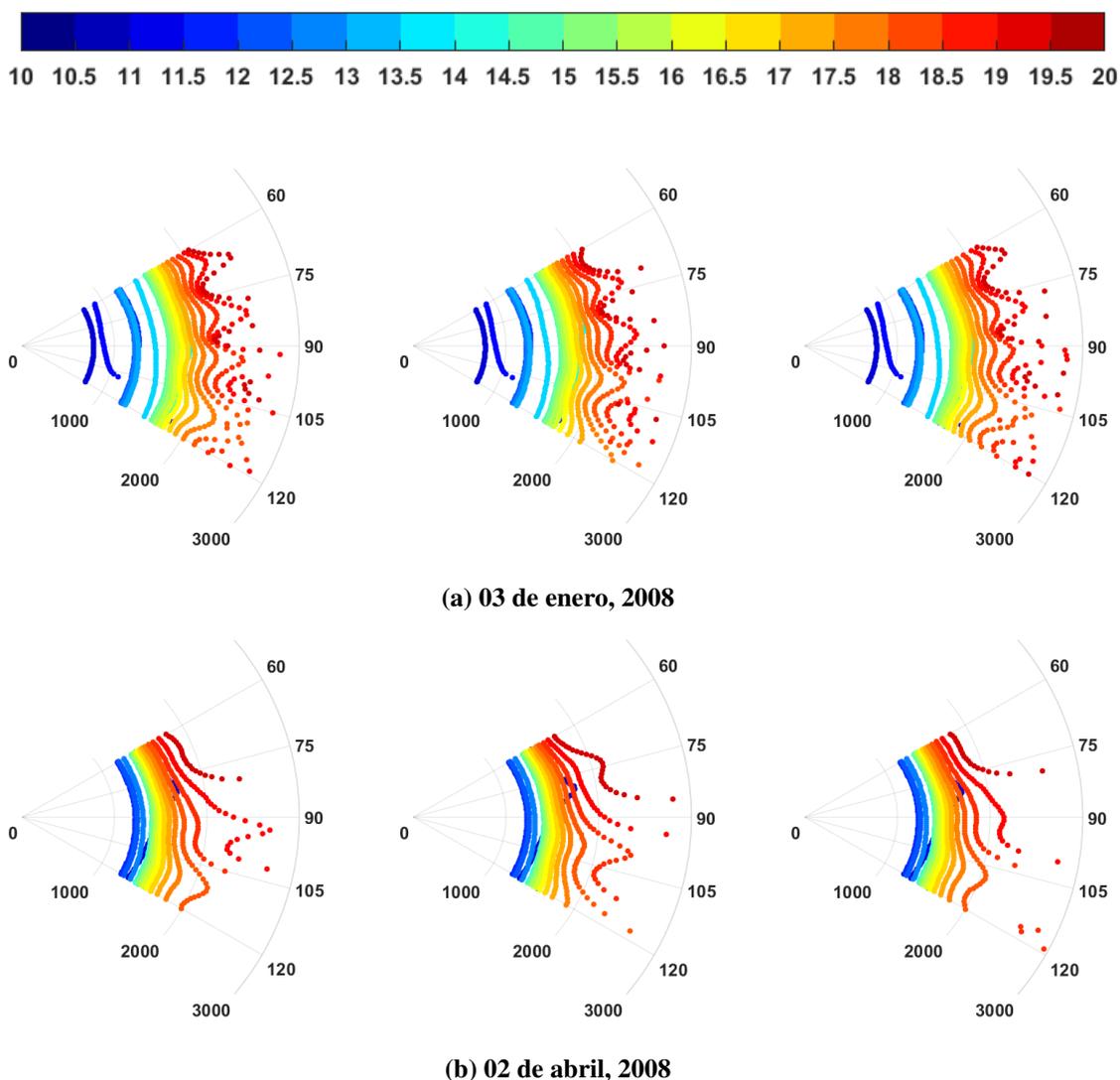


Fig. 3.15 Huellas para condiciones perturbadas en $t_1 = 0$, $t_2 = 7$ y $t_3 = 13$ min para frecuencias entre 10 MHz (puntos azules) a 20 MHz (puntos rojos) con un paso de 0.5 MHz y ángulos de acimut entre 60° y 120° con un paso de 1° a las 12 LT para días de nivel mínimo de actividad solar (año 2008) correspondientes a: a) 03 de enero y b) 02 de abril.

para la temporada de invierno, vista en la Figura (3.13) (c), la mayoría de las frecuencias elegidas para realizar el análisis no son compatibles, lo que significa que las trayectorias de los rayos penetran en la ionósfera. En la misma figura se puede ver claramente que para las frecuencias más altas soportadas en cada día, a medida que los haces se alejan del ángulo de acimut de 60° (dirección noreste) hacia el sur, los valores de R aumentan más de 10° (~ 1000 km) en algunos casos. Las Fig. (3.15) y (3.16) muestran los resultados obtenidos con la presencia de las TIDs. Cada fila representa los cuatro días analizados en 2008 a las 12 LT y

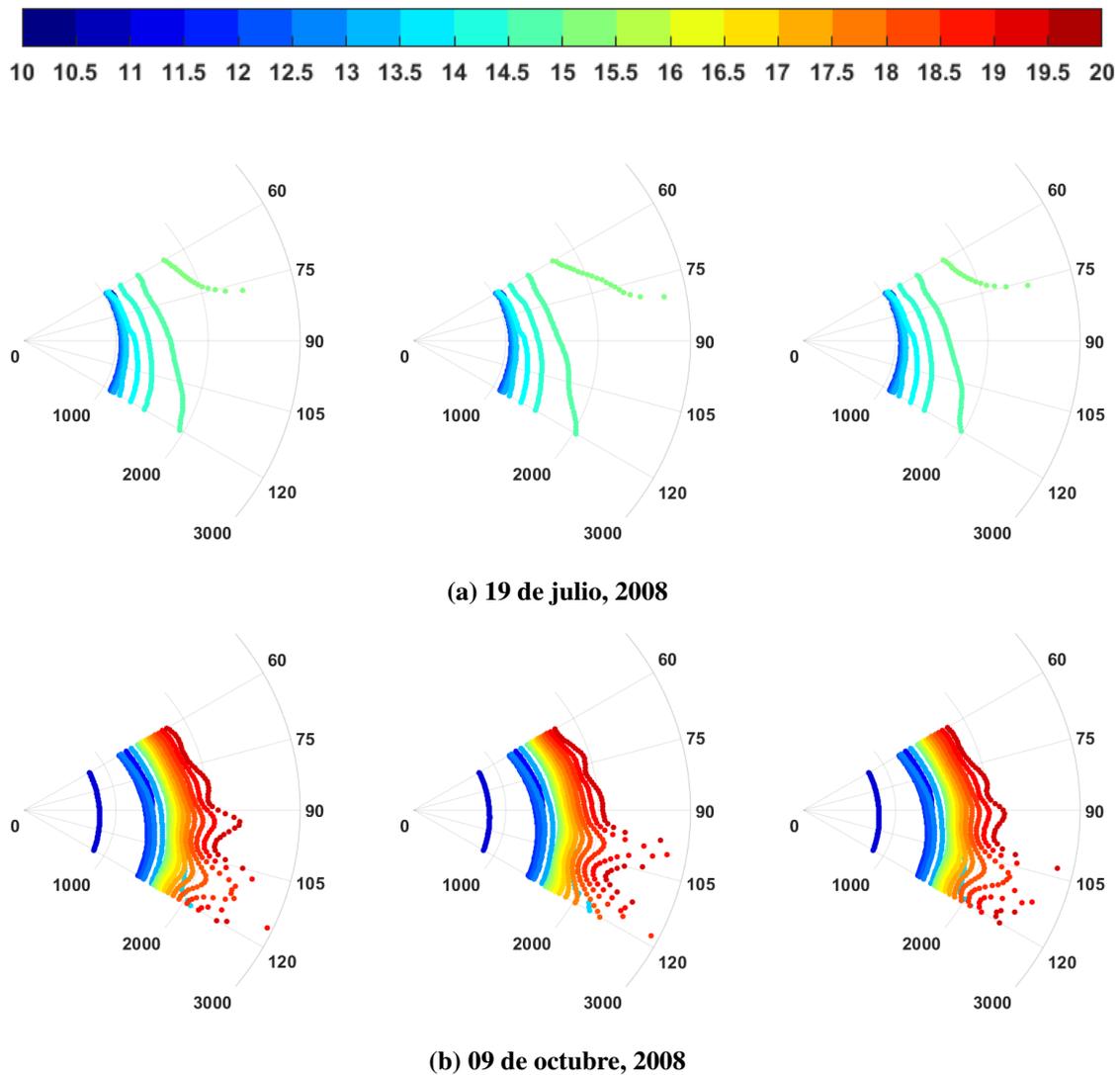


Fig. 3.16 Huellas para condiciones perturbadas en $t_1 = 0$, $t_2 = 7$ y $t_3 = 13$ min para frecuencias entre 10 MHz (puntos azules) a 20 MHz (puntos rojos) con un paso de 0.5 MHz y ángulos de acimut entre 60° y 120° con un paso de 1° a las 12 LT para días de nivel mínimo de actividad solar (año 2008) correspondientes a: a) 19 de julio y b) 09 de octubre.

las columnas corresponden a las huellas durante tres momentos diferentes durante el paso de la perturbación, $t_1 = 0$ min, $t_2 = 7$ min y $t_3 = 13$ min.

En las Figs. (3.17) y (3.18), la primera columna representa la diferencia entre los valores de R en $t_1 = 0$ min en presencia de las TIDs y los valores de R para una ionósfera no perturbada, en adelante ΔR . Para la segunda columna, se usaron las mismas condiciones para mostrar los cambios del σ_r producidos por la presencia de la perturbación de la densidad de electrones, denotada como $\Delta\sigma_r$. Podemos ver aquí que las mayores variaciones son para el solsticio de verano Figs. (3.17) (a) y (b) donde ΔR tiene valores alrededor de ± 400 km y

el $\Delta\sigma_r$ de $\pm 10^\circ$ para las frecuencias más altas. Algo importante para resaltar aquí es que los haces se ven afectados de manera bastante similar para todos los ángulos de acimut. En el equinoccio de primavera Figs. (3.18) (c) y (d), ΔR también puede alcanzar ± 400 km y $\Delta\sigma_r$ de $\pm 10^\circ$, pero para la mayoría de los haces las variaciones son entre ± 200 km y $\pm 5^\circ$, respectivamente. A diferencia del caso anterior, aquí solo la porción de los ángulos de acimut entre 90° y 120° se ve fuertemente afectada. Las Figs. (3.17) (c) y (d) muestran los resultados para el equinoccio de otoño, donde ΔR tiene un rango de ± 100 km y $\Delta\sigma_r$ de $\pm 2^\circ$, con algunos puntos entre ± 200 km y $\Delta\sigma_r$ de $\pm 5^\circ$. La variabilidad más baja para 2008 y 12 LT corresponde al solsticio de invierno, con ΔR y $\Delta\sigma_r$ por debajo de 50 km y 1° , excepto en algunos casos donde tenemos cambios de 100 km y 2° , respectivamente.

La Fig. (3.19) muestra R correspondiente a los mismos días que antes en una ionósfera no perturbada, pero a 19 LT. Lo primero que hay que mencionar aquí es que varias frecuencias pertenecientes a la mitad superior de nuestro rango pierden soporte. El caso extremo de esto corresponde al 19 de julio, en el cual todos los caminos de rayos penetran en la ionósfera como se puede ver en la Fig. (3.19) (c). La Fig. (3.20) muestra los resultados cuando los TID se superponen, excepto el 19 de julio, ya que a pesar de la presencia de las perturbaciones, los rayos siguen penetrando en la ionósfera. ΔR y $\Delta\sigma_r$ se trazan en la Fig. (3.21), aquí podemos observar que nuevamente los valores más altos son para el día del solsticio de verano Figs. (3.20) (a) y (b) donde ΔR tiene un rango entre ± 200 km y el $\Delta\sigma_r$ de $\pm 5^\circ$ con una pequeña densidad de puntos alrededor de ± 400 km y $\Delta\sigma_r$ de $\pm 10^\circ$. La frecuencia máxima reflejada fue de 19 MHz. Se encuentran resultados similares para el equinoccio de primavera Figs. (3.20) (d) y (e), excepto que en este caso la frecuencia máxima reflejada en la ionósfera es de 16 MHz. En el equinoccio de otoño Figs. (3.20) (c) y (d), ΔR tiene un rango de ± 100 km y $\Delta\sigma_r$ de $\pm 5^\circ$, para un grupo de solo cuatro frecuencias reflejadas (de 10 a 11.5 MHz).

Los resultados para los días de 2001 a 12 LT para una ionósfera no perturbada se representan en la Fig. (3.22). Podemos observar que los valores máximos de R disminuyeron considerablemente en comparación con los días de nivel mínimo de actividad solar. Solo para la frecuencia de 17 MHz en 03 de enero, R es mayor de 2000 km (puntos amarillos oscuros en la Fig. (3.22) (a)). De la Fig. (3.23) (a) y (b), podemos determinar que la mayor variabilidad es para el 01 de enero, solsticio de verano, con $\Delta R \pm 40$ km y $\Delta\sigma_r \pm 1^\circ$, excepto los puntos amarillos oscuros que experimentan variaciones de hasta ± 300 km y $\pm 2^\circ$. El 24 de octubre Fig. (3.24) (c) y (d), los resultados obtenidos están entre $\Delta R \pm 20$ km y $\Delta\sigma_r \pm 0.5^\circ$. Para el equinoccio de otoño tenemos $\Delta R \pm 2$ km y $\Delta\sigma_r \pm 0.1^\circ$ Figs. (3.23) (c) y (d), similar al solsticio de invierno Figs. (3.24) (a) y (b).

Finalmente, el análisis durante días bajo el nivel máximo de actividad solar y condiciones no perturbadas a 19 LT se muestran en la Fig. (3.25). Todas las frecuencias aún pueden

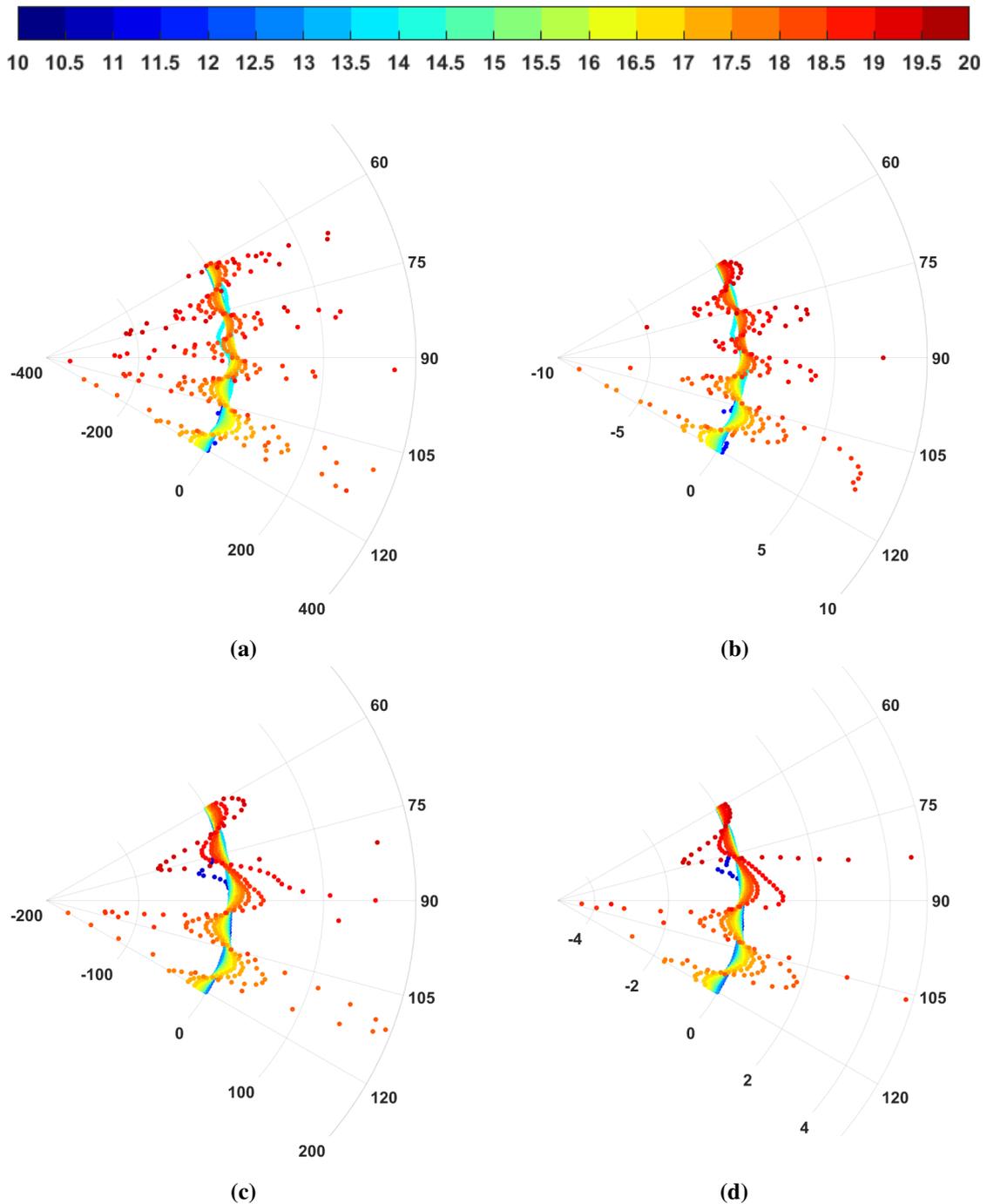


Fig. 3.17 ΔR (primera columna) y $\Delta\sigma_x$ (segunda columna) para frecuencias entre 10 MHz (puntos azules) a 20 MHz (puntos rojos) con un paso de 0.5 MHz y ángulos de acimut entre 60° y 120° con un paso de 1° a las 12 LT para días de nivel mínimo de actividad (año 2008) correspondientes a: (a) y (b) 03 de enero, (c) y (d) 02 de abril.

