

Perfeccionamiento del Modelo Ionosférico La Plata (LPIM)

Tesis de Doctorado en Astronomía

Juan Federico Conte

Director: Dr. Claudio Brunini



Facultad de Ciencias
**Astronómicas
y Geofísicas**
UNIVERSIDAD NACIONAL DE LA PLATA



Prefacio

Esta Tesis fue realizada con el propósito de obtener el grado académico de Doctor en Astronomía, en la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de la Universidad Nacional de La Plata. El trabajo fue supervisado por el Doctor Claudio Brunini.

La investigación fue subvencionada por el Programa de Becas de Doctorado del Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET).

La Plata, mayo de 2015.



Índice de Contenidos

Introducción	1
Capítulo Primero: Atmósfera Terrestre. La ionosfera. Características generales	
1.1 La atmósfera terrestre	5
1.2 La ionosfera	7
1.2.1 Fuentes de ionización	8
Radiación electromagnética solar	8
Partículas	10
1.2.2 Regiones ionosféricas	12
Región D	13
Región E	14
Región F	15
Top-side o región superior	17
1.2.3 Variaciones ionosféricas en el tiempo	18
1.3 Geomagnetismo y viento solar	20
1.3.1 Campo magnético terrestre	20
Regiones geomagnéticas	22
1.3.2 Viento solar	23
1.4 Ondas electromagnéticas en la ionosfera	24
Capítulo Segundo: GPS y Satélites de baja altura (LEO). Generalidades	
2.1 Características generales del GPS	31
2.1.1 Observables GPS	33
Combinación lineal libre de geometría	35
2.1.2 Término ionosférico en L4	36

2.2 Misión COSMIC/FORMOSAT-3	38
Capítulo Tercero: Modelos ionosféricos. Función de Chapman. LPIM	
3.1 Función de producción de Chapman	43
3.2 Modelo Ionosférico La Plata (LPIM)	49
3.2.1 Primera versión del LPIM (1998)	50
Módulo de procesamiento del LPIM	52
3.2.2 Implementación del procesamiento de observaciones de fase (2000)	54
3.2.3 Implementación de la latitud modip (2006)	56
3.2.4 Versión actual del LPIM (bloque que determina valores globales horarios de vTEC)	57
Obtención del observable ionosférico del LPIM	61
3.2.5 Modelo global de la densidad de electrones (segundo bloque de la versión actual del LPIM)	62
Capítulo Cuarto: Estimación de la exactitud en el cálculo de los DCBs	
4.1 Introducción	69
4.2 Generación de los datos sintéticos	71
4.3 Resultados obtenidos	73
Región de modip positivo	73
Región de modip negativo	75
4.4 Conclusión final	80
Capítulo Quinto: Nuevo método para el cálculo de la altura del máximo de densidad electrónica de la ionosfera	
5.1 Introducción	84
5.2 La relación $M3000F2 - h_m F2$	84
5.3 Técnica de mapeo basada en las funciones especiales G	87
5.4 Comparación con Armónicos Esféricos	93
5.5 Comentarios finales	98

Capítulo Sexto: Incorporación de datos GPS provistos por misiones LEO en el cálculo de perfiles de densidad electrónica

6.1 Procesamiento de archivos RINEX - COSMIC/FORMOSAT-3	102
6.1.1 Cambios en el módulo de pre-procesamiento del LPIM	103
6.1.2 Paquete que calcula correcciones a los parámetros f_oF2 y h_mF2	110
Resultados obtenidos	116
6.2 Perfiles corregidos de densidad electrónica	128
6.3 Conclusión y trabajos a futuro	136
Conclusiones Generales	141
Índice de Referencias	145



*Esta Tesis está dedicada a la memoria de la “Abu”
Martina y la “Nona” Romilda, las dos personas más
buenas y desinteresadas que la vida puso en mi
camino.*



Introducción

La atmósfera del planeta Tierra constituye uno de los sistemas físicos más complejos conocidos por el hombre. En términos coloquiales se la puede definir como una mezcla de gases que interactúa química, dinámica y electromagnéticamente con el medio que se extiende desde la superficie terrestre hasta los alrededores del Sol. Al tratarse de una mezcla de gases, puede ser estudiada y clasificada de acuerdo a diferentes parámetros (o cantidades físicas) de referencia como la temperatura y la composición química, por ejemplo. A los propósitos de este trabajo de investigación, interesa la clasificación de la atmósfera terrestre de acuerdo al contenido de electrones libres. De acuerdo a esta última cantidad, la atmósfera terrestre puede ser dividida en dos grandes regiones: la atmósfera neutra, que comprende la región que se extiende desde la superficie terrestre hasta los 50 km de altura aproximadamente, y la ionosfera, región de la atmósfera comprendida entre los 50-60 km de altura y los 1000 km de altura, aproximadamente.

Debido a sus propiedades electromagnéticas, la ionosfera ha fascinado a los científicos desde principios del siglo XX. El hecho de que esté constituida por partículas eléctricamente cargadas (iones y electrones; de allí su nombre), la convierte en un instrumento de vital importancia para las radio-comunicaciones. Tanto es así, que muchos de los radares que actualmente se implementan para su estudio fueron originalmente utilizados como radares de comunicaciones militares durante la Segunda Guerra Mundial. Sin embargo, la investigación ionosférica con fines puramente científicos nunca cesó; y si bien hace más de 80 años que la ionosfera es objeto de análisis, su estudio ha cobrado especial importancia durante el transcurso de las últimas décadas. Fue durante la década de 1990 (en el año 1994 comienza a operar el Sistema de Posicionamiento Global, o GPS por su sigla en inglés) y la primera década del siglo XXI que el conocimiento de las características físicas de la ionosfera se convirtió en una necesidad de extrema importancia, puesto que la capacidad de predicción de los fenómenos ionosféricos resulta esencial para la optimización de los sistemas de radio-comunicaciones y los de navegación global basados en satélites.

Esta necesidad de conocimiento y capacidad de predicción ionosféricas requiere de instrumentación de alta sensibilidad y confiabilidad, así como también de modelos que, basados en hipótesis teóricas, incorporen los datos medidos por los instrumentos disponibles para mejorar la descripción de la física de la ionosfera, y de esta manera, logren una predicción precisa de los fenómenos que en ella ocurren a partir de la verificación y/o corrección de las hipótesis establecidas a priori. En consecuencia, durante las últimas décadas, gran cantidad de instrumentos han sido desarrollados, mejorados e instalados alrededor del globo y a bordo de satélites artificiales. Esto, en conjunción con el crecimiento exponencial de la tecnología, ha permitido que hoy en día se cuente con una cantidad y variedad de datos ionosféricos sin precedentes. Y es

justamente esta variedad y disponibilidad de datos observacionales, la que coloca a los modelos ionosféricos semi-empíricos en la vanguardia del estudio de la ionosfera y sus propiedades físicas.

El principal modelo de ionosfera, y estándar de referencia internacional en la gran mayoría de las investigaciones ionosféricas, es el International Reference Ionosphere (IRI; Bilitza, 2001). Otros modelos no menos importantes son el NeQuick (Nava et al., 2005) y el La Plata Ionospheric Model (LPIM; Brunini, 1998). El Modelo Ionosférico La Plata (LPIM) fue desarrollado por el Dr. Claudio Brunini hacia 1998, y es constantemente actualizado y mejorado por el grupo de Geodesia Espacial y Aeronomía (GESA) de la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de la Universidad Nacional de La Plata, Argentina (Brunini et al., 2005; Azpilicueta et al., 2006; Brunini et al., 2009; Brunini et al., 2011a; Brunini et al., 2011b; Conte et al., 2011; Brunini et al., 2013a; Brunini et al., 2013b).

El LPIM fue originalmente concebido como un modelo capaz de reproducir mapas locales y globales de contenido electrónico total vertical (vTEC, por su sigla en inglés), basados en datos provistos por satélites GNSS (en inglés, Sistemas de Navegación Global Satelitales) y misiones de altimetría satelital (Topex/Poseidon, Jason I y Jason II, etc.). De hecho, el LPIM es quizás el modelo que proporciona los mapas globales de vTEC basados en datos GNSS más confiables de toda la comunidad científica ionosférica. Sin embargo, la creciente necesidad de información sobre la densidad volumétrica de electrones libres en la ionosfera, propició el mejoramiento y la consecuente evolución del LPIM hacia un modelo más completo, capaz de calcular no sólo mapas locales y/o globales de vTEC, sino también perfiles verticales de densidad electrónica. Actualmente, el LPIM consiste de un complejo algoritmo dividido en dos bloques; uno que calcula mapas globales horarios (o locales cada 15 minutos) de vTEC; y otro que construye perfiles verticales de densidad electrónica para cualquier locación de la Tierra y momento del día. Para cumplir con estos dos objetivos, asimila y procesa los datos crudos (archivos en formato RINEX; Gurtner, 1994) provistos por estaciones terrestres del Servicio Internacional GNSS (IGS, por su sigla en inglés), así como también datos crudos de receptores GPS colocados a bordo de satélites de baja altura (LEO, por su sigla en inglés) como, por ejemplo, los de la misión COSMIC/FORMOSAT-3.

Consecuentemente, la necesidad de precisar la exactitud con que el LPIM genera sus resultados, y la contribución a la evolución del mencionado modelo hacia su última versión, han sido los principales agentes motivadores del trabajo de investigación desarrollado en esta Tesis. Específicamente, la mencionada investigación se dividió en tres etapas:

1. Primera. Consistió en una estimación de los errores de calibración que el LPIM comete al momento de ajustar los datos observacionales.

2. Segunda. Se centró en el desarrollo y testeo de una técnica que permita calcular con mayor facilidad, pero igual precisión que otras técnicas, parámetros fundamentales necesarios para la generación de perfiles verticales de densidad electrónica.
3. Por último, la tercera etapa del trabajo descrito en esta Tesis consistió en la elaboración (y posterior verificación de su correcto funcionamiento) del paquete algorítmico del LPIM que asimila y procesa los datos crudos provistos por los receptores GPS situados a bordo de los satélites de baja altura de la misión COMSIC/FORMOSAT-3.

En resumen, como el objetivo central del trabajo de investigación desarrollado en esta Tesis Doctoral consiste en un perfeccionamiento del LPIM, se procedió a completar el estudio de la exactitud con que dicho modelo estima las constantes de calibración. Esto contribuyó al perfeccionamiento del modelo pues le otorga robustez a los resultados que éste produzca. A continuación, y debido a que este Doctorado coincidió con la época en que el LPIM evolucionó hacia un modelo que reconstruye perfiles verticales de densidad electrónica, se estudiaron técnicas alternativas para la representación de los parámetros fundamentales necesarios para el cálculo de dichos perfiles. Finalmente, como los datos GPS provistos por satélites de baja altura (LEO) poseen información sobre los gradientes verticales del contenido electrónico de la ionosfera (datos fundamentales para lograr una determinación confiable y precisa de la densidad de electrones libres con la altura) se desarrolló e incorporó al LPIM, un paquete algorítmico capaz de procesar los datos crudos provistos por receptores GPS a bordo de los satélites de la misión COSMIC/FORMOSAT-3 y de calcular a partir de dichos datos, correcciones a los parámetros fundamentales necesarios para la determinación de perfiles de la densidad de electrones libres de la ionosfera

Por consiguiente, esta Tesis se presenta en seis capítulos. El primero, describe las características fundamentales del medio estudiado (i.e. la ionosfera). En el segundo, se describen la instrumentación utilizada, así como también los datos que ésta provee. En el tercer capítulo, se estudia la ley de producción de Chapman, para luego presentar un breve resumen de la historia del LPIM, y a continuación, la descripción de las características generales y del estado actual de este último. El cuarto capítulo se dedica enteramente a la descripción de la primera etapa del trabajo de investigación realizado durante este Doctorado; mientras que en el quinto y sexto capítulos, se estudian, respectivamente, las segunda y tercera etapas del mencionado trabajo de investigación. Finalmente y a continuación del sexto capítulo, se dedican unas páginas para presentar un resumen de los resultados y una conclusión final de todo el trabajo descrito en esta Tesis Doctoral.

Capítulo Primero

Atmósfera terrestre. La ionosfera. Características generales

1.1 La atmósfera terrestre

La atmósfera terrestre puede ser definida como una mezcla de diferentes gases y partículas diminutas que comprende la región que se extiende desde la superficie de la Tierra hasta los 1000 km de altura aproximadamente. Alrededor del 99% de la masa de la atmósfera se concentra por debajo de los 30 km de altura, región en la que los átomos y moléculas que constituyen las diferentes especies gaseosas se encuentran en estado (eléctrico) neutro. Por otro lado, superando los 50-60 km de altura se observan cantidades considerables de iones y electrones libres. Dichas cantidades adquieren mayor relevancia a medida que la altura aumenta (la concentración de electrones libres crece rápidamente hasta alcanzar su valor máximo alrededor de los 350-450 km de altura). Si bien se han detectado trazas de gases completamente ionizados a distancias proporcionales a uno o más radios terrestres de distancia, la concentración de los mismos es completamente despreciable. Esto último se debe a que la densidad atmosférica desciende abruptamente (de manera exponencial) a partir de los 800-1000 km de altura, motivo por el cual se establece como límite superior de la atmósfera terrestre la barrera de los 1000 km de altura.

Los dos gases atmosféricos más abundantes son el nitrógeno (con una concentración del 78%) y el oxígeno (~ 21%), que en conjunto constituyen el 99% de la masa total de la atmósfera. El restante 1% incluye gases nobles como el argón, neón, helio, kriptón y xenón, así como también vapor de agua, dióxido de carbono, metano y óxido nitroso. El hidrógeno también está presente en la atmósfera, pero debido a su bajo peso molecular sólo cobra relevancia a grandes alturas.

Al tratarse de una mezcla de gases, la atmósfera terrestre puede ser clasificada en distintas regiones según el parámetro físico que sea considerado. Así, por ejemplo, cuando se tiene en cuenta el comportamiento de la temperatura con la altura, la atmósfera de la Tierra puede ser dividida en cuatro regiones: la troposfera (extendiéndose desde la superficie terrestre hasta los 10 km de altura), la estratosfera (desde los 10 km de altura hasta los 40 km de altura, aproximadamente), la mesosfera (desde los 40 km de altura hasta los 90 km de altura, aprox.) y la termosfera (desde los 90 km de altura hasta los 1000 km de altura, aproximadamente). De manera general, se observa que en la troposfera la temperatura decrece con la altura, mientras que en la

estratosfera aumenta. Este aumento de la temperatura estratosférica se debe fundamentalmente a la presencia del ozono, el cual absorbe cantidades considerables de radiación solar ultravioleta, la cual calienta la región hasta las temperaturas observadas. En la mesosfera la temperatura disminuye nuevamente con la altura; para luego volver a crecer con la altura en la termosfera (para una mejor visualización de las diferentes regiones, remitirse a la figura 1.1).

Ahora bien, si se considera la manera en que los gases atmosféricos se mezclan, básicamente se observan dos regiones: la homosfera (desde la superficie hasta los 85-95 km de altura) y la heterosfera (a partir de los 90 km de altura, aproximadamente). En la homosfera, los gases constituyentes están bien mezclados por los fenómenos de turbulencia, manteniéndose las proporciones relativas de los mismos aproximadamente constantes. En cambio, en la heterosfera la turbulencia pierde el rol de mecanismo de mezcla dominante para darle lugar a los procesos difusivos. La región en la cual se produce el cambio de mecanismo de mezcla se denomina turbopausa u homopausa (ver figura 1.1).

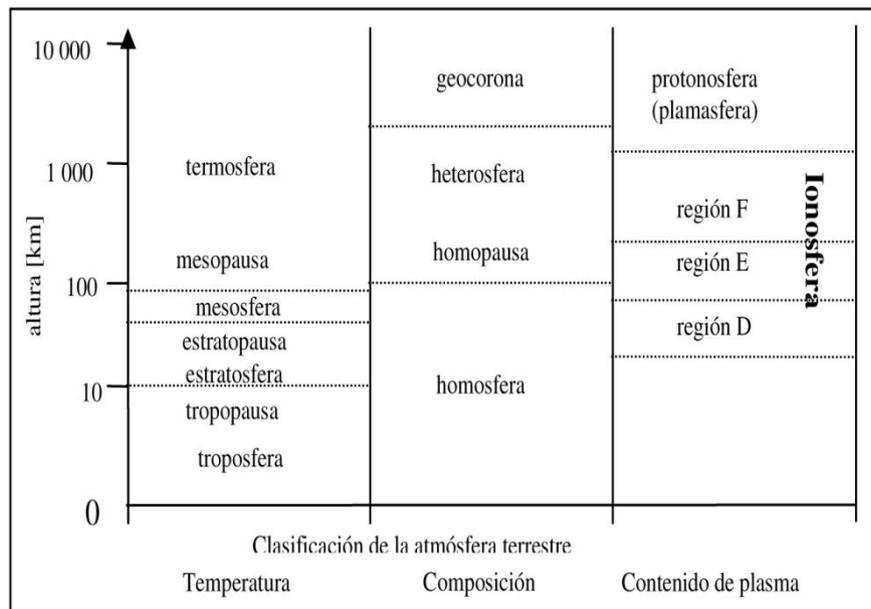


Figura 1.1: clasificación de la atmósfera terrestre en base a la temperatura, la forma en que están mezclados los gases constituyentes, y el contenido de iones y electrones libres (o contenido de plasma).

Además de la determinación de la temperatura y composición química de la atmósfera, es de vital importancia el análisis de un tercer parámetro atmosférico: el contenido de electrones libres. Su estudio resulta fundamental para las radio-comunicaciones y para los sistemas de navegación global basados en satélites; pues las primeras son posibles debido a la presencia de una capa atmosférica eléctricamente cargada; mientras que las señales electromagnéticas emitidas (y/o recibidas) por los

diversos satélites artificiales que orbitan alrededor de la Tierra se ven fuertemente afectadas por las perturbaciones que los electrones libres generan en la propagación de estas últimas (los iones también perturban la propagación de las ondas electromagnéticas, pero su efecto es prácticamente despreciable frente al de los electrones libres). Al analizar el comportamiento de la densidad de electrones libres con la altura, la atmósfera terrestre puede ser dividida en dos grandes regiones: la atmósfera neutra (extendiéndose desde la superficie terrestre hasta los 50 km de altura aproximadamente) y la ionosfera (desde los 50-60 km de altura hasta los 1000 km de altura).

1.2 La Ionosfera

Los primeros indicios de la existencia de una capa atmosférica eléctricamente conductora fueron proporcionados por diversos estudios del campo magnético terrestre realizados durante los siglos XVIII y XIX. Concretamente, se observaron pequeñas variaciones diarias del campo magnético de la Tierra que no podían ser explicadas por las teorías vigentes en aquella época. Ya en el siglo XIX, fue C. F. Gauss el primero en considerar que el origen de las perturbaciones magnéticas observadas podría estar relacionado con corrientes eléctricas atmosféricas. Sin embargo, fue recién con los conocidos experimentos de G. Marconi (en 1901, transmitió ondas de radio desde Cornwall, Inglaterra, a Newfoundland en Canadá) y las subsecuentes e independientes sugerencias de Kennelly y Heaviside de que debido a la curvatura de la Tierra dichas ondas deberían haberse reflejado en alguna capa ionizada presente en la atmósfera, que la teoría de una capa conductora (ionizada) cobró fuerza y relevancia en el ámbito científico. Posteriormente, en 1926 Watson-Watt propone el nombre de *ionosfera*, el cual es adoptado definitivamente en 1932.

La ionosfera comprende la región de la atmósfera terrestre donde los electrones libres se concentran en cantidades suficientes como para perturbar la propagación de ondas electromagnéticas. Estos electrones son producidos principalmente por fotoionización de los átomos y moléculas neutras presentes en la atmósfera, siendo responsable de este fenómeno la radiación ultravioleta y de rayos X proveniente del Sol.

Aunque no hay fronteras perfectamente definidas entre las diferentes regiones atmosféricas (cualquiera sea el parámetro respecto al cual se esté clasificando la atmósfera), generalmente se considera a la ionosfera como aquella región atmosférica comprendida entre los 50-60 km de altura y los 1000 km de altura. El límite inferior se debe a que por debajo de esas alturas la radiación ionizante ha sido completamente absorbida por las capas superiores de la atmósfera (de allí que se denomine atmósfera neutra a la región ubicada por debajo de los 50-60 km de altura). Por encima de los 1000 km de altura la atmósfera está prácticamente ionizada en su totalidad, pero la densidad decrece rápidamente.

No todos los átomos y moléculas de la ionosfera están ionizados. De hecho, la ionosfera se caracteriza por ser una mezcla de partículas eléctricamente cargadas y partículas neutras. Si bien menos del 1% de la masa total de la atmósfera se concentra en la ionosfera, los electrones libres se encuentran en cantidades suficientes como para perturbar la propagación de ondas electromagnéticas. Es por esta razón que el conocimiento preciso de la distribución de electrones libres en la ionosfera es de vital importancia para el desarrollo y optimización de los sistemas de navegación global basados en satélites, y para las radio-comunicaciones. La tasa de ionización (producción de electrones libres) depende de la densidad del gas atmosférico y de la intensidad de la radiación solar.

1.2.1 Fuentes de ionización

De acuerdo a su naturaleza, los agentes responsables de la ionización del gas neutro de la atmósfera terrestre se clasifican en dos tipos: radiación electromagnética (principal) y partículas energéticas (secundaria).

Radiación electromagnética solar

El Sol es el objeto más masivo de nuestro Sistema Solar y la principal fuente de radiación electromagnética. Se trata de una estrella de tipo G2V que emite radiación en una amplia región del espectro electromagnético, además de un flujo continuo de plasma, y explosiones esporádicas de partículas energéticas.

La curva de radiación correspondiente a la fotosfera (superficie visible del Sol) puede aproximarse con la de un cuerpo negro –curva de Planck– a 6000 °K (ver figura 1.2). Por encima de la fotosfera y extendiéndose unos 2000 km aproximadamente se encuentra la cromosfera, cuya temperatura alcanza los 50000 °K. Finalmente, por encima de la cromosfera se sitúa la corona (con una temperatura $T \sim 1,5 \times 10^6$ °K), región que se extiende hasta distancias superiores a 10^6 km, aunque parecería no tener una terminación aparente.

De acuerdo a la temperatura de cuerpo negro, el espectro de radiación presenta un máximo absoluto en el visible, para luego decaer hacia longitudes de onda más largas (infrarrojo y radio) y más cortas (ultravioleta y rayos X). La radiación solar en el visible es más bien constante en el tiempo, con variaciones que sólo alcanzan el 1%, excepto en presencia de fulguraciones solares (en inglés, flares). Para la ionosfera, son relevantes aquellas regiones del espectro electromagnético correspondientes a los rayos X (0,1 a 17 nm) y al ultravioleta lejano (17 a 175 nm), provenientes de la cromosfera y la corona,

las cuales, al igual que las emisiones en longitudes de onda de radio, muestran importantes fluctuaciones que dependen del nivel de actividad solar.

Dentro del ultravioleta, los efectos ionizantes de la línea Lyman- α del hidrógeno (121,6 nm) cobran vital importancia. Particularmente, esta línea es responsable de una parte importante de la ionización en la región D. La potencia transmitida en ésta es aproximadamente equivalente a la del resto del espectro con longitudes de onda menores a los 100 nm. Es en pequeñas regiones no uniformemente distribuidas sobre la superficie solar donde la línea Lyman- α es emitida. Estas regiones son también responsables de otras líneas espectrales (algunas del calcio, por ejemplo). La emisión de rayos X tiene origen en otras regiones, también pequeñas y próximas a las anteriormente mencionadas.

Como estas regiones activas del Sol están distribuidas irregularmente, la rotación solar tendrá influencia en los fenómenos atmosféricos. El período rotacional del Sol aumenta con la latitud (heliocéntrica), aunque suele tomarse como referencia el correspondiente a la región ecuatorial, cuyo valor es $P = 27$ días.

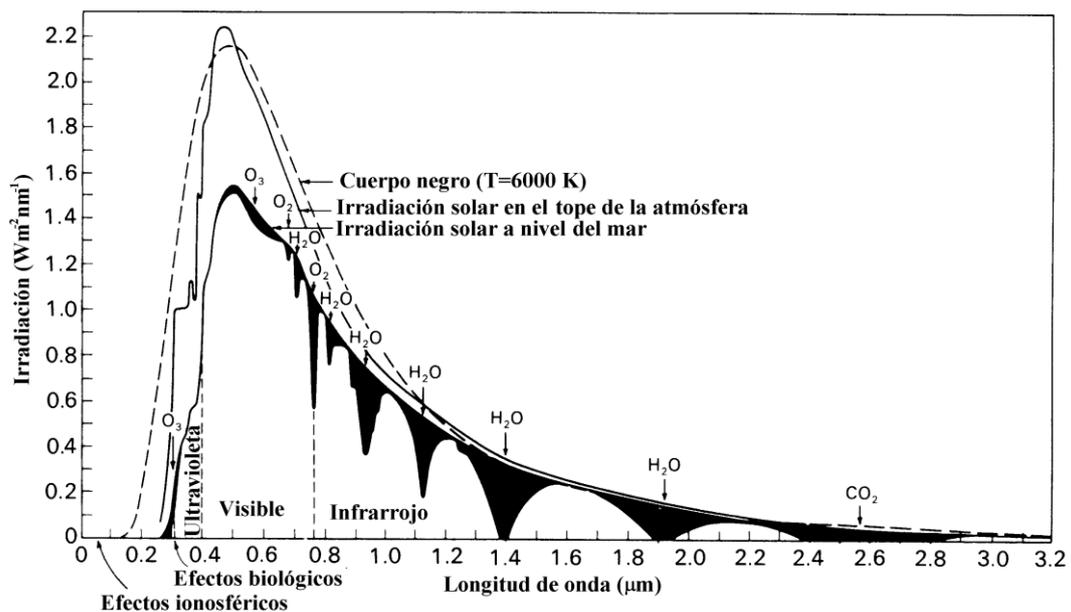


Figura 1.2: espectro de radiación electromagnética solar justo encima de la atmósfera terrestre y sobre la superficie terrestre. La tercera curva corresponde a un cuerpo negro a 6000 °K. Se indican algunas moléculas responsables de la absorción de radiación. Adaptado de (Hargreaves, 1995).

Por otro lado, y como el lector atento seguramente habrá deducido, el ciclo solar tiene una fuerte influencia en la gran mayoría de los fenómenos físicos que en el Sol ocurren, y por ende, en la atmósfera terrestre. Por ejemplo, el flujo energético en la región ultravioleta del espectro puede considerarse aproximadamente proporcional a

$1+0,01R$, donde R es el número Wolf de manchas solares ($R=k(f+10g)$, siendo f el número de manchas vistas, g el número de regiones perturbadas, y k una constante de calibración relacionada con la sensibilidad del instrumento de medición). Esto indica que dicho flujo se incrementa al doble cuando el número de manchas solares pasa de 0 a 100. La línea Lyman- α en cambio, sólo varía un 50%; mientras que los cambios en rayos X son mucho menores.

Como fácilmente puede deducirse del párrafo anterior, el número de manchas solares es un claro indicador del nivel de actividad solar. Las manchas solares son regiones frías de la fotosfera solar que emiten una cantidad de radiación significativamente menor a la de sus alrededores, motivo por el cual se observan como regiones oscuras en comparación con el resto de la superficie visible del Sol. Las manchas solares son producidas por complejas y no del todo comprendidas interacciones del campo magnético solar. Aparecen siempre de a pares y con polaridades magnéticas opuestas. Durante épocas de actividad solar alta, se pueden observar números de manchas solares del orden de 100 o superiores, mientras que durante épocas de baja actividad solar, el número de manchas solares no suele superar los 40.

En trabajos ionosféricos es común utilizar otro índice para medir la actividad solar, el índice mensual R_{12} (ampliamente implementado en el trabajo de investigación a detallar en esta Tesis). Este número es una especie de promedio móvil del número mensual de manchas solares. Es decir,

$$R_{12} = \frac{1}{12} \left[\frac{R_{-6}}{2} + R_{-5} + \dots + R_0 + R_1 + \dots + R_5 + \frac{R_6}{2} \right],$$

donde R_0 es el número de manchas solares del mes en curso. R_{-i} y R_i ($i=1,2,\dots,6$) representan los números de manchas solares mensuales correspondientes a los seis meses previos y a los seis meses posteriores, respectivamente.

Por último, también se suele medir el grado de actividad solar mediante el flujo de emisiones de radio en la banda de 10,7 cm. Dicho índice muestra una fuerte correlación (empírica) con el número de manchas solares y sirve como medida de la potencia de emisión solar media en el ultravioleta y en rayos X. Se lo denomina índice F10.7 y, por definición, es una medida del nivel del ruido generado por el Sol en la longitud de onda igual a 10,7 cm.

Partículas

La segunda fuente de ionización la constituyen las partículas energéticas (cargadas eléctricamente).

Los electrones y protones provenientes del Sol (y aquellos que lo hacen en forma de rayos cósmicos) que se precipitan sobre la atmósfera terrestre producen una ionización que es menor comparada con aquella debida a la radiación electromagnética. De hecho, la energía total debida a partículas energéticas recibida justo encima de la atmósfera terrestre es aproximadamente igual a un décimo de aquella debida a la radiación solar ultravioleta y de rayos X. No obstante, en épocas de tormentas magnéticas, durante la noche o a bajas alturas pueden ser importantes fuentes de generación de electrones libres.

Las partículas energéticas con mayor energía son aquellas correspondientes a los rayos cósmicos ($E > 1000$ MeV). Luego les siguen las emitidas por el Sol en los eventos protón ($E \sim 10$ a 1000 MeV) y los protones de los sucesos solares de plasma ($E \sim$ varios KeV). Todo esto sumado al flujo constante de partículas cargadas (principalmente protones y electrones) que constituyen el *viento solar*. Además, durante las tormentas magnéticas existe precipitación de partículas con energías de varios KeV que son localmente aceleradas en la magnetosfera (región del ambiente terrestre donde la influencia del campo magnético de la Tierra es la dominante). Es el campo magnético terrestre el que desvía las partículas eléctricamente cargadas en dirección a la Tierra hacia las regiones polares. De esta manera, se ve que las partículas energéticas son mucho más importantes en altas latitudes, aunque no están ausentes en latitudes medias.

De la misma manera en que índices solares como el F10.7 y el R_{12} proporcionan información sobre el nivel de actividad solar, y por ende del grado de ionización en la ionosfera, los índices magnéticos suministran información del grado de actividad magnética en el ambiente terrestre. Y la actividad magnética a su vez, ofrece una idea de la probabilidad de que partículas energéticas se estén precipitando sobre la atmósfera de la Tierra. Es decir, el grado de actividad magnética terrestre está de alguna forma vinculado con la precipitación de partículas energéticas. De hecho, es durante las tormentas magnéticas cuando la probabilidad de precipitación de partículas energéticas alcanza sus valores máximos. Sin embargo, es importante aclarar que los índices magnéticos no son una medida del nivel de precipitación de partículas energéticas, sino más bien indicadores que, entre otras cosas, permiten estimar a primer orden el grado de contribución de las partículas energéticas a la ionización de la alta atmósfera.

Los índices magnéticos más conocidos y utilizados por la comunidad científica son el K_p (promedio del índice K_s en la componente horizontal (H) del campo magnético terrestre, determinado en 13 estaciones magnéticas sub-aurorales. El índice K_s mide cada 3 horas, las perturbaciones irregulares del campo magnético terrestre debidas a partículas energéticas irradiadas por el Sol), el A_p (se deduce a partir del índice K_p) y el Dst (proporciona una medida del nivel de perturbación magnética en regiones ecuatoriales y de latitudes medias. Se obtiene al promediar la componente horizontal (H) del campo magnético terrestre medida por cuatro estaciones ubicadas en latitudes bajas). A los objetivos de la investigación realizada en el trabajo que será descrito en esta Tesis, el principal índice magnético consultado fue el Dst (ver figura 1.3). Como

dicho índice mide el nivel de perturbación magnética, resulta entonces evidente que el Dst es un claro indicador de la ocurrencia de tormentas magnéticas. En términos generales, cuando los valores del Dst son inferiores a -70 nT se habla de condiciones geomagnéticas perturbadas, y la probabilidad de que se produzca una tormenta magnética es alta.



Figura 1.3: valores del índice Dst para septiembre de 2011. A partir del 26 de septiembre se puede observar el desarrollo en todas sus fases de una tormenta magnética. Tomada de <http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dstdir/>.

1.2.2 Regiones ionosféricas

Debido a que diferentes átomos, iones y moléculas contribuyen a la formación de la ionosfera y a que distintos mecanismos físicos dominan estos procesos de formación a diferentes alturas y momentos del día, la distribución de electrones libres con la altura está representada por una curva difusa con varios picos característicos a diferentes alturas. Estos picos son asociados a regiones de gran concentración de electrones libres, y son denominadas con las letras D, E y F a medida que aumenta la altura. Además, durante el día la región F se divide en dos capas denominadas F1 y F2. La capa F2 coincide con la altura en la cual se observa el máximo de concentración electrónica de toda la ionosfera (de hecho, la capa F2 se define donde se produce el máximo de

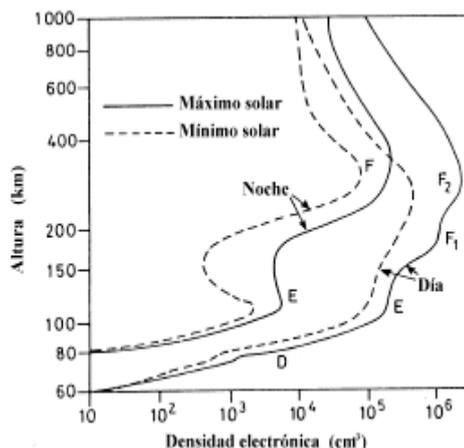


Figura 1.4: perfil vertical de la ionosfera. Adaptado de (Hargreaves, 1995).

concentración electrónica). A partir de este punto, la densidad de electrones libres decaerá rápidamente (exponencialmente) con la altura, constituyendo la región ionosférica comúnmente denominada top-side.

Como se puede apreciar en la figura 1.4, el grado de ionización al clasificar la atmósfera de acuerdo al contenido de plasma, suele expresarse en número de electrones libres por elemento de volumen, en este caso cm^3 . En primera aproximación, el grado de ionización describe el equilibrio entre la densidad del gas neutro atmosférico, que decrece con la altura, y la radiación solar, que crece a medida que aumenta la altura.

Región D

Esta región es la que comprende aquella porción de la atmósfera terrestre situada entre los 50-60 km y los 90 km de altura aproximadamente. Es importante remarcar una vez más, que tanto para esta región ionosférica como para las demás, los límites físicos no deben considerarse absolutos.

A pesar de que el Sol controla fuertemente la región D, las partículas energéticas provenientes del espacio exterior cumplen un importante papel en su formación, principalmente en las regiones polares, hacia donde dichas partículas son desviadas por el campo magnético terrestre. Aunque la intensidad de esta radiación cósmica de partículas no varía significativamente del día a la noche, la densidad de electrones libres en la región D no es constante. Durante la noche, esta región prácticamente desaparece puesto que aquí la densidad atmosférica es lo suficientemente alta como para que los átomos y moléculas recuperen la gran mayoría de los electrones perdidos en el transcurso del día. Durante el día, la región es restablecida por fotoionización. Los valores típicos de la concentración electrónica son del orden de $10^2 - 10^4 cm^{-3}$ (ver figura 1.4).

La región D muestra variaciones diarias y anuales regulares, así como una variación asociada al ciclo solar de aproximadamente 11 años; pero también se observan en ella variaciones irregulares como las perturbaciones ionosféricas repentinas. Éstas son atribuidas a un gran incremento en la densidad de electrones libres, que ocurre simultáneamente en todo el hemisferio iluminado debido a un aumento de la radiación de rayos X emitida durante una fulguración (flare) solar. Estos eventos pueden durar desde algunos minutos hasta varias horas.

En cuanto a la variación diaria, en la parte baja de la región D la concentración de electrones libres crece súbitamente al amanecer cuando los primeros rayos de Sol inciden sobre la atmósfera. Esta concentración se mantiene más o menos constante a lo largo del día para luego disminuir bruscamente al anochecer. En cambio, para la parte alta (alrededor de los 80 km de altura), la concentración de electrones libres aumenta

desde el amanecer hasta el mediodía, y disminuye desde ese momento hasta el anochecer.

La variación asociada al ciclo solar de 11 años, de comportamiento regular por cierto, exhibe una característica interesante: por encima de los 70 km de altura, donde la radiación solar predomina, la densidad de electrones libres se correlaciona con la actividad solar; pero debajo de esta altura, la radiación cósmica de partículas domina frente a la radiación de ondas electromagnéticas y la densidad electrónica es mayor durante el mínimo del ciclo solar.

En esta región ionosférica se observa la denominada anomalía de invierno, que consiste en un aumento de la ionización durante los días de invierno. Esta anomalía no se observa a bajas latitudes, aunque en el hemisferio Sur, en ocasiones, puede ser observada en latitudes medias.

Por último, vale mencionar que los agentes responsables de la ionización en la región D son los siguientes:

- La línea Lyman- α ionizando el NO entre los 80 km y 90 km de altura.
- La radiación ultravioleta (UV) lejana (en la banda 102,7-111,8 nm), encargada de ionizar otro componente minoritario, el oxígeno excitado en el estado $O_2(^1\Delta_g)$.
- La radiación UV lejana ionizando los componentes mayoritarios O_2 y N_2 .
- Rayos X (en la banda 0,2-0,8 nm) ionizando todos los gases constituyentes, aunque con mayor eficiencia al O_2 y al N_2 .
- Como se ha mencionado algunas líneas atrás, la radiación cósmica de partículas energéticas.
- Partículas energéticas provenientes del Sol o generadas durante una aurora, en las regiones de altas latitudes.

Región E

Esta región está situada aproximadamente entre los 95 km y los 150-160 km de altura. Las concentraciones electrónicas típicas durante el día son del orden de 10^5 electrones por cm^3 . Durante la noche no desaparece, pero la densidad de electrones libres desciende alrededor de dos órdenes de magnitud.

La región E tiene un comportamiento bastante regular tanto en el espacio como en el tiempo. Básicamente está controlada por el Sol y puede ser descripta por la ley de Chapman. Esta última es un modelo físico simple que explica las características principales de la ionosfera, permitiendo obtener el perfil de densidad de electrones libres con la altura bajo ciertas suposiciones simplificadoras (como su nombre lo indica, fue desarrollado por Chapman en 1931, y más adelante será analizado en detalle).

Luego de la puesta del Sol la densidad de electrones libres decae hasta un valor mínimo, el cual puede ser mantenido por la radiación ultravioleta del cielo nocturno. Igualmente, perturbaciones en el campo magnético terrestre pueden producir en zonas aurales valores nocturnos más altos de lo esperado.

La densidad electrónica de la región E manifiesta una variación latitudinal causada por fenómenos de transporte que son controlados por el campo magnético de la Tierra. Excepto en las zonas polares, las alteraciones más violentas son las relacionadas con las perturbaciones ionosféricas repentinas, las cuales pueden incrementar hasta dos veces la densidad de electrones libres del máximo. Este máximo de concentración electrónica para la región E se sitúa alrededor de los 105-110 km de altura, y se debe a un balance entre la producción electrónica por fotoionización y la pérdida por recombinación disociativa.

En ciertas ocasiones, uno o dos desprendimientos irregulares de la región E pueden ser detectados. Éstos son generalmente observados justo debajo de esta región, en el hemisferio no iluminado por el Sol. Son denominadas capas E esporádicas; y en los ionogramas se pueden apreciar fácilmente como pequeños segmentos aproximadamente horizontales (de hecho, la presencia de capas esporádicas representa un problema a la hora de la reconstrucción del perfil vertical de densidad electrónica). Se cree que la causa principal de su existencia en latitudes medias es la variación con la altura del viento, la cual, junto con el campo magnético terrestre, comprimirían la ionización en capas de alrededor de un kilómetro de espesor.

En la región E fluyen las corrientes eléctricas que producen ciertas variaciones en el campo magnético terrestre, como por ejemplo los electrochorros ecuatorial y auroral. En efecto, son las corrientes que fluyen en esta región las responsables de las variaciones del campo magnético terrestre que se observaron por primera vez durante los siglos XVIII y XIX. Es por esto, que la región E resulta de gran interés a la hora de llevar a cabo estudios geomagnéticos.

El principal agente ionizante en esta región es la radiación ultravioleta con longitudes de onda entre los 80 nm y los 102,7 nm, la cual ioniza el oxígeno molecular, O_2 . Por otro lado, los rayos X pertenecientes a la banda de 1 nm a 10 nm ionizan todos los constituyentes atmosféricos presentes en estas alturas.

Región F

Esta región está situada por encima de los 160 km de altura. La densidad de electrones libres presenta valores típicos entre 10^5 cm^{-3} y 10^6 cm^{-3} , produciéndose el máximo de concentración electrónica de toda la ionosfera alrededor de los 350 km de altura, con valores del orden de 10^6 electrones por cm^3 .

La región F es la de mayor interés para las radio-comunicaciones. Sobre el hemisferio iluminado, esta región se divide en dos capas: F1 y F2, siendo esta última una capa de reflexión que persiste durante la noche. La capa F1 se observa comúnmente en torno a los 150-220 km de altura, mientras que la capa F2 se sitúa justo encima de la anterior, produciéndose en ella el máximo de concentración electrónica de toda la ionosfera.

Mientras que la capa F1 muestra un comportamiento más o menos regular controlado fundamentalmente por el Sol, la capa F2 es bastante irregular, pudiendo cambiar la densidad electrónica de un día para el otro en hasta un 20%. Además, en algunas ocasiones el máximo ocurre antes del mediodía o justo después de éste, o bien se divide en dos, produciéndose uno antes y el otro después del mediodía. Esto es conocido como anomalía diaria.

La densidad de electrones libres presenta una variación anual que a escala global puede ser del orden del 20%, alcanzando el máximo en diciembre. Parte de esta variación está relacionada con la distancia Tierra-Sol (tener en cuenta que la Tierra pasa por el perihelio en el mes de diciembre). Sin embargo, el flujo solar recibido en la Tierra varía a lo largo del año solamente un 6%, por lo que esto no es suficiente para explicar la variación anual de densidad electrónica.

En general, la densidad electrónica es mayor en verano que en invierno, aunque en latitudes medias se observan máximos más pronunciados durante el invierno. Esta anomalía no ha sido observada en el mínimo del ciclo solar.

En los alrededores del ecuador geomagnético, la capa F2 muestra un comportamiento muy peculiar conocido como Anomalía Ecuatorial (o Anomalía de Appleton). Sucede que en el hemisferio iluminado, la densidad de electrones libres aumenta hacia el sur y hacia el norte del ecuador geomagnético, alcanzando el máximo alrededor de los $\pm 20^\circ$ de latitud geomagnética, para luego decrecer hacia los polos. Además, ocasionalmente puede ocurrir que la densidad electrónica en el ecuador sea menor al mediodía que durante la noche. Todo esto tiene su causa en el electrojet ecuatorial, un fenómeno debido a la acción del campo magnético terrestre sobre los electrones libres producidos en el ecuador durante el día. Básicamente, sucede lo siguiente: debido a gradientes térmicos y a la fuerza de Coriolis, en la mesosfera (región atmosférica comprendida entre los 40 km y los 90 km de altura aproximadamente) se forman vientos neutros que arrastran y separan a los electrones libres de los iones positivos. Así, esta separación de cargas genera un campo eléctrico perpendicular a las líneas de campo magnético. Como consecuencia de esto, se produce una fuerza $\vec{E} \times \vec{B}$ que empuja los electrones libres hacia arriba. Finalmente, estos electrones se redistribuyen hacia abajo y hacia el sur y el norte del ecuador geomagnético a lo largo de las líneas de campo magnético para dar origen a los patrones de concentración electrónica que caracterizan a la Anomalía Ecuatorial (ver figura 1.5).

Las anomalías que tienen lugar en la capa F2 son mucho más marcadas durante las tormentas magnéticas. En estos escenarios, se produce una inyección de electrones a gran velocidad, que son luego acelerados hacia las zonas aurorales por el campo magnético terrestre. De esta manera, toda la región F modifica su espesor así como la distribución global de densidad de electrones libres.

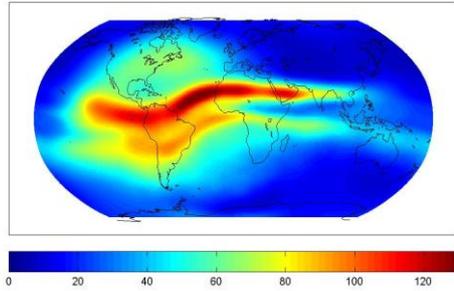


Figura 1.5: mapa de vTEC generado con el LPIM para las 18 horas de Tiempo Universal (UT) del 6 de diciembre de 2001 (actividad solar alta). La escala representada con el gradiente de colores está dada en TECu ($1 \text{ TECu} = 10^{16} \text{ m}^{-2}$). Notar cómo se pueden apreciar fácilmente los dos picos de concentración electrónica que caracterizan a la Anomalía Ecuatorial.

Como fue mencionado algunos párrafos atrás, en la capa F2 se produce el máximo de concentración electrónica de toda la ionosfera (para ser precisos, la capa F2 se define en la región donde se observa el máximo de concentración electrónica de toda la ionosfera). Sin embargo, la existencia de este pico no se debe a un máximo en la producción de electrones libres, sino a un cambio en el mecanismo de pérdida de electrones (las pérdidas por difusión reemplazan aquí a la recombinación disociativa).

Así como en la capa F2 se produce el máximo de concentración electrónica de toda la ionosfera, es en la capa F1 donde se observa el máximo de producción de electrones libres de toda la ionosfera. Este pico suele ubicarse en torno a los 160-200 km de altura. Además, durante la noche la capa F1 se desvanece; en el transcurso del día no siempre está presente, y es más pronunciada durante el verano y en épocas de mínima actividad solar.

Top-side o región superior

La región superior de la ionosfera (o top-side) es la que se extiende por encima del pico de la capa F2 y hasta los 1000 km de altura aproximadamente. A estas alturas, la densidad de partículas neutras disminuye rápidamente, lo cual ocasiona un aumento de la relevancia de los procesos difusivos, así como una considerable disminución de las tasas de producción y de pérdida de electrones por recombinación disociativa. Consecuentemente, los procesos de transporte adquieren un rol dominante, mientras que la fotoionización y la recombinación disociativa se vuelven fenómenos físicos

completamente despreciables a estas alturas. Todo esto es lo que ocasiona que la densidad de electrones libres decaiga de manera exponencial, característica sobresaliente de la región superior o top-side.

Por encima de la región superior, se encuentra la denominada plasmasfera (o protonosfera). Se trata de una región completamente ionizada (el ion H^+ es la especie dominante) y con niveles de densidad extremadamente bajos. El límite entre la región superior (o top-side) y la plasmasfera se denomina plasmapausa. Dicho límite se corresponde con la altura donde el ion del oxígeno atómico, O^+ , cede su rol de especie dominante ante el ion del hidrógeno, H^+ . Dicha altura es comúnmente denominada altura de transición, y constituye un parámetro que debe determinarse en la mayoría de los modelos ionosféricos.

1.2.3 Variaciones ionosféricas en el tiempo

En esta sección se presentará una muy breve descripción de las principales variaciones ionosféricas temporales. Algunas de ellas ya fueron mencionadas en párrafos anteriores. Para una descripción detallada, el lector puede consultar (Ivanov-Kholodny & Mikhailov, 1986).

En primera instancia, las variaciones temporales de la ionosfera pueden ser clasificadas de acuerdo a la regularidad en su ocurrencia. Las más regulares serán entonces aquellas relacionadas con el ciclo solar de 11 años. Otras, como las tormentas ionosféricas, los eventos polares, las perturbaciones ionosféricas repentinas, el centelleo o las perturbaciones ionosféricas viajeras (TIDs, por su sigla en inglés), son totalmente irregulares e impredecibles.