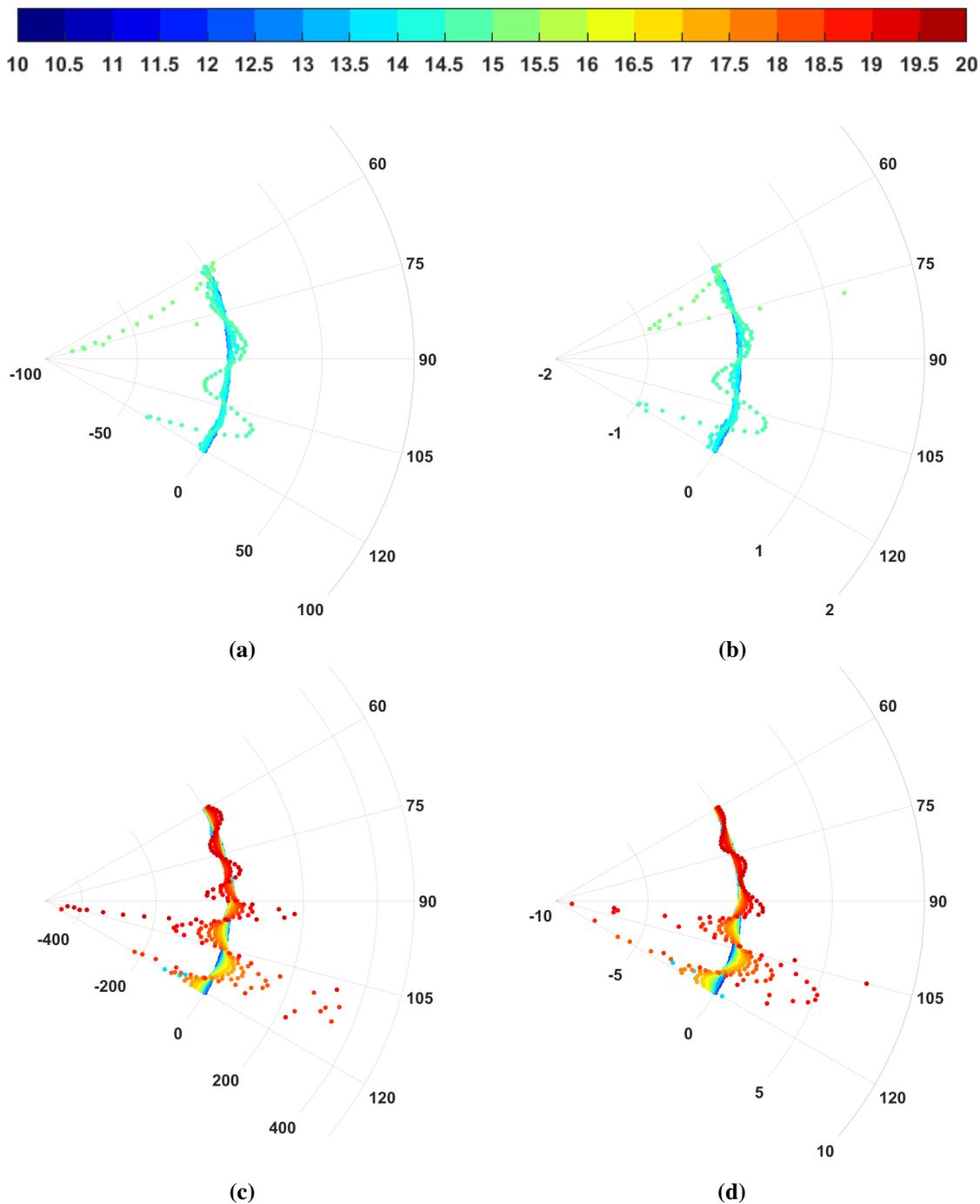


Fig. 3.18 ΔR (primera columna) y $\Delta \sigma_r$ (segunda columna) para frecuencias entre 10 MHz (puntos azules) a 20 MHz (puntos rojos) con un paso de 0.5 MHz y ángulos de acimut entre 60° y 120° con un paso de 1° a las 12 LT para días de nivel mínimo de actividad solar (año 2008) correspondientes a: (a) y (b) 19 de julio, (c) y (d) 09 de octubre.

reflejarse en la ionósfera. Los cambios en R y σ_r debido al paso de las TIDs se representan en las Figs. (3.26) y (3.27). En las Figs. (3.26) (a) y (b) podemos ver que ΔR y $\Delta\sigma_r$ son más altos en el solsticio de verano con valores entre ± 400 km y $\pm 10^\circ$. En el equinoccio de primavera Figs. (3.27) (c) y (d) los rangos son $\Delta R \pm 200$ km y $\Delta\sigma_r \pm 5^\circ$, con un pequeño número de puntos fuera de estos límites que alcanzan los 400 km y 10° . El 28 de julio Figs. (3.27) (a) y (b), solsticio de invierno, los valores están principalmente entre ± 100 km y $\pm 5^\circ$, con un pequeño grupo de R y σ_r hasta 200 km y 10° . Se obtuvieron resultados similares para el equinoccio de otoño Figs. (3.26) (c) y (d).

Discusión y Conclusiones

Podemos a través de este caso de estudio comprobar nuevamente la fuerte dependencia de las trayectorias de las señales de HF con la variabilidad de la densidad de electrones. Para nuestros cuatro parámetros de ajuste y niveles de actividad solar mínimos, encontramos que para ambas, 12 LT y 19 LT, los efectos más fuertes producidos por la propagación de TIDs ocurre durante el solsticio de verano y el equinoccio de primavera. Los efectos más débiles fueron encontrados para el equinoccio de otoño y el solsticio de invierno. Si bien la intensidad de las variaciones de R y σ_r son bastante similares, el grupo de frecuencias capaces de reflejarse en la ionósfera difiere considerablemente, con algunos casos como el 19 de julio a las 19 LT, donde la ionización disminuye notablemente y la situación se acerca al espacio libre, en el sentido que para todas las frecuencias elegidas para las señales de HF penetran la ionósfera.

Para días de nivel máximo de actividad solar, la intensidad de los efectos sigue el mismo orden que antes, con las variaciones más fuertes para el 1 de enero y la más baja para el 28 de julio, excepto en los casos de las 19LT donde el orden cambia y las variaciones más bajas son para el 30 de abril. Algo importante a destacar aquí es la diferencia en la magnitud de ΔR y $\Delta\sigma_r$ entre el mediodía y el atardecer. Se puede ver claramente que para el mediodía, las variaciones pueden ser hasta 100 veces más pequeñas que las del atardecer.

Las Figs. (3.28) (a) y (b) pueden ayudar a explicar la dependencia de la propagación de la señal de HF con el n_e y la morfología de la ionósfera. En estas figuras podemos ver la altura máxima de las trayectorias de los rayos para un ángulo de acimut específico, 90° en este caso, para todas las frecuencias en el rango y para los niveles máximo y mínimo de actividad solar al mediodía y con ionósfera de fondo sin perturbación (líneas continuas) y con perturbación (líneas punteadas). Se puede ver claramente que en días de mínimo solar, la altura alcanzada por los haces es mayor que la de máximo solar, esto puede explicarse por la gran diferencia entre los perfiles de frecuencia de plasma donde los valores pueden tener variaciones superiores al 85%, y en consecuencia, el R para estas condiciones es mayor. Si

comparamos las alturas máximas de las trayectorias de rayos en condiciones perturbadas, con las alturas máximas de una ionósfera sin perturbación, podemos ver que la diferencia entre estos es bastante pequeña. Por lo tanto, podemos concluir que pequeñas diferencias en la trayectoria del rayo pueden dar lugar a grandes variaciones en R y σ_r , o incluso que no se produzca una reflexión del rayo. Esto se debe a los cambios producidos por la estratificación horizontal del n_e inducida por las TIDs.

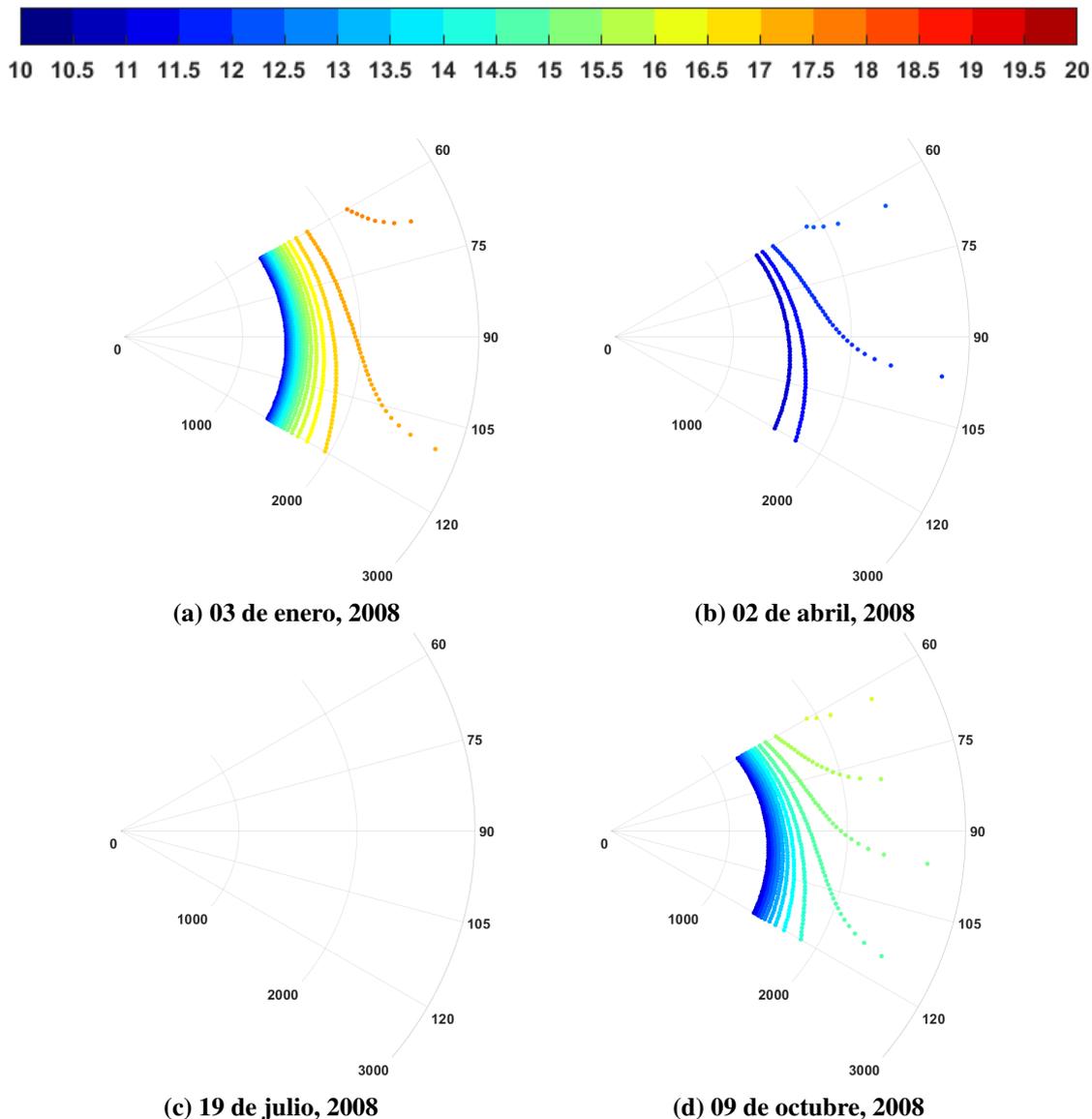


Fig. 3.19 Huellas para condiciones no perturbadas, frecuencias entre 10 MHz (puntos azules) y 20 MHz (puntos rojos) con un paso de 0.5 MHz y ángulos de acimut entre 60° y 120° con un paso de 1° a las 19 LT para días de nivel mínimo de actividad solar (año 2008) correspondientes a: a) 03 de enero, b) 02 de abril, c) 19 de julio y d) 09 de octubre.

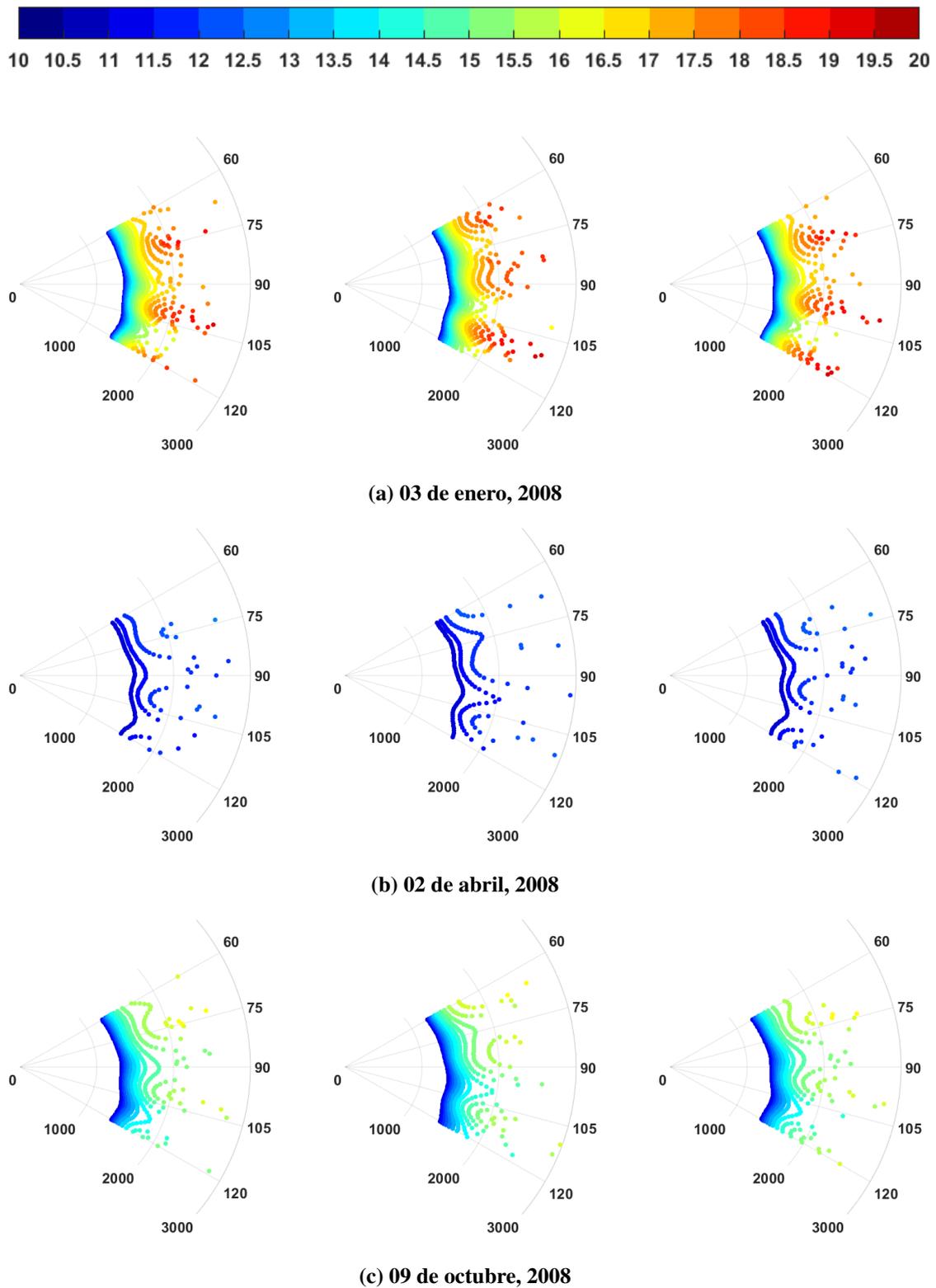


Fig. 3.20 Huellas para condiciones perturbadas en $t_1 = 0$, $t_2 = 7$ y $t_3 = 13$ min para frecuencias entre 10 MHz (puntos azules) y 20 MHz (puntos rojos) con un paso de 0.5 MHz y ángulos de acimut entre 60° y 120° con un paso de 1° a las 19 LT para días de nivel mínimo de actividad solar (año 2008) correspondientes a: a) 03 de enero y b) 02 de abril y c) 09 de octubre.

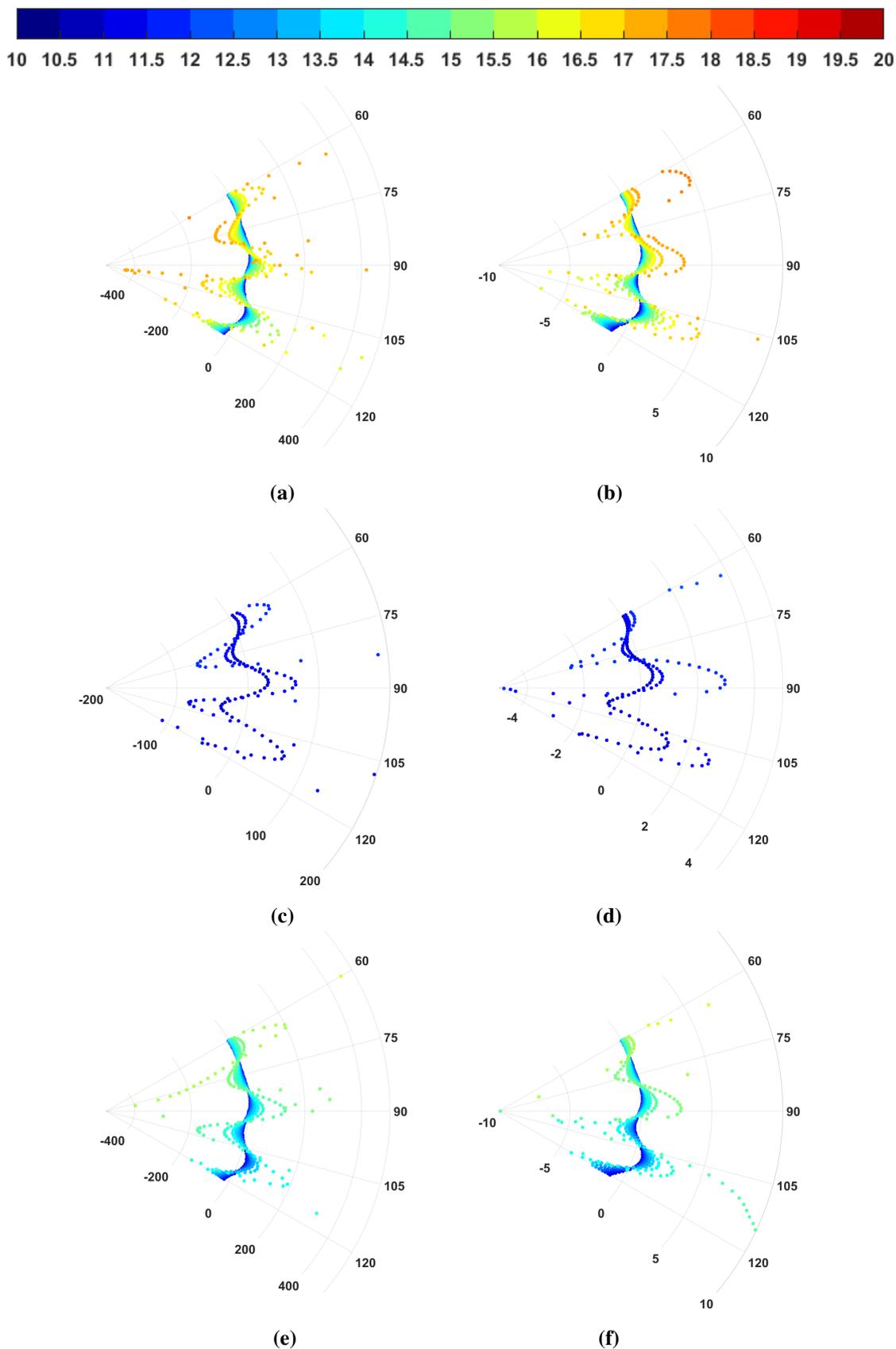


Fig. 3.21 ΔR (primera columna) y $\Delta \sigma_r$ (segunda columna) para frecuencias entre 10 MHz (puntos azules) y 20 MHz (puntos rojos) con un paso de 0.5 MHz y ángulos de acimut entre 60° y 120° con un paso de 1° a las 12 LT para días de nivel mínimo de actividad solar (año 2008) correspondientes a: (a) and (b) 03 de enero, (c) and (d) 02 de abril y (e) y (f) 09 de octubre.

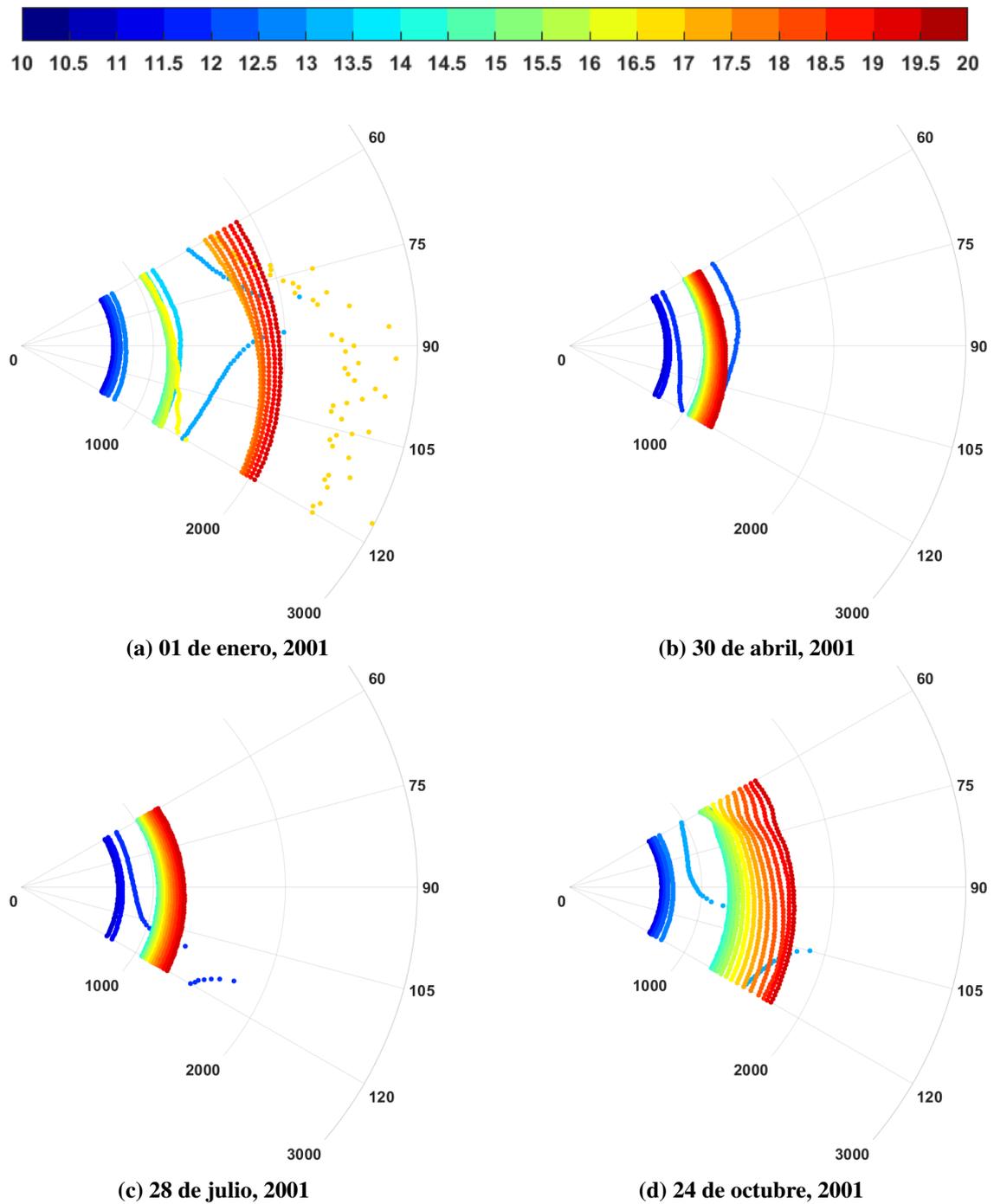


Fig. 3.22 Huellas para condiciones no perturbadas, frecuencias entre 10 MHz (puntos azules) y 20 MHz (puntos rojos) con un paso de 0.5 MHz y ángulos de acimut entre 60° y 120° con un paso de 1° a las 12 LT para días de nivel máximo de actividad solar (año 2001) correspondientes a: a) 01 de enero, b) 30 de abril, c) 28 de julio y d) 24 de octubre.

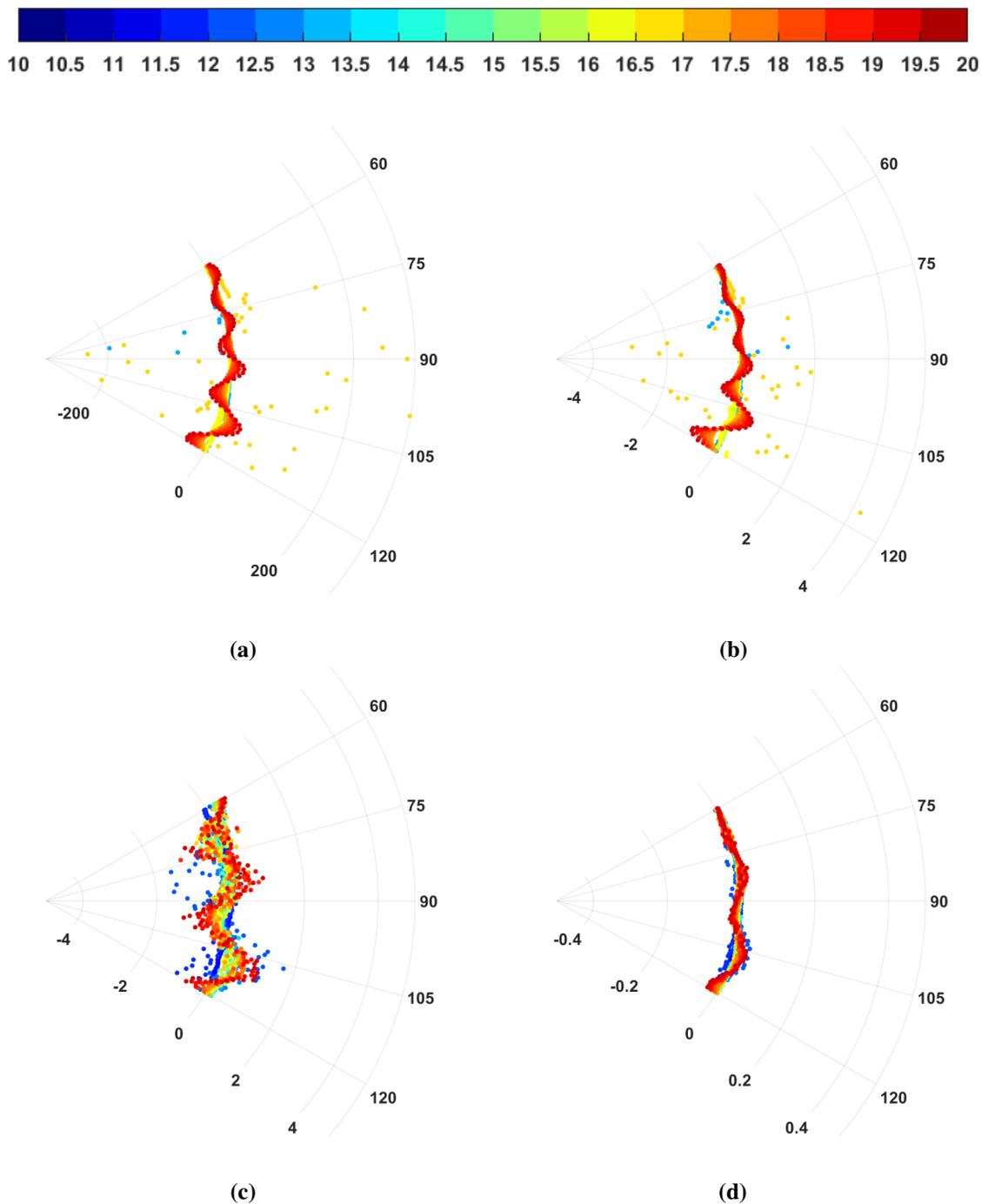


Fig. 3.23 ΔR (primera columna) y $\Delta\sigma_r$ (segunda columna) para frecuencias entre 10 MHz (puntos azules) y 20 MHz (puntos rojos) con un paso de 0.5 MHz y ángulos de acimut entre 60° a 120° con un paso de 1° a las 12 LT para días de nivel máximo de actividad solar (año 2001) correspondientes a: (a) y (b) 01 de enero, (c) y (d) 30 de abril.

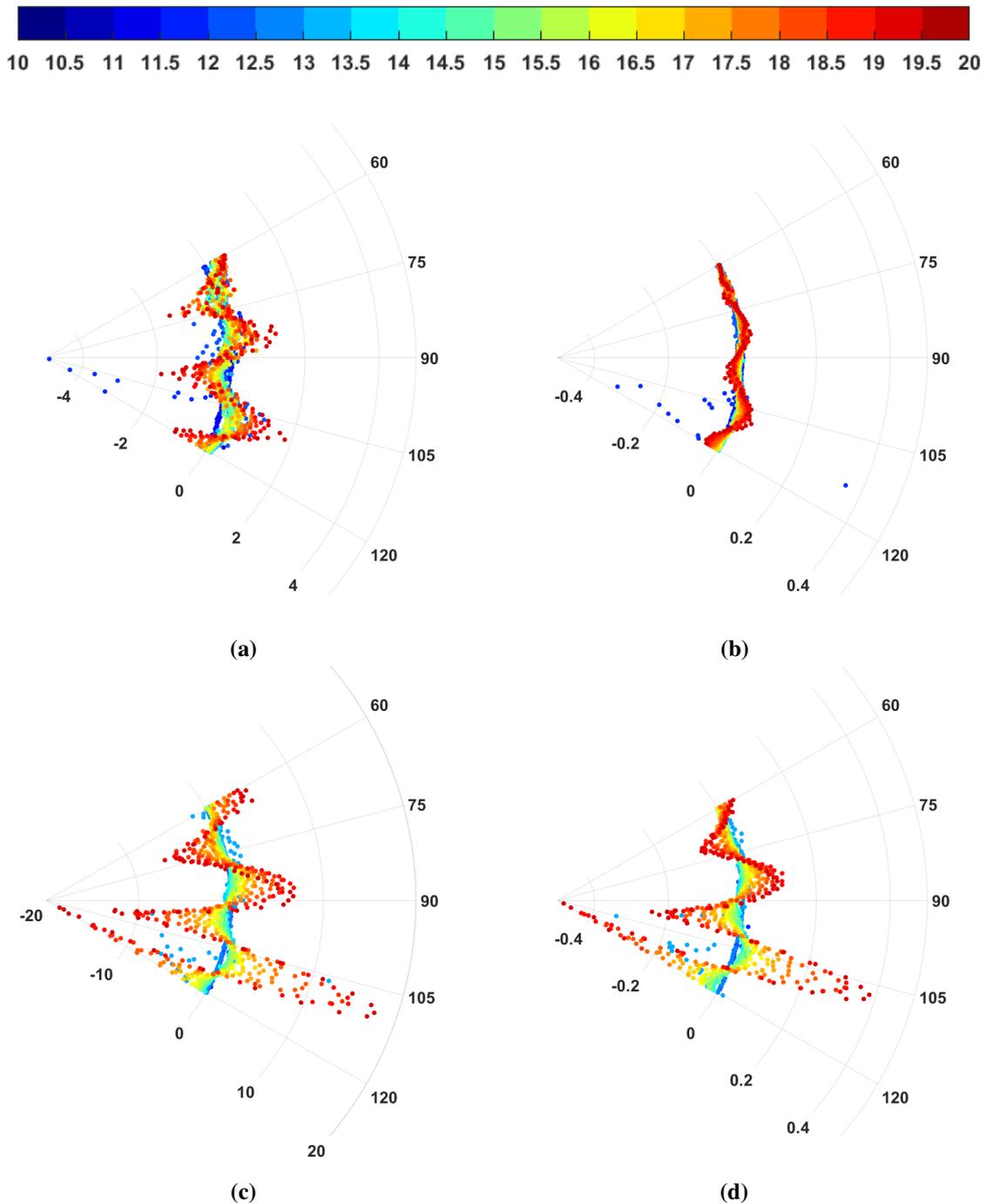


Fig. 3.24 ΔR (primera columna) y $\Delta\sigma_x$ (segunda columna) para frecuencias entre 10 MHz (puntos azules) y 20 MHz (puntos rojos) con un paso de 0.5 MHz y ángulos de acimut entre 60° a 120° con un paso de 1° a las 12 LT para días de nivel máximo de actividad solar (año 2001) correspondientes a: (a) y (b) 28 de julio, (c) y (d) 24 de octubre.

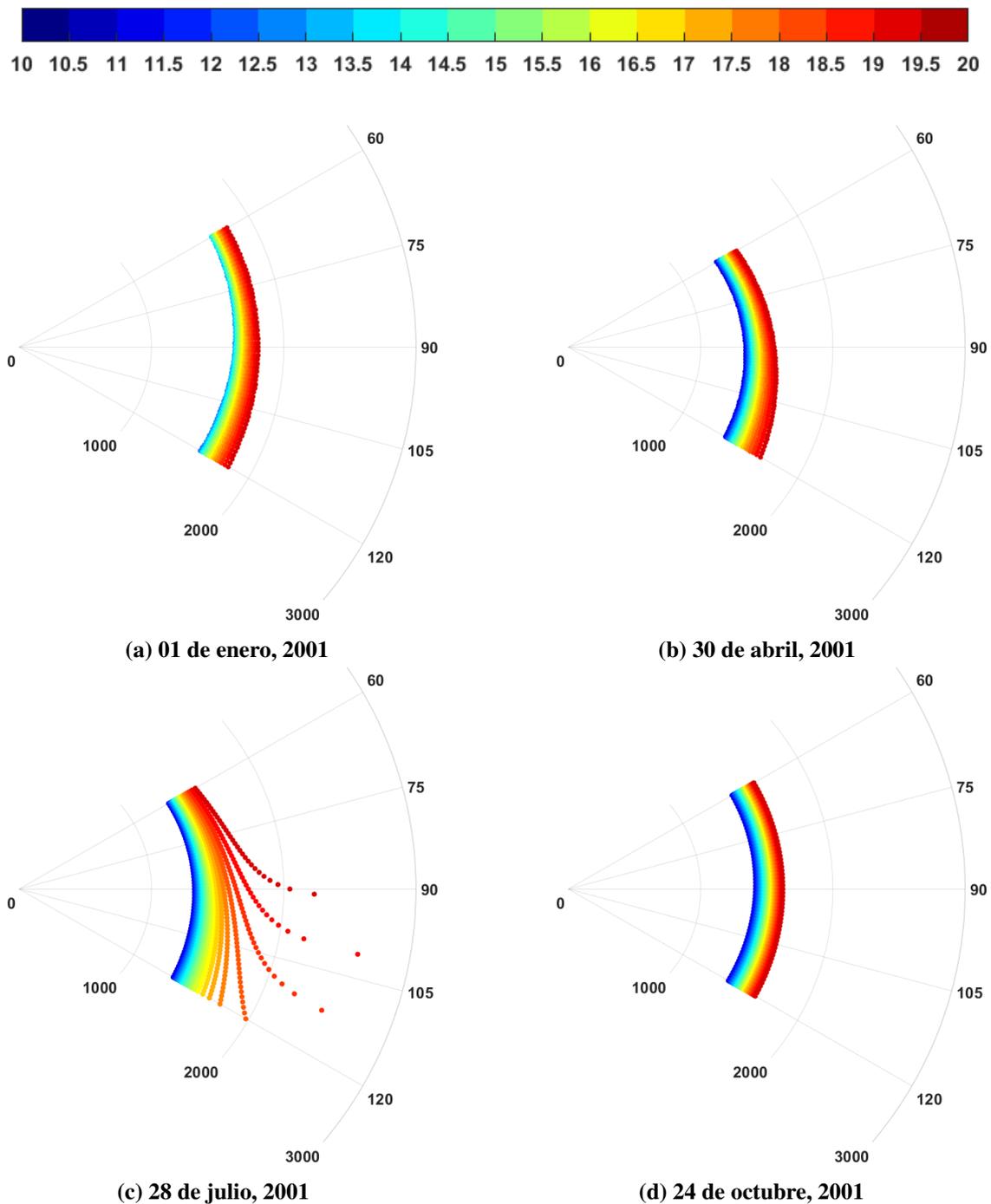


Fig. 3.25 Huellas para condiciones no perturbadas, frecuencias entre 10 MHz (puntos azules) y 20 MHz (puntos rojos) con un paso de 0.5 MHz y ángulos de acimut entre 60° y 120° con un paso de 1° a las 19 LT para días de nivel máximo de actividad solar (año 2001) correspondientes a: a) 01 de enero, b) 30 de abril, c) 28 de julio y d) 24 de octubre.