En una segunda instancia, la clasificación puede basarse en la escala de tiempo en la que se desarrollan estas variaciones. Un punto de partida para establecer esta escala puede ser el tiempo de resolución del modelo utilizado.

El movimiento relativo del Sol (reflejo de la traslación de la Tierra alrededor de éste) produce sobre la ionosfera lo que se conoce como variación estacional. Esta se caracteriza por una desviación en la distribución de electrones libres desde el sur hacia el norte del ecuador en épocas del equinoccio de marzo, y de norte a sur cuando el Sol cruza el ecuador desde el hemisferio boreal hacia el austral. Por otro lado, la rotación terrestre es claramente responsable del patrón diario observado en la distribución del contenido electrónico de la ionosfera.

La variación temporal más importante es sin dudas la asociada al ciclo solar de 11 años. Si bien el período de este último puede oscilar entre valores que van desde 7 años hasta 17 años, se considera como referencia el valor promedio de 11 años. Durante este intervalo de tiempo, el número de manchas solares, las cuales reflejan el grado de

actividad solar, irá cambiando desde un valor mínimo (~ 10) hasta uno máximo (150-200), para luego decaer hasta alcanzar nuevamente un valor mínimo. Como previamente fuera mencionado, las manchas solares son regiones relativamente frías de la fotosfera solar que siempre aparecen de a pares. Justamente, como su temperatura es menor que la de las regiones adyacentes, es que se observan como regiones oscuras sobre la superficie visible del Sol. Sin embargo, es el campo magnético (del orden de 2000 a 3000 Gauss) que de ellas emerge lo que las hace relevantes a la hora de estudiar la física solar. En particular, las manchas solares están asociadas a los eventos más violentos que puedan ocurrir en el Sol: las fulguraciones o flares. Estos eventos suelen producirse con mayor frecuencia durante el máximo del ciclo solar y ser mucho menos frecuentes en épocas de mínima actividad solar. Las mencionadas fulguraciones liberan al espacio grandes cantidades de protones, radiación ultravioleta y de rayos X. Cuando todos estos componentes alcanzan el ambiente de la Tierra desencadenan las denominadas tormentas magnéticas. En particular, cuando los rayos X llegan a la Tierra, producen un aumento en la densidad de electrones libres sobre el hemisferio iluminado conocido como perturbación ionosférica repentina.

Una tormenta magnética típica se caracteriza por un comienzo repentino, seguido de un incremento de todas las componentes del campo magnético terrestre por algunas horas. A continuación tiene lugar la fase principal de la tormenta, en la cual la intensidad del campo magnético decrece durante aproximadamente un día. Transcurridos uno o dos días, la tormenta entra en la fase de recuperación, etapa en la que el campo magnético recupera sus valores normales. Una tormenta magnética produce una tormenta ionosférica, la cual generalmente resulta en un cambio significativo de la región F a escala global, aunque los mayores cambios son observados en altas latitudes, donde la densidad electrónica puede duplicarse en cuestión de minutos.

Unas horas después de la ocurrencia del flare, un flujo de protones con altos valores de energía cinética alcanza la magnetosfera. Una vez allí, estos protones son conducidos por las líneas de campo magnético hacia las regiones polares dando origen a perturbaciones en la cantidad de electrones libres, conocidas como eventos polares.

Por otro lado, en épocas de mínimo solar suelen formarse en la corona del Sol algunos agujeros (agujeros coronales). Se trata de regiones con una densidad relativamente baja que son fuentes de viento solar rápido, el cual puede generar un flujo adicional de partículas energéticas que en algunos casos ocasiona tormentas magnéticas. Los agujeros coronales pueden persistir hasta un año y se mantienen en la misma región en donde se formaron, por lo que sus efectos sobre la ionosfera estarán afectados por la rotación solar.

Ahora bien, las perturbaciones ionosféricas viajeras son estructuras con una densidad de electrones libres diferente a la medida alrededor de éstas. Su tamaño puede variar de 50 km a 500 km, y la velocidad con que se desplazan puede alcanzar los varios cientos de kilómetros por segundo. Esto puede originar variaciones temporales que

duren desde algunos minutos hasta varias horas. Es más frecuente observar estas perturbaciones ionosféricas viajeras en latitudes medias durante épocas de mínima actividad solar, en invierno y alrededor del mediodía local.

El centelleo es una perturbación ionosférica particular. Consiste en un rápido cambio en la distribución de electrones libres, tanto en el espacio como en el tiempo, el cual afecta la propagación de ondas electromagnéticas (genera variaciones rápidas e irregulares en la fase y la amplitud). Es un fenómeno más intenso en las regiones polares y ecuatoriales, algunos minutos después del mediodía local. Produce variaciones repentinas en el índice de refracción de la ionosfera, lo cual tendrá consecuencias inmediatas en la propagación de ondas electromagnéticas. Algunos cambios en la fase de las ondas son convertidos, por efectos de difracción, en variaciones de la amplitud, lo cual se manifiesta como rápidas fluctuaciones en la intensidad de la señal. Este efecto es similar al que afecta a la luz de una estrella al atravesar una atmósfera turbulenta.

Por último, en cuanto a las variaciones ionosféricas espaciales, es importante comentar que en los alrededores del ecuador geomagnético (latitudes bajas) se destaca la Anomalía Ecuatorial, cuyas características ya fueron mencionadas en la sub-sección anterior (1.2.2). Por otro lado, la ionosfera de latitudes medias comúnmente muestra densidades de electrones libres y gradientes de densidad electrónica moderados. Finalmente, la ionosfera de las regiones polares está caracterizada, de manera general, por un contenido electrónico más bajo que en el resto del globo, aunque esta región representa una “puerta” al espacio interplanetario, a través de la cual ingresan partículas energéticas que causan una ionización extra y generan comportamientos irregulares.

1.3 Geomagnetismo y viento solar

Debido a su naturaleza eléctrica, la ionosfera está estrechamente vinculada con todo tipo de fenómenos magnéticos. En consecuencia, la actividad geomagnética y el campo magnético que viaja “congelado” al plasma del viento solar (campo magnético interplanetario o IMF, por su sigla en inglés) tendrán diversos efectos sobre la ionosfera. En contrapartida, los niveles de contenido electrónico ionosférico influirán sobre el campo magnético terrestre. En otras palabras, la ionosfera, la magnetosfera (región del ambiente terrestre dominada por el campo geomagnético) y el IMF constituyen un sistema físico fuertemente interrelacionado.

1.3.1 Campo magnético terrestre

Las corrientes eléctricas que se producen en el núcleo de la Tierra son las responsables de la generación (mediante el efecto dínamo) del campo magnético

terrestre. En ausencia de agentes externos, el campo geomagnético sobre la superficie terrestre puede ser aproximado por el de un dipolo magnético ubicado en el centro de la Tierra, inclinado aproximadamente unos 11° con respecto al eje de rotación (Davies, 1965). Dicho dipolo magnético, intersecta la superficie terrestre en dos puntos denominados polos geomagnéticos Norte y Sur. El vector de campo geomagnético, o vector de inducción geomagnética \vec{B} , está relacionado con los denominados elementos magnéticos B, H, I, D, X, Y, Z (ver figura 1.6). Las variables X, Y, Z representan las componentes cartesianas del vector \vec{B} (positivas hacia el norte y este geográficos, y hacia abajo, respectivamente). B representa el módulo del vector \vec{B} , mientras que H representa la intensidad (módulo) de la componente horizontal del campo geomagnético. D es la declinación magnética (ángulo que subtienden el Norte geográfico y el Norte geomagnético). Por último, el ángulo que forma el vector de inducción \vec{B} con el plano horizontal se denomina inclinación magnética (o dip) I . En base a esta última variable I se determina una coordenada espacial ampliamente utilizada en estudios ionosféricos: la latitud *modip*, la cual será definida más adelante.

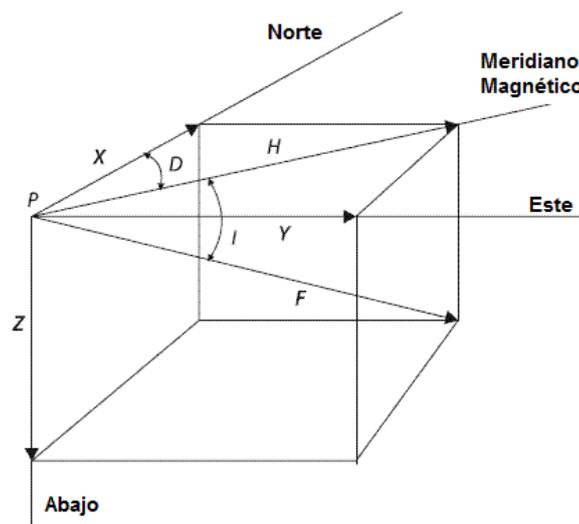


Figura 1.6: componentes del campo geomagnético. F representa el campo de inducción geomagnética (representado en el texto con la letra B).

Ahora bien, el campo geomagnético real difiere significativamente del de un dipolo magnético. De hecho, al ser conservativo, el campo geomagnético real puede ser escrito como (menos) el gradiente de un potencial escalar geomagnético. Esto es,

$$\vec{B}(\varphi, \lambda, r, t) = -\vec{\nabla}V(\varphi, \lambda, r, t).$$

Así, el potencial escalar geomagnético V quedará representado mediante un desarrollo en serie de armónicos esféricos (visitar <http://www.sec.noaa.gov>)

$$V(\varphi, \lambda, r, t) = a \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{a}{r} \right)^{n+1} \sum_{m=0}^n \left[g_n^m(t) \cos(m\lambda) + h_n^m(t) \sin(m\lambda) \right] P_n^m(\sin(\varphi)). \quad (1.1)$$

En esta última ecuación, $a = 6371,2$ km es el radio terrestre medio y φ, λ, r representan la latitud, longitud y distancia radial (medida desde el geocentro) geomagnéticas, respectivamente. $P_n^m(\sin(\varphi))$ simboliza las funciones asociadas de Legendre normalizadas; y $g_n^m(t), h_n^m(t)$ son los coeficientes de Gauss de grado n y orden m , los cuales dependen del tiempo a través de diversas expresiones polinómicas.

El set de coeficientes obtenidos a partir de un ajuste del desarrollo en serie de armónicos esféricos con grado y orden iguales a 10 constituyen lo que actualmente se denomina Campo Geomagnético Internacional de Referencia o IGRF (por su sigla en inglés). Dicho ajuste se realiza cada cinco años, a partir de mediciones del campo geomagnético realizadas sobre la superficie de la Tierra y desde satélites artificiales. Para mayor información, referirse a <http://www.ngdc.noaa.gov/IAGA/vmod/igrf.html>.

Regiones geomagnéticas

La distribución de la densidad de electrones libres en la ionosfera depende fuertemente del campo magnético terrestre; y dicha dependencia se manifiesta fundamentalmente a través de la latitud geomagnética (o aún más, de la latitud *modip*). En consecuencia, la ionosfera puede ser dividida en tres grandes regiones con propiedades diferentes y características que dependen de la latitud geomagnética. Dichas regiones son: la ecuatorial, la de latitudes medias y la polar.

La región ecuatorial (o de bajas latitudes) se extiende unos 20° al norte y al sur del ecuador geomagnético. Como en esta región la dirección de las líneas del campo geomagnético es aproximadamente horizontal, la deriva $\vec{E} \times \vec{B}$ es responsable de una gran variabilidad en la distribución de la densidad electrónica, lo cual incrementa la complejidad de los diversos fenómenos que aquí ocurren.

La región de latitudes medias se extiende aproximadamente entre los 20° y los 60° de latitud geomagnética, en ambos hemisferios. Se trata de una región menos compleja, pues aquí sólo la fotoionización es responsable de la generación de electrones libres. Es la región ionosférica mejor entendida. Los cambios diarios en las regiones ionosféricas E, F1 y F2 son bastante regulares, mientras que las variaciones de tipo irregular son menos significativas, y se deben principalmente a cambios en la atmósfera neutra y en los vientos neutros.

Por último, la región polar abarca las altas latitudes (por encima de los 60° de latitud geomagnética, en ambos hemisferios). Aquí, la dirección de las líneas del campo

geomagnético es aproximadamente vertical, motivo por el cual la ionosfera observada en estas latitudes es considerablemente más compleja que en las demás regiones. Parte de esta mayor complejidad se debe a que en esta región se produce el ingreso de partículas energéticas provenientes de la magnetosfera (vinculada con el viento solar), las cuales cobran un rol considerable en la producción de electrones libres, especialmente en la región E.

1.3.2 Viento solar

A diferencia de la atmósfera terrestre, la corona solar no está en equilibrio hidrostático sino que se expande continuamente generando un flujo ininterrumpido de partículas cargadas, que se desplaza y extiende por todo el Sistema Solar. Este flujo de partículas (y campo magnético, como ya se mencionó previamente y se verá más adelante) recibe el nombre de viento solar. La existencia del viento solar fue confirmada por sondas espaciales durante la década de 1960.

El viento solar es un factor importante a tener en cuenta, pues es el principal medio con el que el Sol transmite su actividad al ambiente terrestre.

Consta fundamentalmente de protones y partículas alfa (átomos de helio doblemente ionizados), aunque también presenta una componente ($\sim 0,5\%$) de átomos más pesados que, a diferencia de los más livianos, no están completamente ionizados.

Cerca de la órbita terrestre, la velocidad del viento solar toma valores entre 200 km/s y 700-800 km/s. Tanto la velocidad como la densidad del viento solar sufren variaciones, y se observa cierto grado de anticorrelación entre ambas.

Un punto de gran interés radica en que el viento solar lleva consigo un débil campo magnético, denominado campo magnético interplanetario (IMF, por su sigla en inglés). El IMF está fijo o “congelado” al plasma (en inglés, “frozen in”) puesto que la conductividad eléctrica es muy alta, y el plasma controla el movimiento de todo el magnetoplasma ya que tiene una densidad de energía mayor que la de este débil campo magnético. De hecho, la densidad de energía cinética de las partículas del viento solar excede a la densidad de energía del campo magnético interplanetario en un factor de 8.

El IMF fue descubierto en el año 1963 por el magnetómetro a bordo del satélite IMP-1 (Interplanetary Monitoring Platform). Debido a la rotación solar, el campo magnético interplanetario presenta una estructura espiralada, y cuando alcanza la órbita terrestre, la dirección de las líneas de campo forma un ángulo de aproximadamente 45° con la dirección radial, de manera tal que las componentes radial y este-oeste del IMF son prácticamente iguales en magnitud. Además, el IMF se encuentra dividido en sectores, alternándose en éstos el sentido del campo hacia la Tierra y alejándose de la misma. Esta estructura de sectores evoluciona con el tiempo, de manera que en

ocasiones sólo se observan dos sectores, en otras cuatro y a veces el tamaño de estos es diferente.

La importancia del IMF reside en que son las líneas de este campo las que al unirse con las líneas del campo magnético terrestre generan movimientos de circulación magnetosférica; así como también existe una interacción de tipo viscosa entre las partículas del viento solar y la magnetosfera. Ambos fenómenos tienen directas consecuencias sobre el ambiente terrestre. De hecho, se cree que la interacción viscosa es la responsable de presionar las líneas de campo magnético terrestre cerradas hasta cierta profundidad dentro de la magnetosfera, mientras que la conexión de líneas de campo magnético sería la responsable de los patrones de circulación magnética sobre las regiones polares.

1.4 Ondas electromagnéticas en la ionosfera

El sondeo ionosférico remoto es posible debido a que las ondas electromagnéticas son perturbadas cuando se propagan a través del plasma de los alrededores de la Tierra. Se observan modificaciones en el tiempo de propagación, la fase y el camino óptico, las cuales se deben a gradientes en la densidad de electrones libres, en el campo magnético y, en ciertas ocasiones, a gradientes en el aire neutro.

Como es bien sabido, una onda electromagnética es energía que se autopropaga con una componente eléctrica y otra magnética generadas por las oscilación de partículas cargadas eléctricamente. Matemáticamente, esto queda descrito por las ecuaciones de Maxwell:

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \cdot \vec{E} &= \frac{\rho}{\varepsilon}, \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{H} &= 0, \\ \vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \\ \vec{\nabla} \times \vec{H} - \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} &= \vec{J}_m;\end{aligned}\tag{1.2}$$

donde \vec{J}_m es la densidad de corriente eléctrica; ρ es la densidad total de carga; ε es la permitividad eléctrica del medio; μ es la permeabilidad magnética del medio; \vec{E} es el campo eléctrico; y \vec{H} es el campo magnético.

Ahora, si el medio considerado es el vacío, se tiene $\rho = 0$, $\varepsilon = \varepsilon_0$, $\mu = \mu_0$ y $\vec{J}_m \equiv 0$. Además, la intensidad de los campos eléctrico y magnético creados por partículas cargadas oscilando en el vacío con una frecuencia ω , puede ser descripta por:

$$\begin{aligned}\vec{E}(t) &= \vec{E}_0 \exp(i\omega t), \\ \vec{H}(t) &= \vec{H}_0 \exp(i\omega t).\end{aligned}\tag{1.3}$$

Así, reemplazando estas expresiones en las ecuaciones de Maxwell en el vacío y luego de algunos pasos algebraicos, se llega a lo siguiente

$$\begin{aligned}\nabla^2 \vec{E} + \varepsilon_0 \mu_0 \omega^2 \vec{E} &= 0, \\ \nabla^2 \vec{H} + \varepsilon_0 \mu_0 \omega^2 \vec{H} &= 0.\end{aligned}\tag{1.4}$$

Estas dos son ecuaciones de ondas (planas o esféricas) de frecuencia ω que se propagan sin atenuación en el vacío con velocidad constante igual a

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}.$$

Así, de manera general, las soluciones de las ecuaciones (1.4) serán de la forma

$$\begin{aligned}\vec{E}(\vec{r}, t) &= \vec{E}_0 \exp[i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \Phi_E)], \\ \vec{H}(\vec{r}, t) &= \vec{H}_0 \exp[i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \Phi_H)];\end{aligned}\tag{1.5}$$

donde \vec{k} es el vector de onda $\left(|\vec{k}| = \frac{\omega}{c}\right)$.

Entonces, se ve claramente que una onda electromagnética puede ser caracterizada por cuatro parámetros: amplitud, frecuencia, fase y polarización. Así, información podrá ser incorporada a la onda haciendo variar de forma controlada cualquiera de estos parámetros. Este proceso se denomina modulación, y puede ser continua o discreta (esta segunda opción involucra la variación de al menos dos niveles diferentes \Rightarrow modulación binaria).

Hasta el momento se ha considerado una onda electromagnética (señal) propagándose en el vacío. Sin embargo, las señales transmitidas por los satélites GPS, así como las enviadas por las ionosondas y los radares de dispersión incoherente, deben propagarse a través de la atmósfera terrestre. Entonces, como consecuencia de la interacción entre el campo electromagnético de la señal y las partículas cargadas y átomos y moléculas neutras de la atmósfera, la velocidad de la señal es modificada y su recorrido es desviado (ya no será en línea recta); es decir, la señal es refractada.

En el rango de frecuencias que abarcan las diferentes técnicas de sondeo ionosférico remoto, la ionosfera se comporta como un medio dispersivo. Esto significa que la velocidad de propagación de la señal portadora depende de la frecuencia. En la figura 1.7 se muestra la porción del espectro electromagnético utilizado por las diferentes técnicas de sondeo de la ionosfera. En el caso de las ionosondas, las frecuencias utilizadas coinciden con las frecuencias del plasma. Por consiguiente, en dicha banda las ondas son reflejadas y recibidas nuevamente en tierra.

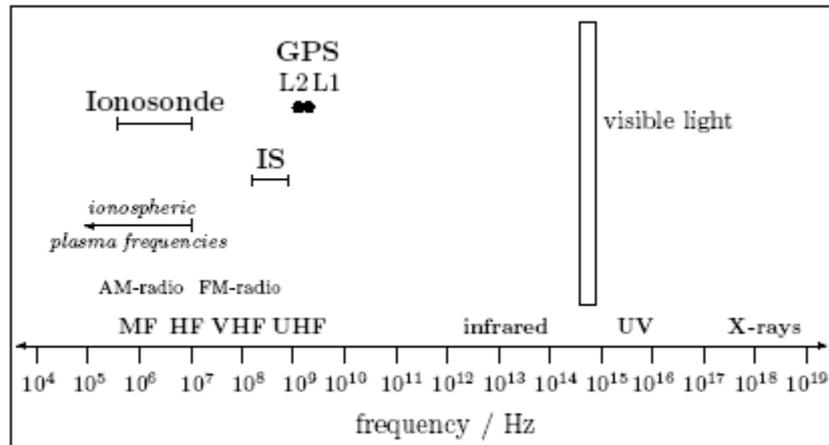


Figura 1.7: espectro electromagnético que contiene los rangos correspondientes a las técnicas de sondeo ionosférico. Tomada de (Schaer, 1999).

En cambio, las ondas electromagnéticas con frecuencias superiores a 30 MHz y que van hasta varios órdenes de magnitud por encima de las frecuencias del plasma, como las de GPS o las de dispersión incoherente (IS, por su sigla en inglés), atraviesan la ionosfera interactuando con ésta. El resultado de esa interacción es el que proporciona información sobre el contenido de electrones libres y otros parámetros físicos ionosféricos.

La velocidad con que se propaga una onda electromagnética monocromática se denomina velocidad de fase. La razón entre la velocidad de fase en el vacío y la velocidad de fase en un dado medio es, por definición, el índice de refracción de dicho medio, n :

$$n = \frac{c}{v}, \quad (1.6)$$

donde c es la velocidad de la luz en el vacío y $v \left(v = \frac{\omega}{k} \right)$ es la velocidad de fase en el medio.

Ahora bien, una señal portadora modulada puede ser interpretada como la superposición de un paquete de ondas monocromáticas de diferentes frecuencias, centrado en la frecuencia de la portadora. Entonces, en un medio dispersivo, la fase de cada onda del paquete se propagará con diferente velocidad, dependiendo de la frecuencia. Como consecuencia de esto, la modulación se propagará con una velocidad conocida como velocidad de grupo v_g ,

$$v_g = \frac{d\omega}{dk}. \quad (1.7)$$

Entonces, de manera general se tiene $n_g = \frac{c}{v_g}$. Pero, si se trabaja algebraicamente sobre esta última expresión y se tiene en cuenta la ecuación (1.7), se llega a la siguiente relación:

$$n_g = n + \omega \frac{dn}{d\omega}. \quad (1.8)$$

Al estudiar el efecto que tiene la atmósfera terrestre sobre las ondas electromagnéticas que en ella se propagan, es conveniente separar el efecto de la atmósfera neutra del que tienen las partículas cargadas. Como ya se ha mencionado anteriormente, la interacción con átomos y moléculas neutras tiene lugar en la región atmosférica comprendida por debajo de los 50-60 km de altura, donde la densidad del aire neutro es considerable. Además, para ondas electromagnéticas con frecuencias de hasta 30 GHz, la atmósfera neutra se comporta como un medio no dispersivo, por lo que la velocidad de fase será independiente de la frecuencia.

Por el contrario, la ionosfera se comporta como un medio dispersivo. Aquí, la refracción del medio es dominada por la presencia de electrones libres, y el índice de refracción es dependiente de la frecuencia. La teoría de Appleton-Hartree (Budden, 1985) permite obtener el índice de refracción complejo para la fase de la portadora en un medio ionizado con la misma cantidad de iones positivos y electrones libres, y donde un campo magnético uniforme está presente (macroscópicamente el medio es eléctricamente neutro y, debido a su mayor masa, la interacción entre los iones positivos y la radiación electromagnética es despreciable). De esta manera, se tiene la fórmula de Appleton-Hartree:

$$n^2 = 1 - \frac{x}{1 - iz - \frac{y_T^2}{2(1-x-iz)} \pm \left(\frac{y_T^2}{4(1-x-iz)^2} + y_L^2 \right)^{1/2}}, \quad (1.9)$$

donde:

$$x = \frac{f_p^2}{f^2}, \quad y_T = \frac{f_g}{f} \text{sen}(\Theta), \quad y_L = \frac{f_g}{f} \text{cos}(\Theta), \quad z = \frac{\nu}{2\pi f} \quad \text{y} \quad f_g = \frac{eB}{2\pi m_e}.$$

El término x se refiere a la interacción pura onda-electrón y los términos y_T , y_L representan propiedades que tiene una onda electromagnética inmersa en un campo magnético (los subíndices T y L son por las componente transversal y longitudinal del campo magnético). El término z tiene en cuenta el efecto de la colisión de electrones. Además, se tiene

f_p : frecuencia del plasma;

f_g : giro-frecuencia;

e : carga del electrón;

m_e : masa del electrón;

B : campo magnético terrestre (módulo);

ν : frecuencia de colisión de los electrones;

Θ : ángulo entre la dirección de propagación de la onda y el vector de campo magnético.

La frecuencia del plasma es la frecuencia de oscilación natural de los electrones para una perturbación electrostática dentro del plasma. Es uno de los parámetros básicos de un medio ionizado. Bien, sucede que para frecuencias mucho mayores que la frecuencia del plasma ($f \gg f_p$), el término de colisiones (z) puede ser despreciado en la fórmula de Appleton-Hartree. De esta manera, la ecuación (1.9) puede ser reescrita como una serie de potencias de la siguiente forma:

$$n = 1 - \frac{C_1}{2} N_e f^{-2} \pm C_1 C_2 N_e B f^{-3} \text{cos}(\Theta) - C_1^2 N_e f^{-4} \quad (1.10)$$

donde $C_1 = \frac{e^2}{4\pi^2 \epsilon_0 m_e}$, $C_2 = \frac{\mu e}{2\pi m_e}$ y N_e es la densidad volumétrica de electrones.

Como el tercer y cuarto términos de la ecuación (1.10) son varios órdenes de magnitud menores que el primero y el segundo, pueden entonces ser despreciados, obteniéndose así la fórmula aproximada para el índice de refracción de la fase de la señal portadora

$$n \approx 1 - \frac{C_1}{2} N_e f^{-2} = 1 - K N_e f^{-2}, \quad (1.11)$$

$$\text{con } K = \frac{C_1}{2} = 40,3 \frac{m^3}{s^2}.$$

En la ecuación (1.11) se puede observar que el índice de refracción para la fase de la portadora es menor que uno. Teniendo en cuenta (1.6) esto significa que la fase de la portadora se propagaría más rápido que la luz en el vacío. Sin embargo, como la información se propaga con la velocidad de grupo, que como se verá enseguida es menor que la velocidad de la luz en el vacío, esto no viola la teoría de la relatividad. Entonces, si se reemplaza la ecuación (1.11) en la (1.8), se obtiene el índice de refracción para el grupo de ondas que se propaga con velocidad v_g ,

$$n_g \approx 1 + \frac{C_1}{2} N_e f^{-2} = 1 + K N_e f^{-2}. \quad (1.12)$$

En esta última expresión, se ve claramente que el índice de refracción para el paquete de ondas es mayor que uno; es decir que la velocidad de grupo es menor que la velocidad de la luz en el vacío. En resumidas palabras, esto significa que la ionosfera perturba la propagación de una onda electromagnética generando un desfase temporal entre la portadora y la modulación (o información); es decir, la portadora se adelanta, mientras que la modulación sufre un retraso.

Este capítulo fue redactado tomando como referencias principales a (Hargreaves, 1995), (Brunini, 1998) y (Azpilicueta, 2006).

Capítulo Segundo

GPS y Satélites de baja altura (LEO). Generalidades

2.1 Características generales del GPS

El Sistema de Posicionamiento Global (GPS, por su sigla en inglés) es un sistema de radio navegación basado en satélites desarrollado y operado por los Estados Unidos para uso militar y civil. El primer satélite GPS fue lanzado en febrero de 1978, y fue el primero de una serie de 11 satélites prototipo utilizados para formar la constelación de prueba del sistema. Hacia diciembre de 1994 y luego de años de continuo desarrollo, la constelación completa de 24 satélites más 3 de repuesto era totalmente operacional. Esta constelación de 24 satélites garantizaba al menos 4 satélites visibles simultáneamente, necesarios para una solución tridimensional, en cualquier momento y en cualquier lugar sobre o cerca de la superficie terrestre. En la actualidad, la constelación consta de 32 satélites.

Los satélites GPS se encuentran distribuidos en 6 planos orbitales con una inclinación de 55° con respecto al ecuador terrestre, cuyos nodos sobre este último están separados entre sí 60° . Las órbitas son casi circulares con un semieje mayor de aproximadamente 26000 km, lo que significa una altura sobre la superficie terrestre de alrededor de 20000 km. El período orbital es de 11 horas y 58 minutos, casi medio día sidéreo. Entonces, como el período orbital es un múltiplo del período de rotación terrestre, el satélite completa dos órbitas enteras mientras la Tierra describe un giro de 360° con respecto al espacio inercial. Sin embargo, al estar en sintonía con el tiempo sidéreo, deberá tenerse en cuenta que los satélites aparecerán sobre el horizonte cuatro minutos antes, cada día solar.

La arquitectura GPS se divide en tres segmentos: el segmento espacial, el segmento de control y el segmento del usuario. El primero es responsable del desarrollo, construcción y puesta en órbita de los satélites. El segmento de control se encarga del cuidado de los satélites, realizando tareas como monitoreo de las órbitas, mantenimiento del estado del satélite, predicción de las efemérides y actualización de los mensajes de navegación. Estos dos segmentos son responsabilidad del Departamento de Defensa de los Estados Unidos. El segmento del usuario comprende el uso civil del GPS, así como el desarrollo industrial de receptores.

Cada satélite GPS consta de un oscilador de alta calidad, constituido por una combinación de relojes atómicos de cesio y rubidio que son utilizados secuencialmente para generar dos señales coherentes portadoras L1 y L2. Las frecuencias correspondientes a estas últimas dos son derivadas de la frecuencia fundamental $f_0 = 10,23 \text{ MHz}$, de la siguiente manera:

$$f_1 = 154 \cdot f_0 = 1575,42 \text{ MHz (L1)},$$

$$f_2 = 120 \cdot f_0 = 1227,60 \text{ MHz (L2)}.$$

Las correspondientes longitudes de onda son $\lambda_1 \approx 0,19 \text{ m}$ y $\lambda_2 \approx 0,24 \text{ m}$, respectivamente.

Los satélites GPS transmiten continuamente ondas sinusoidales centradas en las frecuencias f_1 y f_2 . El principio de medida GPS se basa en la comparación entre la señal proveniente del satélite y una réplica de la señal original generada localmente en el receptor. Así, comparando la señal recibida con la generada localmente se puede determinar el desfase temporal que existe entre ambas, lo cual luego permite determinar la distancia al satélite. Sin embargo, debido a una falta de sincronización de los relojes del receptor y de los satélites, lo que se obtiene es una pseudo-distancia.

Al trabajar con la fase de la portadora se presenta otro inconveniente, y es que tanto L1 como L2 son señales sinusoidales, lo que significa que no son más que una repetición continua de ciclos totalmente idénticos. Así, es imposible determinar distancias en tiempo real trabajando únicamente con la fase de la portadora, ya que no será posible determinar el número entero de ciclos desfasados. Entonces, para superar este problema, ambas señales (L1 y L2) son moduladas con códigos PRN (Pseudo Random Noise). Estos códigos consisten de secuencias pseudo aleatorias de ceros y unos que son generadas con algoritmos matemáticos diseñados para encriptar información. Estos códigos PRN presentan varias propiedades, siendo quizás la más importante la de no interferencia, la cual permite la recepción de varias señales centradas en la misma frecuencia al mismo tiempo.

Cada satélite transmite dos códigos PRN, el código C/A (Clear Acquisition) modulado en la portadora L1 (aunque algunos satélites de la nueva generación también modulan este código en L2) y el código P (Protected) modulado en L1 y L2. El código C/A tiene una velocidad de transición de 1,023 Mbps, lo cual corresponde a un décimo de la frecuencia fundamental f_0 . Igualmente esto no significa que se estén generando pulsos constantemente con esa velocidad todo el tiempo; algunos se generan y otros no, y es eso lo que permite darle una estructura característica a los códigos y poder así distinguirlos entre sí. La longitud asociada a cada pulso de este código es de 293 metros aproximadamente (si se piensa al código como una onda cuadrada, el ancho de cada pulso será de alrededor de 293 metros). Como cada satélite genera un código C/A diferente, es posible entonces identificarlo por el código que genera; de hecho, el

receptor busca e identifica los satélites a partir del código. El código C/A es de libre acceso; de allí su nombre.

El código P fue desarrollado para posicionamiento y navegación militares. Es por ello que está encriptado (protegido), aunque existen receptores civiles que logran filtrar el encriptado a expensas de perder algo de precisión en la determinación de la distancia. La velocidad de transición es de 10,23 Mbps, implicando esto una longitud para cada pulso de alrededor de 29,3 metros. El código P tiene una longitud de 266 días repartida en segmentos de 7 días, que se asignan uno para cada satélite. Como estos segmentos no se superponen (además de ser ortogonales), también son utilizados para identificar a los satélites.

Además de los códigos C/A y P, existe una tercera modulación: el mensaje de navegación. Contiene información sobre las efemérides y relojes de los satélites, así como del tiempo GPS y la salud del satélite. Es modulado en ambas portadoras, con una velocidad de transición de 50 bps. Este mensaje es necesario para el posicionamiento en tiempo real.

2.1.1 Observables GPS

Los observables GPS son las distancias medidas entre el receptor y el satélite. Esto significa que el código C/A o P transmitido por el satélite i en el instante t^i y recibido por el receptor k en el instante t_k será:

$$P_k^i = c(t_k - t^i),$$

donde,

P_k^i es la pseudo-distancia para el código P; c es la velocidad de la luz en el vacío; t_k el instante de recepción de la señal, medido por el reloj del receptor k ; y t^i es el instante de emisión de la señal, medido por el reloj del satélite i .

La distancia real, es decir la distancia geométrica ρ_k^i entre el satélite i en el instante $t^i - \Delta t^i$ y el receptor k en el instante $t_k - \Delta t_k$, está relacionada a la pseudo-distancia para el código P a través de la siguiente expresión:

$$P_k^i = \rho_k^i + c(\Delta t_k - \Delta t^i) + T_k^i + \Delta \rho_k^i + c(B_k + B^i) + M_k^i + \varepsilon \quad (2.1)$$

donde,

Δt_k y Δt^i son los errores de los relojes del receptor y del satélite (con respecto al tiempo GPS), respectivamente; T_k^i es el error troposférico (error que introduce la

atmósfera neutra); $\Delta\rho_k^i$ es el error ionosférico; B_k y B^i son los errores de hardware para el receptor k y el satélite i , respectivamente; M_k^i es el error de multicamino; y ε es el error aleatorio asociado a cualquier medición.

En la ecuación (2.1) puede verse claramente el motivo por el cual se denomina pseudo-distancia a la cantidad determinada a partir de la señal GPS. Son muchos los errores que afectan a dicha señal y de los cuales habrá que deshacerse si lo que se pretende es una determinación precisa de la posición. Sin embargo, a los objetivos de este trabajo interesará el término que tiene en cuenta el efecto de la ionosfera ($\Delta\rho_k^i$), por lo que se estudiará una combinación lineal de observables que quite de encima los demás errores (tantos como sea posible) pero que conserve el mencionado término ionosférico.

De manera completamente análoga se determina una expresión equivalente para las observaciones de fase, aunque estas se verán afectadas por un término de error adicional, el cual tiene en cuenta que la cantidad de ciclos enteros que se produjeron desde que se emitió la señal hasta que fue recibida no es conocida. Así, la distancia geométrica ρ_k^i entre el satélite i en el instante $t^i - \Delta t^i$ y el receptor k en el instante $t_k - \Delta t_k$, está relacionada a la pseudo-distancia para la fase mediante la siguiente expresión:

$$L_k^i = \rho_k^i + c(\Delta t_k - \Delta t^i) + T_k^i - \Delta\rho_k^i + c(b_k + b^i) + \lambda N_k^i + m_k^i + \varepsilon. \quad (2.2)$$

Donde:

Δt_k y Δt^i son los errores de los relojes del receptor y del satélite (con respecto al tiempo GPS), respectivamente; T_k^i es el error troposférico; $\Delta\rho_k^i$ es el error ionosférico; b_k y b^i son los errores de hardware para el receptor k y el satélite i , respectivamente; m_k^i es el error de multicamino; λ es la longitud de onda de la señal; N_k^i es la ambigüedad (número entero de ciclos); y ε es el error aleatorio asociado a cualquier medición.

Es importante mencionar que si se detectan discontinuidades en las observaciones de fase, habrá que agregar términos N_k^i adicionales. Es decir, habrá un solo término de ambigüedad por paso de satélite, receptor y frecuencia, siempre que no se produzcan cortes en la señal mientras el satélite es visible.

En forma aproximada, se considera que los errores relativos en las mediciones GPS son del orden del 1% de la longitud de onda (o del ancho del pulso para los códigos). Esto significa que para el código C/A se tienen errores de alrededor de 3 metros, para el código P errores del orden de 0,3 metros y para las mediciones de fase errores del orden de los 2 mm. Claramente se puede notar que es mucho más preciso trabajar con las observaciones de fase. Sin embargo, las observaciones de código tienen la ventaja de no

verse afectadas por el término de la ambigüedad. Otra diferencia entre las observaciones de código y las de fase, es que los términos ionosféricos tienen la misma magnitud pero signo opuesto. Más adelante se estudiará en detalle el motivo de esto último; por ahora, basta con recordar del capítulo anterior que la ionosfera afecta de manera diferente a la fase y a la modulación (código).

El término troposférico es el mismo para la fase y la modulación. Es independiente de la frecuencia y depende fundamentalmente de la cantidad de masa y de la cantidad de vapor de agua presentes en la atmósfera neutra.

El error de multicamino se debe a que al receptor no sólo llega la señal proveniente del satélite sino que también llegan señales desde otras direcciones provocadas por reflexiones de la señal original. Esto distorsiona las observaciones de código (y las de fase también, aunque el error de multicamino para la fase es unos dos órdenes de magnitud menor) y es una fuente relevante de error en GPS.

Combinación lineal libre de geometría

Con el propósito de eliminar errores se construyen diversas combinaciones lineales de observables GPS. En particular, aquí se estudiará la combinación lineal *libre de geometría* L4. Esta se obtiene restandole al observable de fase (o código) de la primera frecuencia (f_1) el correspondiente a la segunda frecuencia (f_2). Esto significa que es posible construir dos combinaciones lineales libres de geometría; a saber, $L4 = L1 - L2$ y $P4 = P1 - P2$ (esta diferencia no se puede construir con el código C/A, pues este último sólo está modulado en la señal portadora L1). De esta manera, se eliminan el término geométrico, los errores de reloj y el error troposférico; es decir, se eliminan todos aquellos términos que no dependen de la frecuencia. Así, la expresión para L4 resulta:

$$L4_k^i = L1_k^i - L2_k^i = -\alpha I_{4k}^i + \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 + c(\Delta b_k + \Delta b^i) + E_l, \quad (2.3)$$

donde:

$\alpha = \frac{1}{f_1^2} - \frac{1}{f_2^2}$ es un factor de conversión cuyo origen será estudiado más adelante;

$\Delta b_k = b_{k,1} - b_{k,2}$ es el retraso inter-frecuencia de la fase para el receptor k ; $\Delta b^i = b^{i,1} - b^{i,2}$ es el retraso inter-frecuencia de la fase para el satélite i ; y E_l es el término que concentra los errores aleatorios y de multicamino de L1 y L2.

Para el código P, la combinación libre de geometría queda de la siguiente manera:

$$P4_k^i = P1_k^i - P2_k^i = \alpha I_{4k}^i + c(\Delta B_k + \Delta B^i) + E_p. \quad (2.4)$$

Aquí,

$\Delta B_k = B_{k,1} - B_{k,2}$ es el error diferencial del código (o DCB, por su sigla en inglés) para el receptor k ; $\Delta B^i = B^{i,1} - B^{i,2}$ es el error diferencial del código (DCB) para el satélite i ; y E_p engloba los errores aleatorios y de multicamino de P1 y P2.

Es importante remarcar que los retrasos inter-frecuencia de la fase no serán motivo de preocupación en el trabajo descrito en esta Tesis puesto que cuando se consideren las dos combinaciones libres de geometría L4 y P4 para poder eliminar el término de la ambigüedad, los retrasos inter-frecuencia de la fase serán reemplazados por los correspondientes DCBs.

2.1.2 Término ionosférico en L4

Como previamente fue mencionado en este capítulo, los satélites GPS están continuamente emitiendo radio-señales que, luego de atravesar la atmósfera terrestre, son recibidas, grabadas y procesadas en las distintas estaciones GPS distribuidas alrededor de todo el mundo. De acuerdo con el principio de Fermat, el recorrido l descrito por la señal emitida por el satélite es aquel que minimiza la siguiente cantidad:

$$\int_E^R n(l)dl, \quad (2.5)$$

donde E es el punto de emisión (esto es, la posición del satélite), R es la ubicación del receptor y $n(l)$ representa el índice de refracción a lo largo de la trayectoria descrita por la señal. En otras palabras, el principio de Fermat establece que la onda realiza el recorrido más rápido entre el satélite y el receptor. Así, la longitud de la trayectoria descrita por dicha onda será,

$$L = \int_E^R n(l)dl = \int_E^R (n(l) - 1)dl + \int_E^R dl = \int_E^R (n(l) - 1)dl + \rho + \Delta\rho. \quad (2.6)$$

El primer término del segundo miembro de esta última expresión representa los efectos atmosféricos sobre el camino óptico; el segundo miembro representa la distancia geométrica entre el satélite y el receptor, mientras que el tercer término ($\Delta\rho$) representa la desviación que sufre el camino óptico real. Este efecto de desviación ocurre cuando el ángulo de inclinación con el que la onda penetra en la atmósfera es distinto de cero. Para el caso de GPS este efecto es despreciado.

Entonces, para una onda que atraviesa la ionosfera y la atmósfera neutra (en la jerga GPS también denominada troposfera), el camino óptico viene dado por:

$$L = \rho + \int_E^R (n_{trop} - 1)dl + \int_E^R (n_{ion} - 1)dl = \rho + \Delta\rho_{trop} + \Delta\rho_{ion} . \quad (2.7)$$

Ahora, si se reemplazan las ecuaciones (1.11) y (1.12) en el término n_{ion} se obtienen las expresiones del error ionosférico para la fase de la portadora y para el código; esto es,

$$\Delta\rho_{ion} = \int_E^R (n_{ion} - 1)dl = \pm K f^{-2} \int_E^R N_e dl = \pm K \frac{sTEC}{f^2} . \quad (2.8)$$

El signo + corresponde al error ionosférico para el código y el signo – corresponde al error ionosférico para la fase de la portadora; mientras que el contenido electrónico total oblicuo (sTEC, por su sigla en inglés) queda definido como la integral de la densidad de electrones libres a lo largo de la línea que une al satélite con el receptor. Además, en la ecuación (2.8) se puede comprobar lo que fue comentado al finalizar el capítulo primero de esta Tesis: la ionosfera afecta de manera diferente a la modulación (código) y a la fase. La fase se adelanta, mientras que la modulación se retrasa.

Ahora bien, al calcular la combinación lineal libre de geometría se obtuvo el siguiente término ionosférico:

$$\pm \alpha I_{4k}^i, \text{ donde de nuevo el signo + corresponde al código, y el – a la fase.}$$

Para obtener dicho término, se realizó lo siguiente

$$\begin{aligned} LA_k^i &= L1_k^i - L2_k^i = \dots - \Delta\rho_{ion}^1 + \Delta\rho_{ion}^2 + \dots = -K \left(\frac{1}{f_1^2} - \frac{1}{f_2^2} \right) sTEC + \dots = \\ &= - \underbrace{\left(\frac{1}{f_1^2} - \frac{1}{f_2^2} \right)}_{\alpha} \underbrace{[K \cdot sTEC]}_{I_{4k}^i} + \dots = -\alpha I_{4k}^i + \dots \end{aligned} \quad (2.9)$$

Análogamente, para el código se tiene:

$$\begin{aligned} PA_k^i &= P1_k^i - P2_k^i = \dots + \Delta\rho_{ion}^1 - \Delta\rho_{ion}^2 + \dots = K \left(\frac{1}{f_1^2} - \frac{1}{f_2^2} \right) sTEC + \dots = \\ &= \underbrace{\left(\frac{1}{f_1^2} - \frac{1}{f_2^2} \right)}_{\alpha} \underbrace{[K \cdot sTEC]}_{I_{4k}^i} + \dots = \alpha I_{4k}^i + \dots \end{aligned} \quad (2.10)$$

Finalmente, se pueden reescribir las ecuaciones (2.3) y (2.4) de manera más simple para así terminar de construir los observables ionosféricos para GPS:

$$LA_k^i = \alpha_L \cdot sTEC + b_k + b^i + C_{arc} + E_L, \quad (2.11)$$

donde $\alpha_L = -\alpha K$; b_k es el retraso inter-frecuencia de la fase para el receptor k ; b^i es el retraso inter-frecuencia de la fase para el satélite i ; C_{arc} representa la combinación de ambigüedades; y E_L reúne los errores aleatorios y de multicamino para la fase de las portadoras L1 y L2.

Equivalentemente, para el código se obtiene la siguiente expresión:

$$PA_k^i = \alpha_p \cdot sTEC + B_k + B^i + E_p, \quad (2.12)$$

donde $\alpha_p = \alpha K$; B_k es el DCB para el receptor k ; B^i es el DCB para el satélite i ; y E_p representa la combinación de errores aleatorios y de multicamino para el código.

Por último, es importante aclarar que si la constante K se multiplica por 10^{16} , todas las cantidades involucradas en las ecuaciones (2.11) y (2.12) quedan expresadas en TECu. Un TECu es equivalente a $10^{16} m^{-2}$.

2.2 Misión COSMIC/FORMOSAT-3

La misión Constellation Observing System for Meteorology/Formosa Satellite 3 (COSMIC/FORMOSAT-3) es un proyecto de colaboración entre la Organización Espacial Nacional (NSPO, por su sigla en inglés) de Taiwán y la Corporación Universitaria para la Investigación Atmosférica (UCAR, por su sigla en inglés) de los Estados Unidos, que consiste de una constelación de seis satélites de baja altura provistos de instrumentos diseñados para monitoreo meteorológico, así como también de cuatro receptores GPS de alta calidad para observaciones de radio-ocultación. De manera general, se entiende por satélite de baja altura o “Low Earth Orbit (LEO, por su sigla en inglés) satellite” a aquel satélite que describe una órbita con un altura media sobre la superficie terrestre en el rango de los 200 km a los 1200 km de altura aproximadamente.

La constelación de seis satélites fue lanzada en abril de 2006 y posicionada en una órbita inicial de 512 km de altura y una inclinación de 72° respecto al ecuador terrestre (Cheng et al., 2006). Durante los siguientes 17 meses al lanzamiento y puesta en órbita, los satélites fueron gradualmente movidos hasta quedar ubicados en sus órbitas finales (circulares) a unos 800 km de altura aproximadamente, con una separación de 30° en longitud entre los nodos de sus respectivos planos orbitales, y un período orbital de alrededor de 105 minutos (garantizándose de esta manera unos 2000 sondeos atmosféricos por día). Cada satélite de la constelación lleva a bordo 4 receptores GPS en una configuración de rombo, concebida con el propósito de optimizar la cantidad de observaciones GPS de radio-ocultación, las cuales permiten la determinación de perfiles del índice de refracción de la atmósfera (Kuo et al., 2004). Estos perfiles luego pueden ser utilizados para estimar la temperatura en la estratosfera, la temperatura y la cantidad

de vapor de agua en la troposfera, y para obtener perfiles de la densidad de electrones libres en la ionosfera (Yunck et al., 2000). Además de estos productos elaborados, también se encuentran a disposición del usuario los datos GPS crudos (archivos RINEX) de los cuatro receptores de cada uno de los seis satélites. Toda esta información (tanto datos crudos como productos elaborados) puede ser obtenida en el sitio <http://cdaac-www.cosmic.ucar.edu/cdaac/products.html>.

A pesar de que la cobertura espacial que provee la red de estaciones GPS del IGS es global y cada vez menos heterogénea (gracias a la constante instalación de nuevos receptores de última generación, sobre todo en el hemisferio Sur y en zonas remotas), los receptores GPS situados sobre la superficie terrestre no tienen la capacidad de obtener gradientes verticales del contenido electrónico de la ionosfera. Esto no se debe a una incapacidad tecnológica de los receptores, sino a una cuestión puramente geométrica. La geometría para un receptor GPS en tierra permite la determinación de gradientes horizontales en la distribución del contenido electrónico ionosférico, pero no de gradientes verticales. Sin embargo, los receptores GPS situados a bordo de satélites LEO sí permiten (a través de las observaciones de radio-ocultación) la obtención de gradientes verticales de distintos parámetros atmosféricos, entre ellos, el contenido de electrones libres de la ionosfera (aunque no pueden obtener información de la variación del contenido electrónico en la coordenada horizontal). En otras palabras, los receptores GPS en tierra proveen gradientes horizontales del contenido electrónico ionosférico, mientras que los receptores GPS a bordo de satélites de baja altura tienen la capacidad de obtener variaciones con la altura (gradientes verticales) de la distribución de la densidad de electrones libres de la ionosfera. Esto se puede apreciar fácilmente en la figura 2.1, donde se representan con dos sencillos gráficos las geometrías para un receptor GPS en tierra y para otro a bordo de un satélite LEO.

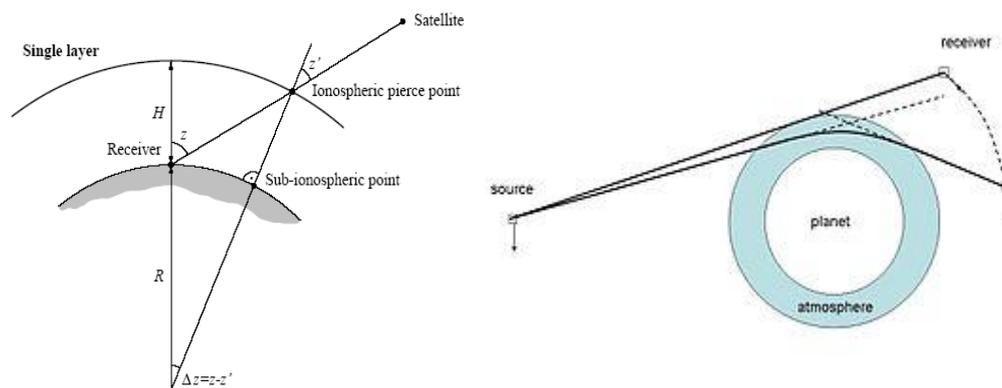


Figura 2.1: a izquierda se representa la geometría para un receptor GPS situado sobre la superficie terrestre [tomada de (Schaer, 1999)]. En el gráfico de la derecha [tomado de <http://www.met.ed.ucar.edu/>], se puede apreciar la geometría típica de las observaciones de radio-ocultación (correspondiente a los receptores GPS a bordo de satélites LEO).

Al analizar la geometría para un receptor GPS en tierra, representada en uno de los gráficos de la figura 2.1, se puede ver claramente que a medida que el satélite GPS se desplaza, los correspondientes vectores que unen la posición del satélite con la del receptor atraviesan la atmósfera terrestre a la misma altura. En cambio, al estudiar lo que sucede para un receptor GPS a bordo de un satélite de baja altura, se aprecia fácilmente que cada vector que une la posición del satélite GPS con la del receptor a bordo del satélite LEO atraviesa la atmósfera a una altura diferente. Así, se demuestra de manera muy sencilla la necesidad de incorporar datos GPS provistos por receptores a bordo de satélites de baja altura, ya que estos representan el instrumental ideal para medir (a escala global; ver figura 2.2) variaciones con la altura del contenido electrónico de la ionosfera, dato esencial para aquellos modelos cuyo principal objetivo es la reconstrucción de perfiles verticales de la densidad de electrones libres.

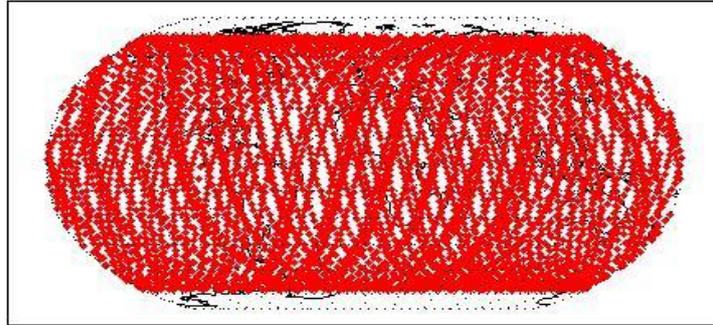


Figura 2.2: cobertura para un día completo correspondiente a un solo satélite COSMIC.

El observable ionosférico que se obtiene a partir de los datos recopilados por receptores GPS a bordo de satélites de baja altura es el mismo que aquél determinado por receptores situados sobre la superficie terrestre. Esto es,

$$L4_{csm_k}^i = \alpha_L \cdot sTEC + b_{csm_k} + b^i + C_{arc} + \varepsilon, \quad (2.13)$$

$$P4_{csm_k}^i = \alpha_P \cdot sTEC + B_{csm_k} + B^i + \eta. \quad (2.14)$$

Donde, para la ecuación (2.13), $\alpha_L = -\alpha K$; b_{csm_k} es el retraso inter-frecuencia de la fase para el receptor k de un dado satélite COSMIC; b^i es el retraso inter-frecuencia de la fase para el satélite (GPS) i ; C_{arc} representa la combinación de ambigüedades; y ε reúne los errores aleatorios y de multicamino para la fase de las portadoras L1 y L2. En

cambio, en la ecuación (2.14), $\alpha_p = \alpha K$; B_{csm_k} es el DCB para el receptor k de un dado satélite COSMIC; B^i es el DCB para el satélite (GPS) i ; y η representa la combinación de errores aleatorios y de multicamino para el código.

Sin embargo, existen dos diferencias esenciales con respecto a los observables GPS obtenidos con receptores ubicados sobre la superficie terrestre. La primera, radica en el hecho de que el término ionosférico ($\Delta\rho_{ion}$) para las observaciones de la misión COSMIC/FORMOSAT-3 sólo contiene información del contenido electrónico de aquella porción de la atmósfera que se sitúa entre el satélite LEO y el satélite GPS, por lo que en algunas situaciones solamente se registrará información sobre el contenido electrónico del top-side (pensar en el caso en que un satélite GPS se ubica por encima del satélite LEO. En dicho caso, la línea que une ambos satélites será un segmento de recta que va desde los 800 km de altura hasta los 20000 km de altura), mientras que en otras situaciones, el contenido de electrones libres medido será el correspondiente a aquella región de la ionosfera situada entre los 60 km de altura y los 800 km de altura (caso ideal). Esto significa que los valores de contenido electrónico total oblicuo (sTEC, por su sigla en inglés) obtenidos a partir de datos recolectados por los satélites de la misión COSMIC/FORMOSAT-3 serán, en general, menores que aquellos provistos por receptores GPS situados sobre la superficie de la Tierra.

Finalmente, la segunda diferencia refiere a que debido a que los receptores GPS a bordo de satélites LEO están sujetos a una geometría diferente, y sometidos a condiciones climatológicas extremas y muy distintas a las existentes en la superficie terrestre, el procesamiento de los datos será diferente, y otros criterios deberán ser implementados (fundamentalmente, cuando se deba corregir los datos por saltos de ciclo).

Capítulo Tercero

Modelos ionosféricos. Función de Chapman. LPIM

Habiendo visto las generalidades de la ionosfera, así como también descripto las características generales del sistema GPS y de la misión COSMIC/FORMOSAT-3, resulta ahora oportuno analizar algunos modelos ionosféricos. Esto es de suma importancia pues es a través de dichos modelos que se podrán sacar conclusiones sobre las mediciones GPS y, de esta forma, lograr una mejor comprensión de la ionosfera y de sus irregularidades.

En primer lugar, se describirá un modelo físico muy simple, la ley de producción de Chapman (Chapman, 1931), el cual permite explicar las características principales de la ionosfera. En segundo lugar, se hará un breve resumen de la historia del Modelo Ionosférico de La Plata (LPIM) (Brunini, 1998), para luego describir las características generales del estado actual del mismo.

3.1 Función de producción de Chapman

La ley (o función) de producción de Chapman es un modelo físico muy simplificado que, a pesar de sus limitaciones, permite explicar las características más sobresalientes de la ionosfera. Este modelo, que fue publicado en 1931 por S. Chapman, muestra que la mayor cantidad de electrones libres se concentra en una delgada capa ubicada entre los 350 km y los 550 km de altura. Además, establece la relación entre la distribución de los electrones libres y la posición del Sol.

Consiste en una función matemática que calcula la variación de la densidad de electrones libres con la altura (o perfil vertical de densidad electrónica). Este perfil presenta la mayor cantidad de electrones libres concentrada en una delgada capa situada entre 350 km y 550 km de altura. Este resultado justifica la aproximación usualmente utilizada en otros modelos ionosféricos, en la que la ionosfera es tratada como una capa de espesor infinitesimal donde se concentra la totalidad de los electrones libres. Esta aproximación recibe el nombre de modelo de capa delgada (en inglés, “thin layer approximation”) y es adoptada, por ejemplo, en el Modelo Ionosférico La Plata.

La ley de producción Chapman también permite calcular la variación diaria introducida en la ionosfera por el movimiento relativo del Sol. Si bien existen otros

agentes, como el campo magnético terrestre, que introducen variaciones en la distribución de electrones libres, la variación diaria debida al Sol es la más importante. Y justamente este modelo establece una relación entre la distribución de los electrones libres y la posición del Sol, determinando así una variación diaria de gran amplitud con un máximo bien definido en la dirección del Sol. Debido a esto último, un sistema de coordenadas solidario al movimiento relativo solar (co-rotante con el Sol) es usualmente adoptado para estudiar la ionosfera. En dicho sistema de coordenadas, el Sol se mantiene fijo en el meridiano de 12 hs. de tiempo local.

Como oportunamente fue detallado en el capítulo primero de esta Tesis, son dos los agentes ionizantes de la alta atmósfera: la radiación solar UV y de rayos X, y las partículas energéticas provenientes del Sol y del medio interestelar. La ley de producción de Chapman sólo tiene en cuenta el efecto ionizante del primero de los dos agentes ionizantes recién mencionados, y además hace las siguientes suposiciones:

- a- La atmósfera está compuesta por una sola especie, exponencialmente distribuida y con altura de escala constante.
- b- Atmósfera de capas plano paralelas; sin variaciones en el plano horizontal.
- c- La radiación solar es absorbida de manera proporcional a la concentración del gas atmosférico.
- d- Coeficiente de absorción constante; esto es equivalente a considerar radiación monocromática.
- e- Sólo se consideran procesos foto-químicos. Los procesos de transporte son descartados.

Entonces, sea Q la intensidad de la radiación solar en el punto P (ver figura 3.1).

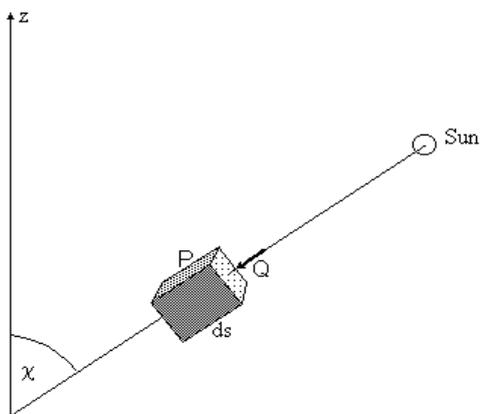


Figura 3.1: geometría básica para el modelo de Chapman. Tomada de (Brunini, 1998).

Como Q [$m^{-2}s^{-1}$] decrece a medida que la radiación penetra en la atmósfera terrestre debido a la absorción, se considerará la intensidad de la radiación Q dependiente de la altura z a través de $Q(z)$, y el valor de esta última justo en el límite superior de la atmósfera será denominado Q_{∞} . Como se supone una atmósfera de capas plano paralelas sin variaciones en el plano horizontal, la concentración de la especie química aquí considerada dependerá sólo de la altura z . Si $N(z)$ [m^{-3}] es la densidad del gas atmosférico (ionizable por la radiación Q) y σ [m^2] es la sección eficaz para la radiación Q , entonces la velocidad de producción de electrones [$m^{-3}s^{-1}$] en el punto P será:

$$P(z) = \sigma N(z)Q(z). \quad (3.1)$$

Cuando la radiación Q atraviesa el elemento ds , la fracción $dQ(z) = P(z)ds$ es absorbida. Entonces, al reemplazar esta expresión en la ecuación (3.1) se obtiene la ecuación diferencial para la absorción de energía debida a la ionización,

$$\frac{dQ(z)}{ds} = \sigma N(z)Q(z). \quad (3.2)$$

Si ahora se tiene en cuenta que $ds = \sec(\chi)dz$ (ver figura 3.1), la ecuación (3.2) queda de la forma

$$\frac{dQ(z)}{Q(z)} = \sigma N(z)\sec(\chi)dz. \quad (3.3)$$

Integrando esta última expresión se llega a lo siguiente:

$$Q(z) = Q_{\infty} \exp\left(-\sigma \sec(\chi) \int_z^{\infty} N(z)dz\right). \quad (3.4)$$

La ecuación (3.4) representa la intensidad de la radiación en el punto P , teniendo en cuenta la radiación que fue absorbida en el proceso de ionización de las capas superiores. Es claro que $Q(z)$ podrá ser determinado siempre que se conozca la variación con la altura de la densidad del gas atmosférico, $N(z)$. Si se asume que la atmósfera es isoterma, la densidad de la especie química considerada viene dada por (Hargreaves, 1995):

$$N(z) = N_0 \exp\left(-\frac{z}{H}\right), \quad (3.5)$$

donde H es la altura de escala (considerada constante) y N_0 es la densidad del gas atmosférico para $z = 0$ (sobre la superficie de la Tierra). Usando esto último y luego de resolver la integral de la ecuación (3.4), se obtiene la intensidad de la radiación solar en el punto P :

$$Q(z) = Q_{\infty} \exp \left[-\sigma N_0 H \sec(\chi) \exp \left(-\frac{z}{H} \right) \right]. \quad (3.6)$$

Reemplazando las expresiones para $N(z)$ y $Q(z)$ (ecuaciones (3.5) y (3.6), respectivamente) en la ecuación (3.1), se obtiene la velocidad de producción de electrones en el punto P :

$$P(z) = Q_{\infty} \sigma N_0 \exp \left[-\frac{z}{H} - \sigma N_0 H \sec(\chi) \exp \left(-\frac{z}{H} \right) \right]. \quad (3.7)$$

Esta expresión muestra que la velocidad de producción de electrones es el producto de dos funciones que dependen de la altura: la densidad del gas ionizable, $N(z)$, que decrece rápidamente al aumentar la altura, y la intensidad de la radiación solar, $Q(z)$, que aumenta con la altura. Así, el producto de ambas resulta en una función con un marcado máximo cuya altura puede ser obtenida derivando (3.7) con respecto a la altura z e igualando a cero,

$$z_m = H \ln[\sigma N_0 H \sec(\chi)]. \quad (3.8)$$

En esta última expresión se ve que la altura del máximo depende del ángulo de incidencia de la radiación solar (ángulo cenital del Sol), χ . Sea z_{m0} la altura del máximo en la dirección del Sol ($\chi = 0$); entonces,

$$z_{m0} = H \ln(\sigma N_0 H), \quad (3.9)$$

de donde se puede despejar $\sigma N_0 H = \exp \left(\frac{z_{m0}}{H} \right)$, para luego reemplazarlo en la ecuación (3.6) y obtener:

$$Q(z) = Q_{\infty} \exp \left(-\sec(\chi) \exp \left(-\frac{z - z_{m0}}{H} \right) \right). \quad (3.10)$$

Si ahora se considera $z = z_{m0}$ y $\chi = 0$, de la ecuación (3.10) es posible calcular

$$Q_{\infty} = Q(z_{m0}) \exp(1), \quad (3.11)$$

y de manera similar, a partir de la ecuación (3.5) obtener

$$N_0 = N(z_{m0}) \exp \left(\frac{z_{m0}}{H} \right). \quad (3.12)$$

Finalmente, reemplazando estos dos últimos valores en la ecuación (3.7) se obtiene la expresión para la ley de producción de Chapman:

$$P(z) = P_0 \exp[1 - Z - \sec(\chi) \exp(-Z)], \quad (3.13)$$

donde $Z = \frac{z - z_{m0}}{H}$ es la altura reducida y $P_0 = P(z_{m0}) = \sigma N(z_{m0}) Q(z_{m0})$.

Esta ley, aunque basada en hipótesis muy simplificadoras, permite comprender cualitativamente varias características importantes de la ionosfera, principalmente la formación de distintas capas.

La formación de una capa con una alta concentración electrónica a la altura z_m puede ser interpretada como un balance entre la densidad del gas atmosférico y la intensidad de la radiación ionizante presente a diferentes alturas (ver figura 3.2).

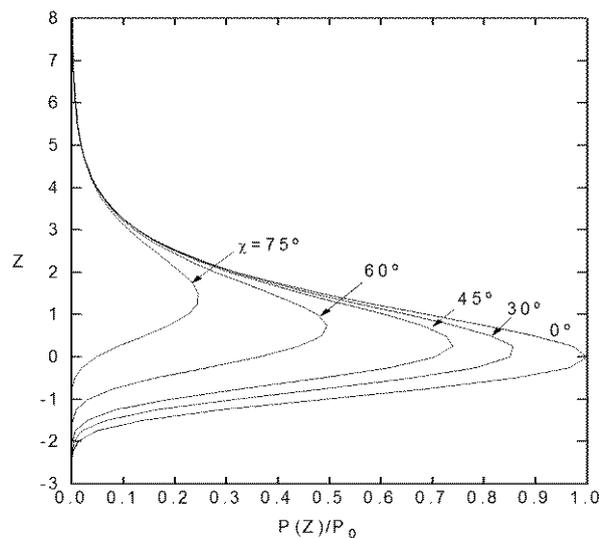


Figura 3.2: ley de producción de Chapman para distintos ángulos de incidencia.

A bajas alturas, donde la concentración del gas ionizable es alta, ocurre que la cantidad de fotones con energía suficiente como para ionizar este gas ha sido reducida considerablemente debido a los procesos de ionización en capas superiores de la atmósfera. Contrariamente, a alturas mayores se observa una gran cantidad de fotones ionizantes, pero la densidad del gas atmosférico es baja.

Las curvas representadas en la figura 3.2 son en realidad líneas difusas puesto que diferentes tipos moleculares y/o atómicos constituyen el gas en condiciones de ser ionizado. Igualmente, en la mayoría de los casos es una sola especie química la que domina el proceso de ionización para una determinada altura. Además, si bien todos los fotones son capaces de ionizarla, el rango espectral de dichos fotones está limitado por dos motivos:

1. La intensidad de la radiación en el ultravioleta lejano emitida por el Sol decrece rápidamente al aumentar la frecuencia.

2. La sección eficaz de una molécula varía con la longitud de onda, presentando su máximo para valores cercanos al potencial de ionización.

De esta manera, sólo la radiación dentro de una pequeña banda por encima del potencial de ionización contribuye a la ionización del gas presente en la atmósfera.

Por otro lado, y como ya ha sido mencionado previamente, los rayos cósmicos también contribuyen a la ionización. Aunque su efecto es menor que el de la fotoionización, durante tormentas magnéticas cuando la radiación de partículas energéticas es muy intensa, o durante la noche, pueden jugar un papel importante; sobre todo en las regiones polares.

Mientras un fotón es absorbido completamente al ionizar una molécula y/o átomo, una partícula energética sólo pierde una fracción de su energía cinética, continuando con su movimiento y pudiendo así ionizar más moléculas. También puede suceder que la colisión entre las partículas energéticas y las moléculas no alcance para ionizarlas, resultando esto en una simple disminución de la energía cinética de la partícula incidente. Si la sección eficaz para las colisiones con partículas energéticas fuera independiente de la velocidad de la partícula incidente, la producción de electrones debida a este mecanismo seguiría una ley similar a la ley de producción de Chapman. Sin embargo, la sección eficaz presenta un marcado máximo para velocidades bajas. Entonces, la producción de electrones libres quedará concentrada en una capa aún más delgada que la correspondiente a la fotoionización.

Resumiendo, en estas pocas páginas se ha visto que la velocidad de producción de electrones presenta un máximo bien definido a una determinada altura. Sin embargo, esto no necesariamente significa que la densidad de electrones tenga la misma dependencia con la altura. La densidad electrónica no sólo dependerá de la velocidad con que los electrones libres sean generados sino que también será función de la velocidad con la que estos desaparezcan. Es decir que, para determinar correctamente la densidad electrónica, se deberán considerar tanto los mecanismos de ionización como los de pérdida de electrones. Cuanto más denso sea el gas, mayor será la velocidad con la que los electrones desaparezcan. Así, una mayor densidad de electrones libres podría darse con más facilidad a mayores alturas. Consecuentemente, el máximo de la densidad electrónica puede fácilmente situarse por encima del máximo de producción electrónica, pero nunca por debajo.

Los procesos que contribuyen a la pérdida de electrones libres son fundamentalmente dos:

- a- Recombinación de un electrón libre con un ion positivo, produciendo así un átomo o molécula neutra.

- b- Adhesión de un electrón libre a un átomo o molécula neutra, dando origen a un ion negativo que, debido a su mayor masa, tiene una interacción con la radiación electromagnética completamente despreciable.

De los dos procesos, la recombinación es el más importante, mientras que el segundo juega un papel menor a bajas alturas.

Por último, es conveniente mencionar que los mecanismos de recombinación a tener en cuenta serán los que produzcan, en conjunto con la ley de producción de Chapman, las capas denominadas α -Chapman y β -Chapman. Para mayor información sobre los procesos de recombinación existentes en la atmósfera terrestre, el lector interesado puede consultar (Hargreaves, 1995).

3.2 Modelo Ionosférico La Plata (LPIM)

El Modelo Ionosférico La Plata, identificado en la literatura internacional por sus siglas inglesas LPIM (La Plata Ionospheric Model), fue desarrollado hacia fines de la década de 1990, cuando su primera versión fue publicada (Brunini, 1998). Desde entonces, su actualización y perfeccionamiento han sido tarea constante del Grupo de Geodesia Espacial y Aeronomía (GESA) de la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de la Universidad Nacional de La Plata (FCAG-UNLP).

Los principales hitos en el desarrollo del LPIM han sido:

- Año 1998. Se establece la primera versión de un modelo global para representar el contenido electrónico total vertical (vTEC, por su sigla en inglés) a partir de observaciones del código P recolectadas por una red global de estaciones GPS de medición continua.
- Año 2000. Desarrollo de la capacidad de procesar observaciones de fase de las señales portadoras GPS (en conjunto con las del código P).
- Año 2006. Implementación de la latitud *modip* en la representación espacial del vTEC.
- Año 2009. Establecimiento de un modelo global capaz de representar la densidad de electrones libres a partir de observaciones GNSS recolectadas por receptores situados en la superficie terrestre, y de perfiles de densidad electrónica proporcionados por satélites LEO.

Por consiguiente, a continuación se describirán brevemente cada uno de estos momentos en la evolución del LPIM con el propósito de establecer la perspectiva histórica a partir de la cual se ha desarrollado el trabajo de investigación abordado en

esta Tesis Doctoral. Si bien resultará intuitivo una vez concluida esta sección, es importante remarcar ahora que el significado de la palabra modelo (o “model”) en la sigla LPIM ha variado significativamente con los años. Las primeras versiones del LPIM no tenían la capacidad de predecir el estado de la ionosfera sin la asimilación de mediciones, por lo que la palabra modelo hacía alusión al conjunto de aproximaciones utilizadas para obtener información ionosférica de las mediciones GPS. En cambio, en las versiones más recientes la palabra modelo se refiere al conjunto de hipótesis y aproximaciones capaz de predecir el estado de la ionosfera sin la necesidad de la incorporación de mediciones. Por supuesto, dicha predicción mejorará si el modelo es alimentado con mediciones; pero la asimilación de éstas no es condición necesaria para el funcionamiento del modelo, como sí lo era en las primeras versiones del LPIM.

3.2.1 Primera versión del LPIM (1998)

El primer algoritmo LPIM fue desarrollado durante la segunda mitad de la década de 1990 y finalmente publicado en el año 1998 (Brunini, 1998). Estaba compuesto por dos módulos. Uno de pre-procesamiento, que ejecutaba dos tareas: la lectura de los datos GPS y el cálculo del observable ionosférico (P4), y la lectura de las efemérides GPS precisas y el cálculo de las posiciones de los satélites; y otro de procesamiento, que implementaba el cálculo del $vTEC$.

La primera tarea que realizaba el LPIM era la identificación de estaciones GPS no redundantes. Para ello, establecía una malla de triángulos equiláteros de aproximadamente 5° de lado, sobre toda la superficie de la Tierra. Luego, inspeccionaba cada triángulo y en aquellos en los que detectaba más de una estación, seleccionaba la que contaba con mayor cantidad de datos, descartando las restantes. De esta manera, lograba constituir una red global de estaciones GPS “no redundantes” (ver figura 3.3).

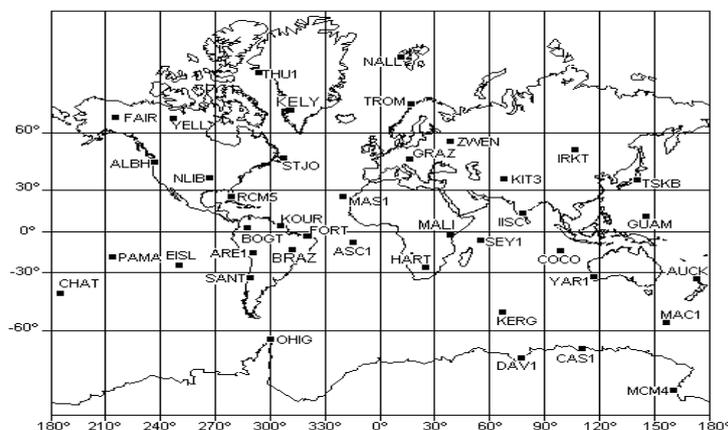


Figura 3.3: red de estaciones GPS no redundantes procesada por el LPIM hacia 1998.

A continuación, el LPIM calculaba el observable ionosférico para cada satélite medido en cada una de las estaciones GPS no redundantes de la red global. En esta primera versión, dicho cálculo era realizado utilizando solamente las observaciones del código P modulado en las dos portadoras (ver ecuación (2.12)). Se evitaba la utilización de observaciones de fase por la complejidad que implica la detección y corrección de saltos de ciclo y la consecuente estimación de las ambigüedades que afectan a dichas observaciones.

El intervalo de muestreo de los receptores GPS que integraban la red global de estaciones no redundantes en la época en que fue publicada esta primera versión del LPIM era de 30 segundos. Debido a que el LPIM no intentaba resolver variaciones temporales que ocurrieran en intervalos de tiempo más cortos que un par de horas, las observaciones eran filtradas utilizando el conocido algoritmo de Savitzky-Golay. Éste, implementaba regresiones lineales a través de los datos medidos en ventanas temporales de 8 minutos (480 segundos) de longitud. Así, la cantidad de datos a procesar era reducida en un factor de $480/30 = 16$, y el desvío estándar de las mediciones, en un factor del orden de 3,7. Además, dicho filtro también permitía detectar y eliminar observaciones discordantes.

Las efemérides GPS consisten en archivos diarios que contienen las coordenadas rectangulares geocéntricas de los satélites (y otras cantidades que el LPIM no utiliza), tabuladas cada 15 minutos. Luego de leer el archivo diario de efemérides precisas, el LPIM calculaba las coordenadas rectangulares geocéntricas de cada satélite para los instantes de medición (puntos normales cada 8 minutos). Para ello, utilizaba un polinomio de interpolación de grado 7. Una vez obtenidas las coordenadas rectangulares geocéntricas, se procedía al cálculo del acimut y la elevación de cada uno de los satélites observados por cada una de las estaciones GPS no redundantes en cada instante de medición. Para llevar a cabo este último cómputo, son necesarias una traslación del geocentro al topocentro y un par de rotaciones (de manera que los ejes cartesianos coincidan con las direcciones norte, este y vertical). Matemáticamente, esto es

$$\begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\text{sen}\varphi_R \cos \lambda_R & -\text{sen}\varphi_R \text{sen}\lambda_R & \cos \lambda_R \\ -\text{sen}\lambda_R & \cos \lambda_R & 0 \\ \cos \varphi_R \cos \lambda_R & \cos \varphi_R \text{sen}\lambda_R & \text{sen}\varphi_R \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x^s - x_R \\ y^s - y_R \\ z^s - z_R \end{pmatrix};$$

donde φ_R , λ_R son la latitud y longitud geodésicas de la estación (receptor GPS) R , respectivamente; x_R , y_R , z_R son las coordenadas rectangulares geocéntricas de la estación R ; x^s , y^s , z^s son las coordenadas rectangulares geocéntricas del satélite S .

Luego, el acimut (medido desde el norte hacia el este) y la elevación se obtienen de las siguientes expresiones

$$A = \text{arctg}\left(\frac{v}{u}\right) \text{ y } E = \text{arctg}\left(\frac{w}{\sqrt{u^2 + v^2 + w^2}}\right), \text{ respectivamente.}$$

Módulo de procesamiento del LPIM

Una vez resuelta la geometría del problema, es decir, una vez concluida la etapa de pre-procesamiento de los datos, el LPIM procedía a la implementación de una serie de aproximaciones matemáticas que permitieran la predicción del estado de la ionosfera a partir de los datos observacionales. De esta tarea se encargaba el módulo de procesamiento de los datos.

La primera versión del LPIM implementaba una aproximación muy simple de la ionosfera global: suponía que dicha región ionosférica se concentraba en una capa de espesor infinitesimal ubicada a una altura aproximada de 350 km sobre la superficie terrestre (modelo de capa delgada). La elección de dicha altura se basaba en el criterio de ubicar la capa infinitesimal a la altura en la que se observa la mayor concentración de electrones libres. Posteriormente, el mencionado criterio fue revisado, al mismo tiempo que se analizaron los errores cometidos al elegir una altura inapropiada para el modelo de capa delgada (Brunini et al., 2011b).

Se asumía entonces que sobre la capa delgada existía una distribución espacio-temporal del vTEC equivalente a la existente en la totalidad de la ionosfera, y se la describía mediante un desarrollo en serie de armónicos esféricos con coeficientes variables en el tiempo. Esto significaba que la resolución espacial quedara determinada por el máximo grado (L) y orden (M) elegidos para el mencionado desarrollo en serie (para la primera versión del LPIM, se utilizaba $L = M = 8$).

La mayor variabilidad temporal experimentada por el vTEC es aquella debida al movimiento diario aparente del Sol alrededor de la Tierra. Consecuentemente, las variaciones temporales del vTEC se verán minimizadas si se implementa un sistema de coordenadas en el que la posición del Sol permanezca aproximadamente constante. Así, la primera versión del LPIM adoptó el *sistema de coordenadas fijo al Sol* (o sistema *sol fijo*), el cual consiste de una coordenada esférica longitudinal que coincide con el ángulo solar local (o ángulo horario), y de una coordenada esférica latitudinal dada por la latitud geográfica. Para cualquier punto con latitud y longitud geográficas φ y λ , respectivamente, se define el ángulo horario h mediante la siguiente expresión:

$$h = UT + \lambda_h - 12, \quad (3.14)$$

donde UT es el tiempo universal y λ_h es la longitud del punto en horas.

El paso siguiente en la modelización del LPIM consistía en asumir que la variabilidad temporal del vTEC, expresada a través de los coeficientes del desarrollo en serie de armónicos esféricos, podía representarse mediante una función escalonada en la que cada escalón tuviera un ancho igual a la duración (Δt) de los intervalos en que se dividía al día. Claramente, esto significaba aceptar una representación discontinua de la evolución temporal del vTEC. Es decir, el LPIM ofrecía una imagen global de la distribución espacial media del vTEC para cada intervalo de tiempo, sin solución de

continuidad entre las representaciones de intervalos consecutivos. Se infiere entonces, que la resolución temporal de dicha representación quedaba fijada por el intervalo Δt (en la primera versión del LPIM, los cálculos se hacían cada doce horas; i.e. $\Delta t = 12$).

Ahora bien, con el propósito de atenuar las discontinuidades en la representación espacio-temporal del vTEC de intervalos consecutivos y, fundamentalmente, para evitar la aparición de valores artificiales de vTEC en las regiones con poca o nula cobertura de datos, el LPIM imponía una condición estadística que limitaba la variabilidad de los coeficientes del desarrollo en serie de armónicos esféricos de intervalos consecutivos. Específicamente, establecía que la media de la diferencia entre coeficientes de intervalos consecutivos fuera cero y que la varianza de dicha diferencia se mantuviera constante (empíricamente se determinó que dicho valor constante fuera igual a 0,0092 TECu/hora).

A continuación, el LPIM construía el sistema normal de ecuaciones, para luego resolverlo y de esta manera determinar todas las incógnitas: los coeficientes del desarrollo en serie de armónicos esféricos, los DCBs de los receptores y los DCBs de los satélites. Sin embargo, antes de construir el sistema normal, el LPIM debía implementar una última aproximación que permitiera relacionar el vTEC con el sTEC (que es el parámetro ionosférico que aparece en la ecuación 2.12). Dicha aproximación consistía en una simple relación trigonométrica, denominada *función de mapeo*

$$M(z) = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{R}{R+H} \operatorname{sen}(z) \right)^2}}; \quad (3.15)$$

donde z es la distancia cenital del satélite medida en la estación GPS que observa a dicho satélite; R es el radio terrestre medio; y H es la altura de la capa delgada. La deducción de esta última expresión será detallada más adelante, cuando se describa la versión más reciente del LPIM. Sin embargo, si se tiene en cuenta el primer gráfico de la figura 2.1, la función $M(z)$ puede ser obtenida sin muchas dificultades.

Por último, es importante remarcar que resulta imposible determinar de forma conjunta los coeficientes del desarrollo en serie de armónicos esféricos y las constantes de calibración (DCBs) de los receptores y de los satélites, puesto que la matriz de diseño del problema de Mínimos Cuadrados tiene una deficiencia de rango de orden uno. Entonces, para resolver este problema, el LPIM agregaba una ecuación de condición que imponía que la suma de las constantes de calibración de todos los receptores de la red fuera cero. Esta condición es equivalente a aceptar la imposibilidad de estimar los valores de las constantes de calibración de todos los receptores y de todos los satélites, y reducir el problema a la estimación de valores relativos a un cero arbitrario, cuyo efecto desaparece al sumar las constantes de calibración (DCBs) del satélite medido con la del receptor que efectuó la medición.

Para mayor información acerca de esta primera versión del LPIM, el lector interesado puede consultar (Brunini, 1998).

3.2.2 Implementación del procesamiento de observaciones de fase (2000)

Como fue mencionado en el capítulo segundo de esta Tesis, las observaciones de fase son unas 100 veces más precisas que las observaciones del código P . Consecuentemente, hacia el año 2000 se agregó al módulo de pre-procesamiento del LPIM un nuevo paquete de rutinas dedicado al procesamiento de las observaciones de fase de ambas portadoras L1 y L2 (ese mismo paquete es utilizado actualmente por la versión más reciente del Modelo Ionosférico La Plata). Para poder operar con las observaciones de fase de las portadoras, fue necesaria la implementación de un conjunto de programas capaces de detectar los saltos de ciclo que puedan afectar a dichas observaciones y reducir de ellas el error sistemático causado por las ambigüedades de fase.

De la ecuación (2.3), se puede deducir que la ambigüedad presente en el observable ionosférico de fase ($L4$) es un número real, cuyo valor desconocido permanece constante mientras no se produzcan interrupciones en el rastreo de ambas señales portadoras. Cualquier interrupción en el rastreo de una o de ambas portadoras implicará un cambio en alguno de los valores enteros N_1 o N_2 , con el correspondiente cambio de la ambigüedad. Tales cambios son denominados saltos de ciclo (ver figura 3.4).

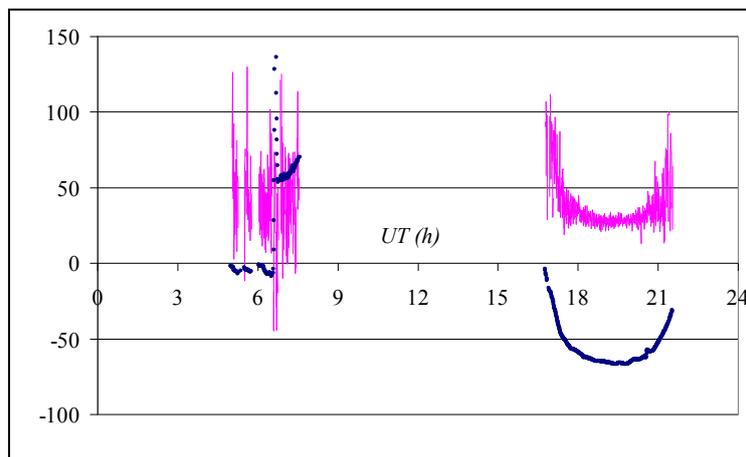


Figura 3.4: observable ionosférico para el código P (en fucsia) y para la fase de la portadora (en azul), para dos pasos consecutivos del mismo satélite por la misma estación GPS. En el primer paso, se puede observar una sucesión de saltos de ciclo. El desplazamiento existente entre la fase y el código se debe a la ambigüedad. Todas las cantidades están en TECu. Tomada de (Brunini et al., 1999).

La primera tarea del paquete de detección de saltos de ciclo del LPIM es la búsqueda e identificación de los arcos continuos de mediciones de fase de la portadora, entendiéndose como tales a aquellos segmentos de observaciones consecutivas a lo largo de los cuales no se producen cambios en las dos cantidades enteras N_1 y N_2 . Para ello, escanea el observable ionosférico en la fase de la portadora (L4), receptor por receptor, satélite por satélite y época por época, y marca una potencial discontinuidad cada vez que se verifica alguna de las siguientes dos condiciones:

$$\Delta t_i = t_{i+1} - t_i > \Delta t_{m\acute{a}x} , \quad (3.16a)$$

$$|\Delta L4_i| = |L4_{i+1} - L4_i| > \Delta L4_{m\acute{a}x} ; \quad (3.16b)$$

en las que t_i es la época correspondiente a la medición $L4_i$. Además, $\Delta t_{m\acute{a}x}$ y $\Delta L4_{m\acute{a}x}$ representan cantidades constantes determinadas empíricamente (iguales a 600 segundos y 10 TECu, respectivamente; para receptores sobre la superficie terrestre).

A continuación, el paquete analiza cada uno de los arcos identificados como continuos en la etapa anterior. Para ello, se estudian las diferencias temporales del observable L4 “mapeado sobre la vertical”, es decir

$$\Delta L4_i^* = (L4_{i+1} - L4_i) \cdot M(z_i), \quad (3.17)$$

donde $M(z_i)$ representa la función de mapeo y z_i es la distancia cenital del satélite observado en la época t_i .

Sobre las mencionadas diferencias temporales, el paquete ajusta un polinomio de grado 2 y calcula los desvíos entre dicho polinomio y los datos. Así, cada vez que se verifica la condición

$$\left| \Delta L4_i - \text{polinomio}_2 \left(\frac{t_i + t_{i+1}}{2} \right) \right| > \text{Máx} \{3\sigma; 1,5 \text{ TECu}\}, \quad (3.18)$$

donde σ es la desviación estándar del ajuste polinomial, el paquete marca una discontinuidad entre las épocas t_i y t_{i+1} . Si se supone que el arco original se extendía entre las épocas t_0 y t_f , ahora quedará dividido en dos arcos más cortos, el primero entre las épocas t_0 y t_i , y el segundo entre las épocas t_{i+1} y t_f . Por último, el paquete descartará aquellos arcos continuos cuya duración resulte inferior a las dos horas y media. Dicha duración mínima fue establecida empíricamente con el objetivo de lograr una estimación confiable de la ambigüedad (la manera en que este paquete estima la ambigüedad será detallada más adelante en este capítulo, debido a que la versión actual del LPIM sigue utilizando el mismo mecanismo de estimación de la ambigüedad que aplica la versión hasta aquí descrita).

3.2.3 Implementación de la latitud modip (2006)

Las primeras versiones del LPIM utilizaban a la latitud geográfica como coordenada esférica latitudinal por defecto. Además, dichas versiones ofrecían la posibilidad de reemplazar la latitud geográfica por la latitud geomagnética, definida sobre la base del dipolo magnético que mejor ajusta al campo magnético de la Tierra. Esta aproximación dipolar asigna a la latitud geomagnética los valores 90° y -90° en los polos geomagnéticos (definidos como aquellos puntos donde el eje del dipolo magnético atraviesa la superficie terrestre), y latitud geomagnética igual a 0° a todos aquellos puntos situados sobre el ecuador geomagnético (definido por la intercepción con la superficie de la Tierra del plano perpendicular al eje del dipolo que pasa por el geocentro). Así, la latitud geomagnética (φ_m) de un punto de coordenadas geográficas φ y λ se puede obtener a partir de la siguiente relación:

$$\text{sen}(\varphi_m) = \text{sen}(\varphi) \cdot \text{sen}(\varphi_o) + \cos(\varphi) \cdot \cos(\varphi_o) \cdot \cos(\lambda - \lambda_o), \quad (3.19)$$

donde $\varphi_o = 79,^\circ 53$ y $\lambda_o = -71,^\circ 65$ son la latitud y longitud geográficas del polo norte geomagnético.

Como se detalló en la sub-sección 3.2.1, el LPIM impone una condición estadística que restringe la variabilidad de los coeficientes del desarrollo en serie de armónicos esféricos de intervalos temporales consecutivos. Si bien esta imposición estadística permite suavizar las discontinuidades temporales en la distribución global del vTEC, así como también evitar la aparición de valores artificiales de vTEC en aquellas regiones con escasa o nula cobertura de datos, también suaviza artificialmente algunas estructuras espacio-temporales verdaderas del vTEC que tienen lugar, fundamentalmente, en la región de la Anomalía Ecuatorial. Es decir que la utilización de la restricción estadística tiene un costo que puede resultar demasiado alto si se pretende una descripción real del comportamiento global, y en particular ecuatorial, del vTEC.

Sin embargo, este problema fue significativamente atenuado con la incorporación de la latitud *modip* (μ) en lugar de la latitud geográfica (o geomagnética). La latitud *modip* fue introducida por Karl Rawer con el propósito de lograr una mejor representación de la región F de la ionosfera (Rawer, 1984). Se define mediante la siguiente expresión:

$$\mu = \arctg\left(\frac{I}{\sqrt{\cos(\varphi)}}\right), \quad (3.20)$$

en donde φ es la latitud geográfica e I representa la inclinación magnética a la altura de la región F. Para calcular esta última cantidad, el LPIM utiliza el IGRF o Campo Magnético Internacional de Referencia (descrito en el capítulo primero de esta Tesis).

Al analizar la figura 3.5, puede observarse que los mapas que en ella se presentan ilustran de manera muy clara cómo las estructuras de la Anomalía Ecuatorial se desarrollan a lo largo del ecuador *modip*, desviándose significativamente del ecuador geográfico (y aún, del ecuador geomagnético), especialmente en la región dominada por la Anomalía Magnética del Atlántico Sur. Esto último, sumado al hecho de que cuando se representa el vTEC a escala global utilizando el sistema de coordenadas *sol fijo – modip* las principales estructuras de éste permanecen aproximadamente constantes a lo

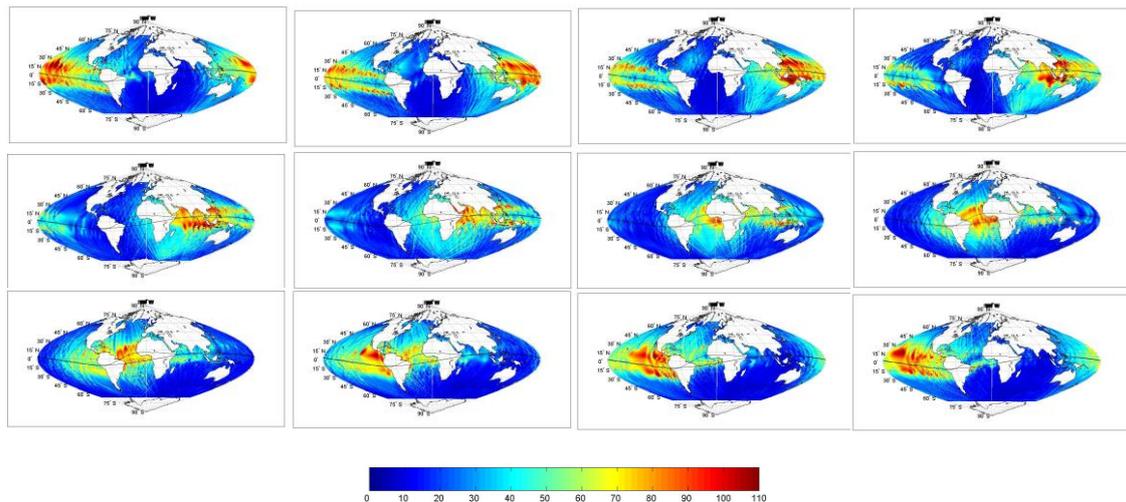


Figura 3.5: mapas de vTEC cada dos horas de tiempo universal, obtenidos a partir de tres meses de datos provistos por la misión Topex/Poseidon. Los mapas están ordenados de izquierda a derecha, y de arriba hacia abajo. La escala de colores está en TECu. Tomado de (Azpilicueta et al., 2006).

largo del tiempo, proporcionan la suficiente evidencia para justificar la implementación de la latitud *modip* en la modelización del LPIM. Además, la restricción estadística impuesta por el LPIM se verifica de manera más certera cuando se utiliza el sistema de coordenadas en el que la coordenada latitudinal es el *modip*. Para una mayor comprensión de los motivos a favor de la utilización de la latitud *modip*, consultar (Azpilicueta et al., 2006).

3.2.4 Versión actual del LPIM (bloque que determina valores globales horarios de vTEC)

La versión más reciente del LPIM consta de dos grandes bloques algorítmicos. El primero, se encarga de la determinación de mapas globales horarios (o locales cada 15 minutos) del contenido electrónico total vertical (vTEC), a partir de la asimilación de observaciones GPS recolectadas por la red global de estaciones del IGS. Este bloque

tiene la capacidad de procesar la información recolectada (de los 32 satélites GPS disponibles en la actualidad) por más de 350 estaciones de medición continua distribuidas a lo largo y a lo ancho del planeta. Por otro lado, el segundo bloque se ocupa de la determinación de perfiles verticales de la densidad electrónica (de manera autónoma o asimilando mediciones GNSS) para cualquier posición e instante de tiempo dados. Este segundo bloque (sobre el cual se basan las segunda y tercera etapas del trabajo de investigación desarrollado en esta Tesis) será descrito en la siguiente subsección, mientras que a continuación se detallarán las principales características del primer bloque de la versión actual del LPIM.

De acuerdo a lo visto en el capítulo segundo, se sabe que a partir de la señales GPS es posible obtener información de la ionosfera. Concretamente, es posible obtener el sTEC, es decir, la integral de la densidad electrónica a lo largo de la visual que une al satélite con el receptor. Resulta obvio entonces que este observable dependerá de la posición relativa entre el satélite y el receptor, motivo por el cual no será el parámetro más adecuado para el mapeo global y absoluto del contenido de electrones de la ionosfera. Por el contrario, el vTEC sí es un parámetro absoluto (en el sentido de que no depende de la posición relativa satélite-receptor) y por ende podrá ser utilizado para mapeos ionosféricos a escala regional y global.