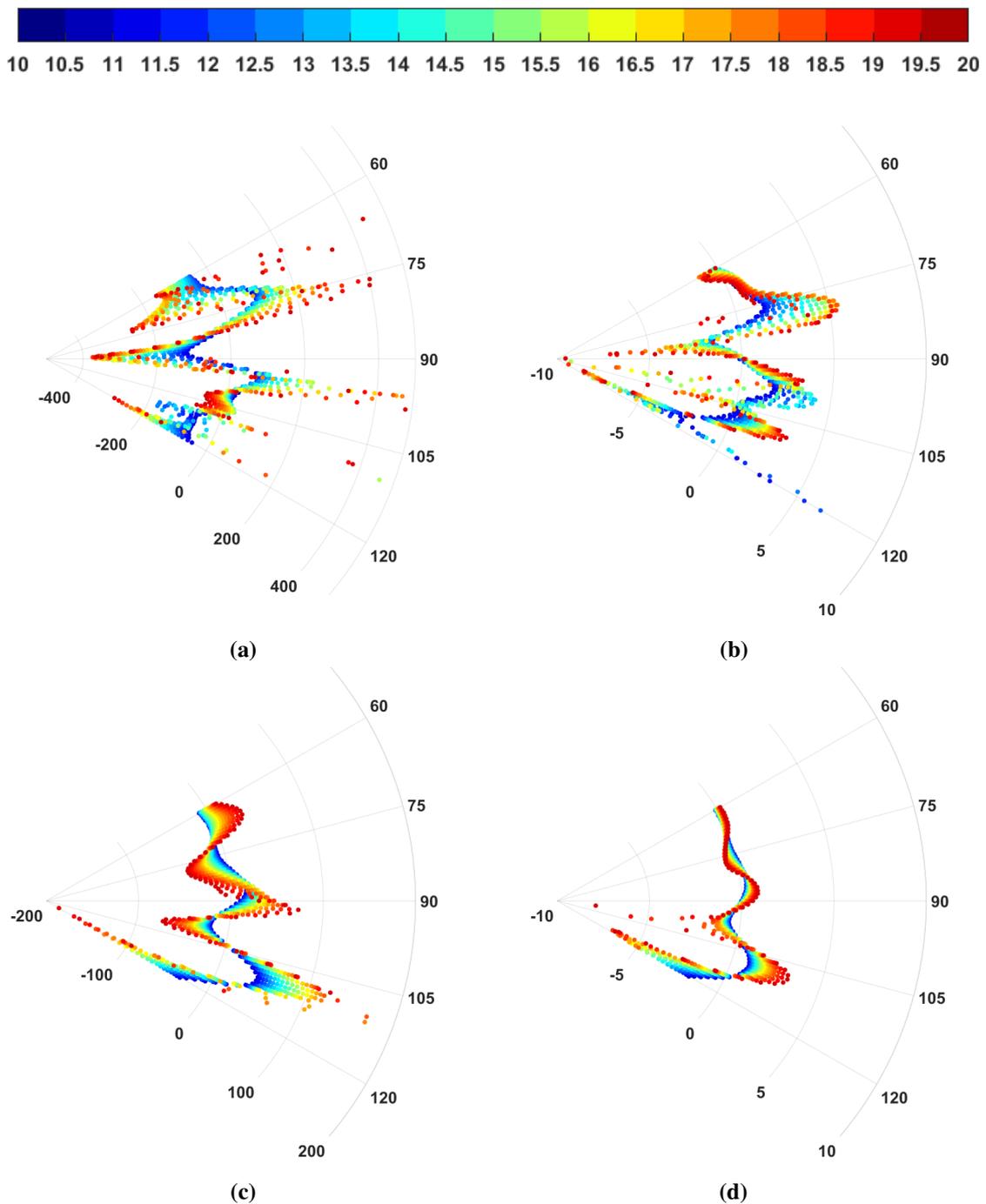


Fig. 3.26 ΔR (primera columna) y $\Delta\sigma_x$ (segunda columna) para frecuencias entre 10 MHz (puntos azules) y 20 MHz (puntos rojos) con un paso de 0.5 MHz y ángulos de acimut entre 60° a 120° con un paso de 1° a las 19 LT para días de nivel máximo de actividad solar (año 2001) correspondientes a: (a) y (b) 01 de enero, (c) y (d) 30 de abril.

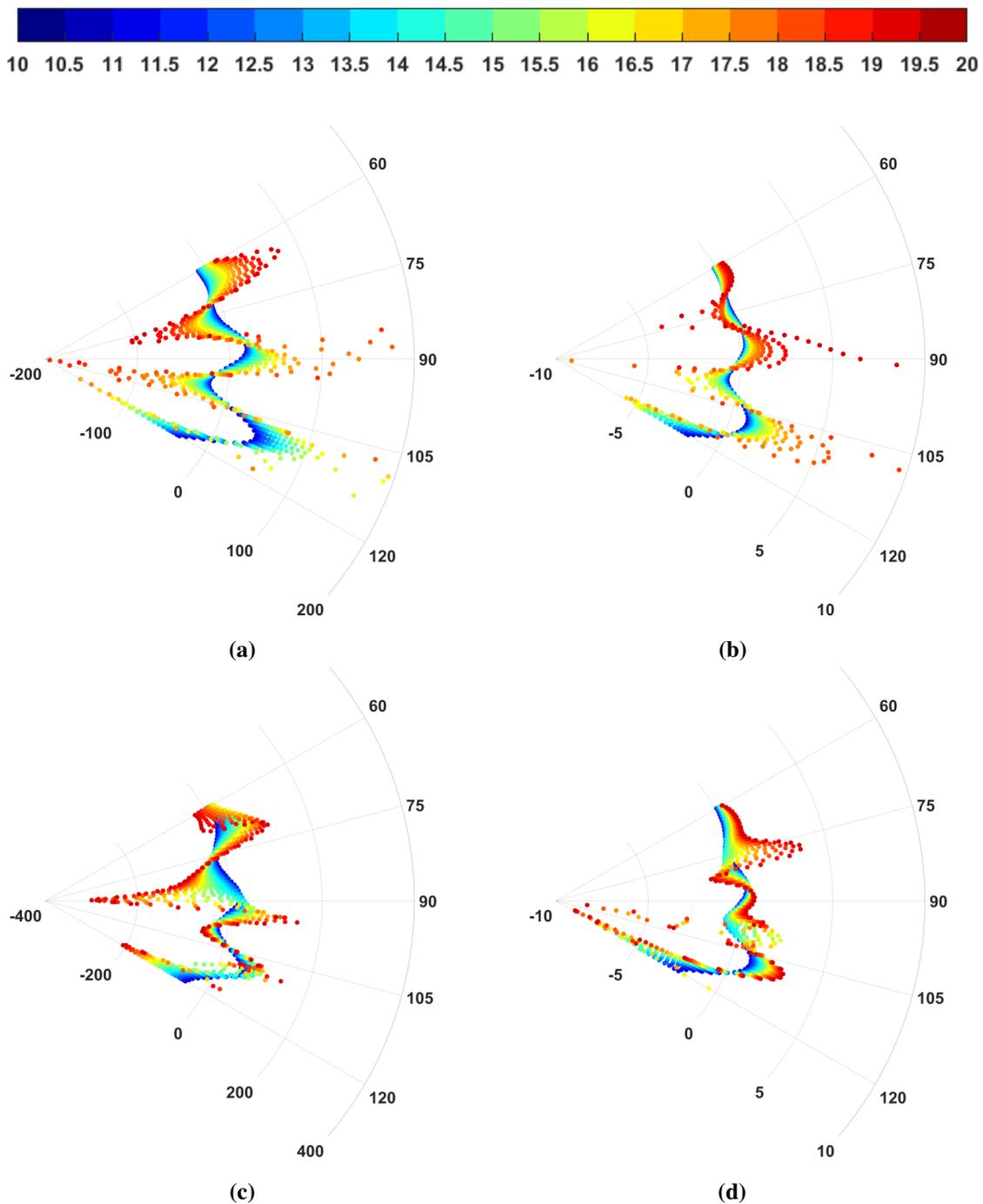
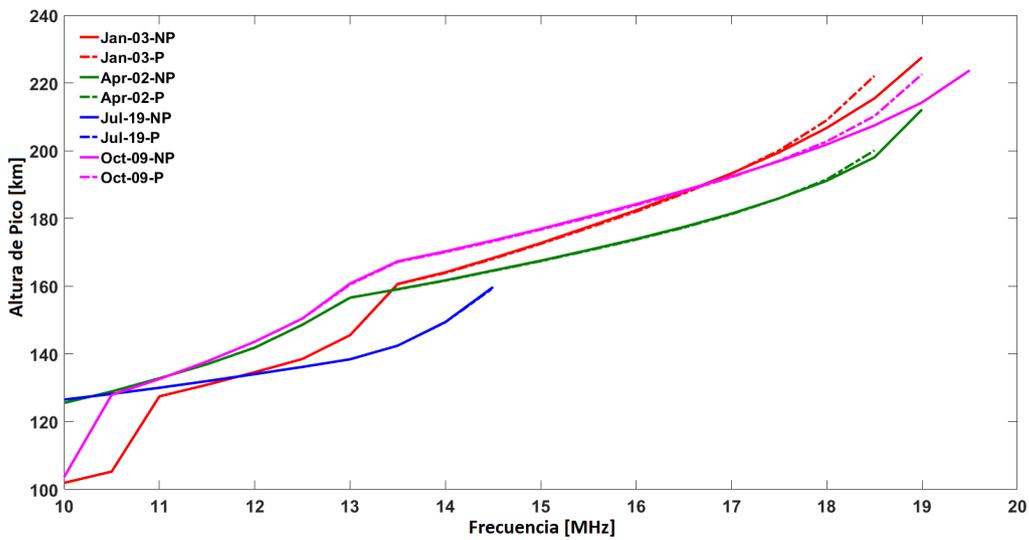
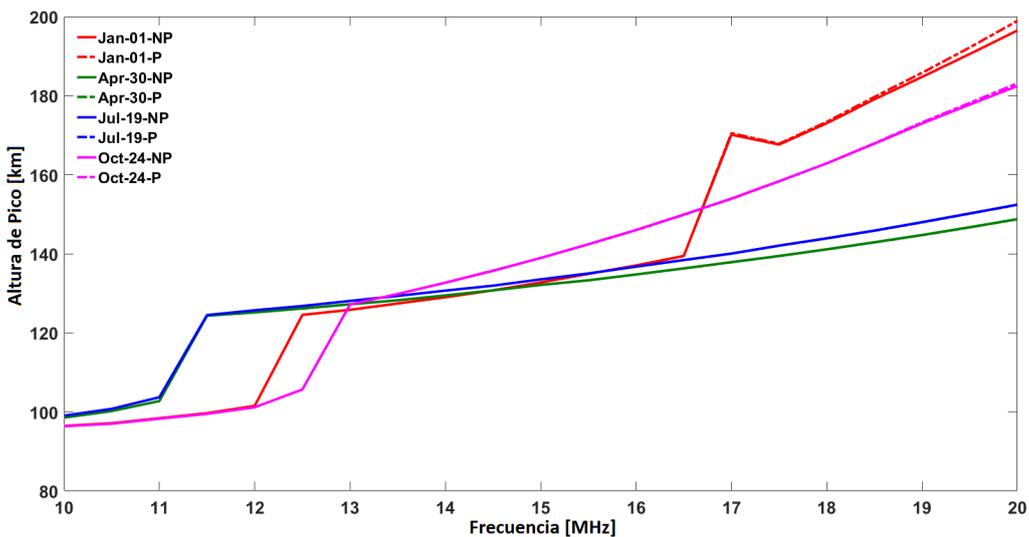


Fig. 3.27 ΔR (primera columna) y $\Delta\sigma_r$ (segunda columna) para frecuencias entre 10 MHz (puntos azules) y 20 MHz (puntos rojos) con un paso de 0.5 MHz y ángulos de acimut entre 60° y 120° con un paso de 1° a las 19 LT para días de nivel máximo de actividad solar (año 2001) correspondientes a: (a) y (b) 28 de julio, (c) y (d) 24 de octubre.



(a)



(b)

Fig. 3.28 Alturas de pico para las trayectorias con un ángulo de acimut de 90° para todas las frecuencias del rango a las 12 LT. Las líneas sólidas corresponde a condiciones sin perturbación y las líneas punteadas a condiciones perturbadas. a)-Niveles mínimos de actividad solar (año 2008) y b) Niveles máximos de actividad solar (año 2001).

En este estudio se muestra cómo puede variar la intensidad de los efectos producidos por el paso de un grupo de TIDs en diferentes ionósferas de fondo, descubriendo que en varios casos las variaciones pueden ser realmente importantes, lo que sin dudas tendría fuertes efectos en el comportamiento de un radar OTH. Parte de los resultados presentados en esta sección fueron publicados en el artículo titulado “Simulated high frequency ray paths

considering traveling ionospheric disturbances” en la revista SN Applied Sciences [Fagre et al. 2020c].

Capítulo 4

Conclusiones

Se presenta en este Capítulo una discusión general de los resultados, la importancia del tema estudiado, y las líneas futuras de investigación que surgen de los resultados aquí mostrados. La gran mayoría de estos resultados fueron publicados en revistas del área (mencionados a lo largo del desarrollo de esta Tesis), presentados en reuniones científicas, y discutidos con investigadores especialistas del exterior (también mencionados en el desarrollo de esta Tesis) con quienes realicé pasantías de investigación.

4.1 Resumen de Resultados

En esta Tesis se logró implementar un robusto algoritmo de trazado de rayos para describir las trayectorias de las señales de radiofrecuencia que se propagan en la ionósfera, basado en el desarrollo original de Jones and Stephenson, y al cual se le incluyeron modificaciones estructurales importantes, tales como la interpolación tricúbica en las tres dimensiones para la determinación de la frecuencia de plasma y la frecuencia de colisión. Se incluyó además los modelos IRI-2016 para la densidad de electrones, HARMONY (basado en IGRF-12) para el campo magnético terrestre, NRLMSISE-00 para determinar la temperatura y densidad de neutros y el modelo de TID de Hooke para la perturbación de la densidad de electrones.

Hasta ahora se han desarrollado varios programas de trazado de rayos numéricos, como IONORT de Azzarone et al. [2012], PHARLAP por Cervera & Harris [2014] e IONOLAB-RAY por Azzarone et al. [2017] con un funcionamiento similar al aquí propuesto. Sin embargo un valor agregado en este caso es el método robusto de interpolación e integración utilizado, y la forma en que se vincula a modelos semi-empíricos que permiten modificaciones fáciles de usar. Por ejemplo, los escenarios de campo geomagnético, como se hizo en Fagre et al. [2020b], o los escenarios de TIDs en Fagre et al. [2020c]. De manera que se proporciona una herramienta computacionalmente rápida y eficiente que funciona bajo

condiciones variables y cercanas a las reales, y que tiene la suficiente versatilidad para modificar y agregar nuevas funcionalidades de forma sencilla por su estructura modular.

Los resultados de esta Tesis proporcionaron información relevante sobre determinadas características básicas correspondientes a las trayectorias de señales de radiofrecuencia que se propagan en la ionósfera, entre ellos se destacan las siguientes:

Modelo Ionosférico

La elección de parámetros ionosféricos en la configuración del modelo IRI-2016 puede afectar en gran medida los parámetros de las trayectorias de rayos R y h_R generadas mediante el algoritmo propuesto. Usando diferentes configuraciones de modelo IRI-2016, los valores recuperados para R y h_R varían significativamente entre sí. La elección del modelo para un parámetro dado en la evaluación del trazado de rayos afecta a R y h_R de una manera "aleatoria" dependiendo del rendimiento del modelo. En particular, los valores AMTB y SDMF2 para hmF2 en el ecuador magnético son más bajos que los valores M(3000)F2 para hmF2, y más altos hacia las crestas EIA. Para un determinado foF2, disminuir hmF2 implica aumentar la densidad de electrones a alturas inferiores a hmF2, lo que significa un aumento también en el índice de refracción, y viceversa. En consecuencia, R y h_R presentan valores más bajos con respecto a los obtenidos con M(3000)F2 en el ecuador magnético, y valores más altos hacia las crestas EIA. Para cierta región de latitud en el sector africano, M(3000)F2 sobreestima hmF2 con respecto a los otros modelos. Esto también se nota en R y h_R como una sobreestimación. Una situación similar ocurre con foF2, con una sobreestimación de URSI con respecto al CCIR alrededor del ecuador magnético, y una subestimación hacia las crestas. También hay una forma particular en el sector africano, aunque no coincide con el caso hmF2.

Campo magnético de la Tierra

Para el análisis realizado al considerar o no el campo magnético de la Tierra, se puede concluir que las variaciones producidas son significativamente menores comparadas a los cambios producidos por la elección de parámetros del modelo ionosférico. Esto puede verse pro ejemplo en el caso de la propagación hacia el Este, en ausencia de campo magnético, los valores de R difieren en un máximo de ~ 60 km en ciertas regiones, pero mayormente esta diferencia no supera los ~ 20 km. Este es un orden de magnitud menor que la diferencia de R observada cuando se utilizan diferentes modelos de hmF2. Para la propagación hacia el Norte, la ausencia del campo magnético tiene un efecto más fuerte debido, no solo al efecto producido en el índice de refracción, sino también a la aparición de rayos de Pedersen. En

el caso de h_R , el efecto del campo magnético es menor que en el caso de R . En general, en ausencia del campo magnético de la Tierra, el índice de refracción ionosférico disminuye con respecto al valor obtenido cuando el campo está presente. El índice de refracción n para el caso $B = 0$ es menor que el índice de refracción para el modo ordinario en el plasma magnetizado. Cuanto menor sea n , menor h_R ya que la onda de HF se refleja aproximadamente a la altura en la que el índice de refracción es igual a su componente horizontal en el suelo, siendo los gradientes de plasma horizontales mucho más pequeños que los gradientes verticales. El efecto del campo magnético en el índice de refracción es mayor para la propagación a lo largo de las líneas del campo magnético. Tal situación ocurre cerca del ecuador geomagnético para los rayos que se propagan en el plano meridiano.

En resumen, el comportamiento de R y h_R dependen principalmente de la ionización a lo largo de la trayectoria del rayo: su cantidad y distribución. Por esta razón, pequeños cambios en la estructura de la ionósfera a lo largo de la trayectoria del rayo pueden dar lugar a grandes diferencias de R que no pueden deducirse solo de considerar la inclusión del campo magnético de la Tierra. Por el contrario, el efecto de cambiar un modelo utilizado para la estimación de ciertos parámetros depende del rendimiento del modelo, que puede variar según la ubicación y la hora.