Teniendo en cuenta todo lo expuesto hasta el momento, queda claro que el vTEC está definido como la integral de la densidad electrónica a lo largo de la vertical,

$$vTEC = \int_0^{h_{m\acute{a}x}} N_e dh \quad (3.21)$$

donde N_e es la densidad (volumétrica) electrónica y h es la altura.

Así planteado el problema, será necesario utilizar una *función de mapeo* M que relacione el vTEC con el sTEC y viceversa; es decir,

$$M = \frac{sTEC}{vTEC}. \quad (3.22)$$

En principio, la función de mapeo ideal debería incluir gradientes para las dos coordenadas del vector que une al satélite con el receptor, la elevación E (o, equivalentemente, la distancia cenital z) y el acimut A . Además, para poder referir el vTEC a un punto de coordenadas específicas, es decir, para poder asignar el correspondiente valor del vTEC a un punto específico de la ionosfera, se adopta (al igual que en las primeras versiones del LPIM) el modelo de capa delgada. Usualmente, la altura H elegida para la ubicación de la capa delgada oscila entre los 350 km y los 450 km, coincidiendo aproximadamente con la altura del máximo de concentración electrónica de la ionosfera. Para este trabajo de Tesis, la altura elegida es $H = 350$ km. Esta elección se basó en los resultados del análisis presentado en (Brunini et al., 2011b).

Así, el vTEC es asociado al punto conocido como punto de penetración (IPP, por su sigla en inglés), que es donde el vector que une al satélite con el receptor atraviesa la capa delgada (ver figura 3.6). La proyección de este punto sobre la superficie de la Tierra se denomina punto sub-ionosférico.

En el modelo de capa delgada, la dependencia del acimut en la función de mapeo se

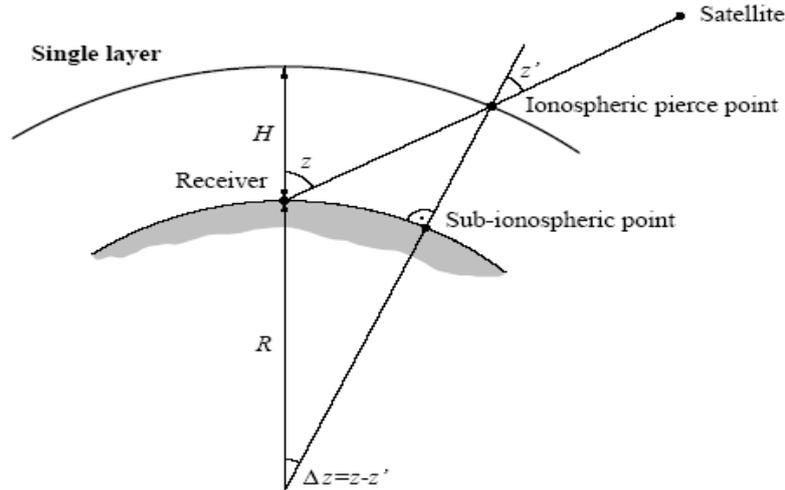


Figura 3.6: representación esquemática del modelo de capa delgada. $R \sim 6371$ km es el radio medio terrestre; H la altura de la capa delgada; z la distancia cenital en la estación; y z' es la distancia cenital en el IPP. Tomada de (Schaer, 1999).

desprecia, quedando como único parámetro la distancia cenital z . Así, se tiene

$$M(z) = \frac{sTEC(z)}{vTEC}. \quad (3.23)$$

Como ya fue mencionado en la sub-sección 3.2.1, el LPIM implementa la función de mapeo dada por la ecuación (3.15). Esto es,

$$M(z) = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{R}{R+H} \operatorname{sen}(z) \right)^2}} = \frac{1}{\cos(z')}, \quad (3.24)$$

en donde R es el radio medio de la Tierra; H es la altura de la capa delgada; z es la distancia cenital en la estación; y z' es la distancia cenital en el punto de penetración. La expresión (3.23) puede ser fácilmente deducida teniendo en cuenta la figura 3.6 y la relación $(R+H) \cdot \operatorname{sen}(z') = R \cdot \operatorname{sen}(z)$.

Al haber determinado la función de mapeo, será entonces posible vincular el parámetro que interesa (vTEC) con el que se obtiene a partir de las mediciones GPS

(sTEC). Consecuentemente, el siguiente paso consiste en la descripción de la variación espacio-temporal del vTEC. Para ello, la versión actual del LPIM implementa un desarrollo en serie de armónicos esféricos de grado $L = 15$ y de orden $M = 15$,

$$vTEC(\mu, h, t) = \sum_{l=0}^L \sum_{m=0}^l \left(a_{lm}(t) \cos\left(2\pi \frac{mh}{24}\right) + b_{lm}(t) \text{sen}\left(2\pi \frac{mh}{24}\right) \right) P_{lm}[\text{sen}(\mu)]. \quad (3.25)$$

Donde:

μ es la latitud modip del IPP;

h es el ángulo horario del IPP en el sistema de coordenadas *sol fijo*;

$a_{lm}(t)$ y $b_{lm}(t)$ son los coeficientes del desarrollo en serie (incógnitas);

t es el tiempo universal (UT);

P_{lm} son las funciones asociadas de Legendre normalizadas.

Si bien el LPIM permite elegir el grado y orden máximos para la representación en armónicos esféricos del vTEC, es importante aclarar que se establecen los valores $L = M = 15$ porque son los que logran el mejor compromiso entre tiempo de cómputo, resolución espacial y variabilidad del ajuste en aquellas regiones con pobre cobertura de datos (valores bajos para L y M garantizan tiempos de cómputo cortos pero menor resolución en la representación de las estructuras espaciales del vTEC, mientras que valores altos para L y M significan una alta resolución de las estructuras espaciales del vTEC, pero una mayor variabilidad del ajuste y por ende un mayor error).

Los coeficientes del desarrollo en serie de armónicos esféricos son considerados constantes dentro de cierto intervalo de tiempo (1 hora para este trabajo) y son ajustados utilizando el método de Mínimos Cuadrados. Además, para atenuar la falta de homogeneidad en la distribución de los datos y para suavizar las discontinuidades entre los intervalos temporales consecutivos, el LPIM actual impone la misma restricción estadística que aquella primera versión; es decir,

$$\begin{cases} a_{lm}(t_{i+1}) - a_{lm}(t_i) = 0 \pm \sigma \\ b_{lm}(t_{i+1}) - b_{lm}(t_i) = 0 \pm \sigma \end{cases} \quad (3.26)$$

Para poder aprovechar al máximo la capacidad de resolución de un desarrollo en serie de armónicos esféricos truncado, el sistema de coordenadas elegido deberá suavizar de alguna manera los gradientes espaciales del vTEC, en particular aquellas estructuras que presenten gradientes apreciables en ambas coordenadas. En otras palabras, el sistema de coordenadas apropiado para la representación del vTEC será aquel en el que

- a) Las estructuras espaciales presenten gradientes suaves y no correlacionados en cada coordenada.

- b) La variabilidad entre coeficientes correspondientes a intervalos temporales consecutivos quede restringida a cierto rango; es decir, las estructuras espaciales deberán cambiar suavemente de un intervalo al siguiente.

Consecuentemente, el LPIM actual utiliza el mismo sistema de coordenadas que la versión en la que se implementó la latitud modip. Es decir, implementa el sistema de coordenadas *sol.fijo – modip*.

Obtención del observable ionosférico del LPIM

En el capítulo segundo se vio que la combinación lineal libre de geometría permite construir el siguiente observable para la fase:

$$L4_k^i = sTEC + b_k + b^i + C_{arc} + E_L, \quad (3.27)$$

en donde b_k es el retraso inter-frecuencia de la fase para el receptor k ; b^i es el retraso inter-frecuencia para el satélite i ; C_{arc} representa la combinación de ambigüedades de L1 y L2; y E_L engloba los errores de multicamino y aleatorios para la fase de las portadoras.

De manera similar, se obtuvo que el observable ionosférico para el código P viene dado por:

$$P4_k^i = sTEC + B_k + B^i + E_p, \quad (3.28)$$

donde B_k es el DCB para el receptor k ; B^i es el DCB para el satélite i ; y E_p representa la combinación de errores de multicamino y aleatorios para el código P .

Como ya se ha mencionado previamente, el observable para la fase es aproximadamente dos órdenes de magnitud más preciso que el correspondiente al código P , pero presenta la desventaja de incluir el término de la ambigüedad. Entonces, para solucionar este inconveniente y así poder aprovechar la precisión de las mediciones de fase, el LPIM implementa un procedimiento de nivelación que combina ambos observables L4 y P4. En otras palabras, sobre los arcos identificados como continuos (utilizando el método descrito en la sub-sección 3.2.2) se aplica una técnica de nivelación que básicamente consiste en el cálculo del promedio de las diferencias entre los observables ionosféricos para la fase y para el código (Blewitt, 1990). Es decir, sobre cada arco continuo se procede a calcular el siguiente promedio:

$$\langle L4 - P4 \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (L4 - P4)_i, \quad (3.29)$$

donde N indica la cantidad de mediciones realizadas durante un arco continuo completo. Ahora, si se tienen en cuenta las expresiones (3.27) y (3.28), la ecuación (3.29) puede ser reescrita de la forma

$$\langle L4 - P4 \rangle_{arc} = C_{arc} + b_k - B_k + b^i - B^i + \zeta. \quad (3.30)$$

Entonces, si a la ecuación (3.27) se le resta la (3.30) se obtiene,

$${}^nL4_k^i = L4_k^i - \langle L4 - P4 \rangle_{arc} = sTEC + B_k + B^i + \varepsilon_L, \quad (3.31)$$

donde nL4 es lo que se conoce como *observable ionosférico nivelado al código*. En esta última expresión se puede ver que debido al proceso de nivelación, el término de la ambigüedad fue eliminado, y que los retrasos inter-frecuencia de la fase fueron reemplazados por los correspondientes DCBs.

Finalmente, una vez determinados los observables ionosféricos nivelados, el LPIM realiza el ajuste de Mínimos Cuadrados sobre el conjunto de ecuaciones de la forma

$${}^nL4_k^i = M(z) \cdot vTEC(\mu, h, t) + B_k + B^i + \varepsilon_L, \quad (3.32)$$

en donde $M(z)$ es la función de mapeo dada por la ecuación (3.24), y el $vTEC(\mu, h, t)$ viene dado por la expresión (3.25). Así, luego de realizar el mencionado ajuste, el LPIM habrá determinado todas las incógnitas del problema: los coeficientes del desarrollo en serie de armónicos esféricos ($a_{lm}; b_{lm}$) para cada hora, y los DCBs para cada estación y cada satélite considerados.

3.2.5 Modelo global de la densidad de electrones (segundo bloque de la versión actual del LPIM)

Hacia el año 2009, el LPIM había evolucionado desde un modelo capaz de determinar la distribución global del $vTEC$, a un modelo apto para describir el comportamiento global de la densidad electrónica, basado en un perfil que representa la distribución vertical de electrones libres teniendo en cuenta las regiones ionosféricas más importantes. Al mismo tiempo, había desarrollado la capacidad de procesar observaciones GNSS proporcionadas por la red de estaciones permanentes del IGS, así como también perfiles de densidad electrónica provistos por misiones satelitales como SAC-C, CHAMP, COSMIC/FORMOSAT-3, etc.

La determinación de los perfiles verticales de la densidad electrónica para cualquier lugar de la Tierra e instante de tiempo es tarea del segundo bloque algorítmico de la versión actual de LPIM (Brunini et al., 2013c). Sus características principales se detallan a continuación.

El Modelo Ionosférico La Plata describe la distribución vertical de electrones libres para una determinada locación y un dado instante de tiempo mediante el acoplamiento de dos funciones que representan la densidad electrónica por debajo y por encima del pico de la región F2. Para las regiones ubicadas por debajo del pico de la región F2 se implementa la superposición de tres capas α -Chapman que representan a la región E, la capa F1 y la parte baja de la región F2. Para la región superior o top-side, se utiliza una capa α -Chapman con altura de escala variable. Matemáticamente, esto significa:

$$N(h) = \begin{cases} \sum_{i=1}^3 N_{m,i} \cdot \exp \frac{1}{2} \left[1 - \frac{h-h_{m,i}}{H_i} - \exp \left(-\frac{h-h_{m,i}}{H_i} \right) \right] & \leftrightarrow h \leq h_{m,3} \\ N_{m,3} \cdot \sqrt{\frac{H_3}{H_4(h)}} \cdot \exp \frac{1}{2} \left[1 - \int_{h_{m,3}}^h \frac{d\eta}{H_4(\eta)} - \exp \left(-\int_{h_{m,3}}^h \frac{d\eta}{H_4(\eta)^3} \right) \right] & \leftrightarrow h > h_m \end{cases} \quad (3.33)$$

en donde $N(h)$ es la densidad electrónica a la altura h , y el índice i se utiliza para identificar a la región ionosférica: $i=1$ para la región E; $i=2$ para la capa F1; $i=3$ para la región F2; e $i=4$ para el top-side. Además, se tiene

$N_{m,1}$: densidad electrónica del máximo de la región E;

$h_{m,1}$: altura del máximo de la región E;

H_1 : altura de escala de la región E;

$N_{m,2}$: densidad electrónica del máximo de la capa F1;

$h_{m,2}$: altura del máximo de la capa F1;

H_2 : altura de escala de la capa F1;

$N_{m,3}$: densidad electrónica del máximo de la región F2;

$h_{m,3}$: altura del máximo de la región F2;

H_3 : altura de escala de la región F2;

$H_4(h) = H_T + \frac{H_3 - H_T}{\tanh(p)} \cdot \tanh \left(p \cdot \frac{h - h_T}{h_{m,3} - h_T} \right)$: altura de escala (variable) del top-side;

h_T : altura de transición (altura en la que el ion O^+ cede su rol de ion dominante al H^+);

H_T : altura de escala a la altura h_T ;

p : parámetro que describe la forma del perfil en el top-side. Este último parámetro, al igual que H_T y h_T , se determinan de acuerdo a (Meza et al., 2008).

La ecuación (3.33) produce un perfil continuo, cuyas derivadas primera y segunda con respecto a la altura también son continuas, características indispensables para que el LPIM pueda ser utilizado en problemas de trazado de rayos en el medio ionosférico.

Ahora bien, la forma del perfil que determina el LPIM está dominada por los parámetros de la región F2 ($N_{m,3} \equiv N_m F2$; $h_{m,3} \equiv h_m F2$ y $H_3 \equiv HF2$), puesto que una vez que el modelo determina estos últimos, procede a calcular los restantes parámetros siguiendo las recomendaciones del sector de Radio-Comunicaciones de la Unión Internacional de Telecomunicaciones, o ITU-R, por su sigla en inglés (ITU-R, 1997). De esta manera, para la región E se tiene

$$N_{m,1} = 5,4684 \times 10^8 \cdot \left[\frac{\left[1,112 + 0,019 \cdot \left(1 - \frac{2}{1 + \exp(0,3 \cdot \varphi)} \right)^2 \cdot \sqrt{F10.7} \right]}{(1,112)^2 \cdot \sqrt{F10.7}} \right] \cdot \cos^2(\chi') \quad (3.34a)$$

$$\left[\frac{\left[1,112 - 0,019 \cdot \left(1 - \frac{2}{1 + \exp(0,3 \cdot \varphi)} \right)^2 \cdot \sqrt{F10.7} \right]}{(1,112)^2 \cdot \sqrt{F10.7}} \right]$$

donde φ es la latitud geográfica (en grados sexagesimales); F10.7 es el índice solar descrito en el capítulo primero de esta Tesis (en unidades de flujo solar); y χ' viene dado por la expresión

$$\chi' = \frac{(90 - 0,24 \cdot \exp(20 - 0,2 \cdot \chi)) \cdot \exp(12 \cdot (\chi - \chi_0)) + \chi}{\exp(12 \cdot (\chi - \chi_0)) + 1}, \quad (3.34b)$$

en la que χ es el ángulo cenital solar y $\chi_0 = 86,^\circ 23292796211615$. La línea superior de la ecuación (3.34a) corresponde a los meses de enero, febrero, noviembre y diciembre; la línea intermedia a los meses de marzo, abril, septiembre y octubre; y la línea inferior corresponde a los meses de mayo, junio, julio y agosto.

La altura del máximo y la altura de escala de la región E se obtienen a partir de

$$h_{m,1} = 120, \quad (3.34c)$$

$$H_1 = 5,0 + h_{m,3} - h_{m,1}. \quad (3.34d)$$

Ahora, para determinar los parámetros de la capa F1 se utilizan las siguientes expresiones:

$$N_{m,2} = N_{m,2}^* \cdot \left[\frac{\exp\left(4.58 \times 10^{-4} \cdot \sqrt{N_{m,3}} - 5.39 \times 10^{-4} \cdot \sqrt{N_{m,2}^*}\right)}{\exp\left(4.58 \times 10^{-4} \cdot \sqrt{N_{m,3}} - 5.39 \times 10^{-4} \cdot \sqrt{N_{m,2}^*}\right) + 1} \right]^2, \quad (3.35a)$$

$$N_{m,2}^* = \frac{1.96 \cdot N_{m,2}^{**}}{\left[\exp\left(8.98 \times 10^{-3} \cdot \left(\sqrt{N_{m,1}} - \sqrt{N_{m,2}^{**}}\right)\right) + 1 \right]^2}, \quad (3.35b)$$

$$N_{m,2}^{**} = 1.96 \cdot N_{m,1} \left[\frac{\exp\left(8.98 \times 10^{-3} \cdot \sqrt{N_{m,1}} - 2000\right)}{\exp\left(8.98 \times 10^{-3} \cdot \sqrt{N_{m,1}} - 2000\right) + 1} \right]^2; \quad (3.35c)$$

$$h_{m,2} = 165 + 0.6 \cdot \chi', \quad (3.35d)$$

$$H_2 = 0.4 \cdot (h_{m,3} - h_{m,1}), \quad (3.35e)$$

en donde χ' viene dado por la ecuación (3.34b).

Primeramente, los parámetros de la región F2 fueron determinados a partir de las siguientes expresiones matemáticas:

$$N_{m,3} \equiv N_m F2 = 1.24 \times 10^{10} \cdot f_o F2^2, \quad (3.36a)$$

$$h_{m,3} \equiv h_m F2 = \frac{1490}{M3000F2 + CF} - 176, \text{ con} \quad (3.36b)$$

$$CF = \frac{[0.00232 \cdot R_{12} + 0.222] \cdot \left[1 - \frac{R_{12}}{150} \cdot \exp\left(-\frac{\varphi_m^2}{1600}\right) \right]}{\frac{N_{m,2}}{N_{m,1}} - 1.2 - 0.0116 \cdot \exp(0.0239 \cdot R_{12})} + 0.096 \cdot \frac{(R_{12} - 25)}{150}; \quad (3.36c)$$

$$H_3 = \frac{4.774 \cdot f_o F2^2}{\exp(-3.467 + 1.714 \cdot \log(f_o F2) + 2.02 \cdot \log(M3000F2))}; \quad (3.36d)$$

en las que R_{12} es el promedio móvil anual del número de manchas solares mensuales (definido en el capítulo primero de esta Tesis), y φ_m es la latitud geomagnética. La cantidad M3000F2 se conoce como factor de propagación, y viene definido por la razón

$$M3000F2 = \frac{MUF}{f_o F2}; \quad (3.36e)$$

donde la sigla inglesa MUF representa la frecuencia máxima utilizable con la cual la componente ordinaria de una señal electromagnética puede viajar desde un punto sobre

la superficie terrestre hasta otro localizado a 3000 km de distancia del primero (Bilitza, 2001); y el parámetro f_oF2 indica la frecuencia crítica de la región F2.

Es importante remarcar que para obtener la altura y la densidad electrónica máxima de la región F2 se deben determinar las cantidades f_oF2 y M3000F2, las cuales pueden ser medidas utilizando ionosondas. Sin embargo, la inhomogeneidad en la distribución de las estaciones ionosféricas existentes, obligó a los científicos a establecer una formulación matemática que permitiera estimar el valor de dichos parámetros en cualquier lugar de la Tierra y momento del día. Dicha tarea fue abordada durante la década de 1960, cuando Jones y Gallet publicaron una técnica matemática que permite mapear a escala global dichos parámetros, para cualquier nivel de actividad solar e instante de tiempo (Jones & Gallet, 1962; Jones & Gallet, 1965; Jones & Obitts, 1970). Este método matemático conocido como *formulación de Jones & Gallet*, el cual representa mediante series truncadas de funciones especiales (acompañadas de coeficientes tabulados en la base de datos de la ITU-R), aún constituye el núcleo de la mayoría de los modelos ionosféricos de la actualidad (como el IRI y el NeQuick, para mencionar un par de ejemplos). Dicho método será estudiado con gran detalle en el capítulo quinto de esta Tesis.

Así, mediante la utilización de la técnica de mapeo de Jones & Gallet y la aplicación de la serie de expresiones matemáticas (3.33) – (3.36e), es posible la determinación de todos los parámetros necesarios para la reconstrucción del perfil de densidad electrónica de la ionosfera. Todos los valores de densidad obtenidos están en unidades de e^- / m^3 , las frecuencias críticas en MHz, las alturas en km, y las alturas de escala también están en kilómetros.

Ahora bien, utilizando toda la formulación antes indicada en conjunto con la base de datos de la ITU-R, este segundo bloque del LPIM puede operar de manera completamente autónoma. En otras palabras, el *modo autónomo* lee e incorpora al modelo los coeficientes de la técnica de Jones & Gallet tabulados en la base de datos de la ITU-R, determina los parámetros característicos de las diferentes regiones ionosféricas, y finalmente construye los perfiles de densidad electrónica para las locaciones e intervalos de tiempo que el usuario haya establecido a priori. Por otro lado, también es posible que el modelo asimile mediciones GNSS recolectadas por estaciones de la red IGS y perfiles de densidad electrónica determinados por las misiones satelitales SAC-C, CHAMP, COSMIC/FORMOSAT-3, etc. En este método de *asimilación de datos*, el LPIM trabaja sobre la base de las siguientes dos ecuaciones

$$N_{dat} = N_{pri} + \frac{\partial N}{\partial N_{m,3}} \cdot \Delta N_{m,3} + \frac{\partial N}{\partial h_{m,3}} \cdot \Delta h_{m,3} + \frac{\partial N}{\partial H_3} \cdot \Delta H_3 + \zeta, \quad (3.37)$$

donde N_{dat} es el valor a asimilar; N_{pri} es el valor a priori calculado con el *modo autónomo*; $\Delta N_{m,3}$, $\Delta h_{m,3}$, ΔH_3 son las correcciones (o incógnitas) a calcular mediante un ajuste de Mínimos Cuadrados; y ζ representa los desvíos entre los datos asimilados

y los valores calculados a posteriori del ajuste. La ecuación (3.37) se implementa cuando los datos asimilados son perfiles de densidad electrónica proporcionados por misiones satelitales.

De manera análoga, cuando los datos a asimilar son observaciones GNSS recolectadas por estaciones de la red IGS, se realiza un ajuste de Mínimos Cuadrados sobre la ecuación

$$\begin{aligned}
 sTEC_{dat} = \int_R^S N_{dat} \cdot ds = \int_R^S N_{pri} \cdot ds + \Delta N_{m,3} \cdot \int_R^S \frac{\partial N}{\partial N_{m,3}} \cdot ds + \\
 + \Delta h_{m,3} \cdot \int_R^S \frac{\partial N}{\partial h_{m,3}} \cdot ds + \Delta H_3 \cdot \int_R^S \frac{\partial N}{\partial H_3} \cdot ds + \zeta', \quad (3.38)
 \end{aligned}$$

en donde las integrales se evalúan desde la posición del receptor R hasta la posición del satélite S ; y ζ' representa los desvíos entre los datos asimilados y los valores de sTEC calculados a posteriori del ajuste.

Capítulo Cuarto

Estimación de la exactitud en el cálculo de los DCBs

La determinación del comportamiento espacio-temporal del contenido electrónico total (TEC) es una tarea de suma importancia en el estudio de la ionosfera. El TEC, definido como la integral de la densidad de electrones libres a lo largo de un dado rayo (entendiéndose por rayo a la trayectoria rectilínea que describe una señal que atraviesa la atmósfera terrestre), es un parámetro ionosférico que puede ser estimado a partir de datos observacionales provistos por diversas misiones satelitales de altimetría (TOPEX/Poseidon, Jason I, etc.), así como también por aquellos satélites que constituyen la constelación GPS. Otras técnicas de medición que no han sido tenidas en cuenta en este trabajo de investigación, pero que también proveen información sobre el TEC incluyen al Sistema Global de Navegación Satelital Ruso, o GLONASS, por su sigla en inglés (Jakowski et al., 2002), y al Servicio Internacional DORIS (Willis et al., 2010).

Desde hace más de una década, las mediciones proporcionadas por la red de estaciones GPS permanentes se han convertido en una herramienta confiable, accesible y precisa para el sondeo remoto de la ionosfera. Sin embargo, existen ciertas constantes de calibración que deben ser eliminadas cuando se estiman valores de sTEC a partir de observaciones GPS. Dichas constantes de calibración son los DCBs del receptor y del satélite considerados; cantidades que no pueden ser despreciadas puesto que usualmente presentan valores de hasta 40 TECu para los receptores y 20 TECu para los satélites (Sardon et al., 1994; Brunini & Azpilicueta, 2010).

4.1 Introducción

De acuerdo a lo expuesto en los dos párrafos previos, debe quedar claro que en el trabajo de investigación detallado en este cuarto capítulo se utilizó el primer bloque del LPIM; es decir, aquél que determina valores globales horarios de vTEC. Así, cada vez que se mencione al LPIM, se estará haciendo referencia al primer bloque de la versión actual del Modelo Ionosférico La Plata.

Entonces, teniendo en cuenta lo visto en el capítulo tercero, el observable ionosférico determinado a partir de observaciones GPS viene dado por la ecuación

$${}^nL4_k^i = sTEC + B_k + B^i + \varepsilon_L, \quad (4.1)$$

donde nL4 es el observable de fase nivelado al código; B_k es el DCB del receptor k ; B^i es el DCB del satélite i ; y ε_L representa la combinación de los errores de multicamino y aleatorios. Todas las cantidades involucradas están en TECu ($1 \text{ TECu} = 10^{16} \text{ m}^{-2}$).

Al analizar la ecuación (4.1), resulta evidente que los DCBs deben ser cuidadosamente determinados y removidos de manera de poder obtener una estimación precisa del contenido electrónico total oblicuo (sTEC). Para poder llevar a cabo esta tarea, se implementó el método descrito en la sub-sección 3.2.4. Es decir, los DCBs fueron asumidos constantes para un cierto intervalo de tiempo (1 día para este trabajo de investigación) y luego estimados (conjuntamente con los valores del sTEC) a partir de las observaciones GPS, mediante la resolución por Mínimos Cuadrados del sistema sobredeterminado de ecuaciones dadas por la expresión (3.32). Así, una vez realizado el ajuste, todas las incógnitas quedan determinadas, pero sin información acerca de la exactitud con que estas fueron calculadas (el LPIM solamente determina la desviación estándar a posteriori del ajuste para los coeficientes del desarrollo en serie de armónicos esféricos con que se representa el vTEC, y para los DCBs).

Consecuentemente, hacia finales de la década del 2000 se publicó un método que permite estimar el error cometido al determinar los DCBs mediante el ajuste descrito en el párrafo anterior (Brunini & Azpilicueta, 2009; Brunini & Azpilicueta, 2010). Dicho método consiste en la generación de un paquete de valores sintéticos (o artificiales) de sTEC lo más realistas posibles y que presenten la ventaja de no verse afectados por las constantes de calibración (en otras palabras, los DCBs son fijados iguales a cero por construcción). Luego, este paquete de valores artificiales de sTEC es procesado por el LPIM como si se tratara de un set de valores reales determinados a partir de mediciones GPS, obteniéndose al final del procesamiento un conjunto de “DCBs”, cuyas desviaciones del cero serán indicadores de la exactitud con que el sTEC ha sido determinado. En las dos publicaciones previamente mencionadas, se llevó a cabo un estudio de la exactitud en la estimación de los DCBs estación por estación, para locaciones de latitud alta, media y baja, de manera de analizar el comportamiento de la técnica presentada para algunas estaciones particulares pero bajo diferentes condiciones geomagnéticas. En cambio, el objetivo del trabajo de investigación descrito en este capítulo consistió en un estudio global bajo condiciones geomagnéticas tranquilas de la exactitud en el cálculo de los DCBs (Conte et al., 2011). Para ello, un total de 200 estaciones permanentes de la red IGS fue considerado (ver figura 4.1).

Además, con el propósito de incorporar al análisis el efecto de diferentes niveles de actividad solar, dos escenarios fueron considerados, uno correspondiente al año 2001 (actividad solar alta) y otro correspondiente al año 2006 (actividad solar baja); ambos para condiciones geomagnéticas tranquilas. Para cumplir con esta última condición, se seleccionaron días en los que el índice magnético Dst no presentara valores inferiores a los -25 nT. Por último y con el objetivo de lograr un análisis global lo más completo

posible, se consideraron grupos de tres días consecutivos para cada equinoccio y cada solsticio, de manera de incorporar al análisis aquellos efectos debidos a cambios estacionales en el comportamiento ionosférico.

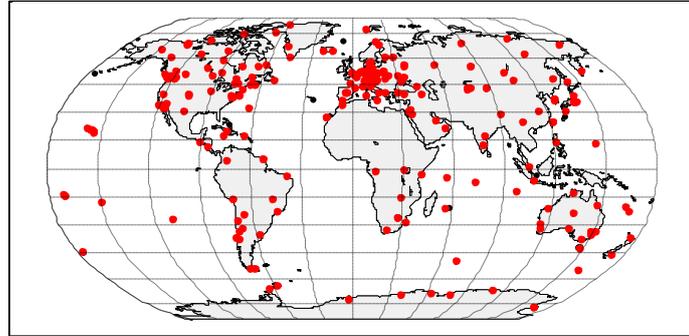


Figura 4.1: distribución global de las estaciones permanentes seleccionadas.

4.2 Generación de los datos sintéticos

El método implementado para construir el paquete de datos artificiales se basa en la utilización del modelo NeQuick (Radicella & Leitinger, 2001) con una serie de modificaciones en la manera en que dicho modelo computa la frecuencia crítica de la región F2, f_oF2 (Brunini et al., 2009).

El NeQuick es un modelo ionosférico capaz de determinar la distribución de la densidad electrónica, $N_e(\varphi, \lambda, H, t, S_f)$, en función de la latitud y longitud geográficas, φ y λ ; la altura sobre la superficie terrestre, H ; el tiempo universal, t ; y el flujo solar equivalente, S_f (Nava et al., 2005), parámetro que está estrechamente vinculado con la frecuencia crítica f_oF2 . Como sucede con la mayoría de los modelos ionosféricos, la forma del perfil vertical de densidad electrónica está fuertemente dominada por los parámetros del pico de la región F2 (f_oF2 y h_mF2), los cuales a su vez dependen de los coeficientes tabulados en la base de datos de la ITU-R. Debido a esto último, las variaciones espacio-temporales en la concentración electrónica calculada por el NeQuick, y por ende en el sTEC determinado por dicho modelo, se verán suavizadas con respecto a las variaciones que se observan en el contenido electrónico real (Nava et al., 2005). Por consiguiente, una técnica de asimilación de datos observacionales debió ser implementada para mejorar la representación espacio-temporal del NeQuick

(Brunini & Azpilicueta, 2009). Esta técnica consiste en la utilización de valores de sTEC obtenidos a partir de observaciones GPS para directamente estimar valores de S_f cada 5 minutos (de hecho, los valores de sTEC se utilizaron para calcular correcciones a los valores de la frecuencia crítica f_oF2 ; y en base a estas cantidades corregidas, se estimaron los valores de S_f). Esta modificación proporcionó al NeQuick de una mayor flexibilidad para representar el estado real de la densidad electrónica. Así, con esta versión modificada del NeQuick, se procedió al cálculo del paquete de valores sintéticos de sTEC; los cuales satisfacen los siguientes tres requerimientos básicos:

- i- Representan de manera realista el estado actual y la tasa de cambio del sTEC.
- ii- Están libres de constantes de calibración (todos los DCBs son iguales a cero).
- iii- No presentan errores de multicamino ni errores aleatorios, i.e. $\varepsilon_L = 0$.

El mencionado procedimiento fue aplicado a una red de 200 estaciones ficticias (ubicadas en la misma locación que las 200 estaciones reales seleccionadas), para 12 días del año 2001 (actividad solar alta) y para otros 12 días del año 2006 (actividad solar baja). Además, los valores medios diarios del índice Dst resultaron superiores a los -25 nT (ver tabla 1).

Época	Días del año – 2001	Días del año – 2006
Equinoccio de marzo	66 – 68 (-7) [7 – 9]	60 – 62 (2) [1 – 3]
Solsticio de junio	154 -156 (-4) [3 – 5]	171 – 173 (-2) [20 – 22]
Equinoccio de septiembre	244 – 246 (-7) [1 – 3]	254 – 256 (-7) [11 – 13]
Solsticio de diciembre	340 -342 (-19) [6 – 8]	340 – 342 (-6) [6 – 8]

Tabla 1: resumen de los días considerados. El valor promedio del Dst para los tres días consecutivos se presenta entre paréntesis. Entre corchetes se indican los días calendario.

Es importante remarcar que, por construcción, los valores sintéticos de sTEC no ven afectados por constantes de calibración, lo cual es equivalente a decir que si dichos valores sintéticos fueran procesados como datos reales, los DCBs obtenidos al final del ajuste deberían ser iguales a cero. Sin embargo, como el LPIM implementa una serie de aproximaciones en su modelización, los DCBs resultantes serán diferentes de cero, y el orden de magnitud de los mismos servirá para cuantificar el nivel de exactitud del proceso de calibración aplicado por el LPIM. Así, de ahora en más se denotará *DCBs*,

en lugar de DCBs, para hacer referencia los “DCBs” que resultan de ajustar los valores artificiales de sTEC.

4.3 Resultados obtenidos

Una vez generados los diferentes paquetes de valores sintéticos de sTEC, éstos fueron procesados con el LPIM, obteniéndose así 24 sets de coeficientes horarios de armónicos esféricos por día, y los valores diarios de los *DCBs* para cada estación y cada satélite considerados. Además, mediante la aplicación de la ley de propagación de errores se determinaron las desviaciones estándar para cada coeficiente y cada *DCB*.

A continuación, los *DCBs* junto con las correspondientes desviaciones estándar fueron analizados en relación a la distribución geográfica de las estaciones GPS seleccionadas. Debe aclararse que los *DCBs* de los satélites fueron descartados del análisis debido a que arrojaron valores al menos 10 veces menores que aquellos correspondientes a los receptores. Por ende, el análisis que sigue a continuación se focalizó únicamente en los *DCBs* de los receptores.

Como el LPIM implementa una serie de aproximaciones (modelo de capa delgada; función de mapeo dependiente de la distancia cenital; y desarrollo en serie de armónicos esféricos truncado), y la ionosfera presenta un claro y distintivo comportamiento latitudinal, se espera que los *DCBs* presenten algún tipo de sistematismo al ser graficados frente a una coordenada latitudinal. Así, con el propósito de corroborar o descartar este razonamiento, se elaboraron gráficos de los *DCBs* en función de la latitud modip para cada año y cada época consideradas (comprendidas por tres días consecutivos con las mismas estaciones para los tres días). En la figura 4.2 se presentan los 4 gráficos correspondientes al año 2001, y en la figura 4.3 aquellos correspondientes al año 2006.

Región de modip positivo

La característica más sobresaliente en los 8 gráficos es el claro sistematismo que muestran los *DCBs* para la región de valores positivos de la latitud modip. En seis de los ocho gráficos se puede distinguir una recta (con pendiente positiva) que asciende desde el ecuador de modip hacia el polo norte de modip, en clara oposición al comportamiento latitudinal del TEC. Dicha recta no es tan fácil de percibir en los gráficos a) y d) de la figura 4.3, pero igualmente el comportamiento es sistemático.

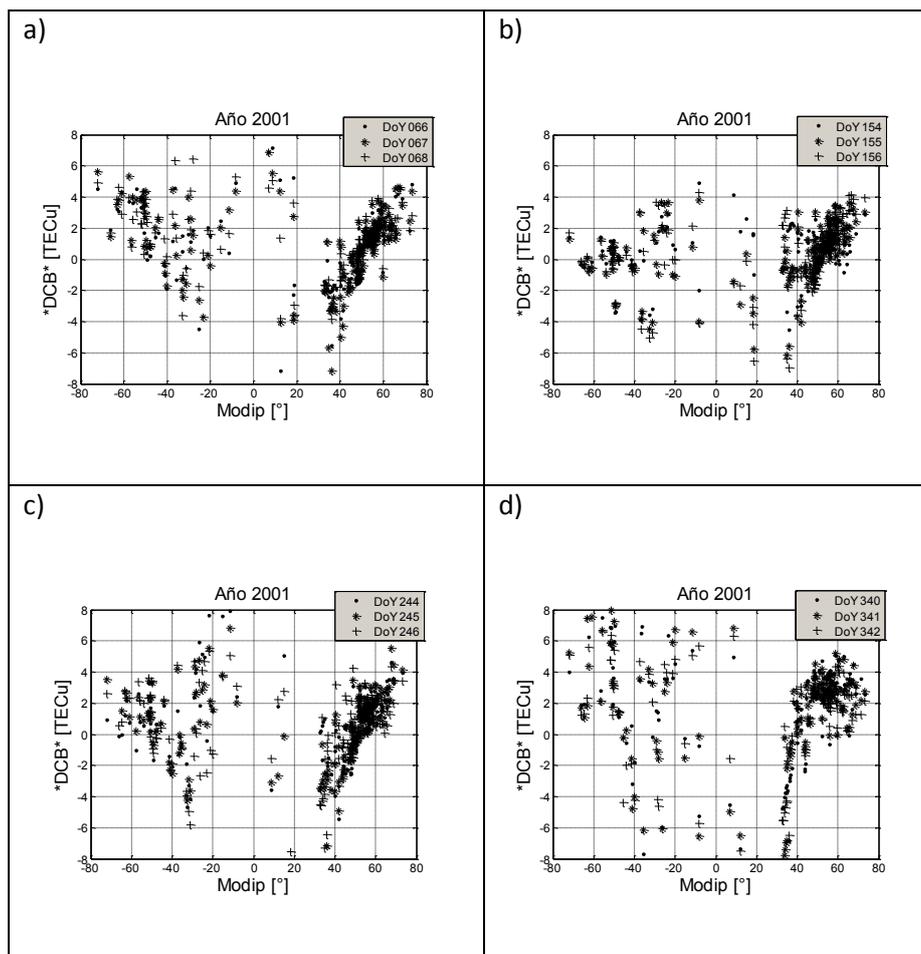


Figura 4.2: serie de 4 gráficos de los *DCBs* [TECu] en función del modip [°] para el año 2001. La sigla inglesa DoY hace referencia al día del año. Cada gráfico representa el comportamiento latitudinal de los *DCBs* para un período de tres días consecutivos: a) 7-9 de marzo; b) 3-5 de junio; c) 1-3 de septiembre; d) 6-8 de diciembre.

Los *DCBs* para el año 2001 alcanzan valores máximos de ± 8 TECu, mientras que para el año 2006 los valores máximos alcanzan los ± 3 TECu, en una directa relación con el correspondiente momento en el ciclo solar de 11 años. En otras palabras, durante períodos de actividad solar alta, la exactitud en la estimación de los DCBs es de ± 8 TECu (es decir, que deberá considerarse que los DCBs estimados durante períodos de alta actividad solar se verán afectados por un error del orden de 8 TECu), mientras que para períodos de actividad solar baja, la exactitud alcanzada al estimar los DCBs es del orden de ± 3 TECu (esto es, los DCBs estimados para momentos de baja actividad solar presentarán un error del orden de 3 TECu). Esto demuestra que la exactitud en la estimación del sTEC a partir de observaciones GPS disminuye al aumentar el nivel de actividad solar.

Ahora bien, es importante remarcar el hecho de que los *DCBs* no son los errores reales cometidos al determinar los DCBs, sino que representan una

estimación de la exactitud con que se determinan los DCBs, basada en valores realistas de sTEC pero simulados. Esto significa que las cantidades absolutas determinadas (8 TECu y 3 TECu) representan la cota mínima para el error máximo real presente en el cálculo de los DCBs.

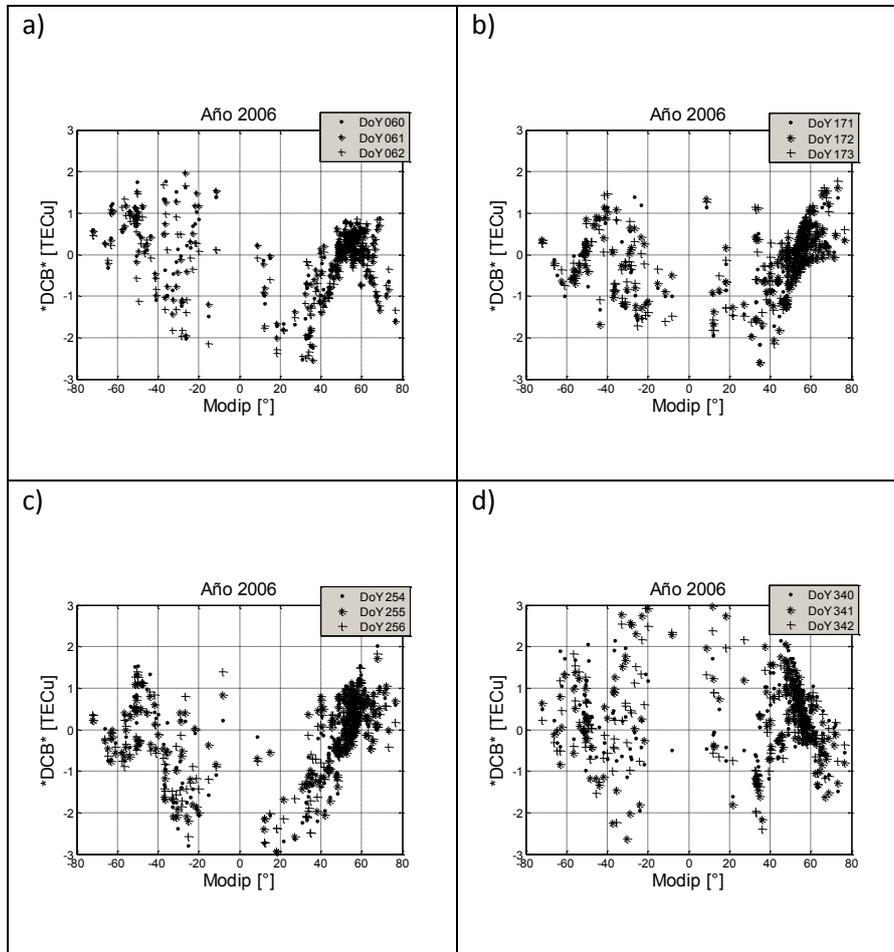


Figura 4.3: serie de 4 gráficos de los *DCBs* [TECu] en función del modip [°] para el año 2006. La sigla inglesa DoY hace referencia al día del año. Cada gráfico representa el comportamiento latitudinal de los *DCBs* para un período de tres días consecutivos: a) 1-3 de marzo; b) 20-22 de junio; c) 11-13 de septiembre; d) 6-8 de diciembre.

Región de modip negativo

El comportamiento de los *DCBs* en las regiones correspondientes a valores negativos del modip es notoriamente diferente. A excepción del gráfico c) de la figura 4.3, en el que se puede divisar una línea aproximadamente recta (con pendiente negativa) descendiendo desde el polo sur de modip hacia el ecuador de modip, los demás gráficos no muestran ningún comportamiento sistemático claro con respecto a la

latitud modip. En otras palabras, para regiones de modip negativo, los *DCBs* se observan mucho más dispersados. Igualmente, las magnitudes obtenidas para los *DCBs* correspondientes a modip negativo son, en promedio, similares a la de los *DCBs* de las regiones de modip positivo.

El sistematismo observado en las regiones de modip positivo se debe a las aproximaciones implementadas en la modelización del LPIM, fundamentalmente a la función de mapeo. La función de mapeo utilizada por el LPIM depende de la altura de la capa delgada y de la distancia cenital del satélite observado. Como la altura de la capa delgada se mantiene constante e igual a 350 km, la única cantidad variable es la distancia cenital. Esta única dependencia en la distancia cenital implica que la ionosfera se supone simétrica con respecto a la coordenada acimutal, característica que no se observa en la ionosfera real, pues ésta presenta diversos gradientes en diferentes direcciones. Claramente, esta suposición (no realista) conduce a errores que se verán reflejados en los *DCBs*. Por otro lado, la elección de una altura constante para la capa delgada también introducirá cierto error, ya que la altura del pico de la región F2 no es la misma para diferentes regiones geográficas de la ionosfera, y además varía en función de la actividad solar, del momento del día y de la época del año.

Ahora bien, los *DCBs* para regiones de modip negativo muestran un comportamiento particularmente interesante pues, en principio, en dicha región se esperaría observar los mismos patrones sistemáticos que se detectaron en regiones correspondientes a modip positivo, ya que todas las aproximaciones que el LPIM implementa son simétricas con respecto al ecuador de modip. Sin embargo, el comportamiento observado para modip negativo es significativamente diferente de aquél correspondiente a modip positivo. Así, dos posibles motivos fueron analizados con el objetivo de explicar las diferencias observadas:

- a- La escasa e inhomogénea distribución de receptores GPS en el hemisferio Sur (alrededor del 70% de las estaciones permanentes de la red IGS se encuentran ubicadas en el hemisferio Norte).
- b- El hecho de que la ionosfera del hemisferio Sur es más difícil de modelar debido a su mayor complejidad física.

Al analizar la figura 4.1, resulta evidente que la cantidad de estaciones GPS en el hemisferio Sur es significativamente menor que en el hemisferio Norte, por lo que resulta lógico observar una mayor dispersión en la distribución de los *DCBs* correspondientes a modip negativo, ya que aquellas regiones con pobre cobertura de datos se verán afectadas por una mayor variabilidad estadística. De esta manera, y con el propósito de determinar el grado de influencia de la pobre cobertura de datos para regiones de modip negativo, se analizaron las desviaciones estándar (normalizadas a la desviación estándar de la unidad de peso) de los *DCBs* en función de la latitud modip. Para ello, se estudiaron gráficos de la desviación estándar (normalizada a la desviación estándar de la unidad de peso) frente a la latitud modip para los 24 días considerados.

Los resultados obtenidos se ejemplifican en la figura 4.4, en donde se representa el caso correspondiente al 9 de marzo de 2001. Para los demás días, se obtuvieron resultados similares (en todos los casos, los mayores valores de la desviación estándar se observaron en regiones de modip negativo).

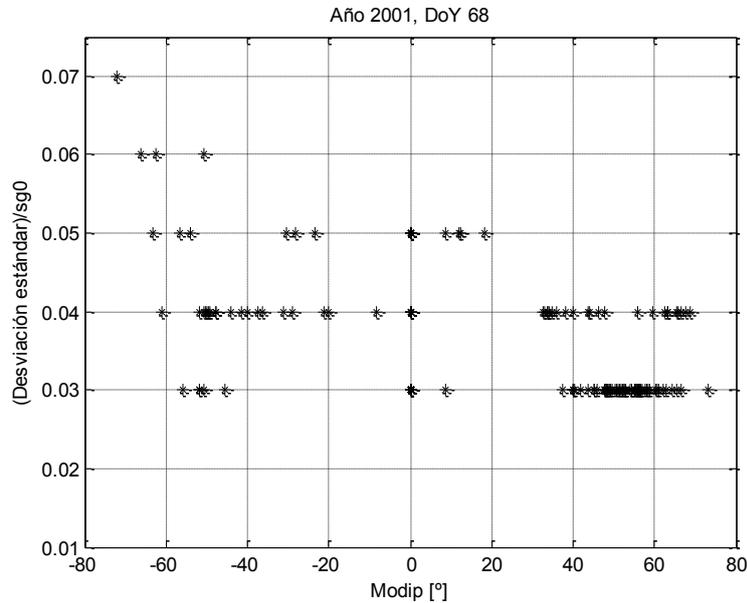


Figura 4.4: desviación estándar (normalizada a la desviación estándar de la unidad de peso) de los *DCBs* obtenida luego del ajuste por Mínimos Cuadrados, versus latitud modip [°]. Se presenta el caso correspondiente al 9 de marzo de 2001. El nivel de discretización observado se debe a que el LPIM redondea a dos decimales los valores de la desviación estándar.

En la figura 4.4, se puede visualizar claramente que los mayores valores de la desviación estándar (normalizada a la desviación estándar de la unidad de peso) corresponden a estaciones GPS con modip negativo. Así, este simple análisis permite demostrar que el patrón de cobertura de los datos tiene cierto grado de influencia en la distribución de los valores de los *DCBs* para regiones de modip negativo. Sin embargo, el efecto de la distribución de los datos es poco significativo, como puede apreciarse en la figura 4.5, en donde se presenta un gráfico similar a aquellos correspondientes a las figuras 4.2 y 4.3, pero donde las estaciones que presentan los mayores valores de la desviación estándar fueron descartadas (gráficos similares se obtuvieron para los restantes días considerados en este estudio).

En la figura 4.5 se sigue apreciando un patrón de dispersión considerable para aquellas regiones con modip negativo, lo cual indica que la manera en que los datos están distribuidos tiene cierto grado de influencia en el patrón de dispersión de los *DCBs*, pero no es suficiente para explicar el nivel de dispersión observado en las regiones de modip negativo.

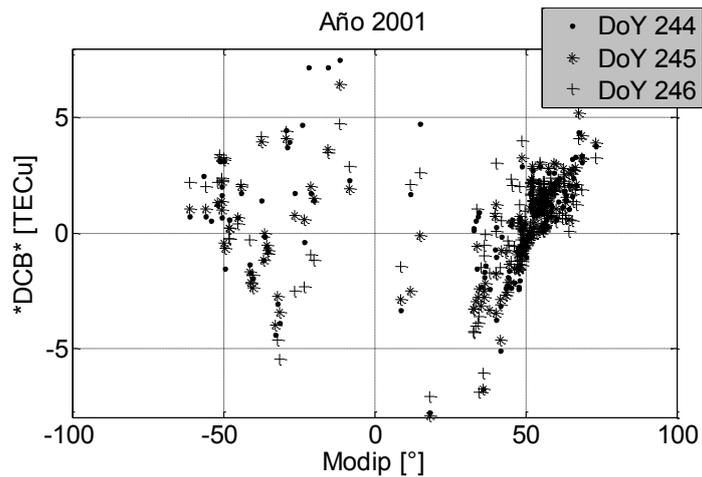


Figura 4.5: gráfico de *DCBs* [TECu] versus modip [°] para los tres días consecutivos del equinoccio de septiembre de 2001, donde las estaciones con mayor desviación estándar fueron eliminadas.

Además, es importante remarcar el hecho de que la desviación estándar normalizada a la desviación estándar de la unidad de peso de los *DCBs* no provee información sobre la física de la ionosfera; solamente contiene información sobre la distribución de la muestra utilizada y de las matemáticas empleadas en el cálculo de los *DCBs*.

Si bien el estudio de la desviación estándar de los *DCBs* es un método estadísticamente adecuado para analizar los motivos detrás del patrón de dispersión observado para valores negativos de modip, se abordó una segunda estrategia con el propósito de determinar de manera definitiva los causantes de la dispersión observada. La estrategia implementada consistió en el cálculo de valores sintéticos de sTEC para unas 320 estaciones simuladas que presentaran una distribución geográfica más homogénea y, aún más importante, más simétrica con respecto al ecuador de modip (ver figura 4.6), que aquellas 200 estaciones consideradas previamente. Una vez determinado el paquete de valores sintéticos de sTEC para las 320 estaciones, éste fue procesado por el LPIM con el objetivo de obtener los correspondientes *DCBs*. Estos últimos, nuevamente fueron analizados frente a la latitud modip. Sin embargo, el análisis solamente se llevó a cabo para los tres días consecutivos correspondientes al equinoccio de septiembre de 2001, ya que estos tres días constituyen el escenario en el que se obtuvieron los máximos valores de la desviación estándar para las estaciones correspondientes a locaciones de modip negativo. Los resultados obtenidos se presentan en la figura 4.7.

Al analizar la figura 4.7, se puede apreciar claramente que el comportamiento de los *DCBs* es el mismo que aquél correspondiente al gráfico c) de la figura 4.2. Particularmente, el patrón de dispersión característico de las regiones de modip negativo sigue presente y continúa dominando la distribución general de los *DCBs* correspondientes a valores negativos de modip.

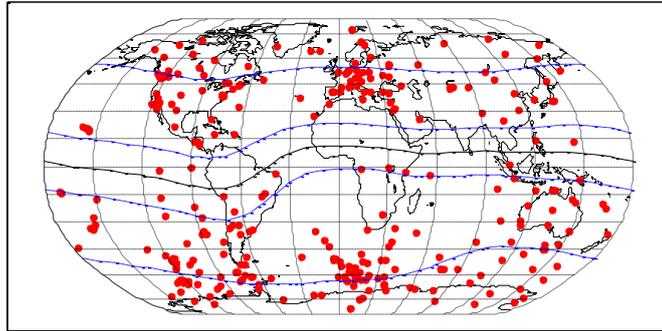


Figura 4.6: distribución geográfica de las 320 estaciones simuladas. La curva negra indica el ecuador de modip; y las curvas azules algunas líneas de modip constante.

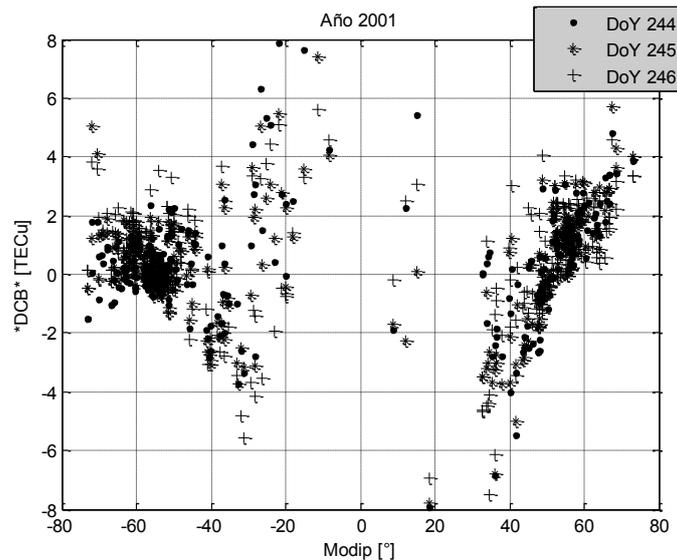


Figura 4.7: gráfico de *DCBs* [TECu] versus modip [°] equivalente al de la figura 4.2 c) pero para las 320 estaciones simuladas representadas en la figura 4.6.

Así, luego de llevar a cabo el análisis descrito en los párrafos anteriores, los resultados obtenidos indican que la segunda fuente hipotética de error propuesta al comienzo del análisis domina el proceso de calibración, y por ende es la responsable del patrón de dispersión observado para regiones de modip negativo. Es decir, la compleja física de la ionosfera del hemisferio Sur, y particularmente aquella correspondiente a la región de la Anomalía Magnética del Atlántico Sur, son las responsables de la distribución dispersa que presentan los *DCBs* correspondientes a valores negativos de modip. Esta justificación se sustenta en el hecho de que varias investigaciones

científicas han demostrado que la ionosfera correspondiente al hemisferio sur de modip es más difícil de modelar debido a que su física es más compleja e impredecible (e.g. Abdu et al., 2005).

4.4 Conclusión final

Mediante un método de simulación que implica la utilización de valores sintéticos (o artificiales) de sTEC, se ha demostrado que para un dado día, bajo condiciones geomagnéticas tranquilas, las aproximaciones implementadas por el LPIM (y de hecho, por la mayoría de las técnicas de calibración de sTEC basadas en datos GPS) tienen un impacto directo en la magnitud y en la distribución espacial de las constantes de calibración. Para aquellas estaciones localizadas en regiones de modip positivo, los *DCBs* (cantidades que representan una estimación de la exactitud con que se calculan los DCBs reales) presentan un comportamiento sistemático en contraposición a la variabilidad latitudinal del TEC. Este comportamiento se observa tanto para actividad solar alta como para actividad solar baja, con diferencias apreciables solamente en la magnitud de las cantidades involucradas (± 8 TECu para actividad solar alta, y ± 3 TECu para actividad solar baja).

Además, posibles explicaciones para el patrón de dispersión que muestran los *DCBs* de regiones con modip negativo fueron analizadas; concluyéndose que la distribución de los datos tiene una influencia poco significativa, y que el principal agente responsable de la dispersión observada es la complejidad intrínseca de la ionosfera del hemisferio Sur.

Capítulo Quinto

Nuevo método para el cálculo de la altura del máximo de densidad electrónica de la ionosfera

Como ya ha sido mencionado previamente, la ionosfera presenta variaciones geográficas y diarias, así como también variaciones de largo período relacionadas con la sucesión de las estaciones y con el ciclo solar de 11 años. Durante las últimas décadas, diversos modelos fueron desarrollados con el objetivo de reproducir perfiles de densidad electrónica para cualquier región de la Tierra, momento del día y del año, y nivel de actividad solar. La determinación de dichos perfiles resulta una tarea muy compleja puesto que diversos parámetros ionosféricos deben ser estimados si se pretende una representación confiable y precisa del estado real de la ionosfera terrestre. Dos de estos parámetros, y quizás los más importantes, son la densidad electrónica y la altura del pico de la región F2 de la ionosfera, $N_m F2$ y $h_m F2$, respectivamente. En la mayoría de los modelos ionosféricos, estos dos parámetros determinan la forma de todo el perfil de densidad electrónica, por lo cual una estimación precisa de los mismos resulta crucial para obtener una descripción realista de la distribución global de la densidad electrónica de la ionosfera. Consecuentemente, durante las últimas décadas diversas investigaciones fueron llevadas a cabo con el propósito de obtener una buena representación espacial y temporal de estos dos parámetros y así, una adecuada descripción de las principales características de la ionosfera (e.g. Jones & Gallet, 1962; Jones & Gallet, 1965; Jones & Obitts, 1970; Bilitza et al., 1979).

Una importante cantidad de modelos ionosféricos, entre ellos el IRI (Bilitza, 2001), el NeQuick (Nava et al., 2008) y el LPIM (Brunini et al., 2009), utilizan funciones particulares para reconstruir el perfil de densidad electrónica de la ionosfera. Específicamente, el IRI emplea modelos recomendados por la ITU-R (antiguamente, International Radio Consultative Committee, o CCIR, por su sigla en francés) con algunas modificaciones para la región baja de la ionosfera o bottom-side y funciones Epstein para la región superior de la ionosfera o top-side; el NeQuick implementa funciones semi-Epstein tanto para el bottom-side como para el top-side; y el LPIM utiliza funciones α -Chapman para el bottom-side y una función α -Chapman con altura de escala dependiente de la altura para el top-side (descriptas en la sub-sección 3.2.5). Todas estas funciones dependen de diversos parámetros ionosféricos, como por ejemplo, las frecuencias críticas (relacionadas con la densidad electrónica a través de una ley de proporcionalidad) de las regiones E, F1 y F2, y las correspondientes altitud y altura de escala de dichas regiones ionosféricas. Sin embargo, para cada uno de los

modelos antes mencionados, la forma de todo el perfil de densidad electrónica es dominada por la frecuencia crítica y la altura del pico de la región F2.

La forma más práctica de determinar N_mF2 y h_mF2 es midiéndolos directamente mediante la utilización de ionosondas y, en menor medida, de radares de dispersión incoherente. Las ionosondas son capaces de medir la frecuencia crítica del pico de la región F2, f_oF2 ; la cual a través de la relación de proporcionalidad (Bilitza, 2001)

$$N_mF2 = 1,24 \cdot 10^{10} \cdot (f_oF2)^2 \quad (5.1)$$

permite determinar la densidad electrónica de dicho pico. En la ecuación (5.1), f_oF2 está en MHz y N_mF2 en electrones por metro cúbico. Por el contrario, la determinación de la altura del pico de la capa F2 (h_mF2) utilizando ionosondas resulta un problema por demás complejo, puesto que es necesario un ojo bien entrenado para escalar manualmente los ionogramas y una apropiada técnica de inversión que permita convertir altura virtual en altura real. Sin embargo, gracias a años de cuidadosas y dedicadas campañas de medición, los valores de h_mF2 proporcionados por las ionosondas representan lo mejor que puede ser obtenido en la actualidad. Además, el factor de propagación M3000F2 también puede ser obtenido a partir de ionogramas con relativa facilidad, para luego ser convertido (mediante la utilización de alguna de las fórmulas empíricas a estudiar en la sección 5.2) en un valor de h_mF2 .

Si bien actualmente las ionosondas son capaces de proporcionar valores confiables de f_oF2 y h_mF2 , la distribución global de estos instrumentos es inhomogénea, por lo que es necesaria la implementación de cierto modelado de manera de poder describir el comportamiento espacial y temporal de f_oF2 y h_mF2 , fundamentalmente en aquellas regiones del globo donde las mediciones son escasas o nulas.

Durante los primeros años de la década de 1960, William B. Jones y Roger M. Gallet introdujeron una innovadora e ingeniosa técnica que aún sigue siendo utilizada en la actualidad para representar las variaciones geográficas y diarias de los parámetros f_oF2 y M3000F2. La técnica de mapeo presentada por Jones y Gallet fue tan exitosa que la ITU-R aún recomienda su utilización para describir el comportamiento espacial y temporal de f_oF2 y M3000F2 (ITU-R, 1997). Esta técnica representa las variaciones diarias de f_oF2 y M3000F2 mediante un desarrollo en series de Fourier:

$$\Omega = a_0 + \sum_{j=1}^J [a_j \cdot \cos(jt) + b_j \cdot \sin(jt)], \quad (5.2)$$

donde Ω es el parámetro a mapear; t es el Tiempo Universal (UT); y J es el máximo número de armónicos utilizado para mapear la variación diaria ($J=6$ para f_oF2 y $J=4$

para M3000F2). La variación espacial de los parámetros es tenida en cuenta a través de los coeficientes del desarrollo en series de Fourier de la siguiente manera:

$$a_j = \sum_{k=0}^K U_{2j,k} \cdot G_k, \quad j \geq 0 \quad \text{y} \quad b_j = \sum_{k=0}^K U_{2j-1,k} \cdot G_k, \quad j \geq 1. \quad (5.3)$$

En estas expresiones, $K=75$ para f_oF2 y $K=49$ para M3000F2; U son los coeficientes numéricos de la expansión (988 coeficientes para f_oF2 y 441 coeficientes para M3000F2); y G son funciones especiales cuyas formas explícitas dependen del subíndice k , por ejemplo

$$G_{54} = \sin^8(\mu) \cdot \cos^2(\varphi) \cdot \cos(2\lambda), \quad (5.4)$$

donde φ y λ son la latitud y longitud geográficas, respectivamente; y μ es la latitud modip.

Los coeficientes numéricos (U en la ecuación (5.3)) fueron estimados utilizando el método de Mínimos Cuadrados aplicado a un conjunto de observaciones provisto por una red global de alrededor de 150 sondeadores ionosféricos distribuidos de manera inhomogénea alrededor del mundo. La cantidad de incógnitas a estimar fue progresivamente incrementada hasta que el error cuadrático medio del ajuste no disminuyera más de manera considerable. Así, este procedimiento permitió determinar el número máximo de términos utilizados en las ecuaciones (5.2) y (5.3). Además, las limitaciones computacionales de aquellos tiempos forzaron a Jones & Gallet a construir una base especial de funciones matemáticas que satisficieran la condición de ortogonalidad con respecto a la distribución de datos disponible (Jones & Gallet, 1962; Jones & Obitts, 1970). La ortogonalidad de un sistema de ecuaciones normales evita la necesidad de invertir la matriz normal y otros problemas numéricos que pueden generarse en un sistema de ecuaciones normales mal condicionado. De esta manera, inspirados en el desarrollo en armónicos esféricos, Jones & Gallet desarrollaron la base matemática de funciones G mencionada algunos párrafos atrás.

La base matemática de funciones G demostró a lo largo de los años estar muy bien adaptada para describir el comportamiento de f_oF2 : con no más de 988 coeficientes, la técnica es capaz de mapear con gran fidelidad los picos y el valle observado entre éstos que f_oF2 exhibe en respuesta a la Anomalía de Appleton. Además, el uso de la latitud modip permitió disminuir considerablemente el efecto de las perturbaciones introducidas por el campo magnético terrestre en esta compleja estructura ionosférica. Por otro lado, la misma técnica de mapeo aplicada sobre el parámetro M3000F2 proporcionó resultados aceptables para propósitos relacionados con las radiocomunicaciones. Sin embargo, los valores de h_mF2 obtenidos a partir de M3000F2 mediante fórmulas que relacionan estos dos parámetros y que serán discutidas en la sección 5.2, fallan a la hora de reproducir el pico observado en valores medidos de h_mF2 durante el atardecer (Obrou et al., 2003).

5.1 Introducción

En la actualidad, las bases de datos utilizadas para la representación de las variaciones espaciales (globales) y temporales de los parámetros del pico de la región F2 ofrecen una mejor cobertura global que aquellas disponibles durante los años 60, hecho que sugiere que un nuevo procedimiento de asimilación de mediciones podría ser aplicado sobre un conjunto de locaciones geográficas diferentes y más amplio (que aquél utilizado por Jones & Gallet), y sin la dependencia de ningún tipo de relación entre M3000F2 y $h_m F2$. En otras palabras, resulta oportuno visitar el trabajo realizado por Jones & Gallet con el propósito de representar el comportamiento espacio-temporal de la altura del pico de la región F2 mediante una técnica alternativa que preserve (o mejore) el grado de precisión de aquella desarrollada por Jones & Gallet, pero que sea más simple y (numéricamente) más estable.

Consecuentemente, tres técnicas diferentes para estimar valores de la altura del pico de la región F2 caracterizadas por la introducción de una significativa simplificación con respecto a la técnica estándar comúnmente utilizada para determinar $h_m F2$, fueron desarrolladas y analizadas. Cada técnica implementa una formulación matemática diferente. La primera, implementa la base de funciones especiales desarrollada por Jones & Gallet, mientras que las dos restantes se basan en desarrollos en serie de armónicos esféricos de grado y orden iguales a 15, pero con diferentes dependencias temporales a través de los correspondientes coeficientes de dichos desarrollos. Las tres técnicas fueron concebidas con el propósito de representar con la mayor precisión posible los mapas globales de $h_m F2$ obtenidos utilizando la base de datos de la ITU-R, pero a través de un procedimiento mucho más simple y numéricamente estable. Por consiguiente, debe quedar claro que el objetivo central del trabajo de investigación descrito en este capítulo no consiste en una mejora de la técnica de Jones & Gallet, sino en una simplificación en la manera en que la altura del pico de la región F2 es determinada.

Por último, es importante remarcar que las técnicas estudiadas en este capítulo fueron implementadas (en particular, una de ellas; la que arrojó mejores resultados) en la modelización del segundo bloque de la versión actual del LPIM (descrito en la subsección 3.2.5).

5.2 La relación M3000F2 – $h_m F2$

La decisión de desarrollar una expresión empírica para M3000F2 en lugar de $h_m F2$ se basó en la adaptabilidad de M3000F2 para las radiocomunicaciones y en el hecho de

que M3000F2 puede ser fácilmente obtenido de ionogramas. No obstante, desde mediados del siglo XX numerosos estudios se han llevado a cabo con el objetivo de obtener una expresión que relacione el parámetro M3000F2 con la altura del pico de la región F2. Vale mencionar los trabajos de Shimazaki (1955), Bilitza et al. (1979), Obrou et al. (2003) y Rawer & Eyfrig (2004); en los cuales diversas expresiones fueron propuestas, analizándose sus ventajas y desventajas.

La primera relación, introducida por Shimazaki (1955), supone una capa parabólica y se basa en la fuerte anti-correlación que existe entre M3000F2 y $h_m F2$. Así, se llega a la siguiente expresión

$$h_m F2 = \frac{1490}{M3000F2} - 176, \quad (5.5)$$

donde $h_m F2$ está en km.

Unos años después, Wright & Mcduffie (1960) reportaron ciertas discrepancias entre diferentes paquetes de mediciones y los correspondientes valores calculados con la fórmula de Shimazaki (1955). Posteriormente, Bradley & Dudeney (1973) demostraron que las mencionadas discrepancias se debían a la refracción en regiones ionosféricas más bajas, particularmente la región E, la cual deforma la traza del eco, haciendo que la suposición de una capa parabólica no sea adecuada. Para tener en cuenta estos efectos, un factor de corrección (CF) dependiente de la razón $\frac{f_o F2}{f_o E}$ (donde $f_o E$ es la frecuencia crítica de la región E de la ionosfera), fue incorporado

$$h_m F2 = \frac{1490}{M3000F2 + CF} - 176, \quad (5.6a)$$

con

$$CF = \frac{0,253}{\frac{f_o F2}{f_o E} - 1,215} - 0,012. \quad (5.6b)$$

Unos meses después, Eyfrig (1973) descubrió que el ciclo solar de once años también tiene influencia en la relación entre M3000F2 y $h_m F2$; por lo que una nueva expresión para CF fue propuesta, esta vez dependiente no sólo de la razón $\frac{f_o F2}{f_o E}$, sino también del número de manchas solares, R . Pero aún con la dependencia de la actividad solar incorporada, la fórmula de Bradley & Dudeney (1973) seguía mostrando problemas. Además, el factor de corrección dado por la ecuación (5.6b) llevaba a una representación poco realista del comportamiento de $h_m F2$ en las regiones polares. Para solucionar estos inconvenientes, Dudeney (1975) presentó una nueva relación basada en

la inversión de perfiles ionosféricos obtenidos en dos estaciones ionosféricas de alta latitud. Dicha relación es conocida actualmente como la *fórmula de Dudeney*

$$h_m F2 = \frac{1490 \cdot M3000F2 \cdot \sqrt{0,0196 \cdot M3000F2^2 + 1}}{M3000F2 + CF} - 176, \quad (5.7a)$$

donde el factor de corrección viene dado por

$$CF = \begin{cases} \frac{0,253}{\frac{f_o F2}{f_o E} \cdot \frac{\exp\left[20\left(\frac{f_o F2}{f_o E} - 1,75\right)\right] + 1,75} - 0,012} - 0,012 & ; \text{ si la región E está presente} \\ -0,012; \text{ si la región E no está presente.} & (5.7b) \end{cases}$$

Finalmente, Bilitza et al. (1979) revisaron las diferentes fórmulas y, basados en valores de la altura del pico de la región F2 obtenidos a partir de mediciones hechas con radares de dispersión incoherente, propusieron una nueva y última expresión para el factor de corrección (CF), en la cual se agrega la dependencia de la latitud geomagnética,

$$h_m F2 = \frac{1490}{M3000F2 + CF} - 176, \quad (5.8a)$$

con

$$CF = \frac{F_1(R) \cdot F_4(R, \varphi_m)}{\frac{f_o F2}{f_o E} - F_2(R)} + F_3(R), \quad (5.8b)$$

y

$$F_1(R) = 0,00232 \cdot R + 0,222, \quad (5.8c)$$

$$F_2(R) = 1,2 - 0,0116 \cdot \exp(0,0239 \cdot R), \quad (5.8d)$$

$$F_3(R) = 0,096 \cdot \frac{(R - 25)}{150}, \quad (5.8e)$$

$$F_4(R, \varphi_m) = 1 - \frac{R}{150} \exp\left(-\frac{\varphi_m^2}{1600}\right), \quad (5.8f)$$

donde φ_m representa la latitud geomagnética; y R indica el número de manchas solares.

Finalmente, vale aclarar que a los propósitos de este trabajo de investigación, solamente la *fórmula de Bilitza* (serie de ecuaciones (5.8a) – (5.8f)) fue tomada en cuenta.

5.3 Técnica de mapeo basada en las funciones especiales G

La base de datos de la ITU-R (ITU-R, 1997) fue establecida utilizando la técnica de mapeo de Jones & Gallet en conjunción con observaciones recolectadas desde 1954 hasta 1958 por una red de aproximadamente 150 sondeadores ionosféricos inhomogéneamente distribuidos alrededor del mundo. Esta base de datos consiste de dos sets de coeficientes U (ver ecuación (5.3)), uno para actividad solar baja ($R_{12} = 0$; donde R_{12} representa el promedio móvil de 12 meses de las medias mensuales del número de manchas solares) y otro para actividad solar alta ($R_{12} = 100$), para cada mes del año (24 sets de coeficientes en total). Cada set de datos contiene los coeficientes U necesarios para la representación espacial de los dos parámetros, f_oF2 y M3000F2; esto es, $988 + 441 = 1429$ coeficientes. Así, para un dado mes del año y valor de R_{12} , los coeficientes U deben ser interpolados linealmente a partir de los valores tabulados. A continuación, la *fórmula de Dudeney* o la *de Bilitza* debe ser utilizada de manera tal de poder convertir los valores calculados de M3000F2 a partir de la mencionada base de datos, en valores de h_mF2 .

Teniendo en cuenta la sugerencia de Jones & Gallet (1962) de que su técnica de mapeo podría ser utilizada para describir el comportamiento espacial y temporal de la altura del pico de la región F2, se propuso un desarrollo en series de Fourier para directamente representar las variaciones diarias y geográficas de h_mF2 . Específicamente, esto significa que

$$h_mF2 = a'_0 + \sum_{j=1}^J [a'_j \cdot \cos(jt) + b'_j \cdot \sin(jt)], \quad (5.9)$$

donde las variaciones geográficas son tenidas en cuenta a través de los coeficientes del desarrollo en series de Fourier de la misma manera en que es hecho para M3000F2 y f_oF2 ; esto es, utilizando las funciones especiales G

$$a'_j = \sum_{k=0}^K U'_{2j,k} \cdot G_k, \quad j \geq 0 \quad \text{y} \quad b'_j = \sum_{k=0}^K U'_{2j-1,k} \cdot G_k, \quad j \geq 1. \quad (5.10)$$

El sustento físico de este procedimiento radica en el hecho de que la altura del pico de la región F2 también exhibe claros y distintivos patrones de variación espacial y temporal, los cuales pueden ser fácilmente observados al graficar valores medidos o calculados (usando las ecuaciones (5.7a) – (5.7b) o (5.8a) – (5.8f)) de $h_m F2$ sobre un mapa del globo o frente al Tiempo Universal (UT).

Así, con el objetivo de determinar la mejor representación del comportamiento diario de la altura del pico de la región F2, dos números máximos de armónicos fueron propuestos: $J=4$ y $J=6$. Además, se consideraron dos niveles de actividad solar: alta ($R_{12} = 100$) y baja ($R_{12} = 0$).

Los valores del parámetro $h_m F2$ fueron calculados utilizando la base de datos de la ITU-R. Específicamente, una grilla geográfica de 73 por 73 puntos en latitud y longitud fue establecida. Luego, para cada punto de dicha grilla, para cada mes del año, cada hora del día y para ambos niveles de actividad solar ($R_{12} = 0$ y $R_{12} = 100$), valores de $f_o F2$ y M3000F2 fueron determinados usando la técnica de mapeo de Jones & Gallet a partir de los valores tabulados en la base de datos de la ITU-R. A continuación, los valores del parámetro M3000F2 fueron convertidos en valores de $h_m F2$ utilizando la *fórmula de Bilitza*. Así, para cada nivel de actividad solar y cada mes del año, dos sets de valores de $h_m F2$ fueron obtenidos (cada uno de ellos conteniendo $73 \times 73 \times 24 = 127.896$ valores).

Una vez que los valores de $h_m F2$ fueron calculados, el correspondiente sistema de ecuaciones fue determinado

$$\mathbf{A} \cdot \mathbf{x} = \mathbf{h}, \quad (5.11)$$

donde \mathbf{x} es el vector de incógnitas, i.e.: los coeficientes U' de la representación geográfica de la altura del pico de la región F2; \mathbf{h} es el vector que contiene los valores calculados de $h_m F2$; y \mathbf{A} es la matriz de diseño, cuyas filas contienen las correspondientes funciones especiales G multiplicadas por los cosenos y senos del desarrollo en series de Fourier para cada punto de la grilla y cada hora del día. La dimensión de esta matriz depende del número máximo de armónicos (J en la ecuación (5.2)): \mathbf{A} es una matriz de 127.896×441 para $J=4$, y de 127.896×988 para $J=6$. Ambos sistemas de ecuaciones fueron determinados para cada mes del año y para actividad solar alta y actividad solar baja, resultando un total de 48 sistemas de ecuaciones.

Finalmente, todos estos sistemas de ecuaciones fueron resueltos utilizando el método de Mínimos Cuadrados. Los resultados obtenidos consisten de cuatro sets de coeficientes U' para cada mes del año

$$\mathbf{x}_{N,M,SA} = (U'_1, U'_2, \dots, U'_N)_{M,SA}^T, \quad (5.12)$$

donde $N=441$ y 988 , $M=1, 2, \dots, 12$, y SA : alta y baja para actividad solar alta y actividad solar baja, respectivamente. Una vez que los coeficientes U' de la representación geográfica de $h_m F2$ fueron estimados, nuevos valores de dicho parámetro ($h_m \hat{F}2$) fueron calculados utilizando las ecuaciones (5.9) y (5.10), y comparados con aquellos usados como valores de entrada en los vectores h . Así, estas comparaciones permitieron evaluar el potencial beneficio de incrementar el número máximo de armónicos de $J=4$ a $J=6$. Consecuentemente, las siguientes diferencias fueron determinadas

$$\Delta h(\varphi_u, \lambda_v, t_w)_{N,M,SA} = h_m \hat{F}2(\varphi_u, \lambda_v, t_w)_{N,M,SA} - h_m F2(\varphi_u, \lambda_v, t_w)_{N,M,SA}, \quad (5.13)$$

donde $u=1, 2, \dots, 73$ y $v=1, 2, \dots, 73$, y $w=1, 2, \dots, 24$ describen los diferentes puntos de las grillas establecidas.

Para analizar las mencionadas diferencias, mapas globales por hora de $h_m \hat{F}2(\varphi_u, \lambda_v, t_w)_{N,M,SA}$ y $\Delta h(\varphi_u, \lambda_v, t_w)_{N,M,SA}$ (para $J=4,6$) fueron realizados. Es importante mencionar que con el objetivo de que la lectura sea simple y directa, solamente se presentan los resultados para un mes (aunque el análisis fue realizado para los doce meses). Igualmente, resultados muy similares fueron obtenidos para los restantes once meses. Por ende, la figura 5.1 muestra los mapas correspondientes a $J=4$ para el mes de enero (para $UT=6,12$), mientras que en la figura 5.2 se presentan los mapas correspondientes a $J=6$ para el mismo mes y el mismo par de horas de UT.

Al analizar ambas figuras, se puede observar que la representación para $J=6$ (figura 5.2) parecería ser más adecuada para describir las variaciones espaciales y temporales de $h_m F2$, básicamente porque las correspondientes diferencias de altura (Δh) para ambos niveles de actividad solar muestran menos estructuras geográficas y mantienen valores medios horarios 2 km menores que aquellos valores medios correspondientes a la representación para $J=4$. Particularmente y para ambos niveles de actividad solar, los mapas de Δh presentados en la figura 5.2 muestran una distribución global más suave y homogénea, aunque algunas estructuras (sin significado físico) pueden ser observadas, específicamente sobre los Océanos Índico y Atlántico Sur, y sobre el Norte de Europa y Groenlandia. Dichas estructuras no solamente pueden ser observadas en la figura 5.1, sino que además presentan un comportamiento intensificado.

Más aún, en la figura 5.1 las mencionadas estructuras se mantienen durante un mayor período de tiempo, casi todo el día para las del Océano Índico y el Océano Atlántico Sur, que en la figura 5.2, donde la estructura observada sobre el Océano Atlántico Sur desaparece alrededor de las 12 hs. de UT. Aunque se pueden observar otras regiones con valores altos de Δh , por ejemplo sobre América del Norte alrededor de las 6 hs. de UT, la estructura más persistente y notable es la que se caracteriza por tener una forma similar a la de un rulo y puede ser observada sobre el Océano Índico y parte del Océano Atlántico Sur. Una posible explicación de las diferencias observadas

dentro de esta estructura podría ser que la técnica descrita en esta Tesis Doctoral falla a la hora de representar de manera exacta los valores de $h_m F2$ determinados por la técnica de Jones & Gallet; y esto último podría deberse al hecho de que una vez que los coeficientes han sido determinados, la técnica aquí descrita estima de manera directa los correspondientes valores de $h_m F2$, sin la necesidad de ninguna relación que vincule al parámetro M3000F2 con $h_m F2$, lo cual significa que cualquier estructura (real o ficticia) introducida por una determinada relación entre M3000F2 y $h_m F2$ no será mapeada por el método detallado en estos párrafos. Así, esta importante diferencia entre las dos técnicas matemáticas aquí comparadas podría explicar la presencia de las estructuras del Océano Índico y del Océano Atlántico Sur, así como también de cualquier otra de las mencionadas estructuras. En otras palabras, las estructuras (sin significado físico) observadas podrían ser consecuencia de las simplificaciones introducidas por la técnica aquí presentada. Por último, es importante mencionar que por estructuras *sin significado físico* se quiere hacer referencia a que éstas indican regiones donde las diferencias entre las técnicas comparadas son más significativas, y no estructuras físicas presentes en la ionosfera real.

Basados en la explicación dada en el último párrafo, la representación para $J=6$ parece ser la más apropiada para describir el comportamiento diario y geográfico de la altura del pico de la región F2, puesto que una vez que el Sol se aleja de las regiones oceánicas mencionadas anteriormente, la estructura en forma de rulo desaparece, mientras que persiste en la representación para $J=4$.

Ahora bien, en cuanto a los mapas horarios de $h_m F2$, la representación para $J=6$ también parece ser la más apropiada. Nuevamente, esto puede ser deducido del análisis de las figuras 5.1 y 5.2. Particularmente, los mapas de la figura 5.2 muestran un máximo de la altura del pico de la región F2 más extendido que aquellos mapas correspondientes a la figura 5.1, con una particular estructura en forma de cola que podría ser interpretada como el pico F2 observado durante el atardecer en gráficos diarios realizados con valores medidos de $h_m F2$ versus el momento del día (Obrou et al., 2003). De hecho, el gráfico presentado en la figura 5.3 soporta este último comentario, puesto que muestra claramente que los valores de $h_m F2$ calculados con la representación para $J=6$ ilustran de mejor manera el mencionado pico F2 del atardecer que la representación para $J=4$ (comparar las curvas verde y celeste frente a las curvas roja y negra para apreciar la diferencia). Sin embargo, debe quedar claro que la técnica aquí descrita representa el pico F2 del atardecer con la misma precisión (o deficiencia) que la técnica de Jones & Gallet, puesto que ambas técnicas dependen de la base de datos de la ITU-R.

Finalmente y en cuanto a la magnitud de la altura del pico de la región F2, el único punto a destacar es que tanto para actividad solar alta como para actividad solar baja, no se aprecian diferencias considerables entre los mapas de la figura 5.1 y los de la figura 5.2. Para actividad solar alta, la altura promedio del pico de la capa F2 es de aproximadamente 335 km, mientras que para actividad solar baja la altura promedio es

de alrededor de 275 km. Por último y como era de esperarse, en ambas figuras puede observarse cómo el máximo de la altura del pico de la región F2 sigue el movimiento diario aparente del Sol y las líneas de valores constantes del campo magnético de la Tierra. ¹

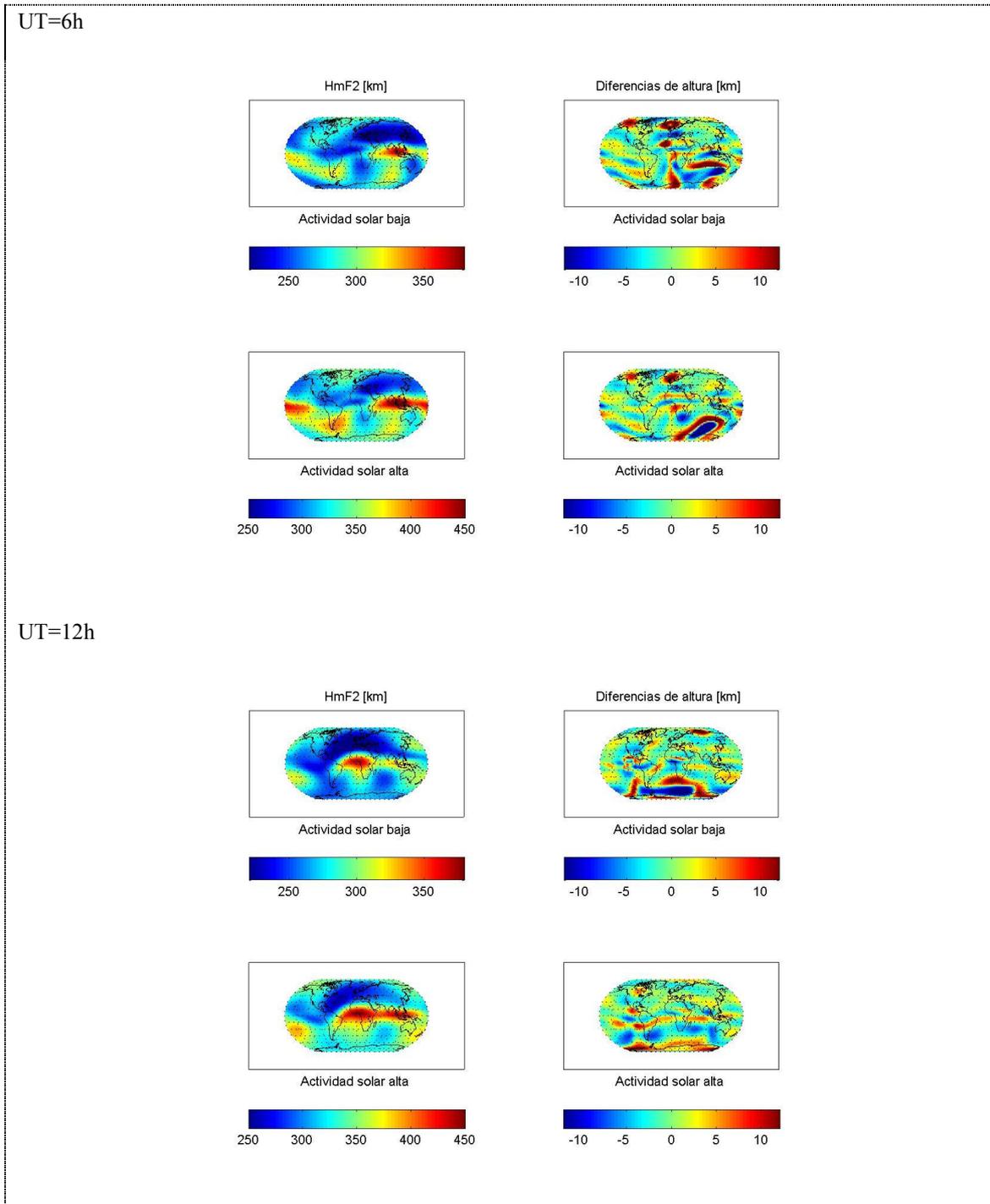


Figura 5.1: serie de mapas globales de $h_m \hat{F}2^J$ y Δh^J (diferencias de altura) para $J=4$; para dos momentos ($UT = 6, 12$) representativos de un día promedio.

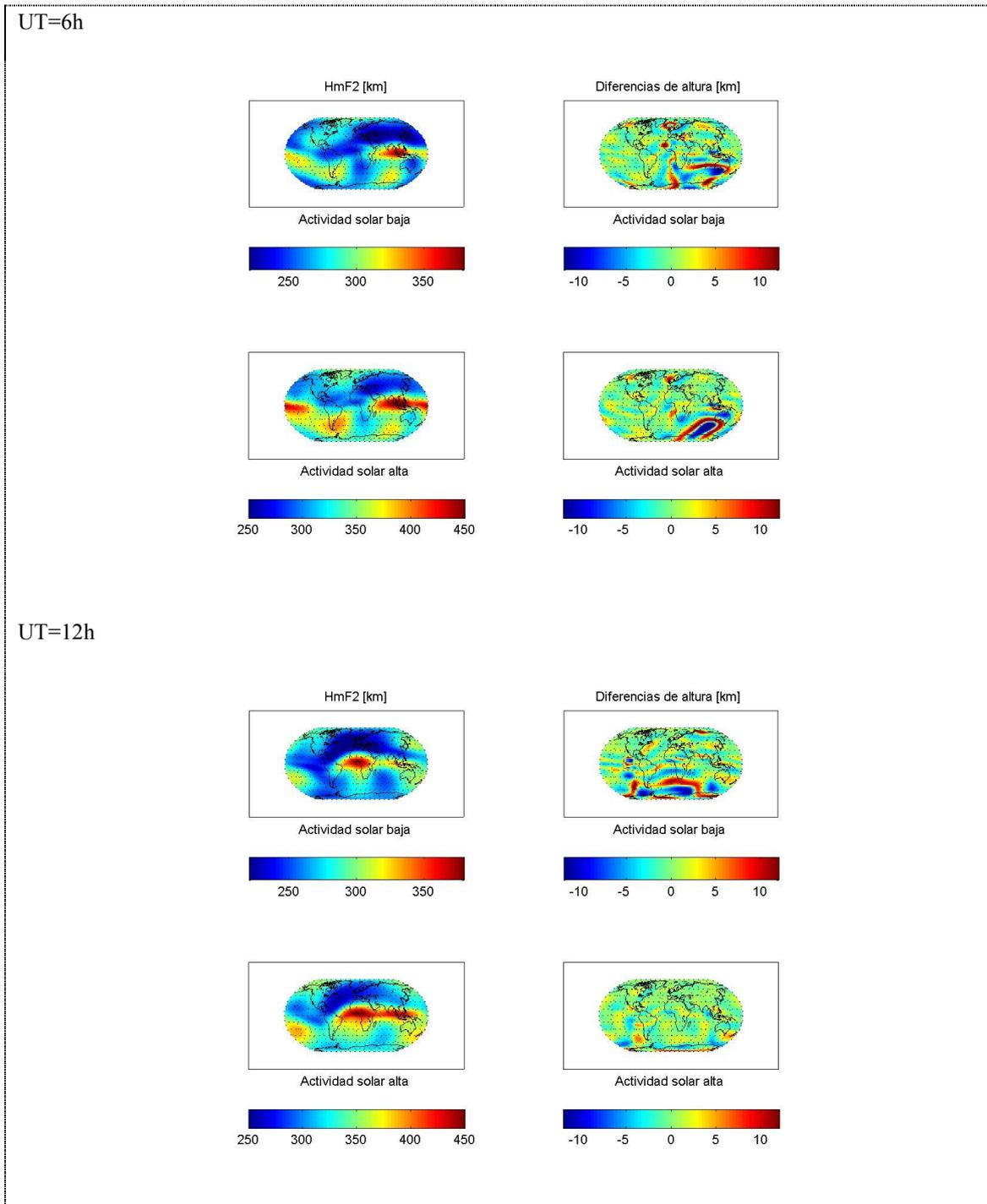


Figura 5.2: serie de mapas globales de $h_m \hat{F}2^J$ y Δh^J (diferencias de altura) para $J=6$; para dos momentos ($UT = 6,12$) representativos de un día promedio.

¹ El trabajo descrito en este capítulo (Brunini et al., 2013b) fue el resultado de una colaboración impulsada por el Prof. Brunini, entre el Prof. Dieter Bilitza (George Mason University) y quien escribe.

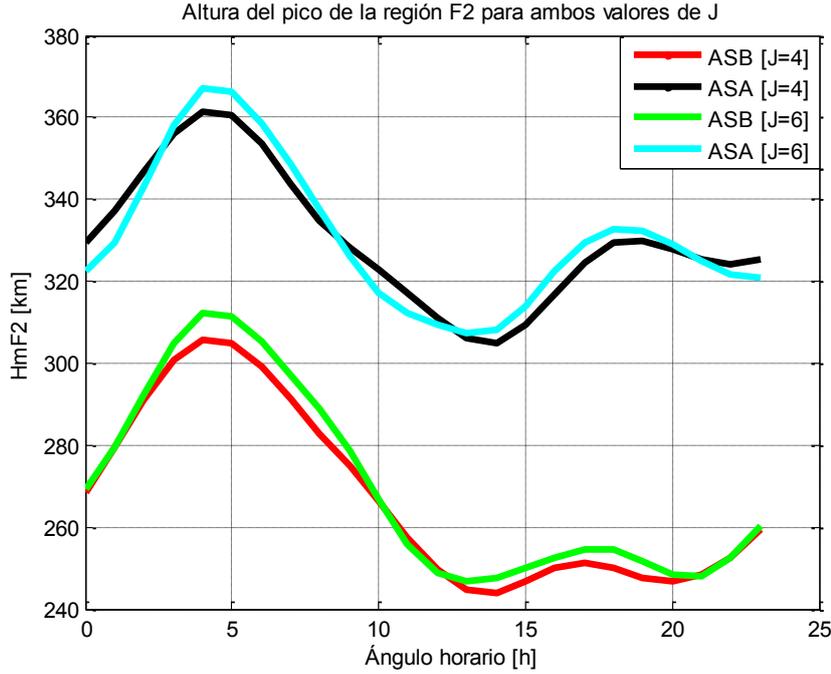


Figura 5.3: altura del pico de la región F2 en función del ángulo horario para una dada locación del globo. La sigla ASB significa actividad solar baja, mientras que ASA significa actividad solar alta. Para ambos niveles de actividad solar, los correspondientes valores de J se dan entre corchetes.