Absorción

Durante la noche se observan valores de absorción similares para todos los meses analizados, ambos años, con valores máximos de ~ 15 dB. Se obtienen valores de absorción más altos durante el día. En particular, las trayectorias de rayos reflejadas a alturas más bajas tienen una mayor parte de su trayectoria en las capas D y E, donde la absorción es mayor. En general, la absorción promedio es mayor en la ubicación ecuatorial que en la región de alta latitud. Sin embargo, podemos deducir que la absorción más baja es más débil en latitudes bajas que en alta latitud y el máximo es mayor. La explicación de esta diferencia es compleja, ya que la absorción no solo depende de los perfiles de frecuencia de colisión en cada ubicación y hora, sino también de la porción de la trayectoria del rayo que permanece en las capas inferiores, que, a su vez, está determinada por la estructura de densidad electrónica, el ángulo de elevación y la frecuencia de las trayectorias de rayos que pueden alcanzar el objetivo seleccionado. De manera que, las principales diferencias identificadas entre las latitudes altas y bajas corresponden a las variabilidades ionosféricas. Aunque la ionósfera de baja latitud exhibe un comportamiento más regular que la ionósfera en latitudes altas, ya que está mucho menos perturbada por las tormentas geomagnéticas y las partículas energéticas que precipitan a lo largo de las líneas del campo magnético hacia las regiones aurales, tiene

otras fuentes de variabilidad que el IRI no tiene en cuenta en su totalidad, tales como las ondas de gravedad y las planetarias, y otras perturbaciones e irregularidades. Por lo tanto, se necesita un modelo de densidad electrónica que tenga en cuenta su variabilidad en latitudes más bajas para estimar los parámetros necesarios para un diseño de radar, como los rangos de frecuencia y ángulo de elevación, si se requiere una mayor precisión.

Nuevo Modelo de Perturbación Ionosférica

- **Algoritmo de trazado de rayos de GWs**

Se deja implementado un algoritmo de trazado de rayos de GWs desarrollado por [Vadas & Fritts 2005] el cuál se basa en una expresión analítica para una relación de dispersión anelástica de una GW disipativa de alta frecuencia en la termosfera, al postular que la solución GW (después de escalar de manera apropiada la densidad media $\bar{\rho}$ de las variables de fluido) de una fuente localizada temporalmente, puede escribirse como decreciente explícitamente en el tiempo e implícitamente en la altitud.

Como una forma de chequeo del correcto funcionamiento del código, se procedió a la comparación directa con los resultados generados por la Dra. Vadas bajo las mismas condiciones iniciales, en donde se obtuvo una diferencia menor al 10% para los valores de propagación en x , y y z , altura de disipación y flujo de momento. La mayor diferencia puede observarse en la parte final de la curva de número de onda, sin embargo en este punto para un tiempo de propagación mayor a los 11000 segundos el valor de los flujos de momento es despreciable. De esta manera se concluyó que el algoritmo funciona correctamente y es capaz de incluir tanto un modelo de atmósfera isotérmica como no isotérmica mediante la utilización del modelo NRLMSISE-00, así como también la presencia de vientos de neutros a través del modelo HWM-14.

Una vez implementado el código se procedió al análisis del comportamiento de las GWs al considerar un enfriamiento de la atmósfera superior. De aquí se pudo concluir que las GWs se disipan a alturas más bajas debido al enfriamiento y la disminución de la densidad neutra causada por el aumento de la concentración de CO_2 . Además la viscosidad cinemática y la difusividad térmica aumentan con el enfriamiento debido a la disminución simultánea de temperatura y densidad y finalmente y no por ello menos importante que la relación de dispersión también depende de temperatura y la densidad. Si bien los resultados obtenidos están basados en varias suposiciones, alguna de ellas incluso irreales como es el caso de la disminución de la temperatura y densidad en 10 K y 10%, respectivamente, sin embargo nos muestran una buena relación entre lo deducido desde el punto de vista teórico basado en el análisis de las ecuaciones y lo obtenido por medio de la ejecución del código de

trazado de rayos implementado. Si bien estos resultados no los podemos considerar como definitivos, los consideramos un buen punto de partida para realizar futuros trabajos y estudios.

- **Modelo de Perturbación de Densidad de Electrones - Aproximación de iones únicos**

Mediante el algoritmo de trazado de rayos de GWs y considerando la expresión lineal simple utilizada en Nicolls et al. [2014] se determinó la perturbación de la velocidad del ion y la densidad de electrones, en donde suponemos que estamos en una región de la ionósfera donde sólo un ion, el O^+ , es el dominante. Para este caso se desprecian la producción y pérdida de electrones debido a procesos químicos y algunos efectos dinámicos secundarios. Se pudo determinar que los resultados obtenidos son correctos presentando una variabilidad de la densidad de electrones dentro de los valores esperados. Sin embargo, de este estudio surgió la recomendación de extender el análisis para resultados más confiables, obteniendo esta perturbación utilizando un modelo de pluma convectiva profunda, la cual tiene su punto de inicio a una altura mucho más baja que los 150 km utilizados (típicamente 7 km). De manera que en la presente Tesis se dejan las bases para el desarrollo de un modelo de perturbación de la densidad de electrones para ser incluido en el algoritmo de trazado de rayos de ondas electromagnéticas.

Perturbación de la Densidad de Electrones usando el modelo de TID de Hooke

Teniendo en cuenta una ionósfera perturbada con una TID simulada a través del modelo de Hooke, se estimaron R y σ_r para diferentes trayectorias de rayos. Los efectos más fuertes en ambos parámetros se observaron para la frecuencia correspondiente al rayo de Pedersen, que es altamente sensible a la variación espacial del índice de refracción. La presencia de la TID, cuando una frecuencia de funcionamiento del radar está demasiado cerca de la frecuencia máxima utilizable que puede ser reflejada por la ionósfera o al modo de propagación de Pedersen, puede provocar una pérdida de reflexión ionosférica. En el caso de la frecuencia máxima utilizable, un incremento pequeño en la frecuencia desviaría el rayo, como en el caso del modo Pedersen debido a su condición cuasi crítica. Para las condiciones de propagación consideradas en nuestro estudio, el efecto de TID en el rayo de Pedersen puede ser ~ 4 veces mayor que para otras frecuencias considerando valores absolutos de R y σ_r . Los valores exactos dependerán de las características de GW que inducen el TID simulado y de la posición del transmisor, que determina las densidades y temperaturas en la ionósfera y la atmósfera superior, y el campo magnético de la Tierra.

Para el caso del análisis según el nivel de actividad solar, la estación, el día y la superposición de múltiples TIDs, encontramos que para ambos horarios, 12 LT y 19 LT, los

efectos más fuertes producidos por la propagación de TIDs ocurre durante el solsticio de verano y el equinoccio de primavera. Los efectos más débiles fueron encontrados para el equinoccio de otoño y el solsticio de invierno. Si bien la intensidad de las variaciones de R y σ_r son bastante similares, el grupo de frecuencias capaces de reflejarse en la ionósfera difiere considerablemente, con algunos casos como el 19 de julio a las 19 LT, donde la ionización disminuye notablemente y la situación se acerca al espacio libre, en el sentido que para todas las frecuencias elegidas para las señales de HF penetran la ionósfera.

Para días de nivel máximo de actividad solar, la intensidad de los efectos sigue el mismo orden que antes, con las variaciones más fuertes para el 1 de enero y la más baja para el 28 de julio, excepto en los casos de las 19LT donde el orden cambia y las variaciones más bajas son para el 30 de abril. Algo importante a destacar aquí es la diferencia en la magnitud de ΔR y $\Delta\sigma_r$ entre el mediodía y el atardecer. Se puede ver claramente que para el mediodía, las variaciones pueden ser hasta 100 veces más pequeñas que las del atardecer.

El modelado de las variaciones de la trayectoria de los rayos HF en términos de TID características y bajo diferentes condiciones ionosféricas y ubicaciones de transmisores y patrones de radiación puede contribuir a la mitigación de los efectos de las TIDs, ya sea ayudando a mejorar los métodos existentes o a desarrollar nuevos.

4.2 Trabajos Futuros

A partir de las conclusiones precedentes, se plantean las siguientes posibles líneas de investigación, como continuación del presente trabajo:

- Implementar la paralelización del código de Trazado de Rayos de señales de radiofrecuencia y hacer uso de la metodología de Hyper-Threading con el objetivo de reducir sustancialmente los tiempos de ejecución.
- Completar la implementación del modelo de perturbación de densidad de electrones utilizando el modelo de pluma convectiva profunda de Vadas & Fritts [2009], e incluir mejoras en el método de integración para eliminar las diferencias obtenidas en los resultados de comparación.
- Implementar y probar técnicas de mitigación de los efectos de las TIDs como la desarrollada por Nickisch et al. [2007].
- Explorar la implementación de inversión de datos para mejorar los perfiles entregados por el modelo IRI-2016 mediante la utilización de la herramienta desarrollada por Fagre

et al. [2020a] para la determinación de las alturas virtuales obtenidas de ionogramas y su posterior corrección mediante la herramienta desarrollada por Thitheridge [1985].

- Comparación de los resultados de perturbación y absorción obtenidos con datos de observación como lo realizado en Nickisch et al. [2016].
- Incluir en el código de trazado de rayos de GW el modelo Thermosphere Ionosphere Electrodynamics General Circulation Model (TIEGCM) [Roble et al. 1988; Richmond et al. 1992], el cual permitirá una modificación en la concentración de CO₂, permitiendo a su vez la obtención de perfiles de temperatura y densidad con un grado mucho mayor de verosimilitud.
- Analizar el efecto del enfriamiento de la atmósfera superior en las TIDs, para ello no solo se deberían analizar los cambios a largo plazo debido al aumento de CO₂, sino también las variaciones seculares del campo magnético de la Tierra, ya que la ionización es desplazada por las GWs a lo largo de líneas de campo magnético.
- Implementar un modelo realista de capa E esporádica (por ejemplo, siguiendo lo realizado por MacDougall et al. [2000a,b]) que nos permita analizar los efectos producidos en la propagación de señales de HF al incluir esta perturbación.
- Implementar un modelo de burbuja de plasma siguiendo lo realizado por Keskinen & Vadas [2009] para extender las opciones de perturbación dentro del algoritmo de trazado de rayos de señales de HF.
- El campo magnético de la Tierra y las perturbaciones de la ionósfera en altas latitudes, sobre todo próximas al polo magnético y a las zonas aurorales presenta serias dificultades para los métodos generales de trazado de rayos que sería muy interesante indagar con el algoritmo desarrollado.

Referencias Bibliográficas

- Adebesin, B., Adekoya, B., Ikubanni, S., Adebisi, S., Adebesin, O., Joshua, B., & Olonade, K. (2014). Ionospheric foF2 morphology and response of F2 layer height over jicamarca during different solar epochs and comparison with IRI-2012 model. *J. Earth Syst. Sci.*, 123:751–765.
- Adeniyi, J., Bilitza, D., Radicella, S., & Willoughby, A. (2005). Equatorial F2-peak parameters in the IRI model. *Adv. Space Res.*, 31(3):507–512.
- Aggarwal, K. M., Nath, N., & Setty, C. S. G. K. (1979). Collision frequency and transport properties of electrons in the ionosphere. *Planet. Space Sci.*, 27(6):753–768.
- Akyildiz, Y. (1994). Parametric curve fitting: an alternative to lagrange interpolation and splines. *Computers in Physics*, 8:722–729.
- Altadill, D., Magdaleno, S., Torta, J., & Blanch, E. (2013). Global empirical models of the density peak height and of the equivalent scale height for quiet conditions. *Adv. Space Res.*, 52:1756–1769.
- Altadill, D., Torta, J. M., & Blanch, E. (2009). Proposal of new models of the bottomside B0 and B1 parameters for IRI. *Adv. Space Res.*, 43:1825–1834.
- Araujo-Pradere, E., Buresova, D., Fuller-Rowell, D., & Fuller-Rowell, T. (2013). Initial results of the evaluation of IRI hmF2 performance for minima 22–23 and 23–24. *Adv. Space Res.*, 51:630–638.
- Azzarone, A., Bianchi, C., Pezzopane, M., Pietrella, M., Scotto, C., & Settini, A. (2012). IONORT: A Windows software tool to calculate the HF ray tracing in the ionosphere. *Computers and Geosciences*, 42:57–63.
- Azzarone, A., Bianchi, C., Pezzopane, M., Pietrella, M., Scotto, C., & Settini, A. (2017). IONOLAB-RAY: a wave propagation algorithm for anisotropic and inhomogeneous ionosphere. *Turk. J. Electr. Eng. Comput. Sci.*, 25:1712–1723.
- Banks, P. M. (1966). Collision frequencies and energy transfer, electrons. *Planet. Space Sci.*, 14:1085–1102.
- Bashforth, F. & Adams, J. (1883). An Attempt to Test the Theories of Capillary Action by Comparing the Theoretical and Measured Forms of Drops of Fluid, with an Explanation of the Method of Integration Employed in Constructing the Tables Which Give the Theoretical Forms of Such Drops. *Cambridge University Press, Cambridge*.

- Beharell, M. & Honary, F. (2008). A new method for deducing the effective collision frequency profile in the D region. *J. Geophys. Res.*, 113:1085–1102.
- Bennett, J. A., Chen, J., & Dyson, P. L. (1991). Analytic ray tracing for the study of HF magneto-ionic radio propagation in the ionosphere. *Appl. Comput. Electromagn. Soc. J.*, 6:192–210.
- Berkey, F. T. (1998). Introduction to special section: Science and technology of over-the-horizon radar. *Radio Science*, 33(4):1043–1044.
- Bertoni, F., Sahai, Y., Lima, W., Fagundes, P., Pillat, V., Becker-Guedes, F., & Abalde, J. (2006). IRI-2001 model predictions compared with ionospheric data observed at Brazilian low latitude stations. *Ann. Geophys*, 24:2191–2200.
- Bilitza, D. (1985). Comparison of measured and predicted F2 peak altitudes. *Adv. Space Res.*, 5(10):29–32.
- Bilitza, D. (2018). IRI the international standard for the ionosphere. *Adv. Radio. Sci.*, 16:1–11.
- Bilitza, D., Altadill, D., Truhlik, V., Shubin, V., Galkin, I., Reinisch, B., & Huang, X. (2017). International Reference Ionosphere 2016: From ionospheric climate to real-time weather predictions. *Space Weather*, 15:418–429.
- Bilitza, D. & Eyfrig, R. (1978). Model zur Darstellung der Höhe des F2-Maximums mit Hilfedes M(3000)F2 Wertes des CCIR (German). *Kleinheubacher Ber.*, 21:167–174.
- Bilitza, D., Sheikh, N., & Eyfrig, R. (1978). A global model for the height of the F2-peak using M3000 values from CCIR. *Telecommun. J.*, 46:549–553.
- Brown, S., Bilitza, D., & Yigit, E. (2018). Ionosonde-based indices for improved representation of solar cycle variation in the International Reference Ionosphere model. *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 171:137–146.
- Brum, C., Rodrigues, F., dos Santos, P., Matta, A., Aponte, N., Gonzalez, S., & Robles, E. (2011). A modeling study of foF2 and hmF2 parameters measured by the Arecibo incoherent scatter radar and comparison with IRI model predictions for solar cycles 21, 22, and 23. *J. Geophys. Res.*, 116.
- Budden, K. G. (1961). *Radio Waves in the Ionosphere; the Mathematical Theory of the Reflection of Radio Waves from Stratified Ionized Layers.* University Press, Cambridge, England.
- Budden, K. G. & Jull, G. W. (1964). Reciprocity and nonreciprocity with magnetoionic rays. *Canadian Journal of Physics*, 42:113–130.
- Budden, K. G. & Terry, P. D. (1971). Radio ray tracing in complex space. *Proc. Roy. Soc. London A.*, 321:275–301.
- Cain, J. C., Shirley, H., Walter, E. D., & Duane, C. J. (1968). Computation of the main geomagnetic field from spherical harmonic expansions, Data users' note NSSDC 68-11 (update of NASA report GSFC X - 61 1-64-31 6). *National Space Science Data Center, Goddard Space Flight Center, Code 60 1, Greenbelt. Maryland 20771.*

- CCIR (1967). Consultative Committee on International Radio, Atlas of Ionospheric Characteristics Report 340. *International telecommunication Union, Geneva, Switzerland*.
- Cervera, M. & Harris, T. J. (2014). Modeling ionospheric disturbance features in quasi-vertically incident ionograms using 3-d magnetoionic ray tracing and atmospheric gravity waves. *J. Geophys. Res.*, 119:431–440.
- Chapman, S. & Julius, B. (1940). *Geomagnetism*. Clarendon Press, Oxford, England.
- Chapman, T. & Cowling, G. (1952). *Mathematical Theory of Nonuniform Gases*. Cambridge Univ. Press, New York.
- Chum, J., Bonomi, F. A. M., Fišer, J., Cabrera, M. A., Ezquer, R. G., Burešová, D., Laštovička, J., Baše, J., Hruška, F., Molina, M. G., Ise, J. E., Cangemi, J. I., & Šindelářová, T. (2014). Propagation of gravity waves and spread F in the low-latitude ionosphere over Tucumán, Argentina, by continuous Doppler sounding: First results. *J. Geophys. Res. Space Physics*, 119:6954—6965.
- Chum, J., Cabrera, M. A., Mošna, Z., Fagre, M., Baše, J., & Fišer, J. (2016a). Nonlinear acoustic waves in the viscous thermosphere and ionosphere above earthquake. *J. Geophys. Res. Space Physics*, 121.
- Chum, J., Liu, J. Y., Chen, S. P., Cabrera, M. A., Laštovička, J., Baše, J., Burešová, D., Fišer, J., Hruška, F., & Ezquer, R. (2016b). Spread F occurrence and drift under the crest of the equatorial ionization anomaly from continuous doppler sounding and FORMOSAT-3/COSMIC scintillation data. *Earth, Planets and Space*.
- Chum, J. & Podolská, K. (2018). 3D analysis of gw propagation in the ionosphere. *Geophys. Res. Lett.*, 11:562–571.
- Chum, J., Ubar, J., Lastovicka, J., Cabrera, M. A., Liu, J., Bonomi, F. A., Fagre, M., Fiser, J., & Mosna, Z. (2018). Continuous Doppler sounding of the ionosphere during solar flares. *Earth, Planets and Space*.
- Coleman, C. J. (1883). A ray tracing formulation and its application to some problems in over-the-horizon radar. *Radio Science*, 33(4):1187—1197.
- Dao, E. V., McNamara, L. F., & Colman, J. J. (2016). Magnetic field effects on the accuracy of ionospheric mirror models for geolocation. *Radio Science*, 51:284–300.
- Davies, K. (1990). *Ionospheric radio*. The Institution of Engineering and Technology, London.
- Drob, D. P., Emmert, J. T., Crowley, G., Picone, J. M., Shepherd, G. G., Skinner, W., Hays, P., Niecejewski, R. J., Larsen, M., She, C. Y., Meriwether, J. W., Hernandez, G., Jarvis, M. J., Sipler, D. P., Tepley, C. A., O'Brien, M. S., Bowman, J. R., Wu, Q., Murayama, Y., Kawamura, S., Reid, I. M., & Vincent, R. A. (1991). An empirical model of the earth's horizontal wind fields: HWM-07. *J. Geophys. Res.*, 113.
- Drob, D. P., Emmert, J. T., Meriwether, J. W., Makela, J. J., Doornbos, E., Conde, M., Hernandez, G., Noto, J., Zawdie, K. A., McDonald, S. E., Huba, J. D., & Klenzing, J. H. (2015). An update to the Horizontal Wind Model (HWM): The quiet time thermosphere. *Earth and Space Science*, 2:301—319.