5.4 Comparación con Armónicos Esféricos

Si bien se ha demostrado de manera convincente que la representación para $J=6$ permite obtener de forma simple y confiable valores de $h_m F2$, las estructuras observadas en las correspondientes diferencias de altura (Δh) de los gráficos de la figura 5.2 sugieren la implementación de una nueva formulación matemática alternativa para describir el comportamiento espacio-temporal de la altura del pico de la región F2. Además, como el análisis realizado ha sido a escala global, la opción más simple para mapear globalmente $h_m F2$ consistiría en un desarrollo en serie de armónicos esféricos. Consecuentemente, dos desarrollos en serie de armónicos esféricos fueron propuestos y analizados. El primero, consiste de un desarrollo en serie de armónicos esféricos de grado y orden iguales a 15, con una dependencia temporal dada por una función escalonada de ancho constante $\Delta t = 1h$, introducida a través de los correspondientes coeficientes del desarrollo,

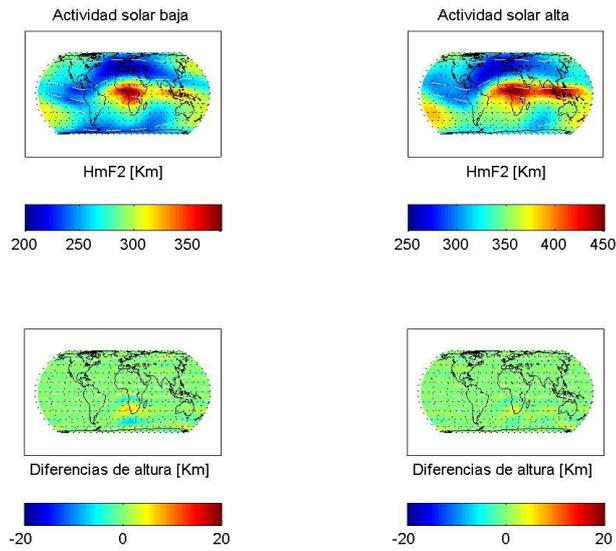
$$h_m F2 = \sum_{l=0}^L \sum_{m=0}^l \left(a_{lm}(t) \cdot \cos\left(2\pi \frac{mh}{24}\right) + b_{lm}(t) \cdot \text{sen}\left(2\pi \frac{mh}{24}\right) \right) \cdot P_{lm}[\text{sen}(\mu)], \quad (5.14)$$

donde t es el Tiempo Universal; h es el ángulo horario ($h = t + \lambda - 12$); λ y μ son la longitud geográfica y la latitud modip de los puntos correspondientes a la grilla previamente establecida (sección 5.3); $a_{lm}(t)$ y $b_{lm}(t)$ son los coeficientes del desarrollo; $L=15$ es el grado máximo del desarrollo en serie; y P_{lm} representa las funciones asociadas de Legendre.

Aunque estrictamente hablando los coeficientes recién introducidos (a_{lm} y b_{lm}) dependen explícitamente del tiempo, la frase *formulación independiente* será utilizada para hacer referencia a la expresión dada por la ecuación (5.14), ya que dichos coeficientes son considerados constantes dentro de cada intervalo de 1 hora de UT. Una vez más, se consideraron dos niveles de actividad solar ($R_{12} = 0$ y $R_{12} = 100$), y los valores de $h_m F2$ introducidos en el vector \mathbf{h} del sistema de ecuaciones a resolver fueron calculados mediante la técnica de Jones & Gallet; es decir, utilizando la base de datos de la ITU-R. Así, 24 sistemas de ecuaciones equivalentes a los de la sección 5.3 pero con una matriz de diseño diferente fueron determinados y resueltos mediante el método de Mínimos Cuadrados. De esta forma, se obtuvieron los correspondientes coeficientes del desarrollo en serie de armónicos esféricos necesarios para calcular los nuevos valores de la altura del pico de la región F2, $h_m F2^*$. Estos nuevos valores de $h_m F2$ ($h_m F2^*$) fueron comparados con aquellos obtenidos mediante la técnica de Jones & Gallet, para cada mes del año y ambos niveles de actividad solar. Los resultados obtenidos se presentan en la figura 5.4. Nuevamente, por motivos de simplicidad solamente se presentan los resultados para dos horas representativas ($UT = 12, 18$) de un día promedio para un mes dado (enero), aunque debe remarcarse que resultados similares se obtuvieron para las restantes horas del día y meses del año. La figura 5.4 se encuentra dividida en 2 bloques de 4 gráficos cada uno. El primer bloque corresponde a las 12 hs de UT y el segundo a las 18 hs de UT. Para ambos bloques, los gráficos de la izquierda corresponden a actividad solar baja, mientras que los de la derecha son los correspondientes a actividad solar alta.

Al analizar la figura 5.4, se puede observar claramente que no hay diferencias considerables entre la técnica de Jones & Gallet y la *formulación independiente* de armónicos esféricos, puesto que las diferencias de altura calculadas presentan valores absolutos menores a los 5 km, lo que se traduce en diferencias máximas de sólo el 1%. (las diferencias máximas de 5 km se observan sobre la región del Océano Índico y parte del Océano Atlántico Sur). En otras palabras, la descripción de la altura del pico de la región F2 dada por la *formulación independiente* de armónicos esféricos no difiere de aquella provista por la técnica de mapeo de Jones & Gallet, siendo una prueba de esto el hecho de que ambas técnicas muestran una distribución pronunciada y extendida de los valores máximos de $h_m F2$. El mismo comportamiento se observa para ambos niveles de actividad solar, con la excepción de que para épocas de baja actividad solar los valores máximos de $h_m F2$ son unos 100 km menores que los correspondientes a períodos de actividad solar alta.

UT=12h



UT=18h

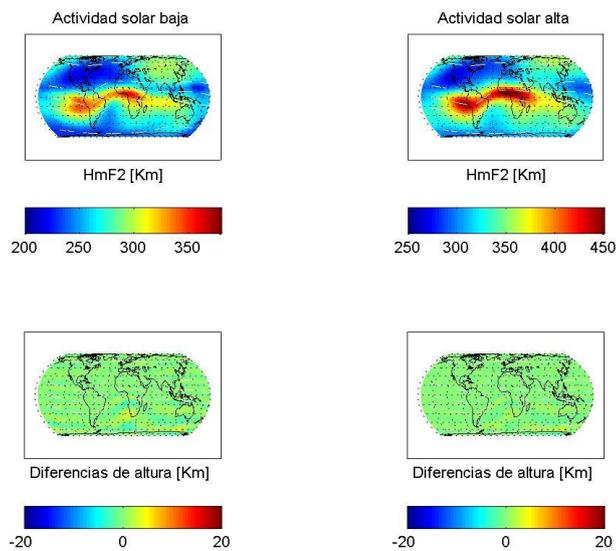


Figura 5.4: mapas horarios de la altura del pico de la región F2 calculados utilizando la *formulación independiente* de armónicos esféricos y las correspondientes diferencias de altura entre los valores de $h_m F2$ obtenidos con la técnica de Jones & Gallet y aquellos obtenidos con la *formulación independiente*.

El segundo desarrollo en serie de armónicos esféricos considerado es similar al anterior, pero con una diferencia importante: los coeficientes del desarrollo dependen

del Tiempo Universal a través de un desarrollo en series de Fourier de grado 6. Esto significa que,

$$h_m F2 = \sum_{l=0}^L \sum_{m=0}^l \left(a'_{lm}(t) \cdot \cos\left(2\pi \frac{mh}{24}\right) + b'_{lm}(t) \cdot \text{sen}\left(2\pi \frac{mh}{24}\right) \right) \cdot P_m[\text{sen}(\mu)], \quad (5.15a)$$

con

$$a'_{lm}(t) = c_0 + \sum_{j=1}^6 [c_j \cdot \cos(jt) + d_j \cdot \text{sen}(jt)], \quad (5.15b)$$

$$b'_{lm}(t) = e_0 + \sum_{j=1}^6 [e_j \cdot \cos(jt) + f_j \cdot \text{sen}(jt)], \quad (5.15c)$$

donde t es el Tiempo Universal; h es el ángulo horario; μ es la latitud modip; y $L=15$ es el grado máximo del desarrollo en serie de armónicos esféricos. Vale aclarar que de aquí en adelante, la expresión dada por las ecuaciones (5.15a), (5.15b) y (5.15c) será denominada *formulación de Fourier* de armónicos esféricos.

Una vez más, la grilla geográfica de puntos considerada es la misma que la empleada previamente, los valores de $h_m F2$ introducidos en el vector \mathbf{h} del sistema de ecuaciones a resolver fueron calculados a partir de la base de datos de la ITU-R, y dos niveles de actividad solar fueron tenidos en cuenta ($R_{12} = 0$ y $R_{12} = 100$). Los correspondientes 24 sistemas de ecuaciones fueron resueltos utilizando el método de Mínimos Cuadrados, obteniéndose 24 paquetes de coeficientes (c_0 , e_0 y c_j, d_j, e_j, f_j para $j = 1, 2, \dots, 6$) necesarios para calcular los nuevos valores de la altura del pico de la región F2 para cada hora del día y mes del año. Estos nuevos valores de $h_m F2$ fueron comparados con aquellos obtenidos con la técnica de mapeo de Jones & Gallet. Los resultados para actividad solar alta y actividad solar baja se presentan en la figura 5.5; la cual se encuentra dividida en 2 bloques ($UT = 12, 18$) de 4 mapas cada uno, donde los mapas de la izquierda corresponden a niveles de actividad solar baja y los de la derecha a épocas de actividad solar alta.

A partir de una cuidadosa inspección de la figura 5.5, se puede corroborar que esta segunda formulación basada en un desarrollo en serie de armónicos esféricos (*formulación de Fourier*) genera resultados diferentes que aquellos correspondientes a la *formulación independiente*. Específicamente, la *formulación de Fourier* no tiene la capacidad de reproducir con el mismo grado de definición que la técnica de mapeo de Jones & Gallet, la distribución espacio-temporal de los valores máximos de la altura del pico de la región F2. Sin embargo, estos valores máximos de $h_m F2$ sí muestran una distribución espacial que sigue el movimiento aparente diario del Sol y a las líneas de modip constante; aunque esta mencionada estructura espacial no es tan marcada ni se

extiende (longitudinalmente) lo suficiente (con respecto a valores reales medidos de $h_m F2$) como en el caso de la *formulación independiente*.

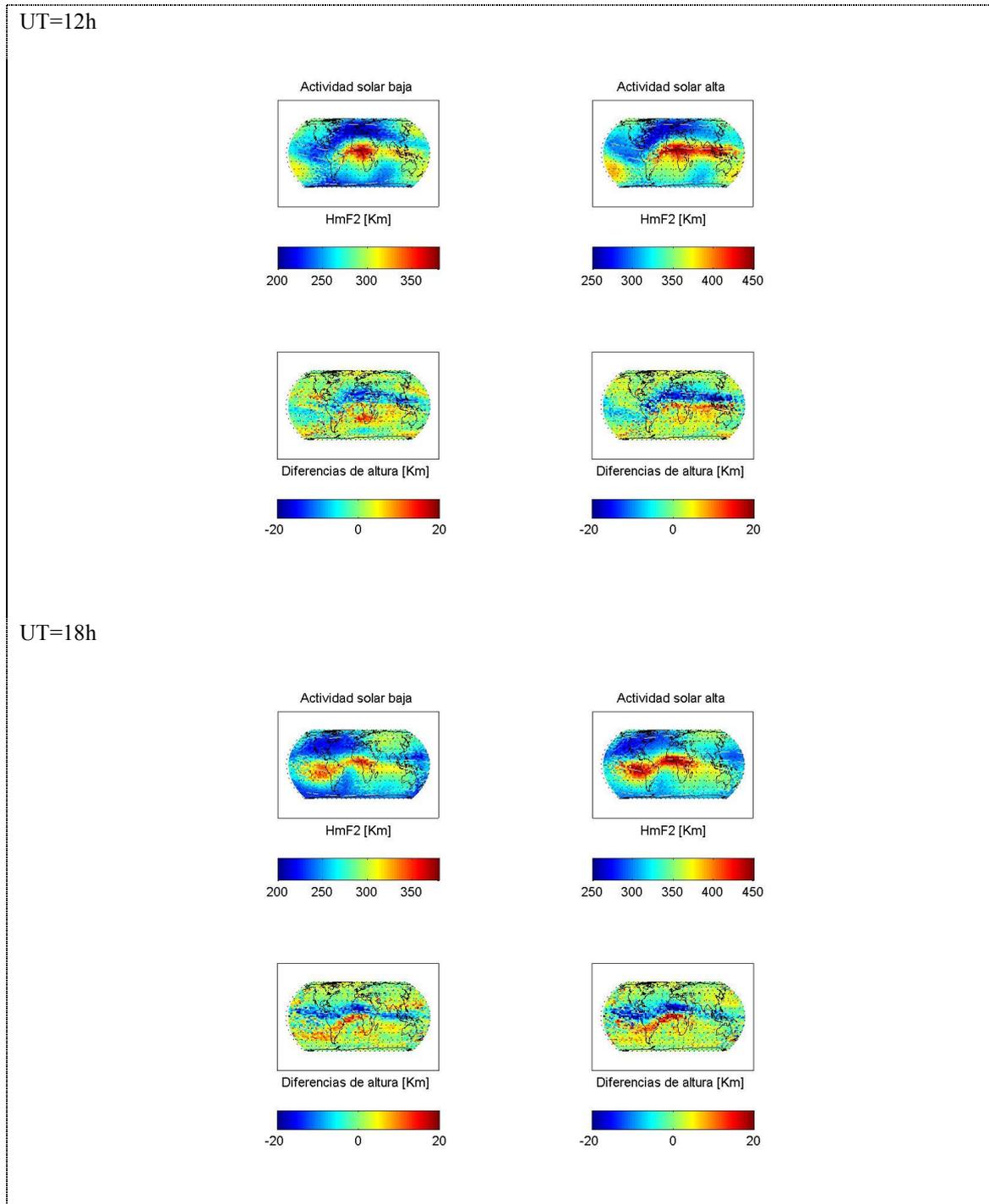


Figura 5.5: mapas horarios de la altura del pico de la región F2 calculados utilizando la *formulación de Fourier* de armónicos esféricos y las correspondientes diferencias de altura entre los valores de $h_m F2$ obtenidos con la técnica de Jones & Gallet y aquellos obtenidos con la *formulación de Fourier*.

Además, la figura 5.5 muestra diferencias de magnitud considerables (oscilando entre -20 km y 20 km) entre los valores de $h_m F2$ obtenidos con la técnica de Jones & Gallet y aquellos calculados con la *formulación de Fourier*, fundamentalmente para la región cercana al ecuador de modip. Todas estas características se observan tanto para actividad solar alta como para períodos de actividad solar baja, con la excepción de que las magnitudes involucradas muestran una diferencia del orden de 100 km.

Consecuentemente, se puede concluir que la *formulación de Fourier* parecería no ser la más adecuada para reproducir los resultados generados con la técnica de mapeo de Jones & Gallet, probablemente debido a que la dependencia con el tiempo de los coeficientes a través de desarrollos en series de Fourier de grado 6 podría estar introduciendo estructuras que no existen en la ionosfera real.

5.5 Comentarios finales

Teniendo en cuenta los análisis realizados en el trabajo de investigación descrito en las secciones previas, es posible concluir que la *formulación independiente* de armónicos esféricos representa la mejor opción para describir el comportamiento diario y geográfico de la altura del pico de la región F2. Concretamente, no se observaron diferencias significativas entre los valores de $h_m F2$ calculados con la representación basada en las funciones especiales G para $J=6$ y con la *formulación independiente* de armónicos esféricos, y aquellos obtenidos con la técnica de mapeo de Jones & Gallet (de hecho, las diferencias alcanzaron valores absolutos máximos de 12 km para la representación en base a las funciones especiales G para $J=6$, y de 5 km para la *formulación independiente* de armónicos esféricos; lo cual significa que, si se tiene en cuenta que los valores promedio de $h_m F2$ oscilan entre 275 km y 335 km, las diferencias indicadas sólo representan el 4% y el 1%, respectivamente). Por consiguiente, puede afirmarse que ambas técnicas resultan apropiadas para representar las variaciones espacio-temporales de la altura del pico de la región F2, aunque la *formulación independiente* (ecuación (5.14)) es la recomendada, ya que reproduce con mayor precisión y fidelidad los mapas globales de $h_m F2$ obtenidos utilizando la base de datos de la ITU-R (método de Jones & Gallet).

Asimismo, si bien no fue mencionado en las secciones previas, resulta oportuno remarcar que la *formulación independiente* de armónicos esféricos también fue utilizada para mapear el parámetro $f_o F2$ (los coeficientes del desarrollo fueron determinados de manera análoga al caso de la altura del pico de la región F2; esto es, resolviendo un sistema normal en el que el vector de valores de $f_o F2$ fue calculado usando la base de datos de la ITU-R), obteniéndose resultados que describen el comportamiento espacio-temporal de dicho parámetro con el mismo grado de precisión que la técnica de Jones &

Gallet (las diferencias de frecuencia entre ambas técnicas mostraron discrepancias del orden del 0,1%), motivo por el cual la *formulación independiente* fue incorporada como técnica de representación de ambos parámetros (f_oF2, h_mF2) en la modelización del segundo bloque de la versión actual del LPIM.

Por otro lado, la *formulación independiente* podría desempeñarse de manera más eficiente en aquellos estudios en los que se requiera una corrección de los coeficientes utilizados para representar la variabilidad de h_mF2 , a partir de la utilización de datos observacionales. En Brunini et al. (2011a) se publicó un método para corregir la base de datos de la ITU-R basado en la ingestión de datos GPS. Sin embargo, ciertas inestabilidades numéricas asociadas a la *fórmula de Dudeney* (de hecho, a las derivadas de la *fórmula de Dudeney* con respecto al factor de propagación M3000F2) fueron reportadas. Esto implica que, debido a que las técnicas descritas en este capítulo no dependen de ninguna relación entre M3000F2 y h_mF2 para calcular nuevos valores de h_mF2 , estarán mejor adaptadas para procedimientos en los que sean requeridas correcciones de los coeficientes tabulados a partir de datos observacionales.

Finalmente, y con el propósito de darle un mayor sustento matemático a las conclusiones obtenidas, se realizó un estudio del condicionamiento de las matrices de diseño para la técnica de Jones & Gallet y para aquella correspondiente a la *formulación independiente*. Consecuentemente, si se tiene en cuenta que de manera simplificada es posible describir simbólicamente aquellos modelos basados en el método de Jones & Gallet (como el IRI y el NeQuick) a través de la siguiente relación:

$$N_e(X_1, \dots, X_n; Y_1, \dots, Y_m) = F(f_oF2(X_1, \dots, X_n); M3000F2(Y_1, \dots, Y_m)), \quad (5.16)$$

donde X_1, \dots, X_n e Y_1, \dots, Y_m representan los coeficientes tabulados en la base de datos de la ITU-R; la fila i de la matriz de diseño del problema será de la forma

$$a_i = \left[\frac{\partial N_e}{\partial f_oF2} \frac{\partial f_oF2}{\partial X_1}, \dots, \frac{\partial N_e}{\partial f_oF2} \frac{\partial f_oF2}{\partial X_n}, \frac{\partial N_e}{\partial M3000F2} \frac{\partial M3000F2}{\partial Y_1}, \dots, \frac{\partial N_e}{\partial M3000F2} \frac{\partial M3000F2}{\partial Y_m} \right]; \quad (5.17)$$

cuya determinación implica la utilización de las funciones especiales G para el cálculo de las derivadas de M3000F2 con respecto a los coeficientes de la base de datos de la ITU-R.

Ahora, si se asume que el modelo es modificado de la siguiente manera,

$$N_e(X_1, \dots, X_n; Y'_1, \dots, Y'_r) = F'(f_oF2(X_1, \dots, X_n), h_mF2(Y'_1, \dots, Y'_r)), \quad (5.18)$$

y que se emplea la *formulación independiente* (en lugar de las base de funciones especiales G) para representar la variabilidad de $h_m F2$, la correspondiente fila i de la matriz de diseño tendrá la nueva forma

$$a'_i = \left[\frac{\partial N_e}{\partial f_o F2} \frac{\partial f_o F2}{\partial X'_1}, \dots, \frac{\partial N_e}{\partial f_o F2} \frac{\partial f_o F2}{\partial X'_r}, \frac{\partial N_e}{\partial h_m F2} \frac{\partial h_m F2}{\partial Y'_1}, \dots, \frac{\partial N_e}{\partial h_m F2} \frac{\partial h_m F2}{\partial Y'_r} \right]_i. \quad (5.19)$$

En este caso, X'_1, \dots, X'_r e Y'_1, \dots, Y'_r son los coeficientes del desarrollo en serie de armónicos esféricos dado por la ecuación (5.14) para $f_o F2$ y $h_m F2$, respectivamente.

Entonces, para analizar los beneficios de la *formulación independiente* se compararon los condicionamientos de las dos matrices de diseño cuyas filas fueron descritas a través de las expresiones (5.17) y (5.19). Para ello, ambas matrices fueron evaluadas sobre una grilla de 5° en longitud por $2,5^\circ$ en latitud (73 por 73 puntos) y, aprovechando el hecho de que las matrices normales de ambos sistemas ($A^T \cdot A$, donde A es la correspondiente matriz de diseño) son simétricas, se computaron los máximos y mínimos autovalores de cada matriz. Luego, se calcularon los condicionamientos dividiendo el máximo autovalor por el mínimo autovalor de cada matriz. Así, este sencillo procedimiento permitió detectar una excepcional reducción del número de condicionamiento de 10^{22} a 10^9 ; resultado que, junto con lo anteriormente expuesto, sirve para demostrar que la *formulación independiente* es la técnica recomendada para no sólo representar el comportamiento espacio-temporal de $h_m F2$ a escala global, sino también para aquellos estudios donde sea necesaria la asimilación datos observacionales para mejorar la representación de la variabilidad de la altura del pico de la región F2.

Capítulo Sexto

Incorporación de datos GPS provistos por misiones LEO en el cálculo de perfiles de densidad electrónica

En el capítulo tercero (sub-sección 3.2.5), se explicó detalladamente que el segundo bloque de la versión actual del LPIM tiene la capacidad de reconstruir perfiles de densidad electrónica a partir de la utilización de un conjunto de funciones particulares (capas α -Chapman con altura de escala constante para el bottom-side, y una capa α -Chapman con altura de escala variable para el top-side). Además, el mencionado bloque del LPIM puede asimilar perfiles de densidad electrónica provistos por misiones satelitales de baja altura (LEO), para luego utilizar dichos datos con el propósito de corregir los parámetros característicos de la región F2 (f_oF2 , h_mF2 y $HF2$) para lograr una mayor flexibilidad en la representación de la distribución real del contenido de electrones libres de la ionosfera (ver ecuación (3.37)).

Sin embargo, los datos LEO asimilados por el LPIM son productos elaborados por cada misión satelital de baja altura, lo cual implica que durante la etapa de ingesta del LPIM se estarán introduciendo los errores cometidos en el proceso de elaboración de los mencionados datos. En otras palabras, el LPIM estará asimilando datos cuyos errores son desconocidos, lo cual generará incertidumbre acerca de la exactitud de los resultados que produzca el Modelo Ionosférico La Plata. Así, esto sugiere que la generación de la información necesaria para el proceso de asimilación sea llevada a cabo por el propio LPIM, a partir de los datos crudos. Es decir, implementar un módulo algorítmico adicional que procese los datos crudos (entendiéndose por datos crudos a los archivos RINEX determinados por los receptores GPS situados a bordo de los satélites LEO) provistos por las misiones satelitales de baja altura, y que luego genere la información requerida en el proceso de asimilación, es decir, los valores de sTEC a partir de los cuales se puedan corregir la frecuencia crítica y la altura del pico de la región F2, f_oF2 y h_mF2 , respectivamente. De esta manera, junto con las correcciones determinadas por el LPIM, también se podrá suministrar una estimación del error cometido.

Consecuentemente, con el propósito de evitar la introducción de errores ajenos en la modelización del LPIM, y de aprovechar el hecho de que los datos GPS recolectados por satélites LEO proveen información sobre los gradientes verticales de la densidad electrónica, se desarrolló e implementó en el segundo bloque de la versión actual del LPIM, un paquete algorítmico que: (a) procesa los archivos RINEX generados por la

constelación de seis satélites de baja altura de la misión COSMIC/FORMOSAT-3; (b) determina los correspondientes valores de sTEC; (c) calcula correcciones para los parámetros del pico de la región F2 (f_oF2 y h_mF2) a partir de la asimilación de los mencionados valores de contenido electrónico total oblicuo; y (d) con los nuevos valores corregidos de f_oF2 y h_mF2 reconstruye el perfil de densidad electrónica de la ionosfera.

6.1 Procesamiento de archivos RINEX - COSMIC/FORMOSAT-3

El paquete de datos utilizados comprende los archivos RINEX generados por dos de los cuatro receptores GPS (aquellos correspondientes a las antenas utilizadas para la determinación precisa de la órbita del satélite, es decir, los receptores denominados POD1 y POD2) a bordo de cada satélite de la misión COSMIC/FORMOSAT-3. La utilización de solamente dos de los cuatro receptores, se debe a que aquellos correspondientes a las antenas de radio-ocultación (receptores OCC1 y OCC2) presentan errores groseros en las pseudo-distancias para la fase de la portadora y para el código P . Concretamente, durante el análisis de los archivos RINEX correspondientes a los receptores OCC1 y OCC2 se detectó que las diferencias de los observables de fase (L1-L2) y las diferencias de los observables del código P (P1-P2) cambian de signo dentro de un mismo archivo RINEX. Si bien las diferencias L1-L2 y P1-P2 tienen signos opuestos (debido a que la ionosfera afecta de manera diferente a la fase de la portadora y a la modulación), no se ven afectadas por la alternancia de signos. Es decir, si la diferencia L1-L2 es negativa (positiva), la correspondiente diferencia P1-P2 será positiva (negativa), pero ambas mantendrán el signo en todo el archivo RINEX considerado. Sin embargo, este no es el caso de los archivos correspondientes a los receptores OCC1 y OCC2 de los seis satélites de la misión COSMIC/FORMOSAT-3. Consecuentemente, este error fue reportado a los responsables de la misión y, por recomendación de éstos (comunicación privada), se descartaron aquellos archivos provistos por las dos antenas de radio-ocultación. Así, solamente los archivos RINEX provistos por los receptores POD1 y POD2 de cada uno de los seis satélites de la misión fueron utilizados.

El intervalo de tabulación de los archivos RINEX provistos por la misión COSMIC/FORMOSAT-3 es de 1 segundo (es decir, se tiene un valor de L1-L2 y uno de P1-P2, por segundo), mientras que las correspondientes efemérides precisas (necesarias para el cálculo de la posición de los seis satélites) están tabuladas cada 1 minuto. Por consiguiente, se consideraron puntos normales cada 1 minuto para el cálculo del polinomio de interpolación de grado 7 utilizado por el LPIM para el cómputo de la posición de los satélites GPS.

Ahora bien, debido a que los receptores GPS situados a bordo de los satélites LEO están sujetos a una geometría completamente diferente a la de aquellos receptores ubicados sobre la superficie terrestre, el módulo de procesamiento de archivos RINEX existente en la modelización del LPIM (módulo de pre-procesamiento; ver sección 3.2.1) tuvo que ser significativamente modificado. La razón detrás de esta modificación radica en que dicho módulo fue concebido para el procesamiento de datos provistos únicamente por receptores GPS situados sobre la superficie de la Tierra. Consecuentemente, se procedió a la realización de un cuidadoso estudio de los archivos RINEX provistos por la misión COSMIC/FORMOSAT-3 con el propósito de lograr una mejor comprensión de la geometría a la que están sujetos los satélites de baja altura, para de esta manera poder determinar los cambios necesarios para lograr un procesamiento confiable de los datos GPS provistos por satélites LEO. Para dicho estudio, se analizaron los datos provistos por los receptores POD1 y POD2 de los seis satélites COSMIC, para 20 días de cada uno de los siguientes años: 2007, 2008, 2009, 2010 y 2011. Se analizaron datos correspondientes a 5 años consecutivos para tener en cuenta cambios relacionados con el ciclo solar de 11 años. Además, se consideraron 5 días para cada equinoccio y cada solsticio para los 5 años (totalizando una cantidad de 20 días de datos por año, por receptor y por satélite COSMIC) con el propósito de incorporar al análisis aquellos cambios debidos a la variabilidad estacional de la ionosfera. Por último, vale aclarar que se seleccionaron paquetes de 20 días correspondientes a períodos geomagnéticamente calmos (Dst promedio diario superior a -50 nT), para así evitar las complejas perturbaciones que introducen las tormentas magnéticas. En resumen, se analizó un total de aproximadamente 1000 archivos RINEX. De acuerdo a los receptores, satélites, días y años considerados, el total exacto de archivos RINEX debería ser igual a 1200 ($2 \times 6 \times 20 \times 5$). Sin embargo, no siempre estuvieron disponibles los datos de los seis satélites COSMIC, motivo por el cual, la cantidad de archivos a analizar se vio reducida.

El proceso de análisis de los archivos RINEX resultó en una tarea tediosa y agobiante, no sólo por la cantidad de archivos que debieron analizarse, sino porque a partir de cierto punto, el estudio debió hacerse de forma manual. En otras palabras, mediante el algoritmo de procesamiento de archivos RINEX existente en la modelización del LPIM se procesaron los datos (lo cual significó un ahorro de tiempo significativo); pero luego, los resultados obtenidos debieron ser analizados receptor por receptor, satélite por satélite y día por día de manera completamente manual; es decir, estudiando gráficos de los observables GPS para la fase de la portadora (L4) y el código *P* (P4) en función del Tiempo Universal (UT). Al estudiar dichos gráficos, se pudo visualizar qué cambios eran necesarios para lograr adaptar el módulo de procesamiento de archivos RINEX del LPIM a la geometría de los satélites LEO. Además, se consideraron los resultados obtenidos en la primera etapa del trabajo de investigación descrito en esta Tesis Doctoral (capítulo cuarto) al momento de analizar la validez de las cotas utilizadas en los filtros implementados por el LPIM para distinguir arcos continuos y determinar saltos de ciclo. En resumen, analizando los gráficos de los observables ionosféricos GPS en función del UT, se revisaron las diferentes condiciones

impuestas por el LPIM para resolver todos aquellos problemas relacionados con la determinación de dichos observables.

6.1.1 Cambios en el módulo de pre-procesamiento del LPIM

El primer cambio que debió implementarse en el módulo del LPIM que procesa los archivos RINEX (módulo de pre-procesamiento), consistió en una modificación de las coordenadas utilizadas para referenciar la posición de los receptores. Como el trabajo aquí descrito considera receptores situados a bordo de los satélites de la misión COSMIC/FORMOSAT-3, la posición de los receptores cambiará instante a instante, motivo por el cual carece de sentido referenciar las cantidades obtenidas a partir de las señales GPS a una locación fija (topocentro) sobre la superficie terrestre, como se hacía para el caso de estaciones permanentes de la red IGS. Además, debe tenerse en cuenta que la elevación y el acimut determinados desde un satélite que orbita alrededor de la Tierra a aproximadamente 800 km de altura (y a una velocidad promedio del orden de 7 km/s) carecen de significado alguno. Consecuentemente, se trabajó únicamente con coordenadas rectangulares geocéntricas.

La eliminación del cálculo de la elevación y el acimut de los satélites GPS condujo de manera directa a la implementación de un segundo cambio, el cual repercute con mayor relevancia en los resultados finales. En la sub-sección 3.2.2, se explicó que el LPIM realiza un análisis de las diferencias temporales del observable L4 mapeado sobre la vertical del lugar, es decir, $\Delta L4_i^* = (L4_{i+1} - L4_i) \cdot M(z_i)$, donde z_i es la distancia cenital (complemento de la elevación) medida en el instante i . Entonces, resulta natural que el nuevo módulo del LPIM trabaje directamente con las diferencias

$$\Delta L4_i = (L4_{i+1} - L4_i). \quad (6.1)$$

Este cambio tendrá una influencia significativa sobre uno de los filtros que permite distinguir arcos continuos y detectar potenciales saltos de ciclo, ya que la multiplicación por la función de mapeo $M(z)$ suavizaba parcialmente la variabilidad de las diferencias del observable L4. En contrapartida, el nuevo módulo del LPIM no se verá afectado por ningún error que introdujera $M(z)$. De esto último, se deduce de manera inmediata que el polinomio de interpolación deberá ser ajustado sobre las diferencias dadas por la ecuación (6.1). Dicho polinomio de interpolación también tuvo que ser modificado. Específicamente, se estudió el error cuadrático medio que resulta de ajustar polinomios de diferente grado, obteniéndose el mejor resultado para un polinomio de interpolación de grado 5. El estudio del error cuadrático medio se realizó de manera conjunta con el análisis gráfico de la forma del arco típico obtenido a partir de mediciones GPS realizadas por los receptores de los satélites COSMIC (ver figura 6.1).

Al analizar el gráfico b] de la figura 6.1 se puede percibir claramente que la forma típica que presenta un arco continuo del observable ionosférico L4 nivelado al código obtenido a partir de mediciones GPS realizadas por receptores a bordo de satélites LEO, exige un polinomio de grado mayor que 2 (valor utilizado para el caso de arcos del observable ionosférico obtenido con receptores GPS situados sobre la superficie terrestre. Al ver el gráfico a] de la figura 6.1, resulta evidente la razón por la cual originalmente se usaba un polinomio cuadrático). De hecho, en el mencionado gráfico se observa que la curva representada cambia su concavidad tres veces, lo cual implica que el grado mínimo del polinomio de interpolación debiera ser igual a 4. Sin embargo, en algunas situaciones se obtuvieron arcos no tan prolongados para los cuales bastaba con un polinomio de interpolación de grado 3.

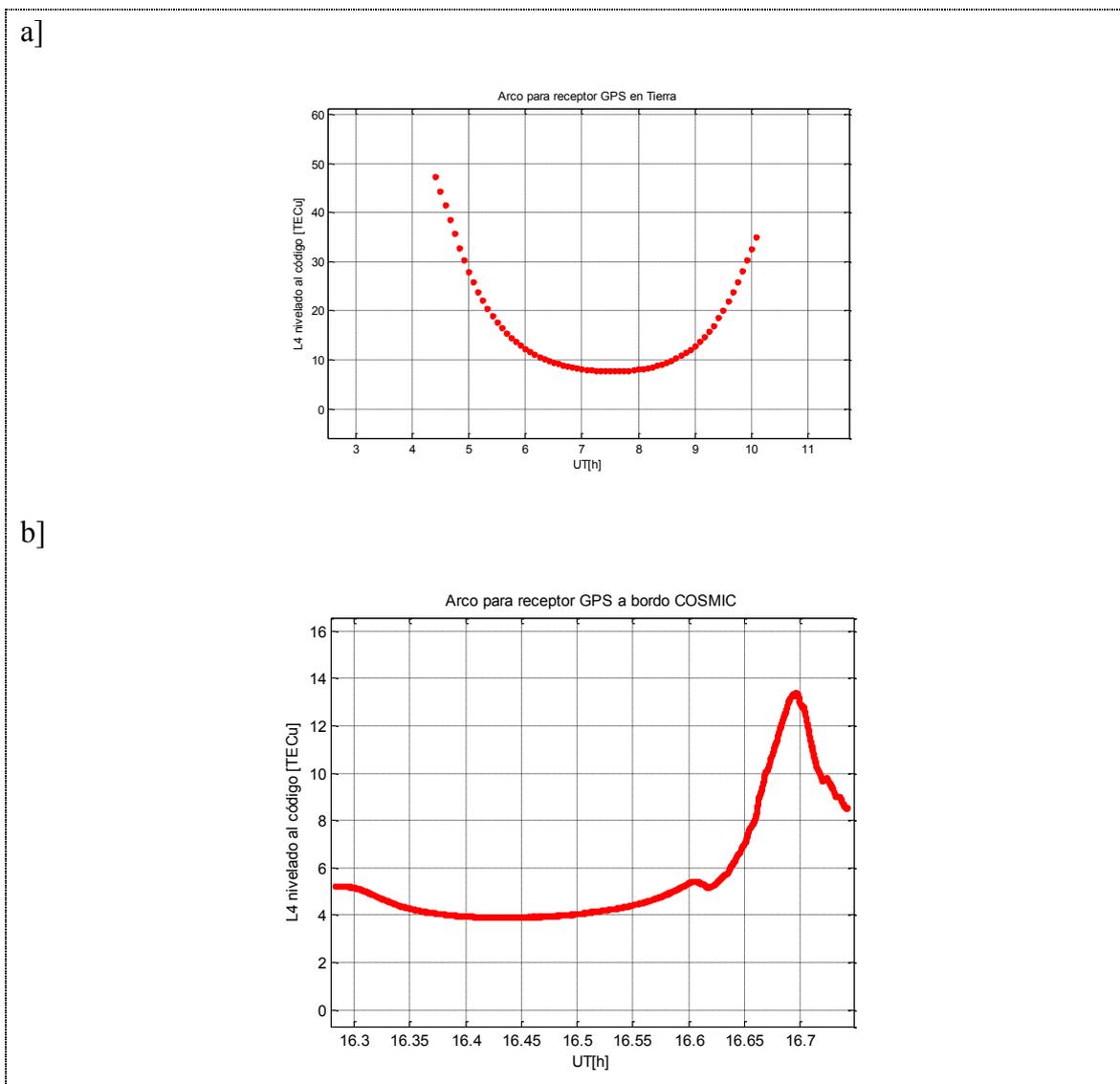


Figura 6.1: valores de L4 nivelados al código para dos configuraciones geométricas diferentes. a] Receptor GPS sobre la superficie terrestre. b] Receptor GPS a bordo de un satélite COSMIC. Los valores de L4 están en TECu.

Así, la existencia de observaciones que requerían polinomios de diferente grado implicó la necesidad de lograr cierto compromiso entre el grado del polinomio y el nivel de variabilidad obtenido luego del ajuste de dicho polinomio. Por consiguiente, se procedió a estudiar el error cuadrático medio (ECM) cometido al ajustar un polinomio cuyo grado fue incrementado progresivamente desde el valor $n=3$ hasta el valor $n=6$; tanto para épocas de actividad solar alta como para períodos de actividad solar baja. Los mejores resultados se obtuvieron para un polinomio de interpolación de grado $n=5$ (ver tabla 6.1), valor que fue adoptado de forma definitiva e implementado en el segundo filtro utilizado para distinguir arcos continuos y potenciales saltos de ciclo. Esto último significa que cada vez que se verifique la condición

$$\left| \Delta L_{4_i} - \text{polinomio}_5 \left(\frac{t_i + t_{i+1}}{2} \right) \right| > \text{Máx} \{3\sigma; 1,5 \text{ TECu}\}, \quad (6.2)$$

donde σ es la desviación estándar del ajuste polinomial, el nuevo módulo marca una discontinuidad entre las épocas t_i y t_{i+1} . Además, es importante aclarar que se consideraron polinomios de grado mayor a $n=6$, pero que inmediatamente debieron ser descartados puesto que se detectó un significativo y sostenido incremento del error cuadrático medio para $n > 6$.

Grado del polinomio	ECM para actividad solar baja	ECM para actividad solar alta
n=3	0,86 ≤ ECM ≤ 2,86	0,48 ≤ ECM ≤ 5,72
n=4	0,81 ≤ ECM ≤ 2,55	0,43 ≤ ECM ≤ 4,20
n=5	0,27 ≤ ECM ≤ 1,90	0,10 ≤ ECM ≤ 3,10
n=6	0,72 ≤ ECM ≤ 3,25	0,36 ≤ ECM ≤ 4,50

Tabla 6.1: resumen de los valores del error cuadrático medio (ECM) para polinomios de interpolación de grados $n=3,4,5,6$.

Para determinar los valores presentados en la tabla 6.1 se calcularon los errores cuadráticos medios para cada uno de los cinco días correspondientes a cada equinoccio y a cada solsticio, para el año 2007 (actividad solar baja) y para el año 2011 (actividad solar alta). A continuación, se seleccionó el peor escenario de entre todos los analizados, y en base a los valores calculados en este último (que son los que se detallan en la tabla 6.1) se determinó que el grado del polinomio de interpolación a implementar de manera definitiva sea $n=5$, puesto que en ese caso se observan los menores valores máximos del error cuadrático medio, así como también los intervalos más acotados. Se presentan intervalos del ECM y no un único valor de dicha cantidad pues se debe tener en cuenta que a cada día corresponden 12 valores diferentes (6 satélites COSMIC por 2 receptores

por satélite). Así, los extremos de cada intervalo indican el máximo y el mínimo de cada conjunto de 12 valores diarios del ECM.

Ahora bien, con respecto al primer filtro implementado por el LPIM (ecuaciones (3.16a) y (3.16b)) es importante mencionar ciertas consideraciones que debieron tenerse en cuenta antes de modificar dicho filtro. En primera instancia, vale aclarar que con el transcurso del tiempo, el LPIM fue modificando algunas de las cotas utilizadas en la serie de filtros implementados para la detección de saltos de ciclo; específicamente aquella relacionada con la duración mínima que debe tener un segmento de observaciones consecutivas para ser considerado arco continuo. Originalmente, el valor mínimo establecido fue de dos horas y media (ver sub-sección 3.2.2), pero a medida que el LPIM mejoró su capacidad de procesamiento de datos e incorporó cada vez más estaciones de medición permanente, dicho valor fue gradualmente reducido hasta un valor final igual a 10 minutos (600 segundos). Ahora bien, teniendo en cuenta que los receptores GPS a bordo de los satélites COSMIC registran un dato por segundo, dicho valor mínimo pudo ser reducido aún más, implementándose en el nuevo módulo del LPIM un valor mínimo igual a 5 minutos (300 segundos). Asimismo, vale remarcar el hecho de que la longitud de un arco completo para el caso de un receptor a bordo de un satélite LEO en general no supera los 30 minutos, mientras que un satélite GPS observado por un receptor situado sobre la superficie terrestre suele mantenerse visible por alrededor de 4 horas (ver figura 6.1).

En segunda instancia, debido a que los satélites COSMIC se desplazan a una velocidad promedio de 7 km/s, la duración de los intervalos sin mediciones se vio significativamente reducida, por lo cual el tiempo mínimo sin datos pudo acortarse de 2 minutos a 20 segundos. Esto implica que el $\Delta t_{m\acute{a}x}$ de la ecuación (3.16a) ahora será igual a 20 segundos.

En tercera y última instancia, debe remarcarse el hecho de que aquellos saltos de ciclo cuya magnitud sea menor que

$$N_1\lambda_1 + N_2\lambda_2 = 4,1435 \text{TECu}, \quad (6.3)$$

(donde $N_1 = N_2 = 1$; $\lambda_1 \approx 0,19m = 1,8119 \text{TECu}$ y $\lambda_2 \approx 0,24m = 2,2887 \text{TECu}$), serán muy difíciles de detectar y corregir, puesto que el valor dado por la ecuación (6.3) representa el desplazamiento dentro de un solo ciclo de la fase de las portadoras. Sin embargo, en muchos casos fue posible la detección y corrección de saltos de ciclo de valores del orden de 4 TECu o menores. Teniendo en cuenta esto último, la cota $\Delta L_{m\acute{a}x}^4$ utilizada en la ecuación (3.16b) debió ser modificada, asignándosele un valor de 4,5 TECu.

En resumen, el nuevo módulo del LPIM descrito en esta sub-sección marca una potencial discontinuidad cada vez que se verifica alguna de las siguientes dos condiciones

$$\Delta t_i = t_{i+1} - t_i > \Delta t_{m\acute{a}x}, \quad (6.4a)$$

$$|\Delta L4_i| = |L4_{i+1} - L4_i| > \Delta L4_{m\acute{a}x}, \quad (6.4b)$$

donde $\Delta t_{m\acute{a}x} = 20$ segundos y $\Delta L4_{m\acute{a}x} = 4,5$ TECu. A continuaci3n, sobre las diferencias temporales ($\Delta L4$), el m3dulo ajusta un polinomio de grado 5 y calcula los desv3os entre dicho polinomio y los datos. As3, cada vez que se verifica la condici3n dada por la ecuaci3n (6.2) el m3dulo marca una discontinuidad entre las 3pocas t_i y t_{i+1} . Por 3ltimo, el paquete descartar3 aquellos arcos continuos cuya duraci3n resulte inferior a los cinco minutos (300 segundos).

Complementariamente, en las siguientes dos figuras (6.2 y 6.3) se ilustra la notable mejor3a que se logra en la mayor3a de los casos, luego de utilizar el paquete de modificaciones implementado en este nuevo m3dulo del LPIM.

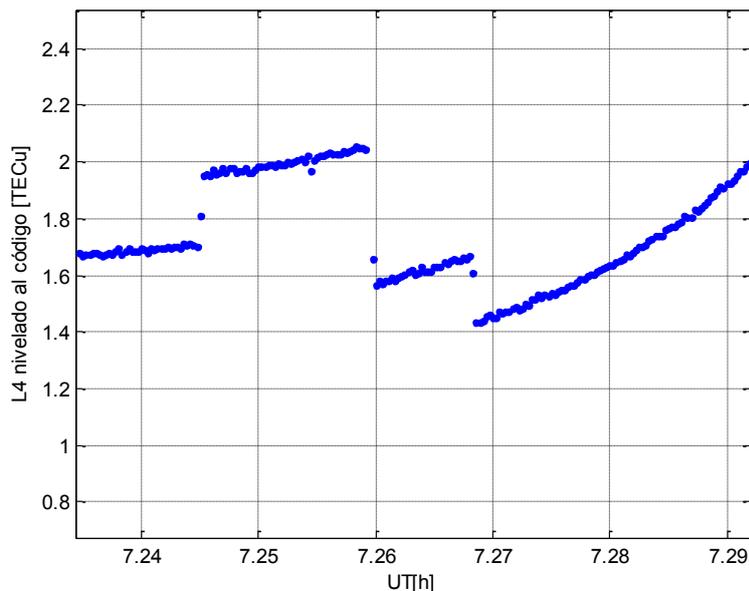


Figura 6.2: valores de L4 determinados por un sat3lite COSMIC, nivelados al c3digo utilizando el paquete del LPIM dise1ado para detecci3n de saltos de ciclo y estimaci3n de la ambigüedad para estaciones GPS sobre la superficie de la Tierra.

En la figura 6.2 se puede apreciar con total claridad que, como era de esperarse, el conjunto de condiciones que el LPIM aplica para detectar y corregir saltos de ciclo, y estimar la ambigüedad para estaciones permanentes de la red IGS, falla completamente cuando es utilizado sobre aquellas mediciones realizadas por receptores GPS a bordo de sat3lites LEO. Este resultado era esperable debido a que la geometr3a a la que est3n sujetas las mediciones GPS realizadas desde 3rbitas de baja altura es completamente

diferente a la de las estaciones distribuidas sobre la superficie terrestre. Por ello, una vez que se tiene en cuenta este cambio de geometría y se implementan las modificaciones detalladas unos párrafos atrás, se obtienen resultados como el de la figura 6.3. En esta última, puede observarse el producto de un correcto funcionamiento del nuevo paquete utilizado para detectar y corregir saltos de ciclo (curva roja). Las discontinuidades fueron resueltas, obteniéndose una curva suave que representa un arco continuo (correspondiente a una ocultación). Además, se presenta una segunda curva (azul) para graficar que si bien se logra un buen suavizado de las observaciones con la sola modificación del grado del polinomio de interpolación, esto no basta para lograr una corrección de saltos de ciclo satisfactoria.

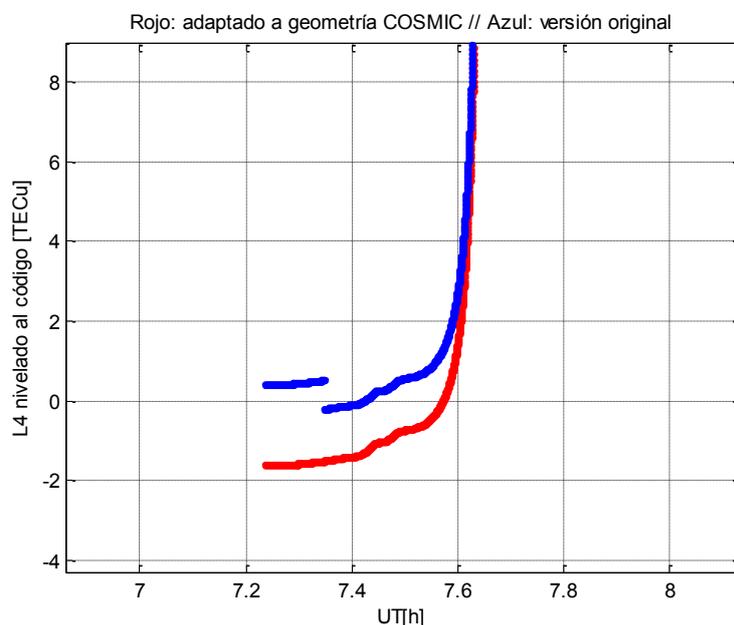


Figura 6.3: mismo set de valores de L4 de la figura 6.2 nivelados al código luego de implementar únicamente el cambio de polinomio de interpolación (curva azul); y luego de incorporar todas las modificaciones descritas en esta sub-sección (curva roja). Aquí se muestra todo el arco, el cual fue cortado en la figura 6.2 para una mejor visualización.

No obstante, se detectaron ciertas situaciones en las que no pudo lograrse una corrección de saltos de ciclo tan satisfactoria. Un ejemplo de este tipo de situaciones se presenta en la figura 6.4. En ella se ve claramente que en algunas ocasiones el conjunto de modificaciones hasta aquí descritas no es suficiente para lograr una corrección de saltos de ciclo óptima, puesto que dos claros saltos de ciclo son eliminados por completo en lugar de intentarse un emparejamiento vertical entre ellos. Este tipo de resultados motivan una revisión a futuro de la técnica de detección y corrección de saltos de ciclo.

De todas formas, si bien hay situaciones en las que las modificaciones presentadas no generaron resultados del todo satisfactorios, la mayoría de los casos (~85%) arrojó resultados del tipo de los ilustrados en la figura 6.3. Además, del 15% de los casos en que los resultados obtenidos no son satisfactorios, alrededor del 70% corresponde a situaciones en las que los saltos de ciclo no detectados presentan valores menores a 4,5 TECu, cantidades cuya corrección resulta por demás compleja si se tiene en cuenta que el mínimo desfase esperable debido a una interrupción en la señal es del orden de 4,14 TECu. Por lo tanto, a los objetivos de este trabajo de investigación, se concluye que el paquete de modificaciones hasta aquí descritas es suficiente para lograr una detección y corrección de saltos de ciclo aceptable.

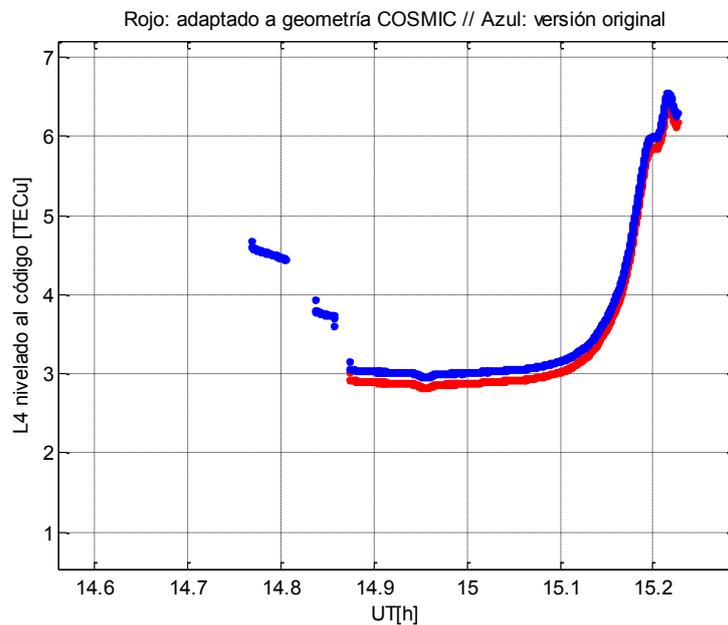


Figura 6.4: valores de L4 nivelados al código luego de implementar únicamente el cambio de polinomio de interpolación (curva azul); y luego de incorporar todas las modificaciones descritas en esta subsección (curva roja).

6.1.2 Paquete que calcula correcciones a los parámetros f_oF2 y h_mF2

Una vez que los valores del observable L4 nivelado al código (nL4) han sido determinados, el siguiente paso consiste en la utilización de dichos datos para resolver el sistema de ecuaciones de la forma

$${}^nL4_{csm_k}^i = sTEC + b_{csm_k} + b^i + \varepsilon, \quad (6.5)$$

donde b_{csm_k} es el DCB para el receptor k de un dado satélite COSMIC (tener presente que habrá dos DCBs por satélite); b^i es el DCB del satélite GPS i ; y ε representa la combinación de errores de multicamino, aleatorios y cualquier residuo que haya quedado luego del proceso de nivelación del observable ionosférico.

Ahora bien, para poder vincular el sTEC con la densidad de electrones, debe tenerse en cuenta la definición del contenido electrónico total oblicuo, es decir, la expresión

$$sTEC = \int_{P_1}^{P_2} N_e(\mu, LT, h) \cdot ds, \quad (6.6)$$

en donde μ es la latitud modip; LT es el ángulo horario ($LT = UT + \lambda - 12$); h es la altura sobre la superficie terrestre; y ds es el diferencial de la trayectoria (supuesta recta) entre los puntos P_1 y P_2 , donde P_1 indica la posición del satélite GPS, mientras que P_2 indica la ubicación del satélite COSMIC (ver figura 6.5).

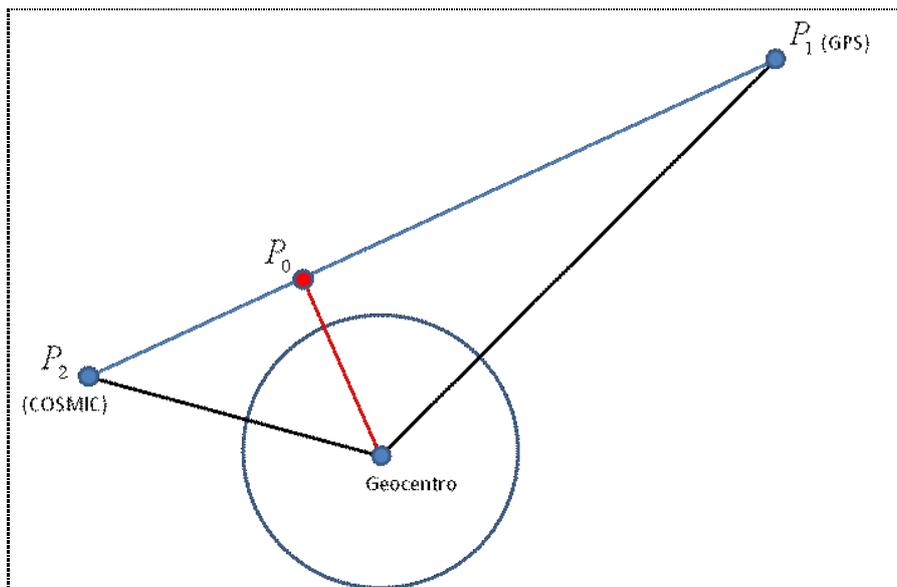


Figura 6.5: geometría simplificada de una radio-ocultación. P_0 representa el punto perteneciente a la recta que une los satélites GPS y COSMIC cuya altura sobre la superficie terrestre es mínima (es decir, los segmentos celeste y rojo son perpendiculares).

Al analizar la expresión (6.6) se deduce que algún tipo de modificación deberá ser introducida para poder utilizar los valores de sTEC para obtener información sobre la densidad volumétrica de electrones libres, N_e . En primera aproximación, la forma más

simple de lograr esto es a través de las derivadas parciales primeras de N_e ; en particular de aquellas derivadas respecto a los parámetros característicos del pico de la región F2, f_oF2 y h_mF2 . Esto es,

$$N_e = N_e(\mu, LT, h, f_oF2, h_mF2, HF2, \vec{p}_r) = N_o + \left. \frac{\partial N_e}{\partial f_oF2} \frac{\partial f_oF2}{\partial a_{00}} \right|_{P_0} \cdot \Delta a_{00} + \left. \frac{\partial N_e}{\partial h_mF2} \frac{\partial h_mF2}{\partial b_{00}} \right|_{P_0} \cdot \Delta b_{00} + \xi, \quad (6.7)$$

en donde \vec{p}_r representa un vector que contiene el resto de los parámetros de los que depende el perfil de densidad electrónica determinado por el segundo bloque del LPIM (ver sub-sección 3.2.5); a_{00} es el primer coeficiente del desarrollo en serie de armónicos esféricos utilizado para representar a f_oF2 , el cual representa el valor medio global de esta última; b_{00} es el primer coeficiente del desarrollo en serie de armónicos esféricos utilizado para representar a h_mF2 , es decir, el valor medio global de la altura del pico de la región F2. Δa_{00} y Δb_{00} son las correcciones a los mencionados coeficientes; ξ representa el error del ajuste; N_o viene dado por

$$N_o = N_e(\mu(P_0), LT(P_0), h(s), f_oF2(P_0), h_mF2(P_0), \vec{p}_r(P_0)); \quad (6.8)$$

y las derivadas también están calculadas sobre el punto P_0 (ver figura 6.5). Notar que la altura h depende de la trayectoria s . Además, debe quedar claro que los valores de la densidad electrónica N_e se calculan utilizando el segundo bloque de la versión actual del LPIM con la sola modificación de la forma en que se computan f_oF2 y h_mF2 (uso de la *formulación independiente* presentada y descrita en el capítulo quinto).

Entonces, si se reemplaza la expresión (6.7) en la (6.6), se obtiene lo siguiente

$$sTEC = sTEC_0 + \Delta a_{00} \cdot \int_{P_1}^{P_2} F_1(P_0, h(s)) \cdot ds + \Delta b_{00} \cdot \int_{P_1}^{P_2} F_2(P_0, h(s)) \cdot ds + \Psi, \quad (6.9)$$

donde,

$$sTEC_0 = \int_{P_1}^{P_2} N_o \cdot ds, \quad (6.10a)$$

$$F_1(P_0, h(s)) = \left. \frac{\partial N_e}{\partial f_oF2} \frac{\partial f_oF2}{\partial a_{00}} \right|_{P_0} = \left. \frac{\partial N_e}{\partial f_oF2} \right|_{P_0}, \quad (6.10b)$$

$$F_2(P_0, h(s)) = \frac{\partial N_e}{\partial h_m F2} \frac{\partial h_m F2}{\partial b_{00}} \Big|_{P_0} = \frac{\partial N_e}{\partial h_m F2} \Big|_{P_0}. \quad (6.10c)$$

Finalmente, introduciendo las ecuaciones (6.9), (6.10a), (6.10b) y (6.10c) en la expresión (6.5) se obtendrá el sistema de ecuaciones a resolver

$${}^n L4_R^S = sTEC_0 + \Delta a_{00} \cdot \int_{P_1}^{P_2} F_1(P_0, h(s)) \cdot ds + \Delta b_{00} \cdot \int_{P_1}^{P_2} F_2(P_0, h(s)) \cdot ds + b_R + b + Y; \quad (6.11)$$

en donde las incógnitas a determinar son las correcciones de los coeficientes, Δa_{00} y Δb_{00} ; los DCBs de los receptores COSMIC, b_R (12 cantidades diferentes, pues cada receptor de cada satélite fue considerado por separado); y los DCBs de los satélites GPS, b^S . La cantidad ${}^n L4$ es el observable ionosférico nivelado al código mediante la técnica descrita en la sub-sección 6.1.1; mientras que Y representa la combinación de los errores de aproximación, de ajuste, de multicamino y aleatorios.

De esta forma, con lo hasta aquí expuesto ha quedado claramente introducido el objetivo central del trabajo de investigación descrito en este capítulo: *implementar en el LPIM un módulo algorítmico que asimile datos GPS provistos por la misión COSMIC/FORMOSAT-3, para que en base a éstos pueda calcular correcciones a los valores medios globales de la frecuencia crítica y de la altura del pico de la región F2.*

Ahora bien, para poder resolver el sistema de ecuaciones dadas por la expresión (6.11) es necesario hacer un par consideraciones previas. En primer lugar, debe quedar claro que como la densidad electrónica y sus derivadas están evaluadas sobre el punto P_0 , sólo dependerán de la altura $h(s)$. Además, como los coeficientes del desarrollo en serie de armónicos esféricos utilizado para representar las variaciones espacio-temporales de $f_o F2$ y $h_m F2$ están tabulados para cada hora de un día representativo de cada mes del año, para dos niveles de actividad solar ($R_{12} = 0$ y $R_{12} = 100$), el sistema de ecuaciones se construyó para cada hora de un día representativo del mes correspondiente a cada época de equinoccio y de solsticio (meses de marzo, junio, septiembre y diciembre), y para el nivel de actividad solar medido para el mes en cuestión (lo que implica una interpolación de los coeficientes tabulados para adaptarlos a un valor del índice $R_{12} \in [0,100]$). Esto significa que luego de la resolución de los respectivos sistemas normales de ecuaciones, se habrán determinado 24 sets de incógnitas por cada mes seleccionado, lo cual implica que todos los DCBs considerados fueron supuestos constantes para un intervalo de 1 hora (y no de 1 día como se hizo en el trabajo descrito en el capítulo cuarto). La razón detrás de este cambio radica en el hecho de que los satélites LEO están sujetos a cambios bruscos en las condiciones físicas a las que se enfrentan, lo cual se traduce, entre otras cosas, en variaciones repentinas del tiempo de respuesta del hardware que llevan instalado; lo que sugiere reducir la duración del mencionado intervalo para al menos atenuar parcialmente el efecto de dichas variaciones.

Asimismo, para calcular las derivadas parciales de la densidad electrónica con respecto a la frecuencia crítica y a la altura del pico de la región F2, se implementó el método de derivación numérica de la Fórmula Centrada (Burden, 1998). Esto significa que,

$$\frac{\partial N_e}{\partial \Omega} = \frac{[N_e(\Omega(P_0) + d\Omega) - N_e(\Omega(P_0) - d\Omega)]}{2(d\Omega)} + Er(d\Omega), \quad (6.12a)$$

con

$$Er(d\Omega) = -\frac{(d\Omega)^2}{6} \cdot N_e'''(\zeta); \quad \Omega - d\Omega < \zeta < \Omega + d\Omega. \quad (6.12b)$$

Aquí, Ω representa a $f_o F2$ o a $h_m F2$; y, de acuerdo con recomendaciones dadas por Burden (1998), $d\Omega = \Omega \cdot eps$, donde eps representa el mínimo incremento que sumado a 1, produce un número mayor que 1 (para la precisión utilizada en este trabajo de investigación, $eps = 2,22044049250313 \times 10^{-16}$). Al tener en cuenta un incremento dado por $d\Omega = \Omega \cdot eps$, se puede garantizar un error en la derivación numérica menor a 10^{-6} (Burden, 1998).

Por otro lado, para calcular las integrales de la ecuación (6.11) se implementó el método numérico de Simpson Global (Burden, 1998). Esto es,

$$\int_{P_1}^{P_2} F_j(P_0, h(s)) \cdot ds = \frac{s}{3} \cdot \left[F_j(P_0, P_1) + 2 \cdot \sum_{i=1}^{(n/2)-1} F_j(P_0, h(s_{2i})) + 4 \cdot \sum_{i=1}^{n/2} F_j(P_0, h(s_{2i-1})) + F_j(P_0, P_2) \right] + Err(s), \quad j = 1, 2; \quad (6.13)$$

con

$$s = \frac{\|\vec{P}_1 - \vec{P}_2\|}{n}; \quad n \text{ par. Si se selecciona un valor de } n \text{ lo suficientemente grande, se}$$

asegura un error de integración menor a 10^{-4} (Burden, 1998).

Ahora bien, con respecto a la variable de integración (s) y a la altura $h(s)$ es importante detallar cómo son calculadas. Para un determinado instante, se tiene un segmento de recta que une los puntos $P_1 : (x^{gps}, y^{gps}, z^{gps})$ y $P_2 : (x_{csm}, y_{csm}, z_{csm})$, cuya longitud l vendrá dada por

$$l = \sqrt{(x^{gps} - x_{csm})^2 + (y^{gps} - y_{csm})^2 + (z^{gps} - z_{csm})^2}. \quad (6.14)$$

Luego, se procede a dividir el segmento de longitud l en un número impar de sub-segmentos de igual tamaño $s = \|\vec{P}_1 - \vec{P}_2\| / n = 1000$ metros (dicho valor de s significa alrededor de 20000 puntos de integración; lo cual garantiza un error de integración menor a 10^{-4}). Entonces, utilizando la ecuación paramétrica de la recta que une los puntos P_1 y P_2 ,

$$\begin{cases} x_r = x_{csm} + (x^{gps} - x_{csm}) \cdot s \\ y_r = y_{csm} + (y^{gps} - y_{csm}) \cdot s \\ z_r = z_{csm} + (z^{gps} - z_{csm}) \cdot s \end{cases} \quad (6.15)$$

se determinan las coordenadas cartesianas geocéntricas (x_r, y_r, z_r) de los n puntos situados sobre dicha recta. Así, a partir de las coordenadas cartesianas geocéntricas, se calculan las coordenadas geodésicas de cada uno de los n puntos recién mencionados. Para esto último, se emplean las siguientes ecuaciones:

$$a = 6378,137 \text{ km (semieje mayor del elipsoide terrestre);} \quad (6.16a)$$

$$f = \frac{(a-b)}{a} = 1/298,257223563 \text{ (aplanamiento);} \quad (6.16b)$$

$$b = a - f \cdot a \text{ (semieje menor); } e = \sqrt{2f - f^2} \text{ (excentricidad);} \quad (6.16c)$$

$$p = \sqrt{x^2 + y^2}; u = \arctg\left(\frac{b \cdot z}{a \cdot p}\right); \beta = \arctg\left(\frac{a \cdot z}{b \cdot p}\right); \quad (6.16d)$$

$$\varphi = \arctg\left(\frac{a \cdot \text{tg}(\beta)}{b}\right) \text{ (latitud geodésica);} \quad (6.16e)$$

$$\lambda = \arctg\left(\frac{y}{x}\right) \text{ (longitud geodésica);} \quad (6.16f)$$

$$h = (p - a \cdot \cos(\beta)) \cdot \cos(\varphi) + (z - b \cdot \text{sen}(\beta)) \cdot \text{sen}(\varphi) \text{ (altura).} \quad (6.16g)$$

De esta manera, se obtiene la altura $h(s)$ para cada uno de los puntos donde se calcularán la densidad electrónica y sus derivadas respecto a f_oF2 y h_mF2 (entre ellos, el punto de referencia P_0). La configuración típica de las radio-ocultaciones permitió que la altura $h(s)$ tomara valores que van desde los 60 km hasta los 20000 km, lográndose así un barrido vertical completo de la ionosfera. Consecuentemente, se determinaron las cantidades $h(s_{\text{inf}}) = 60$ km y $h(s_{\text{sup}}) = 1000$ km como los límites de integración inferior y superior, respectivamente. De esta manera, se aseguró que el

correspondiente valor de altura para el punto P_0 siempre perteneciera al intervalo [60 km, 1000 km]. De hecho, la altura del punto P_0 fue tomada como valor mínimo posible de altura para cada uno de los rayos GPS-COSMIC, lo cual significó que, dependiendo de las características de cada uno de los rayos, se debieran calcular una sola integral (entre P_1 y P_2) o bien, la suma de dos integrales: una correspondiente al segmento P_0P_1 , más otra correspondiente al segmento P_0P_2 .

Por consiguiente, para un dado rayo GPS-COSMIC se tendrá un valor de cada una de las siguientes cantidades:

$${}^nL4; \quad sTEC_0 = \int_{P_1}^{P_2} N_0 \cdot ds; \quad \int_{P_1}^{P_2} F_1(P_0, h(s)) \cdot ds; \quad \int_{P_1}^{P_2} F_2(P_0, h(s)) \cdot ds.$$

El valor del observable ionosférico L4 nivelado al código (nL4) se determina a partir de los archivos RINEX provistos por los satélites COSMIC, mediante la técnica descrita en la sub-sección 6.1.1; mientras que los valores de las tres integrales se calculan utilizando el procedimiento detallado en los últimos párrafos. Debe quedar claro que de acuerdo al método implementado, las cantidades integradas están referenciadas al punto P_0 ; de manera equivalente a la forma en que el vTEC está referenciado al IPP (ver capítulo tercero). Entonces, a continuación se procedió a la construcción de los sistemas sobredeterminados de ecuaciones de la forma dada por la expresión (6.11), en donde los vectores de términos independientes contienen las restas de los valores del observable ionosférico nivelado al código (nL4) menos los correspondientes valores de $sTEC_0$. Luego, cada sistema sobredeterminado fue resuelto mediante el método de Mínimos Cuadrados, obteniéndose un total de 24 paquetes horarios de correcciones Δa_{00} y Δb_{00} , más m DCBs ($m \leq (2 \times 6 = 12) + 32 = 44$), para los meses de marzo, junio, septiembre y diciembre, y para cada uno de los 5 años considerados (2007, 2008, 2009, 2010 y 2011).

Resultados obtenidos

Una vez resueltos los mencionados sistemas de ecuaciones, el nuevo módulo algorítmico del LPIM elaboró un archivo por hora con la información indicada en el primer recuadro (presentado en la siguiente página).

En la segunda línea del archivo ilustrado en el mencionado primer recuadro, se detallan los datos especificados en la primera línea, es decir, la corrección Δa_{00} y su correspondiente desviación estándar (ambas, en MHz); la corrección Δb_{00} y su correspondiente desviación estándar (ambas, en km). Luego, en la cuarta línea se indica la cantidad de DCBs correspondientes a los satélites GPS y a los satélites COSMIC. A

continuación, se da una lista de los números de identificación (PRNs) de los satélites GPS considerados, y de los números de identificación de los satélites COSMIC.

```
% Coef_f0[Mhz]/DesStd // Coef_hm[km]/DesStd
-.128343611448E+01 .455756603601E-03 .156916497249E+01 .423490157617E-03

% DCBs[TECu] GPS:18 / CSM: 1
 1  7  8  9 11 13 14 16 17 18 20 22 23 25 26 27 28 31 51

2.411      .553      1.619      .292      1.522      -1.437      1.259      2.202
-.172      .359      2.073      -.681      -.303      -.643      .361      1.830
.927      1.449      -1.787      .000      .000      .000      .000      .000
.000      .000      .000      .000      .000      .000      .000      .000
.000      .000      .000      .000      .000      .000      .000      .000
.000      .000      .000      .000

% R12= 7.352 Date: 16/03/2007 ECM= 9.210
```

En el caso aquí ejemplificado, ha sido considerado un solo satélite COSMIC, cuyo número de identificación es el 51. Este número debe interpretarse de la siguiente manera: el “5” indica el satélite COSMIC, y el “1” indica que el receptor utilizado fue el POD1. Luego, las siguientes seis líneas se destinan para presentar los valores de los DCBs considerados (en TECu). Los valores nulos corresponden a aquellos satélites que no intervinieron en la generación de datos. Por último, se utiliza una línea final para indicar el nivel de actividad solar (a través del índice R_{12}) para el día considerado, la fecha y el error cuadrático medio del ajuste (en TECu).

En el primer recuadro presentado se ejemplifican los resultados para épocas de muy baja actividad solar ($R_{12} = 7,352$), mientras que en el siguiente recuadro se indican los resultados para un nivel de actividad solar intermedio ($R_{12} = 36,896$).

```
% Coef_f0[Mhz]/DesStd // Coef_hm[km]/DesStd
-.100891218664E+00 .287342514674E-03 .790032825370E-01 .241406049720E-03

% DCBs[TECu] GPS:31 / CSM: 2
 2  3  4  5  6  7  8  9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19 20 21 22 23 24 25 26 27
28 29 30 31 32 52 62

-.224      .008      -.319      -.322      .050      -.361      -.033      -.070      -.261
-.147      -.305      -.333      .014      -.023      -.011      -.356      -.140      -.122
-.146      -.054      .038      -.115      -.128      -.194      -.032      -.066      .011
-.063      -.024      .026      .960      .376      .120      .000      .000      .000
.000      .000      .000      .000      .000      .000      .000      .000

% R12= 36.896 Date: 16/03/2011 ECM= 9.941
```

Ahora bien, al considerar los resultados obtenidos para todos los casos analizados, esto es, 24 archivos horarios para 20 días por año, para 5 años consecutivos, y para diversos niveles de actividad solar ($4,2 \leq R_{12} \leq 98,4$), fue posible concluir que

- 1- Las correcciones para el valor medio de la altura del pico de la región F2 (Δb_{00}) presentan valores absolutos pertenecientes al siguiente intervalo en kilómetros: $[0,04 ; 5,55]$, aunque la mayoría de las correcciones Δb_{00} mostró valores en torno a 2 km.
En principio, este resultado puede parecer poco significativo; sin embargo, debe tenerse en cuenta que dicho intervalo representa correcciones al valor medio global de $h_m F2$. Es decir, al trabajar a escala global, un incremento medio de $h_m F2$ del orden de 2 km no es una cantidad despreciable.
- 2- Las correcciones para el valor medio global de la frecuencia crítica del pico de la región F2 (Δa_{00}) registraron valores absolutos entre 0,1 MHz y 2,2 MHz (aunque la mayoría en torno a los 0,7 MHz).
- 3- En general, las correcciones determinadas para períodos de actividad solar alta arrojaron valores menores que los correspondientes a períodos de actividad solar baja. Esto implica que el aumento de la actividad solar repercute de forma directa en el nivel de precisión del proceso de ajuste y determinación de las mencionadas correcciones. De hecho, los valores típicos del error cuadrático medio (ECM) para épocas de actividad solar alta son, en promedio, 1,5 TECu mayores que aquellos correspondientes a momentos de actividad solar baja. Por ejemplo, notar que el ECM ilustrado en el primer recuadro es igual a 9,210 TECu, mientras que para el mismo día del año, pero para un nivel de actividad solar mayor (segundo recuadro), el correspondiente ECM es igual a 9,941 TECu. Sin embargo, debe remarcarse que el ECM se debe principalmente a una cantidad limitada de observaciones, lo cual generará un mal condicionamiento de la matriz de diseño (recordar que los receptores OCC1 y OCC2 debieron descartarse del análisis; además, aquellos rayos GPS-COSMIC que barren puntos con valores de altura en el rango de los 800 km hasta los 20000 km también fueron descartados, puesto que el sTEC correspondiente a dichas configuraciones no es una cantidad representativa del contenido electrónico del pico de la región F2). En otras palabras, los errores cuadráticos medios del orden de 9 TECu (valor promedio computado para períodos de actividad solar baja) se deben a un mal condicionamiento de la matriz de diseño (producto de una limitada cantidad de mediciones), tanto para períodos de actividad solar baja como para aquellas épocas de alta actividad solar; mientras que el incremento promedio de 1,5 TECu previamente mencionado, sí es consecuencia de una mayor variabilidad producto de un incremento en el nivel de actividad solar.

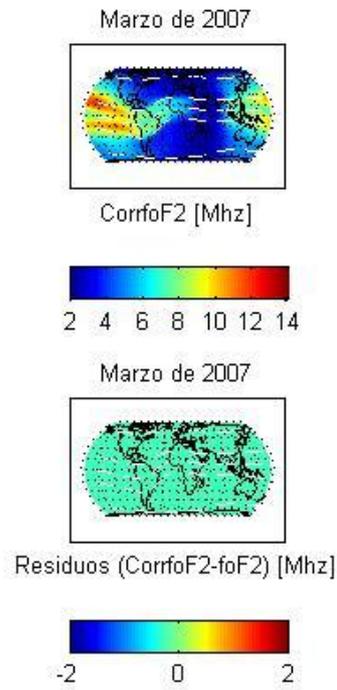
- 4- Las desviaciones estándar para ambas correcciones (Δa_{00} y Δb_{00}) mostraron valores similares, oscilando entre 10^{-2} y 10^{-3} ; garantizando esto último un nivel de exactitud satisfactorio en el cálculo de los nuevos valores de a_{00} y b_{00} .

Por último, para visualizar las conclusiones obtenidas, se presentan una serie de gráficos de la frecuencia crítica y la altura del pico de la región F2 luego del ajuste (es decir, de los valores corregidos de f_oF2 y h_mF2), y de la diferencia entre los valores de f_oF2 y h_mF2 corregidos menos los correspondientes valores sin corregir (esto es, aquellos calculados usando la *formulación independiente* descrita en el capítulo quinto). En la figura 6.6 se ilustra el caso de la frecuencia crítica del pico de la región F2 para marzo de 2007 (actividad solar baja), mientras que en la figura 6.7 se muestra la situación equivalente para h_mF2 . En ambas figuras se puede apreciar lo antes expuesto: los residuos (diferencias entre f_oF2 o h_mF2 corregidos, menos f_oF2 o h_mF2 sin corregir) muestran un comportamiento global suave sin ningún tipo de estructuras indicativas de que la técnica falle para ciertas regiones del globo; resultado esperable, puesto que: (a) los datos GPS provistos por la misión COSMIC/FORMOSAT-3 tienen una buena cobertura global; y (b) sólo se están calculando correcciones para el valor medio global de f_oF2 y h_mF2 .

Por otro lado, se puede apreciar que en el caso de la frecuencia crítica del pico de la región F2, los respectivos residuos presentan valores negativos, mientras que para el parámetro h_mF2 se registra la situación opuesta (los residuos son positivos), comportamiento que se sustenta en (y a la vez corrobora) el hecho de que la altura del pico de la región F2 manifiesta un incremento cuando la frecuencia crítica (o equivalentemente, el nivel de concentración electrónica) del mismo disminuye (Lynn et al., 2006).

Para actividad solar alta, se observa un comportamiento análogo al ilustrado en las figuras 6.6 y 6.7, con la única diferencia de que las magnitudes involucradas han cambiado ligeramente para la mayoría de los gráficos de residuos, y con mayor intensidad para todos los gráficos de valores corregidos de f_oF2 y de h_mF2 (ver figuras 6.8 y 6.9). Sin embargo, los gráficos correspondientes a los residuos para $UT = 12$ muestran un comportamiento extremo: para f_oF2 , los residuos toman valores iguales o menores a -2 MHz; mientras que para h_mF2 , los residuos presentan valores mayores o iguales a 2 km. Esto implica que la buena cobertura global provista por la misión COSMIC/FORMOSAT-3 ha permitido suavizar las diferencias observadas sobre las regiones de los Océanos Índico y Atlántico Sur en el análisis realizado en el capítulo quinto de esta Tesis (tener presente que a las 12 horas de UT, el Sol está iluminando las regiones geográficas recién mencionadas).

UT=1h



UT=6h

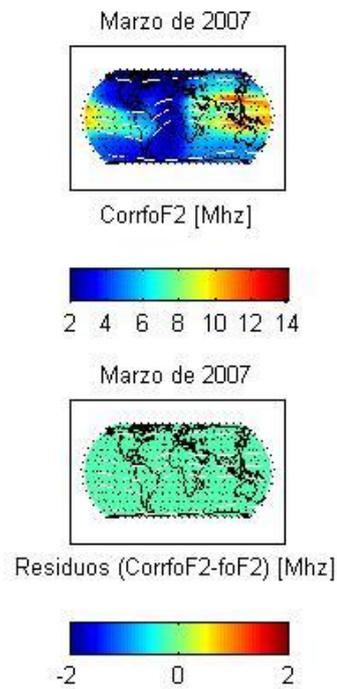
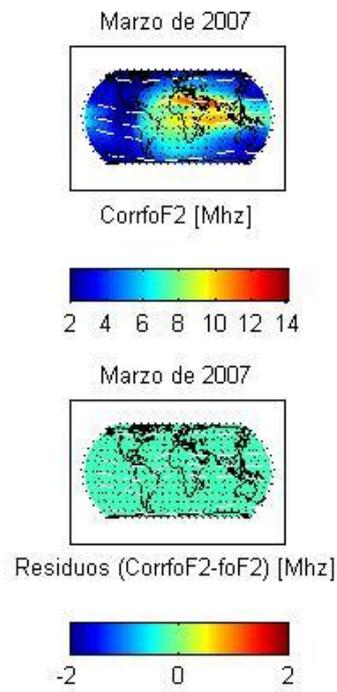
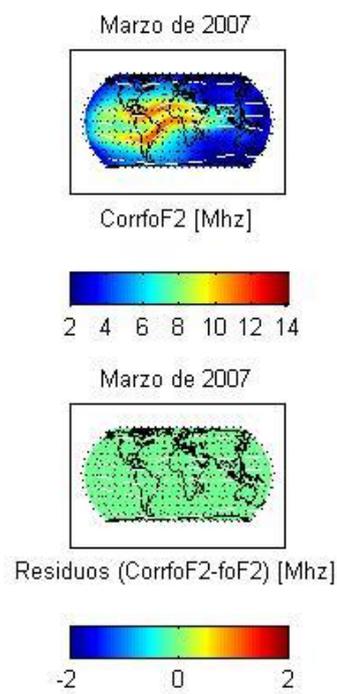


Figura 6.6: mapas globales de f_oF2 corregido y su residuo (diferencia entre el f_oF2 corregido menos aquél sin corregir) para $UT=1,6,12,18$; para actividad solar baja (marzo de 2007).

UT=12h



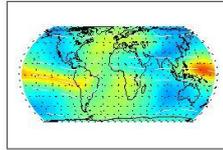
UT=18h



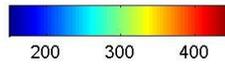
Continuación de la Figura 6.6

UT=1h

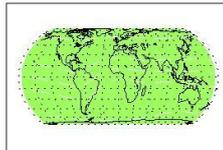
Marzo de 2007



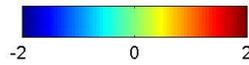
hmF2 [Km]



Marzo de 2007

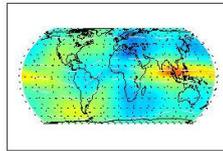


Residuos (CorrhmF2-hmF2) [Km]

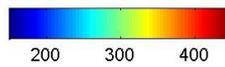


UT=6h

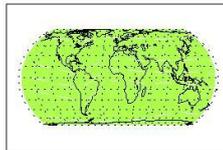
Marzo de 2007



hmF2 [Km]



Marzo de 2007



Residuos (CorrhmF2-hmF2) [Km]

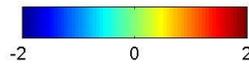
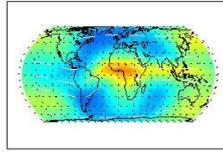


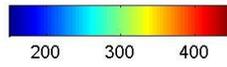
Figura 6.7: mapas globales de $h_m F2$ corregido y su residuo (diferencia entre el $h_m F2$ corregido menos aquél sin corregir) para $UT=1,6,12,18$; para actividad solar baja (marzo de 2007).

UT=12h

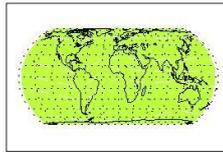
Marzo de 2007



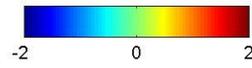
hmF2 [Km]



Marzo de 2007

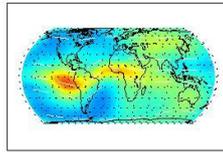


Residuos (CorrhmF2-hmF2) [Km]

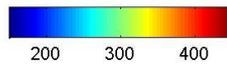


UT=18h

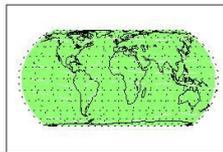
Marzo de 2007



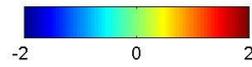
hmF2 [Km]



Marzo de 2007

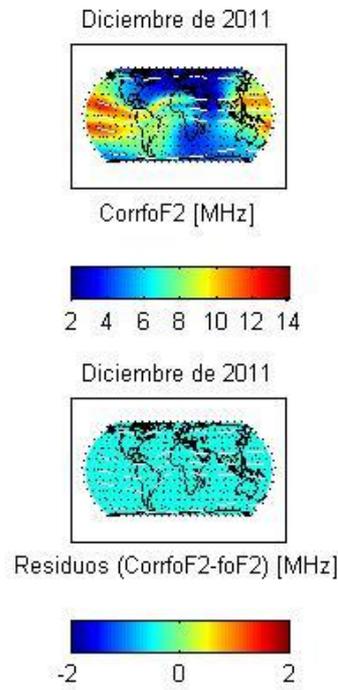


Residuos (CorrhmF2-hmF2) [Km]



Continuación de la Figura 6.7

UT=1h



UT=6h

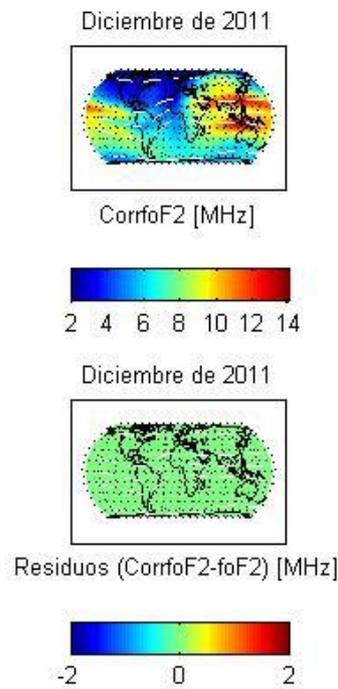
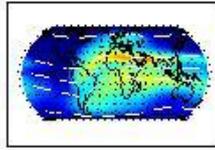


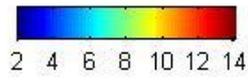
Figura 6.8: mapas globales de f_oF2 corregido y su residuo (diferencia entre el f_oF2 corregido menos aquél sin corregir) para $UT=1,6,12,18$; para actividad solar alta (diciembre de 2011).

UT=12h

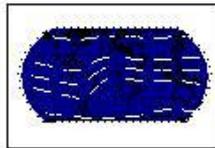
Diciembre de 2011



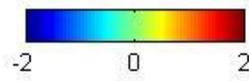
CorrfoF2 [MHz]



Diciembre de 2011

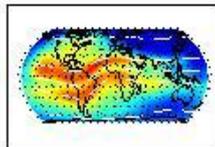


Residuos (CorrfoF2-foF2) [MHz]

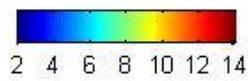


UT=18h

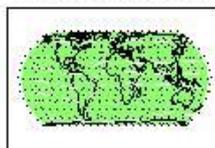
Diciembre de 2011



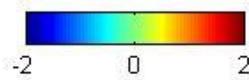
CorrfoF2 [MHz]



Diciembre de 2011



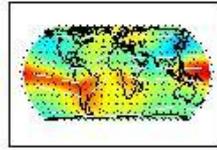
Residuos (CorrfoF2-foF2) [MHz]



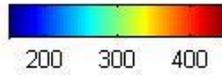
Continuación de la Figura 6.8

UT=1h

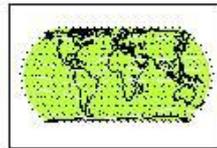
Diciembre de 2011



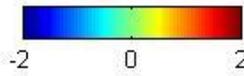
hmF2 [km]



Diciembre de 2011

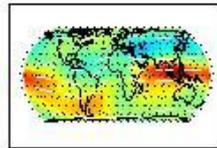


Residuos (CorrhmF2-hmF2) [km]

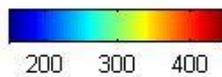


UT=6h

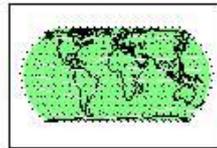
Diciembre de 2011



hmF2 [km]



Diciembre de 2011



Residuos (CorrhmF2-hmF2) [km]

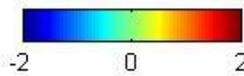
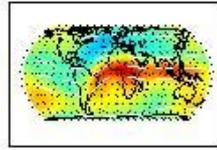


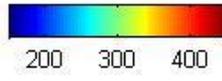
Figura 6.9: mapas globales de $h_m F2$ corregido y su residuo (diferencia entre el $h_m F2$ corregido menos aquél sin corregir) para $UT=1,6,12,18$; para actividad solar alta (diciembre de 2011).

UT=12h

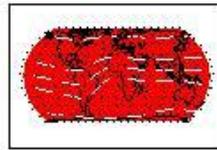
Diciembre de 2011



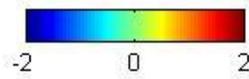
hmF2 [km]



Diciembre de 2011

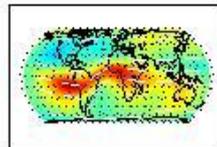


Residuos (CorrhmF2-hmF2) [km]

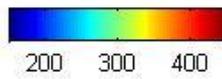


UT=18h

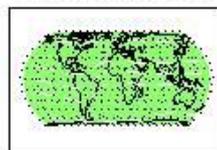
Diciembre de 2011



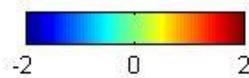
hmF2 [km]



Diciembre de 2011



Residuos (CorrhmF2-hmF2) [km]



Continuación de la Figura 6.9

De hecho, en el mencionado capítulo, se demostró que las máximas diferencias de la *formulación independiente* de armónicos esféricos para $h_m F2$ se observaban sobre el Océano Índico y parte del Océano Atlántico Sur, y alcanzaban valores del orden de 5 km. Por consiguiente, la incorporación de los datos GPS provistos por los satélites COSMIC ha permitido mejorar la representación espacial promedio de la altura del pico de la región F2, como queda evidenciado en la diferencia de +2 km a favor del valor medio de $h_m F2$ para las 12 horas de Tiempo Universal. En otras palabras, se puede concluir que la incorporación de datos GPS provistos por satélites COSMIC permite corregir parcialmente las diferencias reportadas previamente para el parámetro $h_m F2$ (de una diferencia máxima de 5 km, se compensan 2 km; lo que significa que con la sola corrección del primer coeficiente de la *formulación independiente* de armónicos esféricos para la altura del pico de la región F2, se consigue una mejora en la representación global media del 40%).

6.2 Perfiles corregidos de densidad electrónica

Una vez incorporadas las correcciones a los valores medios globales de $f_o F2$ y $h_m F2$, se procedió a la implementación del segundo bloque modificado de la versión actual del LPIM (esto es, con la *formulación independiente* de armónicos esféricos incorporada, en lugar de la técnica de mapeo de Jones & Gallet) para así poder reconstruir perfiles de la densidad electrónica y compararlos con aquellos que el modelo calculaba previamente a la incorporación de las mencionadas correcciones; es decir, para poder llevar a cabo una comparación entre los perfiles que el LPIM computa de forma autónoma y aquellos perfiles que ahora puede calcular a partir de la incorporación de mediciones GPS provistas por la misión COSMIC.

Por consiguiente, se calcularon perfiles de densidad electrónica de los dos tipos mencionados (*autónomos* y *con ingesta de datos GPS-COSMIC*) para diversas locaciones del globo, diferentes momentos del día y del año, y variados niveles de actividad solar. Debe remarcar que todos los casos estudiados corresponden a épocas con condiciones geomagnéticas tranquilas ($Dst > -50$ nT). Los resultados obtenidos fueron similares en todos los casos analizados: la ingestión de datos GPS se tradujo en perfiles corregidos con un valor máximo levemente inferior al correspondiente al perfil sin corregir. Sin embargo, la altura de dicho máximo se observa ligeramente mayor para el caso de perfiles corregidos. Este comportamiento está en total acuerdo con lo antes expuesto: la corrección del valor medio de $f_o F2$ arrojó nuevos valores del orden de 0,7 MHz menores, mientras que para el caso de $h_m F2$, los nuevos valores son, en promedio, unos 2 km mayores. Además, como sólo se corrigió el valor medio de $f_o F2$

y $h_m F2$, los correspondientes perfiles corregidos de densidad electrónica no verán modificada su forma con respecto a los perfiles sin corregir.

Consecuentemente, se presentan algunos ejemplos de los resultados obtenidos (figuras 6.10 y 6.11), los cuales indican que la ingestión de datos GPS-COSMIC ha otorgado al LPIM una mayor flexibilidad, la cual permite demostrar que dicho modelo sobreestimaba levemente los valores de la frecuencia crítica del pico de la región F2 (característica que se trasladará a los perfiles de densidad electrónica) y subestimaba ligeramente los valores de la altura del mencionado pico.

En las figuras 6.10 y 6.11, se ilustran los perfiles corregidos y sin corregir para cuatro locaciones de latitud geográfica diferente ($\varphi = -61^\circ, -34^\circ, -11^\circ, 53^\circ$), pero para un mismo valor de la longitud geográfica ($\lambda = 315^\circ$). Dicho valor de longitud fue elegido con el propósito de mostrar los perfiles que el LPIM calcula (antes y después de la ingestión de datos GPS) para una de las regiones más complejas de la ionosfera, puesto que el meridiano de 315° cruza la región de influencia de la Anomalía Magnética del Atlántico Sur. Los cuatro valores diferentes de latitud se implementaron con el objetivo de observar el comportamiento del modelo para regiones de baja, media y alta latitud.

La figura 6.10 corresponde a épocas de actividad solar baja (marzo de 2007), mientras que los gráficos de la figura 6.11 corresponden a períodos de actividad solar alta (diciembre de 2011).

Tanto para la figura 6.10 (actividad solar baja) como para la figura 6.11 (actividad solar alta), se observa que los niveles de concentración electrónica aumentan desde las regiones de alta latitud hacia la región ecuatorial. Esto se aprecia en la magnitud del máximo de densidad de todo el perfil, el cual muestra valores del orden de $2,5 \times 10^{11} m^{-3}$ para regiones cercanas a los polos y valores casi tres veces mayores para la región en torno al ecuador de modip ($7 \times 10^{11} m^{-3}$), para actividad solar baja; mientras que para períodos de actividad solar alta, los respectivos valores son del orden de $4,5 \times 10^{11} m^{-3}$ y $10 \times 10^{11} m^{-3}$, respectivamente. Es importante recordar que el ecuador de modip corresponde a valores de latitud geográfica cercanos a los -10° . Asimismo, se consideraron las 18 horas de UT, pues es el momento del día en que el Sol ilumina la región atravesada por el meridiano de 315° .