- Dudeney, J. (1983). The accuracy of simple methods for determining the height of the maximum electron concentration of the F2-layer from scaled ionospheric characteristics. *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 45(8/9):629–640.
- Eccles, J. V., Hunsucker, R. D., Rice, D., & Sojka, J. J. (2005). Space weather effects on midlatitude hf propagation paths: Observations and a data-driven D region model. *Space Weather*, 3.
- Eckhouse, R. H. J. (1964). A FORTRAN computer program for determining the earth's magnetic field report. *Electrical Engineering Research Laboratory, Engineering Experiment Station, University of Illinois, Urbana, Illinois*.
- Emmert, J. T., Drob, D. P., Hernandez, G., Jarvis, M. J., Meriwether, J. W., Niciejewski, R. J., Shepherd, G. G., Sipler, D. P., & Tepley, C. A. (2008). HWM-07 global empirical model of upper thermospheric storm-induced disturbance winds. *J. Geophys. Res.*
- Erukhimov, L. M., Uryadov, V. P., Cherkashin, Y. N., Eremenko, V. A., Ivanov, V. A., Ryabova, N. V., & Shumaev, V. V. (1997). Pedersen mode ducting in a randomly stratified ionosphere. *Waves in Random Media*, 7(4):531–544.
- Ezquer, R., Lopez, J., Scida, L., Cabrera, M., Zolesi, B., Bianchi, C., Pezzopane, M., Zuccheretti, E., & Mosert, M. (2014). Behavior of ionospheric magnitudes of F2 region over Tucuman during a deep solar minimum and comparison with the IRI-2012 model predictions. *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 107:89–98.
- Fabrizio, G. (2013). High Frequency Over-the-Horizon Radar: Fundamental Principles, Signal Processing, and Practical Applications. *McGraw-Hill, NY*.
- Fagre, M., Prados, J. A., Scandalariis, J., Zossi, B. S., Cabrera, M. A., Ezquer, R. G., & Elias, A. G. (2020a). Algorithm for automatic scaling of the f-layer using image processing of ionograms. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*.
- Fagre, M., Zossi, B., Yiğit, E., Amit, H., & Elias, G. (2020b). High frequency sky wave propagation during geomagnetic field reversals. *Stud. et Geo.*, 64:130–142.
- Fagre, M., Zossi, B. S., Chum, J., & Elias, A. G. (2020c). Simulated high frequency ray paths considering traveling ionospheric disturbances. *SN Applied Sciences*.
- Fagre, M., Zossi, B. S., Chum, J., Yiğit, E., & Elias, A. G. (2019). Ionospheric high frequency wave propagation using different IRI hmF2 and foF2 models. *J. of Atmos. and Sol. –Terr. Physics*, 196.
- Fagre, M., Zossi, B. S., Chum, J., Yiğit, E., & Elias, A. G. (2020d). Comparative Study of Equatorial and High-Latitude Over-The-Horizon Radar Parameters Using Ray-Tracing Simulations. *IEEE Geosci. Remote Sens. Lett.*
- Fišer, J., Chum, J., & Liu, J.-Y. (2017). Medium-scale traveling ionospheric disturbances over Taiwan observed with HF Doppler sounding. *Earth, Planets and Space*, 69.
- Fox, M. W. & McNamara, L. F. (1988). Improved world-wide maps of monthly median foF2. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 50.

- Gossard, E. E. & Hooke, W. H. (1975). *Waves in the Atmosphere*. Elsevier Sci., Amsterdam.
- Haselgrove, J. (1955). Ray Theory and a New Method for Ray Tracing, The Physics of the Ionosphere: Report of the Physical Society Conference on the Physics of the Ionosphere. *London Physical Society*, 48:355–364.
- Hedin, E., Biondi, M., Burnside, R. G., Hernandez, G., Johnson, R. M., Killeen, T. L., Mazaudier, C., Meriwether, J. W., Salah, J. E., Sica, R. J., Smith, R. W., Spencer, N. W., Wickwar, V. B., & Viridi, T. S. (1991). Revised Global Model of Thermosphere Winds Using Satellite and Ground-Based Observations. *J. Geophys. Res.*, 96:7657–7688.
- Hedin, E., Spencer, N. W., & Killeen, T. L. (1988). Empirical Global Model of upper thermosphere winds based on atmosphere and dynamics explorer satellite data. *J. Geophys. Res.*, 93:9959–9978.
- Hines, C. O. (1960). Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights. *Can. J. Phys.*, 38.
- Hooke, W. H. (1968). Ionospheric irregularities produced by internal atmospheric gravity waves. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 30:795–823.
- Huang, C. S., Andre, D. A., & Sofko, G. J. (1998a). High-latitude ionospheric perturbations and gravity waves: 1. Observational results. *J. Geophys. Res.*, 103:2131–2141.
- Huang, C. S., Andre, D. A., & Sofko, G. J. (1998b). High-latitude ionospheric perturbations and gravity waves, 2. Numerical simulations. *J. Geophys. Res.*, 103.
- IPCC (2001). IPCC, 2001: Climate Change 2001: The Scientific Basis. Contribution of Working Group I to the Third Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change. *Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA*, page 881.
- Jones, R. & Stephenson, J. (1975). A Versatile Three-Dimensional Ray Tracing Computer Program for Radio Waves in the Ionosphere. *Office of Telecommunications Report 75-76*. US Government Printing Office, Washington DC, 75-76.
- Jones, R. M. (1970). Ray theory for lossy media. *Radio Science*, 5:793–801.
- Jones, W. (1969). Ray Tracing for Internal Gravity Waves. *J. Geophys. Res.*, 74(8):2028—2033.
- Jones, W. & Gallet, R. (1962). Representation of diurnal and geographic variations of ionospheric data by numerical methods. *J. Res. Nat. Bureau Stand.*, 66(4):419–438.
- Kelso, J. M. (1968). Ray tracing in the Ionosphere. *Radio Science*, 63.
- Keskinen, M. J. & Vadas, S. L. (2009). Three-dimensional nonlinear evolution of equatorial ionospheric bubbles with gravity wave seeding and tidal wind effects. *Geo. Res. Letters*, 36.
- Kulizhskii, A. V. & Tinin, M. V. (1993). Average Pedersen-ray intensity in randomly inhomogeneous ionosphere. *Radiophys. Quantum Electron.*, 36(5):233–255.

- Lastman, G. J. (1964). Solution of N Simultaneous First-Order Differential Equations by Either the Runge-Kutta Method or by the Adams-Moulton Method with a Runge-Kutta Starter, Using Partial Double-Precision Arithmetic. D2 UTEX RKAMSUB. *The University of Texas*.
- Laštovička, J., Akmaev, R. A., Beig, G., Bremer, J., Emmert, J. T., Jacobi, C., Jarvis, M. J., Nedoluha, G., Portnyagin, Y. I., & Ulich, T. (2008). Emerging pattern of global change in the upper atmosphere and ionosphere. *Ann. Geophys.*, 26:1255–1268.
- Laštovička, J., Mikhailov, A. V., Ulich, T., Bremer, J., Elias, A. G., Ortiz de Adler, N., Jara, V., Abarca del Rio, R., Foppiano, A. J., Ovalle, E., & Danilov, A. D. (2006). Long-term trends in foF2: A comparison of various methods. *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 68(17):1854–1870.
- Lee, C. & Reinisch, B. (2006). Quiet-condition hmf2, Nmf2, and B0 variations at Jicamarca and comparison with IRI-2001 during solar maximum. *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 68:2138–2146.
- Lighthill, J. (1978). *Waves in Fluids*. Cambridge Univ. Press, New York.
- Liu, Z., Fanga, H., Wenga, L., Wanga, S., Niua, J., & Meng, X. (2019). A comparison of ionosonde measured foF2 and IRI-2016 predictions over China. *Adv. Space Res.*, 63:1926–1936.
- MacDougall, J. W., Jayachandran, P. T., & Plane, J. M. C. (2000a). Polar cap Sporadic-E: part 1, observations. *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 62:1155–1167.
- MacDougall, J. W., Plane, J. M. C., & Jayachandran, P. T. (2000b). Polar cap Sporadic-E: part 2, modeling. *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 62:1169–1176.
- Magdaleno, S., Altadill, D., Herraiz, M., Blanch, E., & de la Morena, B. (2011). Ionospheric peak height behavior for low middle and high latitudes: a potential empirical model for quiet conditions—comparison with the IRI-2007 model. *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 73:1810–1817.
- Midgley, J. & Liemohn, H. (1966). Gravity waves in a realistic atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 71:3729–3748.
- Moulton, F. R. (1926). *New Methods in Exterior Ballistics*. University of Chicago, Chicago.
- Nickisch, L., Hausman, M., & Fridman, S. (2007). Traveling ionospheric disturbance mitigation for OTH radar. In: *2007 IEEE radar conference*, pages 362–366.
- Nickisch, L. J. (1988). Focusing in the stationary phase approximation. *Radio Science*, 23(2):171–182.
- Nickisch, L. J. (2008). Practical applications of haselgrove's equations for HF systems. *Ursi Radio Sci. Bull.*, 2008(325):36–48.
- Nickisch, L. J., Fridman, S., Hausman, M., & San Antononio, G. S. (2016). Feasibility study for reconstructing the spatial-temporal structure of TIDs from high-resolution backscatter ionograms. *Radio Science*, 51:443–453.

- Nicolls, M. J., Vadas, S. L., Aponte, N., & P., S. M. (2014). Horizontal parameters of daytime thermospheric gravity waves and E region neutral winds over puerto rico. *J. Geophys. Res. Space Physics*, 119.
- Pederick, L. H. & Cervera, M. A. (2014). Semiempirical model for ionospheric absorption based on the NRLMSISE-00 atmospheric model. *Radio Science*, 49:81–93.
- Picone, J. M., Hedin, A. E., Drob, D. P., & Aikin, A. C. (2002). NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues. *J. Geophys. Res.*, 107:1468.
- Pitteway, M. L. V. & Hines, C. O. (1963). The viscous damping of atmospheric gravity waves. *Can. J. Phys.*, 41:1935–1948.
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P. (1992). Numerical recipes in C: The art of scientific computing. Second edition. *Cambridge University Press*, 2.
- Rao, N. N. (1969). Bearing deviation in high-frequency transionospheric propagation: 3. Ray tracing investigation of the magnetoionic effect. *Radio Science*, 4(2):153–161.
- Reinisch, B., Galkin, I., Belehaki, A., Paznukhov, V., Huang, X., Altadill, D., Buresova, D., Mielich, J., Verlhulst, T., Stankov, S., Blanch, E. Kouba, D., Hamel, R., Kozlov, A., Tsagouri, I., Mouzakis, A., Messerotii, M., Parkinson, M., & Ishii, M. (2018). Pilot ionosonde network for identification of traveling ionospheric disturbances. *Radio Science*, 53:365–378.
- Richmond, D., Ridley, E. C., & Roble, R. G. (1992). A thermosphere/ionosphere general circulation model with coupled electrodynamics. *Geophys. Res. Letters*.
- Rishbeth, H. (1990). A greenhouse effect in the ionosphere? *Planet. Space Sci.*, 38(7):945–948.
- Rishbeth, H. & Roble, R. G. (1990). Cooling of the upper atmosphere by enhanced greenhouse gases- modelling of thermosphere. *Planet. Space Sci.*, 40:1011–1026.
- Roble, R. G. & Dickinson, R. E. (1989). How will changes in carbon dioxide and methane modify the mean structure of the mesosphere and thermosphere? *Geo. Res. Letters*, page 881.
- Roble, R. G., Ridley, E. C., Richmond, A. D., & Dickinson, R. E. (1988). A thermosphere/ionosphere general circulation model with coupled electrodynamics. *Geophys. Res. Letters*, 15:1325–1328.
- Rush, C. M., Pokempner, M., Anderson, D. N., Perry, J., Stewart, F. G., & Reasoner, R. (1984). Maps of foF2 derived from observations and theoretical data. *Radio Science*, 19.
- Rush, C. M., Pokempner, M., Anderson, D. N., Stewart, F. G., & Perry, J. (1983). Improving ionospheric maps using theoretically derived values of foF2. *Radio Science*, 18.
- Schunk, R. W. & Nagy, A. F. (1978). Electron temperatures in the F region of the ionosphere: Theory and observations. *Rev. Geophys.*, 16(3):355–399.

- Schunk, R. W. & Nagy, A. F. (2009). *Ionospheres: Physics, Plasma Physics, and Chemistry*. Cambridge Univ. Press, Cambridge, U. K.
- Scotto, C. & Settimi, A. (2014). The calculation of ionospheric absorption with modern computers. *Adv. Space Res.*, 54(8).
- Sen, H. K. & Wyller, A. A. (1960). On the generalization of the Appleton - Hartree magnetoionic formulas. *J. Geophys. Res.*, 65:3931–3950.
- Shimazaki, T. (1955). World-wide daily variations in the height of the electron density of the ionospheric f2-layer. *J. Radio Res. Lab.*, 2:85–97.
- Shubin, V. (2015). Global median model of the F2-layer peak height based on ionospheric radio-occultation and ground-based digisonde observations. *Adv. Space Res.*, 56:916–928.
- Solomon, S. C., Liu, H. L., Marsh, D. R., McInerney, J. M., Qian, L., & Vitt, F. M. (2018). Whole atmosphere simulation of anthropogenic climate change. *Geophys. Res. Letters*, 45:1567–1576.
- Solomon, S. C., Qian, L., & Roble, R. G. (2014). New 3-D simulations of climate change in the thermosphere. *J. Geophys. Res. Space Physics*, 120:2183–2193.
- Thayaparan, T., Ibrahim, Y., Polak, J., & Riddolls, R. (2018). High-Frequency Over-the-Horizon Radar in Canada. *IEEE Geosci. Remote Sens. Lett.*, 15(11):1700–1704.
- Thébaud, E., Finlay, C., Beggan, C., Alken, P., Aubert, J., Barrois, O., Bertrand, F., Bondar, T., Boness, A., Brocco, L., Canet, E., Chambodut, A., Chulliat, A., Coïson, P., Civer, F., Du, A., Fournier, A., Fratter, I., Gillet, N., Hamilton, B., Hamoudi, M., Hulot, G., Jager, T., Korte, M., Kuang, W., Lalanne, X., Langlais, B., Léger, J. M., Lesur, V., J., L. F., Macmillan, S., Manda, M., Manoj, C., Maus, S., Olsen, N. Petrov, V., Ridley, V., Rother, M., Sabaka, T. J., Saturnino, D., Schachtschneider, R., Sirol, O., Tangborn, A., Thomson, A., Toffner-Clausen, L., Vigneron, P., Wardinski, I., & Zvereva, T. (2015). International Geomagnetic Reference Field: the 12th generation. *Earth Planet and Space*, 67(79).
- Thitheridge, J. E. (1985). *Ionogram Analysis with the Generalised Program POLAN*. UAG Report-93.
- Tinin, M. V. (1981). Asymptotic methods in the determination of the arrival angles of the pedersen ray and the skip distance in a horizontally inhomogeneous atmosphere. *Radiophys. Quantum Electron.*, 24(10):814–819.
- Tsai, L. C., Liu, C. H., & Huang, J. Y. (2010). Three-dimensional numerical ray tracing on a phenomenological ionospheric model. *Radio Science*, 45.
- Vadas, S. L. & Fritts, D. C. (2001). Gravity wave radiation and mean responses to local body forces in the atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 58:2249–2279.
- Vadas, S. L. & Fritts, D. C. (2004). Thermospheric responses to gravity waves arising from mesoscale convective complexes. *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 66:781–804.
- Vadas, S. L. & Fritts, D. C. (2005). Thermospheric responses to gravity waves: Influences of increasing viscosity and thermal diffusivity. *J. Geophys. Res.*, 110.

- Vadas, S. L. & Fritts, D. C. (2006). Influence of solar variability on gravity wave structure and dissipation in the thermosphere from tropospheric convection. *J. Geophys. Res.*, 111.
- Vadas, S. L. & Fritts, D. C. (2009). Reconstruction of the gravity wave field from convective plumes via ray tracing. *Ann. Geophys.*, 27:147–177.
- Valladares, C. E. and Sheehan, R. (2016). Observations of conjugate MSTIDs using networks of GPS receivers in the American sector. *Radio Science*, 51:1470–1488.
- Vastberg, A. & Lundborg, B. (1996). Signal Intensity in the Geometrical Optics Approximation for the Magnetized Ionosphere. *Radio Science*, 31(6):1579—1588.
- Volland, H. (1969). Full wave calculations of gravity wave propagation through the thermosphere. *J. Geophys. Res.*, 74:1786–1795.
- Walterscheid, R. L., Schubert, G., & Brinkman, D. G. (2001). Smallscale gravity waves in the upper mesosphere and lower thermosphere generated by deep tropical convection. *J. Geophys. Res.*, 31:825–832.
- Yanowitch, M. (1967). Effect of viscosity on gravity waves and the upper boundary condition. *J. Fluid Mech.*, 29:209–231.
- Zawdie, K. A., Drob, D. P., Siskind, D. E., & Coker, C. (2017). Calculating the absorption of HF radio waves in the ionosphere. *Radio Science*, 52:767–783.

Apéndice A

A.1 Método aplicado para la obtención de las Ecuaciones de Haselgrove

A.1.1 Coordenadas Arbitrarias

Como mencionamos en la Sección 1.1 las ecuaciones para describir la trayectoria de un rayo pueden ser obtenidas a través del Principio de Fermat, o lo que es lo mismo de la condición de estacionariedad de fase y que viene dado por:

$$0 = \delta \int_a^b \mathbf{k} \cdot ds \quad (\text{A.1})$$

Donde, δ representa cualquier variación espacial de la trayectoria entre los puntos a y b , \mathbf{k} el vector de onda, ds un elemento de distancia a lo largo de la trayectoria, siendo los puntos finales fijos y la integral, sobre la trayectoria.

Sabemos que los objetos físicos tienen significado independientemente del sistema de coordenadas que usemos. En cambio, las coordenadas cambian de un sistema de referencia a otro. El tensor métrico g_{ij} es un “objeto” que nos permite determinar longitudes a partir de las coordenadas de los puntos del espacio (matemáticamente, convierte vectores en escalares). Entonces consideremos ahora un sistema de coordenadas general con métrica g_{ij} . Vamos a tener en cuenta por ahora solo componentes espaciales y utilizaremos notación covariante-contravariante con suma implícita sobre índices superiores-inferiores repetidos.

Dicho esto procedamos a parametrizar la trayectoria del rayo usando $s = x(\tau)$, donde τ puede ser cualquier parámetro que sea monótono a lo largo de la trayectoria del rayo. Para ello reescribamos el Principio de Fermat y eliminando por conveniencia los límites de integración nos queda lo siguiente:

$$0 = \delta \int k_0 n \cos \alpha ds = \delta \int F d\tau \quad (\text{A.2})$$

donde como mencionamos anteriormente la variación δ es con respecto a la trayectoria, manteniendo los puntos finales fijos, $F = k_0 n \dot{x} \cos \alpha$, $\dot{x} = dx/d\tau$, y n es el índice de refracción de la ionósfera el cual desarrollaremos más adelante. Para el caso de una ionósfera anisotrópica, es decir, teniendo en cuenta la presencia del campo magnético de la Tierra, el ángulo α entre el vector normal a la onda y la dirección del rayo puede ser distinta de cero.

El índice de refracción es en general anisotrópico, esto es, que su valor puede depender de la dirección del rayo. Esta dependencia puede ser expresada como $n = n(x^i, \dot{x}^i)$, siendo \dot{x} un vector que apunta en la dirección del rayo. Ahora introduzcamos las cantidades p^i de manera tal que $k^2 = g_{ij} p^i p^j$. Dado que \dot{x} está en la dirección del rayo, el ángulo α puede ser obtenido a través del producto escalar y por lo tanto:

$$F = k_0 n \dot{x} \cos \alpha = \mathbf{k} \cdot \dot{\mathbf{x}} = g_{ij} p^i \dot{x}^j \quad (\text{A.3})$$

De esta manera, introduciendo la Ec. (A.3) en la Ec.(A.2), el Principio de Fermat entonces se convierte en:

$$0 = \delta \int g_{ij} p^i \dot{x}^j d\tau \quad (\text{A.4})$$

El principio de Fermat es un caso especial de un principio mas general de mínima acción, que expresado en términos de un Lagrangiano $L(x^i, \dot{x}^i)$ nos queda:

$$0 = \delta \int L(x^i, \dot{x}^i) d\tau \quad (\text{A.5})$$

Podríamos, a partir de aquí, simplemente tomar el Lagrangiano como nuestro F . Sin embargo, dado que los campos están sujetos a dispersión lo que representa una restricción al sistema, es conveniente construir nuestra relación de dispersión dentro de las ecuaciones de los rayos en lugar de imponerla al final. Para ello modifiquemos el Lagrangiano de manera tal de incluir un término que describa la relación de dispersión cuya variación se desvanece de forma independiente. Si bien no es necesario suponer ninguna forma de función en particular, dado que estamos buscando implementar nuestro algoritmo de trazado de rayos consideremos la siguiente forma:

$$D(x^i, \dot{x}^i) = \frac{1}{2} \left[\frac{c^2}{\omega^2} k^2 - n^2 \right] \quad (\text{A.6})$$

donde c es la velocidad de la luz y $\omega = 2\pi f$, siendo f la frecuencia de la onda de radio que se propaga. Como se expresó anteriormente la formulación de un Lagrangiano requiere una dependencia funcional de x^i y \dot{x}^i de manera que en la Ec. (A.6) debemos formalmente considerar $k^i = k^i(x^j, \dot{x}^j)$. Sin embargo, la formulación de un Hamiltoniano reemplazará la

dependencia funcional en x^i con una dependencia en los momentos conjugados, que luego demostraremos que se encuentran simplemente relacionados con k^i . De manera que, la Ec. (A.6) expresada en términos de k será suficiente para nuestros propósitos. Entonces nuestro Lagrangiano será:

$$L(x^i, \dot{x}^i) = F(x^i, \dot{x}^i) - \lambda D(x^i, \dot{x}^i) \quad (\text{A.7})$$

donde λ es una constante (multiplicador Lagrangiano) cuya dimensión depende de la selección del parámetro independiente τ y la representación de la relación de dispersión $D(x^i, \dot{x}^i)$.

Realizando la variación en la Ec. (A.5), obtenemos la ecuación de Lagrange-Euler en su forma más conocida:

$$\frac{d}{d\tau} \frac{\partial L}{\partial \dot{x}^i} - \frac{\partial L}{\partial x^i} = 0 \quad (\text{A.8})$$

Como podemos ver la ecuación de Lagrange-Euler es una ecuación diferencial de segundo orden en x^i . Ahora bien, en la formulación Hamiltoniana, la ecuación de Lagrange-Euler es reemplazada por dos ecuaciones diferenciales de primer orden. Pero antes, notemos que:

$$p_i = \frac{\partial L}{\partial \dot{x}^i} \quad (\text{A.9})$$

Donde los p_i son los momentos conjugados del formalismo Hamiltoniano. Por ejemplo, para el medio isotrópico como el definido en la Ec. (A.3) tenemos $F = k_0 n_0(x^l) (g_{jk} \dot{x}^j \dot{x}^k)^{1/2}$ y por lo tanto $p_i = k_0 n_0(x^l) g_{ik} \dot{x}^k (g_{jm} \dot{x}^j \dot{x}^m)^{-1/2}$. Realizando la transformada de Legendre obtenemos el Hamiltoniano:

$$H(x^i, p^l) = g_{ij} p^l \dot{x}^j - L(x^i, \dot{x}^i) \quad (\text{A.10})$$

donde $\dot{x}^i = \dot{x}^i(x^j, p^j)$. Es de suma importancia recordar que en el formalismo Hamiltoniano x^i y p^i son variables independientes. Debemos tener en cuenta también que funcionalmente $H = \lambda D$, sin embargo, esta sustitución no debe realizarse hasta que las manipulaciones formales se hayan completado.

Para obtener las ecuaciones de Hamilton tomaremos la derivada del Hamiltoniano con respecto a x^i y p^j , usando para ello la ecuación de Euler y la definición de momento conjugado. Haciendo esto debemos recordar que la métrica en general depende de las coordenadas x . Esto resulta en:

$$\dot{x}^i = g^{ij} \frac{\partial H}{\partial p^j} \quad (\text{A.11a})$$

$$\dot{p}^i = -g^{ij} \left[\frac{\partial H}{\partial x^j} + g^{km} p^l \frac{\partial H}{\partial p^m} \left(\frac{\partial g_{lj}}{\partial x^k} - \frac{\partial g_{kl}}{\partial x^j} \right) \right] \quad (\text{A.11b})$$

Las Ecs. (A.11) son las ecuaciones de Hamilton en coordenadas arbitrarias. Debemos notar que en coordenadas cartesianas los g_{ij} son los deltas de Kronecker (esto significa que son independientes de los x^i).

A.1.2 Coordenadas Esféricas

Ahora analicemos nuestra situación tomando un sistema de coordenadas esférica. Para este caso la métrica es diagonal, de manera que $g_{11} = 1, g_{22} = r^2, g_{33} = r^2 \sin^2 \theta$, con r, θ y ϕ las coordenadas esféricas, y $g^{ii} = 1/g_{ii}$. Para nuestro análisis es más conveniente expresar las ecuaciones de Hamilton en términos de las componentes del vector \mathbf{k} . Las relaciones entre los p^i y las componentes de \mathbf{k} en las direcciones $\hat{r}, \hat{\theta}, \hat{\phi}$ vienen dadas por:

$$k_r = p^{(1)} \quad (\text{A.12a})$$

$$k_\theta = r p^{(2)} \quad (\text{A.12b})$$

$$k_\phi = r \sin \theta p^{(3)} \quad (\text{A.12c})$$

que se obtiene sabiendo que,

$$\begin{aligned} k^2 &= g_{11} p^{(1)} p^{(1)} + g_{22} p^{(2)} p^{(2)} + g_{33} p^{(3)} p^{(3)} \\ &= k_r k_r + k_\theta k_\theta + k_\phi k_\phi \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

Las derivadas de estas componentes con respecto a la variable independiente son:

$$\dot{k}_r = \dot{p}^{(1)} \quad (\text{A.14a})$$

$$\dot{k}_\theta = \dot{r} p^{(2)} + r \dot{p}^{(2)} \quad (\text{A.14b})$$

$$\dot{k}_\phi = \dot{r} \sin \theta p^{(3)} + r \cos \theta \dot{\theta} p^{(3)} + \dot{r} \sin \theta p^{(3)} \quad (\text{A.14c})$$

Antes de sustituir las Ecs. (A.14) en (A.11) para obtener las ecuaciones de Hamilton en términos de las componentes del vector de onda debemos realizar un último paso. Las derivadas parciales con respecto a las coordenadas en la Ec. (A.11b) son realizadas manteniendo los p^i constantes. Para convertir estas expresiones en derivadas manteniendo ahora fijas las componentes del vector \mathbf{k} , debemos usar:

$$\left(\frac{\partial H}{\partial x^i}\right)_p = \left(\frac{\partial H}{\partial x^i}\right)_k + \frac{\partial H}{\partial k^j} \frac{\partial k^j}{\partial x^i} \quad (\text{A.15})$$

Estas sustituciones nos permiten obtener las ecuaciones del rayo en coordenadas esféricas,

$$\frac{dr}{d\tau} = \frac{\partial H}{\partial k_r} \quad (\text{A.16a})$$

$$\frac{d\theta}{d\tau} = \frac{1}{r} \frac{\partial H}{\partial k_\theta} \quad (\text{A.16b})$$

$$\frac{d\varphi}{d\tau} = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial H}{\partial k_\varphi} \quad (\text{A.16c})$$

$$\frac{dk_r}{d\tau} = -\frac{\partial H}{\partial r} + k_\theta \frac{d\theta}{d\tau} + k_\varphi \sin \theta \frac{d\varphi}{d\tau} \quad (\text{A.17a})$$

$$\frac{dk_\theta}{d\tau} = \frac{1}{r} \left(-\frac{\partial H}{\partial \theta} - k_\theta \frac{dr}{d\tau} + k_\varphi \cos \theta \frac{d\varphi}{d\tau} \right) \quad (\text{A.17b})$$

$$\frac{dk_\varphi}{d\tau} = \frac{1}{r \sin \theta} \left(-\frac{\partial H}{\partial \varphi} - k_\varphi \sin \theta \frac{dr}{d\tau} - k_\theta r \cos \theta \frac{d\theta}{d\tau} \right) \quad (\text{A.17c})$$

El tiempo puede ser incluido en el formalismo como $t = x^0$, $g^{00} = -1$. Entonces $p_t = \omega$ y de esta manera obtenemos las ecuaciones adicionales,

$$\frac{dt}{d\tau} = -\frac{\partial H}{\partial \omega} \quad (\text{A.18a})$$

$$\frac{d\omega}{d\tau} = \frac{\partial H}{\partial t} \quad (\text{A.18b})$$

Las Ecs. (A.16)-(A.18) representan las ecuaciones de Haselgrove que como dijimos en un principio son las ecuaciones de Hamilton pero adecuadas para su integración numérica en una computadora. Por lo tanto, las ecuaciones de Haselgrove describen la trayectoria del flujo de energía dominante en una ionósfera con variabilidad espacial y un índice de refracción generalmente anisotrópico.

A.2 Ecuaciones para el cálculo del índice de refracción mediante Hamiltoniano

La subrutina que calcula el índice de refracción mediante el Hamiltoniano (Ec. (1.8)) utilizan las siguientes ecuaciones para el cálculo de sus derivadas:

$$\frac{\partial H}{\partial t} = -n \frac{\partial n}{\partial t} \quad (\text{A.19a})$$

$$\frac{\partial H}{\partial r} = -n \frac{\partial n}{\partial r} \quad (\text{A.19b})$$

$$\frac{\partial H}{\partial \theta} = -n \frac{\partial n}{\partial \theta} \quad (\text{A.19c})$$

$$\frac{\partial H}{\partial \phi} = -n \frac{\partial n}{\partial \phi} \quad (\text{A.19d})$$

$$\frac{\partial H}{\partial \omega} = -\frac{nn'}{\omega} \quad (\text{A.19e})$$

$$\frac{\partial H}{\partial k_r} = \frac{c^2}{\omega^2} k_r - \frac{c}{\omega} n \frac{\partial n}{\partial V_r} \quad (\text{A.19f})$$

$$\frac{\partial H}{\partial k_\theta} = \frac{c^2}{\omega^2} k_\theta - \frac{c}{\omega} n \frac{\partial n}{\partial V_\theta} \quad (\text{A.19g})$$

$$\frac{\partial H}{\partial k_\phi} = \frac{c^2}{\omega^2} k_\phi - \frac{c}{\omega} n \frac{\partial n}{\partial V_\phi} \quad (\text{A.19h})$$

$$\mathbf{k} \cdot \frac{\partial H}{\partial \mathbf{k}} = k_r \frac{\partial H}{\partial k_r} + k_\theta \frac{\partial H}{\partial k_\theta} + k_\phi \frac{\partial H}{\partial k_\phi} = n^2 \quad (\text{A.19i})$$

donde n' representa el índice de refracción de grupo definido por:

$$n' = n + f \frac{dn}{df} = n + \omega \frac{dn}{d\omega} \quad (\text{A.20})$$

siendo f la frecuencia de la señal de radiofrecuencia, $\omega = 2\pi f$, V_r , V_θ y V_ϕ las componentes del la dirección normal de la onda i en las direcciones normalizadas r , θ y ϕ de manera que:

$$V_r^2 + V_\theta^2 + V_\phi^2 = \text{Real} \{n^2\} \quad (\text{A.21})$$

A.3 Fórmulas de Recursión para subrutina HARMONY

Para el cálculo de las componentes del campo magnético de la Tierra mediante la subrutina HARMONY, los valores de $H_n^{m(\theta)}$ y $G_n^{m(\theta)}$ están dado por las siguientes fórmulas de recursión [Eckhouse 1964]:

$$\begin{aligned}
H_0^{0(\theta)} &= 1 \\
H_1^{0(\theta)} &= \cos \theta \\
H_1^{1(\theta)} &= \sin \theta \\
H_{m+1}^{m(\theta)} &= H_m^m(\theta) \cos \theta \\
H_{m+1}^{m+1(\theta)} &= H_m^m(\theta) \sin \theta \\
H_{n+2}^{m(\theta)} &= H_{n+1}^{m(\theta)} \cos \theta - \frac{(n+m+1)(n-m+1)}{(2n+3)(2n+1)} H_n^{m(\theta)} \\
G_n^{m(\theta)} &= -\frac{d}{d\theta} H_n^{m(\theta)} \sin \theta \\
G_m^{m(\theta)} &= -m H_m^m(\theta) \cos \theta \\
G_{n+1}^{m(\theta)} &= -(n+1) H_{n+1}^{m(\theta)} \cos \theta + \frac{(n+m+1)(n-m+1)}{2n+1} H_n^{m(\theta)}
\end{aligned} \tag{A.22}$$

La subrutina HARMONY utiliza los coeficientes g_n^m y h_n^m con normalización Gauss. Sin embargo los coeficientes en el modelo IGRF-12 se encuentran con normalización Schmidt. Por tal motivo fue necesario realizar una conversión de coeficientes normalizados Schmidt a Gauss de la siguiente manera [Cain et al. 1968; Chapman & Julius 1940]:

$$\begin{aligned}
S_{0,0} &= -1 \\
S_{n,0} &= S_{n-1,0} \left[\frac{2n-1}{n} \right] \\
S_{n,1} &= S_{n,0} \sqrt{\frac{2n}{n+1}} \\
S_{n,m} &= S_{n,m-1} \sqrt{\frac{(n-m+1)}{n+m}} \quad \text{for } n > 1
\end{aligned} \tag{A.23}$$

Por convención el coeficiente g_1^0 normalizado Gauss es positivo, mientras que en normalización Schmidt es negativo.

A.4 Obtención de tubo de flujo para método de rayo de referencia

Consideremos un rayo con su vector normal \mathbf{k} en el punto r , θ y φ de nuestro sistema de coordenadas esférico centrado en la Tierra. Si el correspondiente sistema cartesiano lo elegimos de tal manera que el eje positivo de z pase a través del polo norte, entonces $\hat{\theta}$ está dirigido hacia el Sur y $\hat{\varphi}$ hacia el Este en cada punto r , θ y φ y con \hat{r} en la dirección radial. Como puede observarse en la Fig. (A.1), θ_k y φ_k son las coordenadas esféricas de \mathbf{k} , con respecto a \hat{r} , $\hat{\theta}$, $\hat{\varphi}$ como ejes cartesianos locales. Observemos que:

$$\theta_k = \pi/2 - \beta \quad (\text{A.24a})$$

$$\varphi_k = \pi - \alpha \quad (\text{A.24b})$$

donde β es el ángulo de elevación del rayo y α es el ángulo de acimut del rayo medido en sentido horario desde el Norte. Los componentes de \mathbf{k} en las direcciones \hat{r} , $\hat{\theta}$, $\hat{\varphi}$ están dados por:

$$k_r = k \cos \theta_k \quad (\text{A.25a})$$

$$k_\theta = k \sin \theta_k \cos \varphi_k \quad (\text{A.25b})$$

$$k_\varphi = k \sin \theta_k \sin \varphi_k \quad (\text{A.25c})$$

Como paso siguiente, procedemos a obtener las desviaciones de la trayectoria asociadas a las variaciones del ángulo inicial de la dirección del rayo. Manteniendo $|\mathbf{k}|$ fijo y variando las Ecs (A.25) nos lleva a:

$$\delta k_r = -k \sin \theta_k \delta \theta_k \quad (\text{A.26a})$$

$$\delta k_\theta = k \cos \theta_k \cos \varphi_k \delta \theta_k - k \sin \theta_k \sin \varphi_k \delta \varphi_k \quad (\text{A.26b})$$

$$\delta k_\varphi = k \cos \theta_k \sin \varphi_k \delta \theta_k + k \sin \theta_k \cos \varphi_k \delta \varphi_k \quad (\text{A.26c})$$

Esto nos lleva a obtener un tubo de flujo diferencial en la dirección inicial del rayo, definido por las esquinas de un elemento de ángulo sólido (como puede observarse en la Fig. (A.2)):

$$(\delta \theta_k^\circ = 0, \delta \varphi_k^\circ = 0) \quad (\text{A.27a})$$

$$(\delta \theta_k^\circ = \varepsilon, \delta \varphi_k^\circ = 0) \quad (\text{A.27b})$$