Como era de esperarse, los valores del perfil para actividad solar alta son mayores que los correspondientes a momentos de actividad solar baja. Sin embargo, debe notarse que si bien existen diferencias entre los perfiles corregidos y aquellos sin corregir, éstas son menores que aquellas detectadas para períodos de baja actividad solar. Esto se debe a que un aumento en el nivel de la actividad solar repercute directamente en la precisión del ajuste implementado para calcular las correcciones de los valores medios de $f_o F2$ y $h_m F2$ (como quedó demostrado en la sub-sección 6.1.2, al estudiar el error cuadrático medio del ajuste); lo cual se manifiesta en una diferencia menos perceptible entre valores

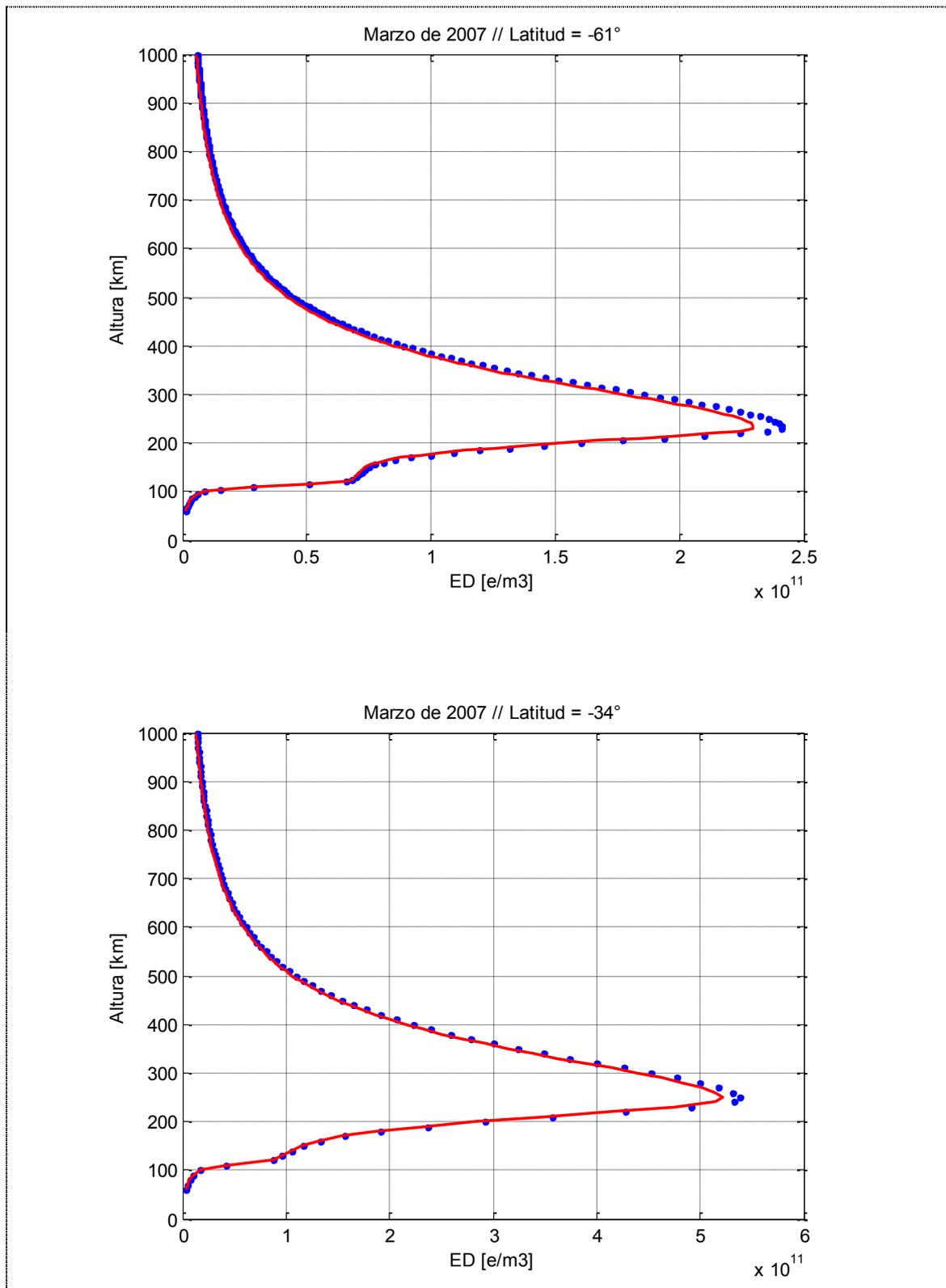
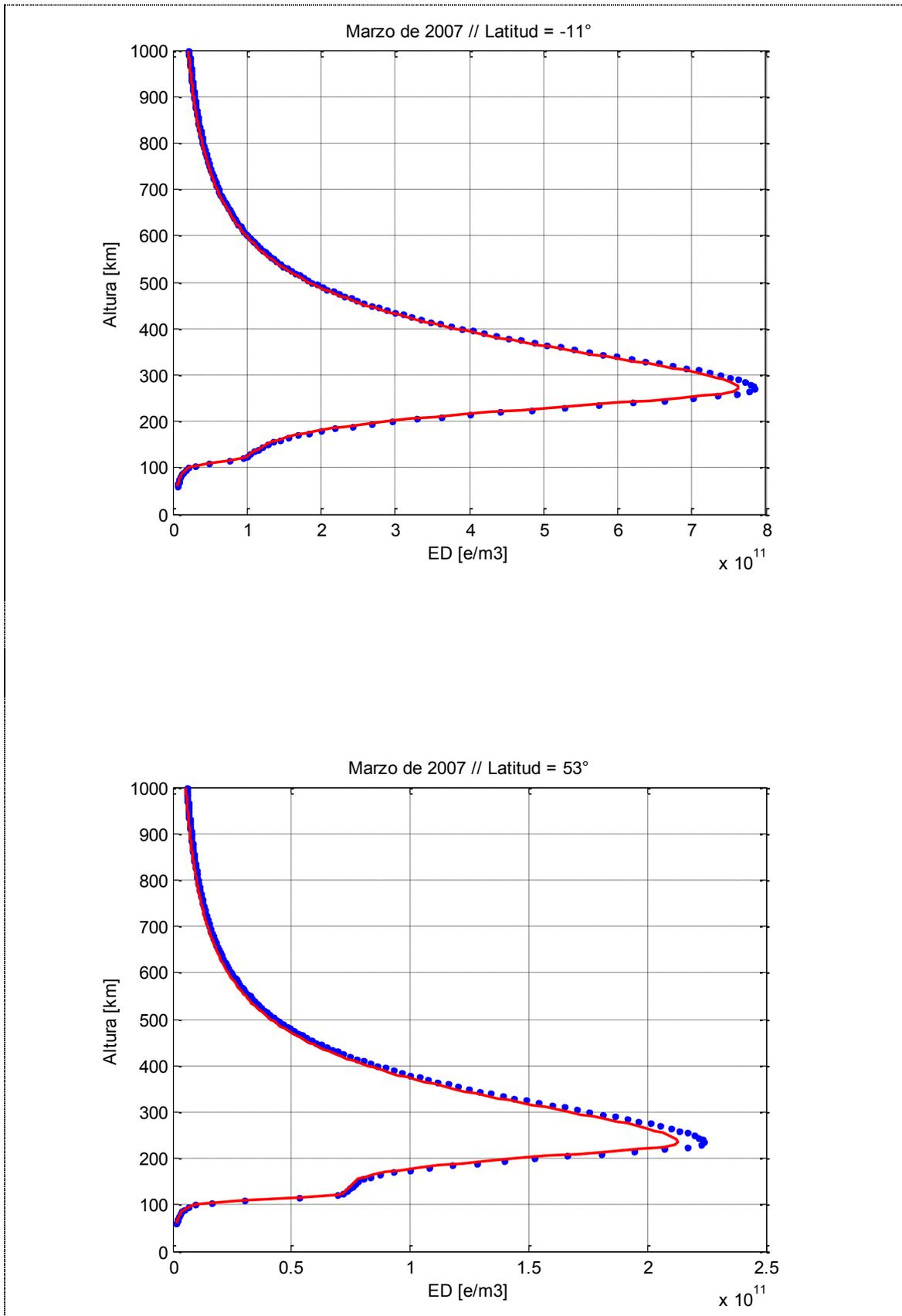


Figura 6.10: serie de gráficos de la densidad electrónica para cuatro locaciones de igual longitud geográfica (315°), pero distinta latitud ($\phi = -61^\circ, -34^\circ, -11^\circ, 53^\circ$). Los gráficos corresponden a las 18 horas de UT, y a un período de actividad solar baja. La curva continua (roja) representa el perfil corregido, mientras que la línea de puntos azules representa el perfil sin corregir.



Continuación de la Figura 6.10

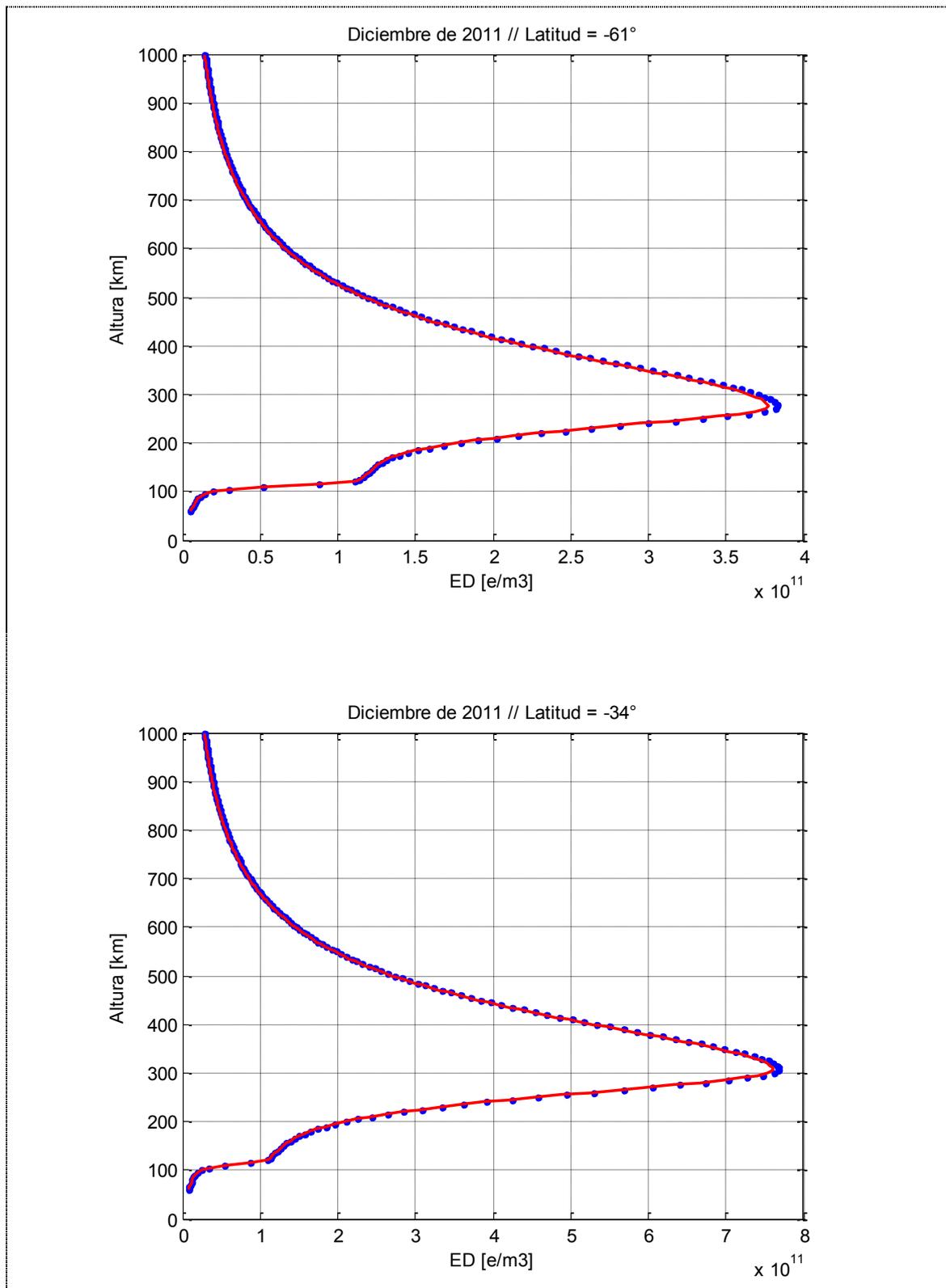
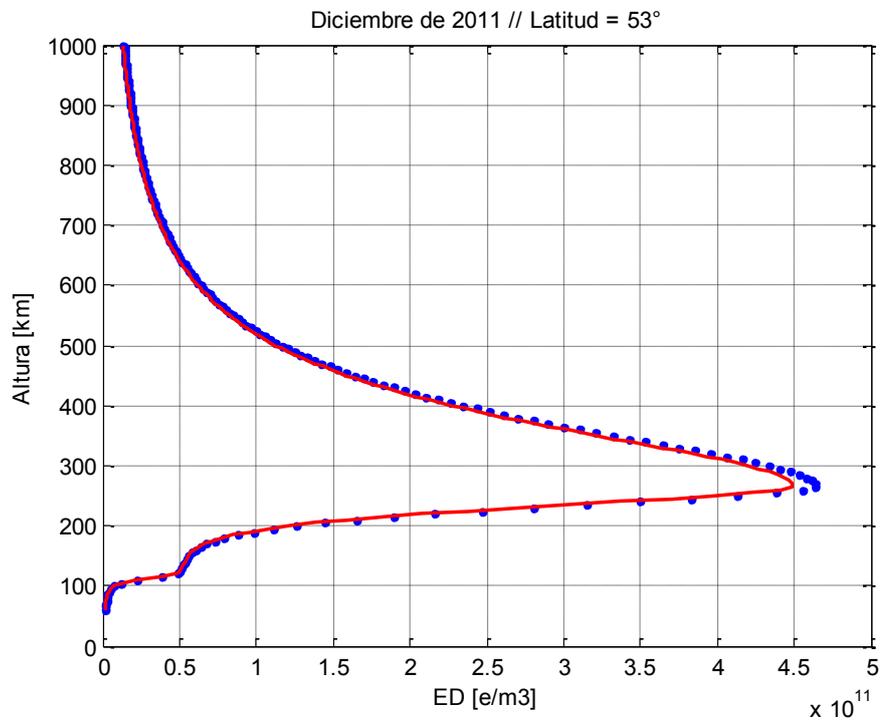
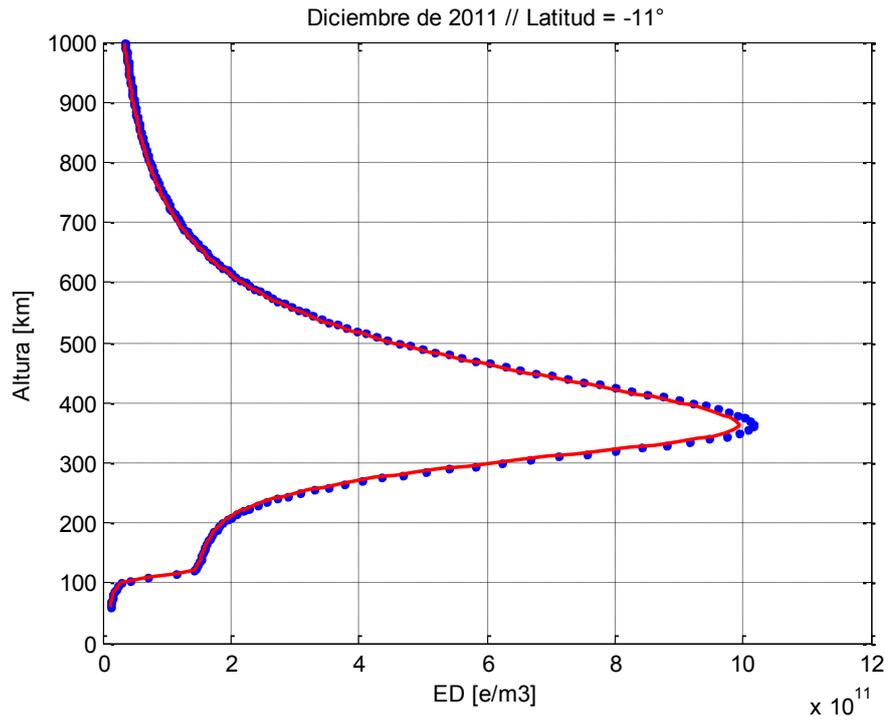


Figura 6.11: densidad electrónica para cuatro locaciones de igual longitud geográfica (315°), pero distinta latitud ($\varphi = -61^\circ, -34^\circ, -11^\circ, 53^\circ$). Los gráficos corresponden a las 18 horas de UT, y a un período de actividad solar alta. La curva continua (roja) representa el perfil corregido, mientras que la línea de puntos azules representa el perfil sin corregir.



Continuación de la Figura 6.11

corregidos y aquellos sin corregir. En otras palabras, si se integraran dichas cantidades para obtener los correspondientes valores de sTEC, se podría observar que cuando la actividad solar es alta, las diferencias entre los perfiles (integrados) corregidos y aquellos sin corregir quedarían completamente absorbidas por las magnitudes que presenta el sTEC durante épocas de alta actividad solar.

Además, la transición desde la región F1 hacia la región F2 es más brusca para alta actividad solar, y sobre todo para regiones de latitud alta, como puede observarse al comparar los gráficos correspondientes a $\varphi = -61^\circ$ y $\varphi = 53^\circ$ de las figuras 6.10 y 6.11. Esto se debe a que el aumento de la actividad solar produce, entre otros efectos, que las capas de concentración electrónica de la ionosfera aumenten su espesor, lo cual se manifiesta visualmente en transiciones más bruscas entre las diferentes regiones ionosféricas.

Por último, se presentan dos gráficos (figura 6.12) en los que se puede apreciar el comportamiento del máximo del perfil de densidad electrónica ($N_m F2$) corregido y sin corregir, en función de la latitud geográfica. En ellos se puede distinguir que la técnica mapea muy bien los dos picos y el valle situado entre ellos que caracterizan a la Anomalía de Appleton. El primer gráfico corresponde a actividad solar baja (marzo de 2007), mientras que el segundo representa el comportamiento latitudinal de la densidad electrónica máxima para períodos de actividad solar alta (diciembre de 2011). Una vez más, la incorporación de mediciones GPS permite verificar que el segundo bloque de la versión actual del LPIM sobreestima levemente los valores de la densidad electrónica, puesto que cuando se calculan los correspondientes valores corregidos, se aprecia que estos últimos son ligeramente menores que los primeros. Sin embargo, la diferencia entre valores corregidos y sin corregir se pierde casi por completo cuando se tienen en cuenta épocas de actividad solar alta (decrecimiento de $0,5 \times 10^{11} m^{-3}$ para actividad solar baja, a un valor de $0,01 \times 10^{11} m^{-3}$ para actividad solar alta), disminución que se debe a que niveles de actividad solar alta generan una mayor variabilidad en el proceso de asimilación de datos, como previamente fuera enunciado. Igualmente, se concluye que los valores corregidos logran una mejor representación del comportamiento real de la densidad electrónica, puesto que fueron obtenidos a partir de la asimilación de mediciones de alta precisión, lo cual le otorga al LPIM una mayor flexibilidad para mapear la distribución espacio-temporal de la concentración electrónica de la ionosfera real.

Ahora bien, hasta aquí se han estudiado las mejoras que introdujeron las correcciones de los valores medios globales de $f_o F2$ y $h_m F2$ (calculadas a partir de la ingestión de datos GPS-COSMIC) en los perfiles de densidad electrónica determinados por el LPIM. Esto es, se corroboró que la asimilación de mediciones permitió detectar que el Modelo Ionosférico La Plata (sin corregir) sobreestima levemente los valores máximos de la densidad electrónica y que subestima, también levemente, la altura donde se sitúan dichos valores máximos.

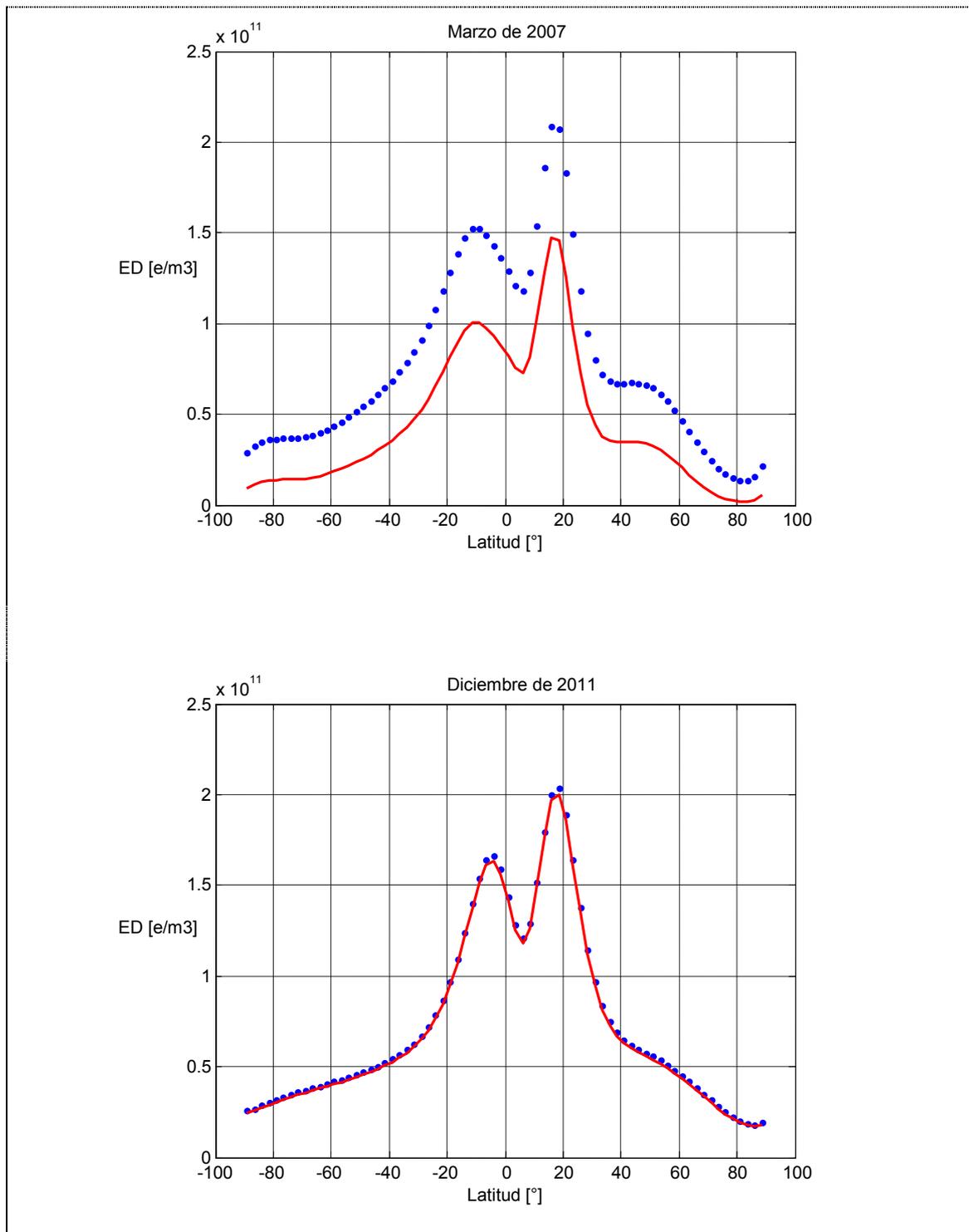


Figura 6.12: valores máximos de la densidad electrónica corregidos (en rojo) y sin corregir (azul) en función de la latitud, para actividad solar baja (marzo de 2007) y actividad solar alta (diciembre de 2011). Los valores de densidad están en electrones por metro cúbico.

Por consiguiente, resulta natural que, con el propósito de lograr un análisis más completo de los resultados obtenidos, se compararen los perfiles que elaboran ambas

versiones del LPIM aquí estudiadas (corregida y sin corregir) frente a los perfiles determinados por otro modelo ionosférico.

Para ello, se contrastaron los perfiles de densidad electrónica para diversas locaciones sobre la superficie de la Tierra (aunque aquí sólo se ilustrará el caso correspondiente a la locación de coordenadas geográficas $\varphi = -34^\circ$ y $\lambda = 315^\circ$, debido a que se obtuvieron resultados similares para los demás sitios seleccionados) de ambas versiones del LPIM (corregida y sin corregir) con aquellos determinados por el IRI-2001 (Bilitza, 2001); para dos niveles de actividad solar ($R_{12} = 7,352$ y $R_{12} = 70,9$). Los resultados obtenidos se presentan en la figura 6.13. En ella, se puede observar que la ingestión de datos GPS-COSMIC ha otorgado al LPIM la capacidad de lograr un mejor acuerdo con el IRI para el máximo de densidad electrónica de la ionosfera, $N_m F2$, región en donde el IRI tiene un alto grado de precisión (Bilitza et al., 2011). Además, se observa que tanto el LPIM corregido, como el LPIM sin corregir logran una representación más suavizada y sin saltos bruscos de la región correspondiente al bottom-side, sobre todo para épocas de actividad solar alta (ver el segundo gráfico de la figura 6.13). Por otro lado, ambas versiones del LPIM (corregida y sin corregir) representan con mayor uniformidad el decrecimiento exponencial de la densidad electrónica característico de la región del top-side, mientras que el IRI reproduce un comportamiento más brusco, fundamentalmente para alturas superiores a los 700 km, región de la atmósfera en donde se sitúan las órbitas de los satélites COSMIC, por lo que podría inferirse que la mejor descripción de la región del top-side lograda por el LPIM se deba (al menos parcialmente) a la incorporación de datos GPS-COSMIC.

6.3 Conclusión y trabajos a futuro

Mediante una serie de modificaciones realizadas en el paquete algorítmico que procesa observaciones de fase, se adaptó al LPIM para que sea capaz de procesar observaciones GPS provistas por satélites de baja altura. Dicha serie de modificaciones demostró estar satisfactoriamente adaptada a la geometría de las mediciones de radio-ocultación.

Así, a partir de dichos datos, se calcularon los observables L4 nivelados al código, los cuales fueron utilizados para el cómputo de correcciones a los valores medios globales de la frecuencia crítica y de la altura del pico de la región F2, $f_o F2$ y $h_m F2$, respectivamente.

Luego, en base a las mencionadas correcciones, se determinaron nuevos valores para $f_o F2$ y $h_m F2$, los cuales fueron incorporados en la modelización del segundo bloque de la versión actual del LPIM (sub-sección 3.2.5) para reconstruir perfiles de densidad electrónica con un mayor grado de flexibilidad para describir la variabilidad de

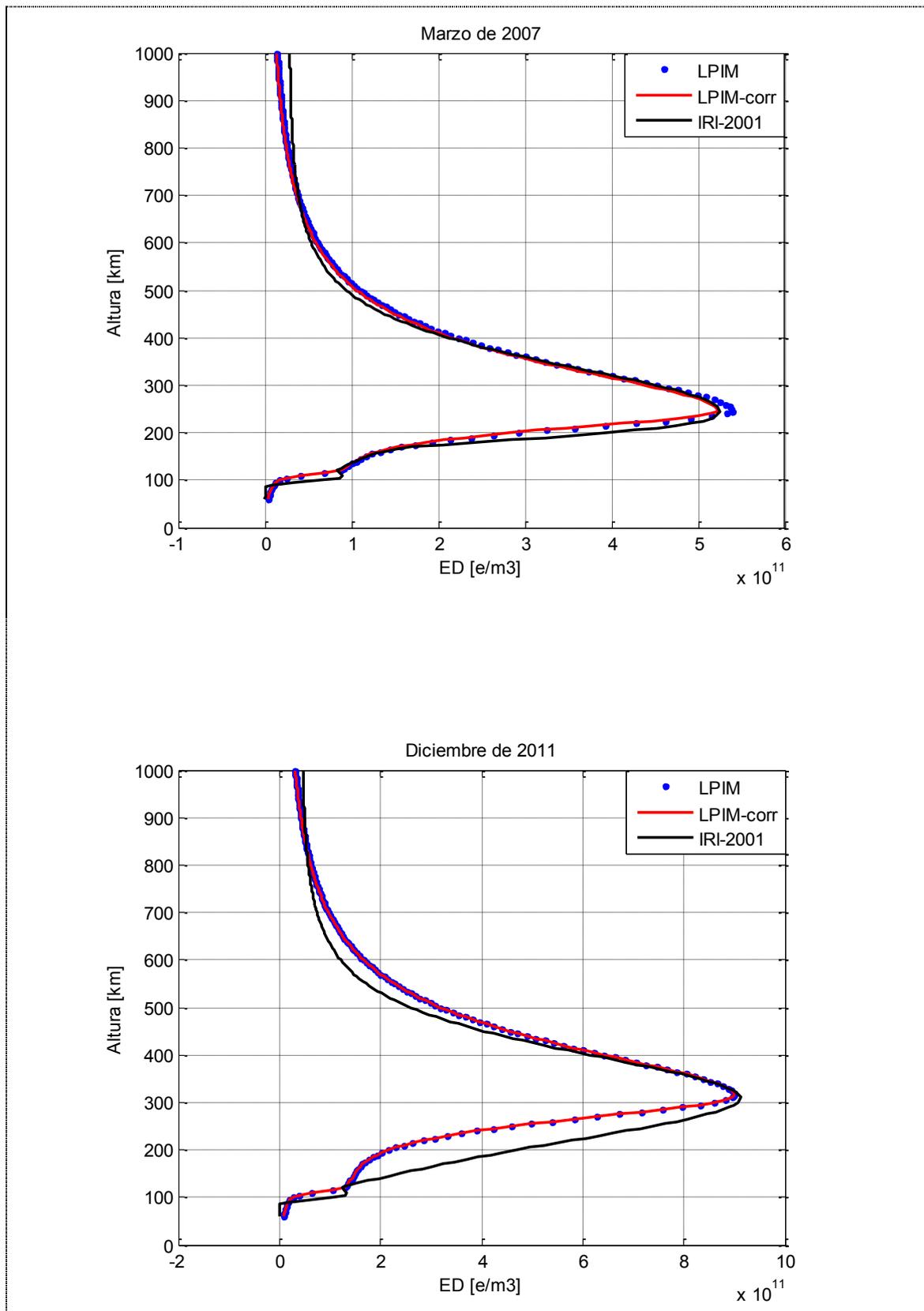


Figura 6.13: perfiles de densidad electrónica determinados por el LPIM sin corregir (puntos azules), el LPIM corregido (curva roja) y el IRI-2001 (curva negra) para $UT = 18$; para actividad solar baja (marzo de 2007) y para actividad solar alta (diciembre de 2011).

la concentración electrónica de la ionosfera real (dicha mejora en el grado de flexibilidad fue corroborada mediante una comparación con el IRI-2001, a continuación de un cotejo previo con respecto a los correspondientes perfiles sin corregir).

En otras palabras, el resultado del trabajo de investigación descrito en este capítulo fue el desarrollo de un módulo algorítmico para el segundo bloque de la versión actual del LPIM que realiza satisfactoriamente las siguientes tres tareas:

- 1- Lee los archivos RINEX provistos por la misión COSMIC/FORMOSAT-3 y, a partir de las cantidades registradas en ellos, calcula los observables L4 nivelados al código, teniendo en cuenta la compleja geometría de las observaciones de radio-ocultación.
- 2- Asimila los valores determinados en el punto anterior para calcular correcciones a los valores medios globales de la frecuencia crítica y de la altura del pico de la región F2.
- 3- Incorpora las correcciones calculadas en el desarrollo en serie de armónicos esféricos (*formulación independiente*) utilizado para representar la variabilidad espacio-temporal de f_oF2 y h_mF2 , computa nuevos valores para estos últimos y los ingesta en el segundo bloque de la versión actual del LPIM, para que éste pueda reconstruir perfiles de densidad electrónica más realistas.

En contra partida, si bien el nuevo módulo algorítmico aquí presentado arrojó resultados satisfactorios en todas sus etapas de cálculo, se propone como posible trabajo a futuro, el estudio de una técnica de resolución de saltos de ciclo completamente nueva y que mejore los resultados de aquella descrita en este capítulo (es decir, que incremente el porcentaje de corrección de saltos de ciclos exitosa del 85% al 99%).

Por otro lado, resulta natural extender el análisis realizado para los valores medios globales de f_oF2 y h_mF2 a un mayor número de los coeficientes utilizados en el desarrollo en serie de armónicos esféricos que describe la variabilidad espacio-temporal de dichos parámetros, ya que esto permitirá lograr una considerable mejora de la resolución de estructuras espaciales observadas en regiones geográficas acotadas.

Además, vale la pena mencionar que ya se está trabajando en la incorporación de datos GPS provistos por la misión argentina SAC-C, y que en el futuro se pretende incorporar los datos que provea la misión en desarrollo FORMOSAT-7/COSMIC-2. Complementariamente, también se está trabajando en la integración de los perfiles corregidos de densidad electrónica, de manera de poder hacer comparaciones y estudios basados en el sTEC. Dichos estudios incluyen la utilización de valores de sTEC obtenidos de la red SIRGAS (<http://www.sirgas.org/>) y de aquellos determinados por la misión COSMIC/FORMOSAT-3 (<http://www.cosmic.ucar.edu/>), así como también la

implementación de datos provistos por ionosondas (entre ellas, la que se encuentra instalada en el predio de la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de la UNLP) y por radares de dispersión incoherente.

Conclusiones Generales

Luego de haber descrito detalladamente el trabajo de investigación realizado en esta Tesis Doctoral, es posible concluir que los objetivos propuestos al comienzo de la misma han sido cumplidos de manera satisfactoria. De acuerdo con el título de este trabajo, se planteó el desafío de llevar a cabo una serie de estudios que permitieran perfeccionar el Modelo Ionosférico La Plata (LPIM) a través de:

- a) Un mejor conocimiento del nivel de exactitud del mismo.
- b) El desarrollo e implementación de técnicas mejor adaptadas para la estimación de parámetros fundamentales necesarios para la reconstrucción de perfiles verticales de densidad electrónica.
- c) La incorporación de mediciones propicias para mejorar la determinación de perfiles de densidad electrónica que hasta entonces no eran aprovechadas por el modelo.

Detrás de esta serie de estudios había una clara necesidad: que el LPIM se mantenga en la vanguardia del estudio ionosférico, lo cual implica una constante actualización y optimización, de manera de poder aprovechar cada nuevo aporte, ya sea de tipo instrumental o de concepción teórica.

Consecuentemente, teniendo en cuenta que este trabajo de investigación fue iniciado en épocas en que la densidad electrónica reemplazaba al $vTEC$ de manera definitiva como cantidad esencial para la determinación de la variabilidad espacio-temporal de la ionosfera, el LPIM debió evolucionar hacia una nueva versión capaz de reconstruir perfiles de la densidad de electrones libres. Sin embargo, para poder dar un paso evolutivo tan significativo, debía cerrarse la etapa previa con la mayor precisión y confiabilidad posibles; para lo cual era necesario completar el conocimiento de la exactitud con la que el LPIM computa los valores de $vTEC$. Así, fue con esta necesidad en mente que se llevó a cabo la primera etapa del trabajo de investigación descrito en esta Tesis (capítulo cuarto). En éste, se analizó de manera global y para diversos momentos del año y diferentes niveles de actividad solar, la exactitud lograda por el LPIM al estimar las constantes de calibración que afectan a las mediciones GPS (o DCBs), para que de esta manera el modelo no sólo provea información del contenido electrónico total de la ionosfera, sino también información sobre la confiabilidad de sus resultados.

En dicho trabajo, se demostró que no es posible lograr una estimación de los DCBs con un error promedio menor a los 3 TECu para épocas de actividad solar baja, y a los 8 TECu para períodos de actividad solar alta; lo que se traduce en un error mínimo del $vTEC$ igual a 3 TECu para actividad solar baja, e igual a 8 TECu para actividad solar alta. En otras palabras, **los mapas globales horarios de $vTEC$ determinados por el LPIM se ven afectados por un error de ± 3 TECu para períodos de baja actividad solar y de ± 8 TECu para épocas de actividad solar alta.** De esta forma, cualquier miembro de la comunidad científica que desee utilizar los datos de $vTEC$ provistos por el LPIM, tendrá la garantía de que éstos representan el comportamiento espacio-temporal del contenido electrónico total ionosférico con una exactitud del orden de ± 3 TECu durante momentos de actividad solar baja, y del orden de ± 8 TECu para épocas de alta actividad solar.

Concluido este análisis, y a sabiendas de que el LPIM ya era capaz de reconstruir perfiles de densidad electrónica, se tomó la iniciativa de modificar la técnica de determinación de la frecuencia crítica y la altura del pico de la región F2 (f_oF2 y h_mF2) que utilizaban hasta ese entonces los modelos ionosféricos más importantes (IRI, NeQuick y el propio LPIM). Por consiguiente, teniendo en cuenta que la técnica convencional (método de Jones & Gallet) utilizada para modelar la variabilidad espacio-temporal de f_oF2 y h_mF2 se sustenta en datos observacionales provistos por la red de estaciones ionosféricas disponibles en la década de 1950, y que particularmente la modelización del parámetro h_mF2 requiere la implementación de relaciones entre dicha cantidad y el factor de propagación M3000F2 que son numéricamente inestables, se procedió a la implementación de una nueva técnica de mapeo de los parámetros f_oF2 y h_mF2 basada en un desarrollo en serie de armónicos esféricos de grado y orden iguales a 15 (*formulación independiente*). Dicho trabajo fue descrito en el capítulo quinto de esta Tesis, y sirvió para demostrar que el método propuesto está muy bien adaptado para reproducir los resultados generados por la técnica de Jones & Gallet. Esto es, **mediante una técnica matemáticamente más simple y numéricamente estable se reprodujeron los resultados obtenidos con la técnica de Jones & Gallet con un nivel de acuerdo del 99%**. Consecuentemente, dadas las ventajas de la *formulación independiente* de armónicos esféricos y los resultados que ésta produce, se procedió a su implementación en la modelización del LPIM.

Finalmente, teniendo en cuenta que los datos GPS provistos por satélites LEO contienen información de los gradientes verticales del contenido electrónico de la ionosfera, se llevó a cabo la última etapa del trabajo de investigación desarrollado en esta Tesis Doctoral (capítulo sexto). Dicho trabajo consistió en el desarrollo de un módulo algorítmico capaz de lidiar con la compleja geometría de las observaciones de radio-ocultación, para así determinar el observable ionosférico L4 nivelado al código, y luego poder utilizarlo en un proceso de asimilación que permita la estimación de correcciones a los coeficientes utilizados en el desarrollo en serie de armónicos esféricos que modela la variabilidad espacio-temporal de f_oF2 y h_mF2 (*formulación*

independiente). Es decir, se procesaron datos GPS provistos por la misión COSMIC/FORMOSAT-3 para calcular correcciones a los valores medios globales de la frecuencia crítica y de la altura del pico de la región F2. Luego, dichas correcciones se utilizaron para computar nuevos valores de f_oF2 y h_mF2 , los cuales fueron implementados en el cálculo de perfiles de densidad electrónica, lográndose de esta manera una mayor flexibilidad a la hora de representar la variabilidad real de la ionosfera. En resumen, **se construyó un módulo algorítmico que procesa las observaciones GPS-COSMIC; luego las utiliza para calcular correcciones al valor medio global de la frecuencia crítica y de la altura del pico de la región F2; y finalmente incorpora las correcciones previamente calculadas para computar nuevos valores de f_oF2 y h_mF2 , en base a los cuales determina perfiles de densidad electrónica más realistas. Los resultados arrojados por dicho paquete algorítmico mostraron que las correcciones a los valores medios globales de f_oF2 y h_mF2 son del orden de 0,01 – 2,2 MHz y 0,04 – 5,55 km, respectivamente.** Además, dichas cantidades sirvieron para determinar que el LPIM (sin ingesta de observaciones) sobreestima levemente las magnitudes máximas de los perfiles de densidad electrónica y subestima, también levemente, la altura de dichos máximos de concentración electrónica. Asimismo, la incorporación de datos GPS-COSMIC permitió mejorar la representación del máximo de densidad electrónica de la ionosfera, como pudo corroborarse a partir de una comparación entre los perfiles calculados por el LPIM corregido y aquellos determinados por el International Reference Ionosphere (IRI).

Índice de Referencias

- ❖ Abdu, M. A.; Batista, I. S.; Carrasco, A. J.; Brum, C. G. M. (2005). South Atlantic magnetic anomaly ionization: a review and a new focus on electrodynamic effects in the equatorial ionosphere. *J Atmos Solar Terrest Phys* 67(17-18): 1643-1657.
- ❖ Azpilicueta, F.; Brunini, C.; Radicella, S. M. (2006). Global Ionospheric maps from GPS observations using modip latitude. *Adv Space Res* 38(11): 2324-2331.
- ❖ Bilitza, D. (2001). International reference ionosphere. *Radio Sci* 36(2): 261-275.
- ❖ Bilitza, D.; Sheikh, M.; Eyfrig, R. A. (1979). A global model for the height of the F2-peak using M3000 values from the CCIR numerical map. *Telecommun J* 46(9): 549-553.
- ❖ Bilitza, D.; McKinnell, L-A; Reinisch, B.; Fuller-Rowell, T. (2011). The international ionosphere reference today and in the future. *J Geod* 85(12): 909-920.
- ❖ Blewitt, G. (1990). An automatic editing algorithm for GPS data. *Geophysical Research Letters* 17(3): 199-202.
- ❖ Bradley, P. A.; Dudeney, J. R. (1973). A simple model of the vertical distribution of electron concentration in the ionosphere. *J Atmos Solar Terrest Phys* 35(12): 2131-2146.
- ❖ Brunini, C. (1998). Global Ionospheric Model from GPS measurements. Tesis Doctoral. Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de La Plata.
- ❖ Brunini, C.; Meza, A.; Gende, M. (1999). Utilización de mediciones GPS para el análisis de la ionosfera: Aplicaciones geodésicas y geofísicas. *Contribuciones a la Geodesia en la Argentina de fines del siglo XX; homenaje a Oscar Parachu*. ISBN 950-673-201-9, pp. 187-213.
- ❖ Brunini, C.; Meza, A.; Bosch, W. (2005). Temporal and spatial variability of the bias between TOPEX and GPS derived TEC. *J Geod* 79: 175-188.
- ❖ Brunini, C.; Azpilicueta, F. (2009). Accuracy assessment of the GPS-based slant total electron content. *J Geod* 83(8):773-785.
- ❖ Brunini, C.; Azpilicueta, F.; Gende, M.; Aragón Ángel, A.; Hernández Pajares, M.; Juan, J. M.; Sanz, J. (2009). Toward a SIRGAS service for mapping ionosphere electron density. *IAG Symposia* 136: 753-760.
- ❖ Brunini, C.; Azpilicueta, F. (2010). GPS slant total electron content accuracy using single layer model under different geomagnetic regions and ionospheric conditions. *J Geod* 84(5): 293-304.

- ❖ Brunini, C.; Azpilicueta, F.; Gende, M.; Camilión, E.; Aragón Ángel, A.; Hernández Pajares, M.; Juan, M.; Sanz, J.; Salazar, D. (2011a). Ground- and space-based GPS data ingestion into the NeQuick model. *J Geod* 85: 931-939.
- ❖ Brunini, C.; Camilión, E.; Azpilicueta, F. (2011b). Simulation study of the influence of the ionospheric layer height in the thin layer ionospheric model. *J Geod* 85(9): 637-645.
- ❖ Brunini, C.; Azpilicueta, F.; Gende, M.; Camilión, E.; Gularte, E. (2013a). Improving SIRGAS ionospheric model. *International Association of Geodesy symposia* 38: 245-250.
- ❖ Brunini, C.; Conte, J. F.; Azpilicueta, F.; Bilitza, D. (2013b). A different method to update monthly median hmF2 values. *Adv Space Res* 51(12): 2322-2332.
- ❖ Brunini, C.; Azpilicueta, F.; Nava, B. (2013c). A technique for routinely updating the ITU-R database using radio occultation electron density profiles. *J Geod* 87(9): 813-823.
- ❖ Budden, K. G. (1985). *The propagation of radio waves: the theory of radio waves of low power in the ionosphere and magnetosphere*. Cambridge University Press.
- ❖ Burden, R. [ed.] (1998). *Análisis Numérico*. Sexta Edición. S.A. Ediciones Paraninfo. ISBN: 9789687529462
- ❖ Chapman, S. (1931). The absorption and dissociative or ionizing effect of monochromatic radiation in an atmosphere on a rotating Earth: part II. Grazing incidence. *Proc Phys Soc* 43: 483-501.
- ❖ Cheng, C-Z, Kuo; Y-H, Anthes, R. A.; Wu, L. (2006). Satellite constellation monitors global and space weather. *Eos Trans Am Geophys Union* 87: 166-167.
- ❖ Conte, J. F.; Azpilicueta, F.; Brunini, C. (2011). Accuracy assessment of the GPS-TEC calibration constants by means of a simulation technique. *J Geod* 85: 707-714.
- ❖ Davies, K. (1965). *Ionospheric Radio Propagation*. Dover Publications Inc., Manufactured in the United States of America.
- ❖ Dudeney, J. R. (1975). A simple empirical method for estimating the height and semi-thickness of the F2-layer at the Argentine Islands Graham Land. *British Antarctic Survey, Science Report* 88, London.
- ❖ Eyfrig, R. (1973). Eine Bemerkung zur Bradley-Dudeney'schen Modell-Ionosphäre. *Kleinheubacher Berichte* 17: 199-202.
- ❖ Gurtner, W. (1994). RINEX: The Receiver-Independent Exchange Format. *GPS World* 5(7): 48-52.

- ❖ Hargreaves, J. K. (1995). The solar-terrestrial environment: an introduction to geospace– the science of the terrestrial upper atmosphere, ionosphere and magnetosphere. Cambridge Atmospheric and Space Science Series. Cambridge University Press.
- ❖ ITU-R (1997). Recommendation ITU-R P 1239. ITU-R reference ionospheric characteristics. International Telecommunications Union, Radio Communication Sector, Ginebra, Suiza.
- ❖ Ivanov-Kholodny & Mikhailov (1986). The Prediction of Ionospheric Conditions. D. Reidel Publications Company, Dordrecht.
- ❖ Jakowski, N.; Heise, S.; Wehrenpfennig, A.; Schluter, S.; Reimer, R. (2002). GPS/GLONASS-based TEC measurements, as a contribution for space weather forecast. *J Atmos Solar Terrestr Phys* 64(5-6): 729-735.
- ❖ Jones, W. B.; Gallet, R. M. (1962). Representation of diurnal and geographical variations of ionospheric data by numerical methods. *ITU Telecomm J* 29(5): 129-149.
- ❖ Jones, W. B.; Gallet, R. M. (1965). Representation of diurnal and geographical variations of ionospheric data by numerical methods, II. Control of stability. *ITU Telecomm J* 32(1): 18-28.
- ❖ Jones, W. B.; Obitts, D. L. (1970). Global representation of annual and solar cycle variations of foF2 monthly median 1954-1958. Telecommunications Research Report, OT/ITS/RR3. Washington, DC. US Government Printing Office.
- ❖ Kuo, Y-H; Wee, T-K; Sokolovskiy, S.; Rocken, C.; Schreiner, W.; Hunt, D.; Anthes, R. A. (2004). Inversion and error estimation of GPS radio occultation data. *J Meteor Soc Japan* 82: 507-531.
- ❖ Lynn, K. J. W.; Harris, T. J.; Sjarifudin, M. (2006). Relationships between electron density, height and sub-peak ionospheric thickness in the night equatorial ionosphere. *Ann Geophys* 24(5): 1343-1353.
- ❖ Meza, A.; Gualarte Scarone, E.; Brunini, C.; Mosert, M. (2008). Analysis of a topside ionospheric model using GPS and ionosonde observables. *Adv Space Res* 42(4): 712-719.
- ❖ Nava, B.; Coisson, P.; Miró Amante, G.; Azpilicueta, F.; Radicella, S. M. (2005). A model assisted ionospheric electron density reconstruction method based on vertical TEC data ingestion. *Ann Geophys* 48(2): 313-320.
- ❖ Nava, B.; Coisson, P.; Radicella, S. M. (2008). A new version of the NeQuick ionosphere electron density model. *J Atmos Sol Terrestr Phys* 70(15): 1856-1862.

- ❖ Obrou, O. K.; Bilitza, D.; Adeniyi, J. O.; Radicella, S. M. (2003). Equatorial F2-layer peak height and correlation with vertical ion drift and M(3000)F2. *Adv Space Res* 31(3): 513-520.
- ❖ Radicella, S. M.; Leitinger, R. (2001). The evolution of the DGR approach to model electron density profiles. *Adv Space Res* 27(1): 35-40.
- ❖ Rawer, K. [ed.] (1984). *Encyclopedia of physics. Geophysics III, Part VII.* Springer, Heidelberg.
- ❖ Rawer, K.; Eyfrig, R. (2004). Improving the M3000F2- $h_m F2$ relation. *Adv Space Res* 33(6): 878-879.
- ❖ Sardon, E.; Rius, A.; Zarraoa, N. (1994). Estimation of the transmitter and receiver differential biases and the ionospheric total electron content from global positioning system observations. *Radio Sci* 29(3): 577-586.
- ❖ Schaer, S. (1999). *Mapping and Predicting the Earth's Ionosphere using the Global Positioning System.* PhD Thesis. Bern University. Bern, Switzerland.
- ❖ Shimazaki, T. (1955). World-wide daily variation in the height of the maximum electron density of the ionosphere F2-layer. *J Radio Res Lab* 2(7): 85-97.
- ❖ Willis, P.; Fagard, H.; Ferrage, P.; Lemoine, F.; Noll, C. E.; Noomen, R.; Otten, M.; Ries, J. C.; Rothacher, M.; Soudarin, L.; Tavernier, G.; Valette, J. J. (2010). The international DORIS service, steps towards maturity. *Adv Space Res* 45(12): 1408-1420.
- ❖ Wright, J. W.; Mcduffie, R. E. (1960). The relation of $h_m F2$ to M(3000)F2 and $h_p F2$. *J Radio Res Lab (Tokyo)* 7 (32): 498-520.
- ❖ Yunck, T. P.; Liu, C-H; Ware, R. (2000). A history of GPS sounding. *Terr Atmos Oceanic Sci* 11: 1-20.