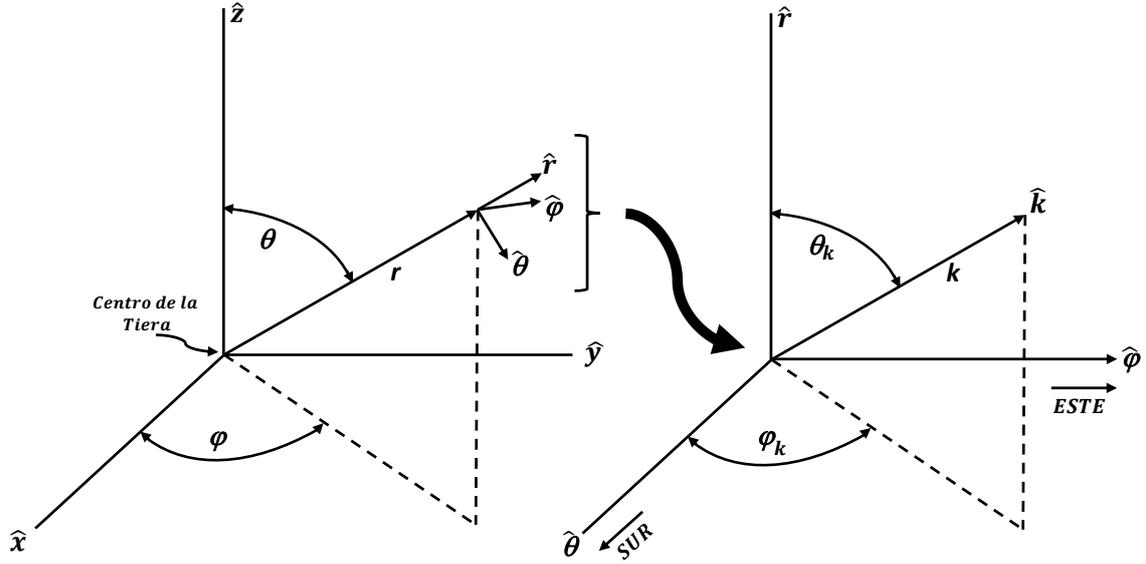


Fig. A.1 Sistema de Coordenadas Esféricas usado en el método de rayo de referencia. θ_k y φ_k son las coordenadas esféricas de \mathbf{k} , con respecto a \hat{r} , $\hat{\theta}$, $\hat{\phi}$ como ejes cartesianos locales. Debemos observar que, $\theta_k = \pi/2 - \beta$ y $\varphi_k = \pi - \alpha$, donde β es el ángulo de elevación del rayo y α es el ángulo de acimut del rayo medido en sentido horario desde el Norte. Los componentes de \mathbf{k} en las direcciones \hat{r} , $\hat{\theta}$, $\hat{\phi}$ están dados por: $k_r = k \cos \theta_k$, $k_\theta = k \sin \theta_k \cos \varphi_k$ y $k_\phi = k \sin \theta_k \sin \varphi_k$.

$$(\delta \theta_k^\circ = \varepsilon, \delta \varphi_k^\circ = \varepsilon) \quad (\text{A.27c})$$

$$(\delta \theta_k^\circ = 0, \delta \varphi_k^\circ = \varepsilon) \quad (\text{A.27d})$$

Donde ε es una variación angular infinitesimal. La expresión (A.27a) corresponde al rayo de referencia. Creado nuestro tubo de flujo a partir del rayo de referencia, procedemos a obtener un conjunto de ecuaciones para las desviaciones de la trayectoria. Para ello debemos variar las ecuaciones de Hamilton con respecto a las variables independientes r , θ , φ , y k_r , k_θ , k_ϕ .

Sin embargo para obtenerlo, vamos a escribir primero las ecuaciones del rayo obtenidas (Ecs. A.16-A.18) en función del Hamiltoniano que hemos elegido, considerando $\lambda = c/\omega$, lo que resulta en:

$$\frac{dr}{d\tau} = \lambda^2 k_r - \frac{1}{2} \frac{\partial n^2}{\partial k_r} \quad (\text{A.28a})$$

$$\frac{d\theta}{d\tau} = \frac{1}{r} \left(\lambda^2 k_\theta - \frac{1}{2} \frac{\partial n^2}{\partial k_\theta} \right) \quad (\text{A.28b})$$

$$\frac{d\varphi}{d\tau} = \frac{1}{r \sin \theta} \left(\lambda^2 k_\phi - \frac{1}{2} \frac{\partial n^2}{\partial k_\phi} \right) \quad (\text{A.28c})$$

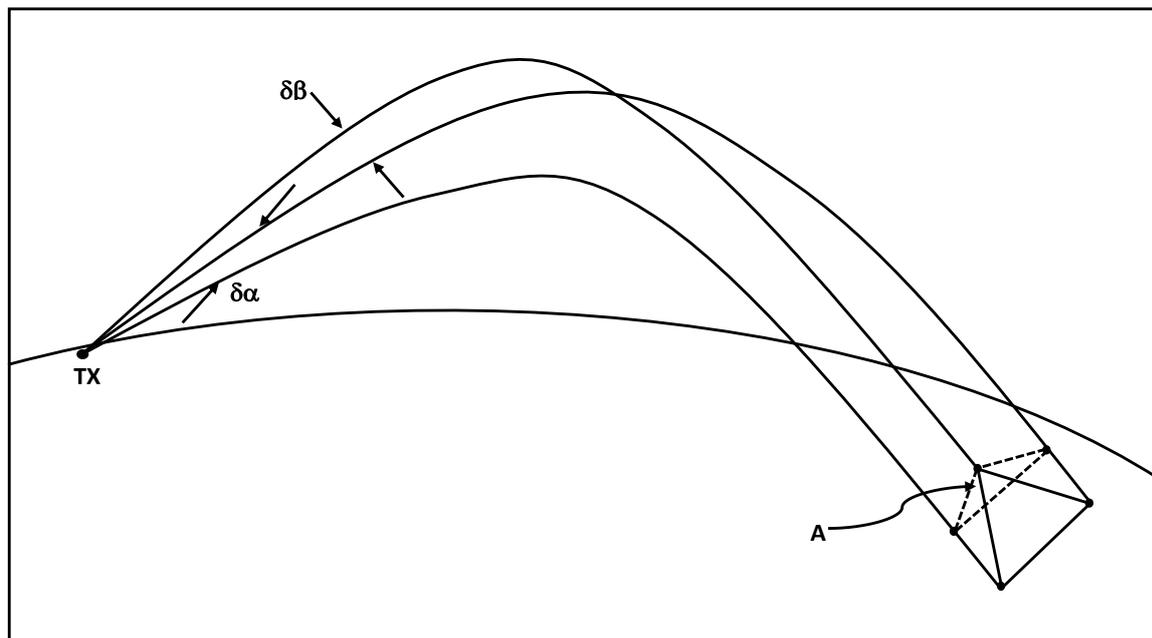


Fig. A.2 Tubo de flujo diferencial resultante de las variaciones mencionadas en las expresiones A.27. TX representa la ubicación del transmisor, $\delta\alpha$ es la variación del ángulo acimutal y $\delta\beta$ la variación del ángulo de elevación.

$$\frac{dk_r}{d\tau} = \frac{1}{2} \frac{\partial n^2}{\partial r} + k_\theta \frac{d\theta}{d\tau} + k_\varphi \sin \theta \frac{d\varphi}{d\tau} \quad (\text{A.28d})$$

$$\frac{dk_\theta}{d\tau} = \frac{1}{2r} \frac{\partial n^2}{\partial \theta} - \frac{k_\theta}{r} \frac{dr}{d\tau} + k_\varphi \cos \theta \frac{d\varphi}{d\tau} \quad (\text{A.28e})$$

$$\frac{dk_\varphi}{d\tau} = \frac{1}{2r \sin \theta} \frac{\partial n^2}{\partial \varphi} - \frac{k_\varphi}{r} \frac{dr}{d\tau} - k_\varphi \cot \theta \frac{d\varphi}{d\tau} \quad (\text{A.28f})$$

Como puede observarse las ecuaciones fueron escritas considerando a la variable independiente como τ , sin embargo esto se hizo solo por simplicidad. Al igual que en el código original, descrito anteriormente, la variable a utilizar para realizar la integración numérica será P' . Variando las Ecs. A.28 alrededor del rayo de referencia respecto de r , θ , φ , y k_r , k_θ , k_φ , aplicando el siguiente operador diferencial:

$$\delta = \delta r \frac{\partial}{\partial r} + \delta \theta \frac{\partial}{\partial \theta} + \delta \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} + \delta k_r \frac{\partial}{\partial k_r} + \delta k_\theta \frac{\partial}{\partial k_\theta} + \delta k_\varphi \frac{\partial}{\partial k_\varphi} \quad (\text{A.29})$$

obtenemos el conjunto de ecuaciones para las desviaciones del punto del rayo y el vector de onda:

$$\delta \dot{r} = \lambda^2 \delta k_r - \frac{1}{2} \delta \left[\frac{\partial n^2}{\partial k_r} \right] \quad (\text{A.30a})$$

$$\delta \dot{\theta} = \frac{1}{r} \left(\lambda^2 \delta k_\theta - \frac{1}{2} \delta \left[\frac{\partial n^2}{\partial k_\theta} \right] - \dot{\theta} \delta r \right) \quad (\text{A.30b})$$

$$\delta \dot{\phi} = \frac{1}{r \sin \theta} \left(\lambda^2 \delta k_\phi - \frac{1}{2} \delta \left[\frac{\partial n^2}{\partial k_\phi} \right] \right) - \frac{\dot{\phi}}{r} \delta r - \cot \theta \dot{\phi} \delta \theta \quad (\text{A.30c})$$

$$\delta \dot{k}_r = \frac{1}{2} \delta \left[\frac{\partial n^2}{\partial r} \right] + k_\phi \cos \theta \dot{\phi} \delta \theta + \dot{\theta} \delta k_\theta + \sin \theta \dot{\phi} \delta k_\phi + k_\theta \delta \dot{\theta} + k_\phi \sin \theta \delta \dot{\phi} \quad (\text{A.30d})$$

$$\delta \dot{k}_\theta = \frac{1}{2r} \delta \left[\frac{\partial n^2}{\partial \theta} \right] - \frac{1}{r^2} \left(\frac{1}{2} \frac{\partial n^2}{\partial \theta} - k_\theta \dot{r} \right) \delta r - k_\phi \sin \theta \dot{\phi} \delta \theta - \frac{\dot{r}}{r} \delta k_\theta + \cos \theta \dot{\phi} \delta k_\phi - \frac{k_\theta}{r} \delta \dot{r} + k_\phi \cos \theta \delta \dot{\phi} \quad (\text{A.30e})$$

$$\delta \dot{k}_\phi = \frac{1}{2r \sin \theta} \left\{ \delta \left[\frac{\partial n^2}{\partial \phi} \right] - \frac{\partial n^2}{\partial \phi} \left(\frac{1}{r} \delta r + \cot \theta \delta \theta \right) \right\} + \frac{k_\phi \dot{r}}{r^2} \delta r + \frac{k_\phi \dot{\theta}}{\sin^2 \theta} \delta \theta - \left(\frac{\dot{r}}{r} + \cot \theta \dot{\theta} \right) \delta k_\phi - \frac{k_\phi}{r} \delta \dot{r} - k_\phi \cot \theta \delta \dot{\theta} \quad (\text{A.30f})$$

De manera que, luego de obtener la trayectoria de nuestro rayo de referencia, por medio de la integración numérica de las Ecs. A.30 obtendremos los puntos de arribo de los rayos que conformarán el tubo de flujo.

Apéndice B

Descripción de Estructura de Archivos de Datos

B.1 Descripción de Datos de Entrada (Archivo DATA_IN)

W1	=1. para rayo ordinario (O) =-1. para rayo extraordinario (X)
W2	Radio de la Tierra en km
W3	Altura del transmisor por encima de la superficie de la Tierra en km
W4	Latitud Norte Geográfica del Transmisor
W5	Longitud Este Geográfica del Transmisor
W7	Frecuencia Inicial en MHz
W8	Frecuencia Final en MHz
W9	Pasos en Frecuencia en MHz (Cero para una Frecuencia fija)
W11	Ángulo Inicial de Acimut de Transmisión
W12	Ángulo Final de Acimut de Transmisión
W13	Pasos en Ángulo de Acimut de Transmisión (cero para un Acimut fijo)
W15	Ángulo Inicial de Elevación de Transmisión
W16	Ángulo Final de Elevación de Transmisión
W17	Pasos en Ángulo de Elevación de Transmisión (cero para una Elevación fija)
W20	Altura del Receptor por encima de la superficie de la Tierra en km
W21	Distinto de cero para saltar a la siguiente Frecuencia después de que el rayo ha penetrado la ionósfera
W22	Máximo número de saltos (Reflexiones en la superficie de la Tierra)

W23	Máximo número de pasos por cada salto
W24	Latitud Norte Geográfica del Polo Norte Geomagnético
W25	Longitud Este Geográfica del Polo Norte Geomagnético
W41	=1. para integración con Runge-Kutta =2. para integración con Adams-Moulton sin chequeo de error =3. para integración con Adams-Moulton con chequeo de error relativo =4. para integración con Adams-Moulton con chequeo de error absoluto
W42	Máximo error permitido en un solo paso
W43	Relación entre el error máximo de un solo paso y el error mínimo de un solo paso
W44	Tamaño del paso de integración inicial en km (paso en la trayectoria de grupo)
W45	Longitud de paso máxima en km
W46	Longitud de paso mínima en km
W47	Factor por el cual aumentar o disminuir la longitud del paso
W150	=1. Activar Perturbación de Hooke o =0. Desactivar Perturbación de Hooke
W151	Día del Año (1-365)
W152	Hora UT en minutos (TIME)
W153	Velocidad del Sonido (m/s), nominalmente 700 m/s - usado para todas las perturbaciones
W155	Posición inicial en tiempo de TID, INTID (TIME + INTID)
W156	Tamaño de pasos en tiempo de propagación de TID, STPTID
W157	Posición final en tiempo de TID, FINTID
W378	Año (para Matrices de Frecuencias de Plasma y de Colisión)
W379	Día del Año (1-365)
W380	Fecha en formato mm/dd
W381	Hora UT en horas
W382	Altura inicial de ionósfera en km
W383	Latitud Inicial en grados (-90 a 90)
W384	Longitud Inicial en grados (0 a 360)
W385	Longitud Inicial en grados (-180 a 180)
W388	=1. Variable: Altitud =2.,3. Variable: Latitud, Longitud =4., 5., 6. Variable: Año, Mes, Día =7. Variable: Día del Año (1-365)

	=8. Variable: Hora (UT o LT)
W389	Valor inicial de la Variable elegida en W386
W390	Valor final de la Variable elegida en W386
W391	Tamaño de paso Variable elegida en W386
W395	Latitud Objetivo para Homing en Radianes
W396	Longitud Objetivo para Homing en Radianes
W397	Ángulo ε para tubo de flujo

B.2 Descripción de Estructura de Archivos de Frecuencia de Plasma y Colisión

-35.0	BLHLA	Valor mínimo de Latitud
-60.0	BLHLO	Valor mínimo de Longitud
65.0	RMG	Altura Inicial de la Ionosfera sobre la superficie de la Tierra
1	DLA	Incremento en Latitud en grados
1	DLO	Incremento en Longitud en grados
1	DRG	Incremento en Altura en km
286	NR	Número de muestras de Altura
60	NLA	Número de muestras de Latitud
60	NLO	Número de muestras de Longitud
0.0972889438		
0.0991000086		
0.1008215174		
0.1024591848		
0.1040182188		
0.1055034697		
0.1069190875		
0.1082689464		
0.1217868179		
0.1224481389		
0.1230778396		
0.1236767024		
:		

Valores de Frecuencias de Plasma o Frecuencias de Colisión en MHz. Estos se van generando recorriendo en Latitud a medida que avanza en Longitud para una determinada Altura. Una vez concluido, repite el proceso para el siguiente valor de Altura.

B.3 Descripción de Archivo de TID usando modelo de Hooke

NWAVES	Número de TIDs a procesar
U _{z_o}	Magnitud de la Velocidad del Gas Neutro a la altura z_o , m/s
LAMBDA	Longitud de Onda Horizontal en km
ELEVdeg	Ángulo de Elevación del vector de fase de la TID, en el punto de referencia, en grados
HEADINGdeg	Dirección del vector de onda, en el punto de referencia, en grados
z_o	Altura del punto de referencia sobre la superficie de la Tierra, en km
LAT0	Latitud geográfica del punto central de la onda, en grados
LON0	Longitud geográfica del punto central de la onda, en grados
Tscale_before	Tiempo de Acumulación del paquete de ondas; =0 para no ser usado
Tscale_After	Tiempo de Evanescimiento del paquete de ondas; =0 para no ser usado
Tmax	Tiempo de Máxima fuerza del paquete de onda; =0 para no ser usado
T ₀	Tiempo en el que la fase de la onda es =0 en el punto central, en minutos. Este parámetro puede no ser considerado, en cuyo caso T ₀ = 0

Apéndice C

Lista de Publicaciones con los Resultados de esta Tesis

Los estudios que se han realizado en el marco de esta Tesis han hecho posible las siguientes contribuciones científicas:

- Fagre, M., Zossi, B.S., Chum, J., and Elias G.: “Simulated high frequency ray paths considering traveling ionospheric disturbances.” *SN Appl. Sci.* 2, 615, (2020). <https://doi.org/10.1007/s42452-020-2438-4>
- Fagre M., Zossi B. S., Chum J., Yiğit E. and Elias A. G.: "Comparative Study of Equatorial and High-Latitude Over-The-Horizon Radar Parameters Using Ray-Tracing Simulations," in *IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters*, (2020). <https://doi.org/110.1109/LGRS.2020.2967713>
- Fagre, M., Zossi, B.S., Yiğit, E., Amit H., Elias G.: “High frequency sky wave propagation during geomagnetic field reversals.” *Stud. Geophys. Geod.*, 64, 130–142, (2020). <https://doi.org/10.1007/s11200-019-1154-2>
- Fagre M., Zossi B. S., Chum J., Yiğit E., Elias A. G.: “Ionospheric high frequency wave propagation using different IRI hmF2 and foF2 models.” *J. of Atmos. and Sol. –Terr. Physics*, Vol. 196, (2019). <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2019.105141>.
- Chum, J., Ubar, J., Lastovicka, J., Cabrera M. A., Liu, J., Bonomi, F. A., Fagre, M., Fiser, J., and Mosna Z: “Continuous Doppler sounding of the ionosphere during solar flares.” *Earth, Planets and Space*, (2018). <https://doi.org/10.1186/s40623-018-0976-4>.

- Chum, J., Cabrera, M. A., Mořna, Z., Fagre, M., Baře, J., and Fiřer, J.: “Nonlinear acoustic waves in the viscous thermosphere and ionosphere above earthquake.” *J. Geophys. Res. Space Physics*, 121, (2016). <https://doi.org/10.1002/2016JA023450>.