Biblioteca Digital
F C E N - U B A

BIBLIOTECA CENTRAL LUIS F LELOIR
BIBLIOTECA CENTRAL LELOIR
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES UBA

Tesis Doctoral

Estudio de ondas de gravedad atmosféricas a partir de datos de radio ocultamiento GPS y de simulaciones numéricas, a escala regional en la zona de Cuyo y global

Llamedo Soria, Pablo Martín

2009

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:
Llamedo Soria, Pablo Martín. (2009). Estudio de ondas de gravedad atmosféricas a partir de datos de radio ocultamiento GPS y de simulaciones numéricas, a escala regional en la zona de Cuyo y global. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

Cita tipo Chicago:
Llamedo Soria, Pablo Martín. "Estudio de ondas de gravedad atmosféricas a partir de datos de radio ocultamiento GPS y de simulaciones numéricas, a escala regional en la zona de Cuyo y global". Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 2009.

EXACTAS UBA
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

UBA
Universidad de Buenos Aires

Dirección: Biblioteca Central Dr. Luis F. Leloir, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires. Intendente Güiraldes 2160 - C1428EGA - Tel. (++54 +11) 4789-9293

Contacto: digital@bl.fcen.uba.ar

UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Departamento de Física

Estudio de ondas de gravedad atmosféricas a partir de datos de radio ocultamiento GPS y de simulaciones numéricas, a escala regional en la zona de Cuyo y global

Tesis presentada para optar por el título de Doctor de la Universidad de Buenos Aires en el área Ciencias Físicas

Pablo Martín Llamedo Soria

Director: Dr. Alejandro de la Torre
Director Asistente: Dr. Pedro Alexander

Lugar de Trabajo: Departamento de Física, FCEyN

Buenos Aires, Noviembre de 2009

Estudio de ondas de gravedad atmosféricas a partir de datos de radio ocultamiento GPS y de simulaciones numéricas, a escala regional en la zona de Cuyo y global

Resumen

En el presente trabajo, se analizan las ventajas y limitaciones de la técnica de radio ocultamiento entre satélites GPS y de órbita baja, aplicada al estudio de las ondas de gravedad en las atmósferas baja y media. En particular, las limitaciones de la técnica mencionada son puestas en evidencia, a fin de cuantificar de la manera más realista posible, la densidad de energía asociada a las ondas atmosféricas, en función de su variabilidad estacional, latitudinal, longitudinal y en altura. Se pone en evidencia la ventaja del método en términos estadísticos, cuando se aplica a un número suficiente de perfiles de temperatura. Se discute en detalle la configuración geométrica relativa entre la trayectoria de los rayos descriptos por la señal de radio y los frentes de onda durante cada ocultamiento, así como las diferentes técnicas usuales de procesamiento de datos para separar la componente oscilatoria de los perfiles de temperatura. En el presente trabajo se aplica y discute una de ellas, consistente en la aplicación de un filtro pasa banda a cada perfil individual, antes de realizar el proceso de promediado. Los resultados obtenidos son aplicados para obtener una climatología de ondas de gravedad a escala global y regional. Se han observado algunas características previamente conocidas de la distribución espacio-temporal de la actividad ondulatoria en la estratósfera. A escala global, la actividad ondulatoria fue derivada de datos de radio ocultamiento GPS, obtenidos por las misiones CHAMP, GRACE y SAC-C entre los años 2001 y 2009. A escala regional, se utilizaron datos obtenidos por la misión COSMIC entre los años 2006 y 2009. El estudio de eventos de radio ocultamiento individuales de aparente gran energía potencial, ha sido complementado con simulaciones numéricas a partir de modelos de mesoescala y de la aplicación de la técnica de wavelets. En paricular, la región de Cuyo constituye un laboratorio natural para el estudio de ondas de gravedad,

originables por los tres principales mecanismos usualmente reconocidos: convección profunda, forzado orográfico y ajuste al equilibrio geostrófico.

[1]

[1]Ondas de gravedad, Radio Ocultamiento GPS, Actividad ondulatoria, Región de Cuyo

Atmospheric gravity waves studied from radio occultation data and numerical simulations, at global and regional scale in the Cuyo region

Abstract

In the present work, the advantages and limitation of the radio occultation techniques between GPS and low earth orbit (LEO) satellites are analyzed. In order to give a realistic measure of the energy associated to atmospherics waves, the limitation are highlighted. From a statistical point of view, whenever the method is applied to a sufficient number of temperature profiles, advantages are put in evidence. The relative geometric configuration between the ray trajectory of GPS signal and wave fronts during each occultation is discussed, as well as the different data processing techniques to separate the perturbation component from the temperature profiles. One of these data processing techniques is applied and discussed. Essentially, it consists in apply a band pass filter to each individual temperature profile before the average process. The obtained results were implemented to give a global and regional scale gravity waves climatology. Some previously known characteristics of the spatial-temporal distribution of wave activity in the stratosphere were observed. At global scale, gravity waves climatology were derived from GPS radio occultation data, obtained by CHAMP, GRACE and SAC-C missions between 2001 and 2009 years. At regional scale, data from the COSMIC mission were used, obtained between 2006 and 2009 years. The study of individual events with an apparent high wave activity, were complemented with numerical simulation from mesoescale models and the applications of wavelets techniques. In particular, the Cuyo region constitutes a natural laboratory where the main sources of gravity waves coexist: deep convection, topographic forcing and geostrophic adjustment.

[2]

[2]Gravity waves, GPS Radio Occultation , Wave activity, Cuyo region

Índice general

1. Introducción **1**

2. La atmósfera terrestre **5**

2.1. Generalidades 5

2.2. Composición y estructura de la atmósfera terrestre 7

2.2.1. Estratificación de la masa 7

2.2.2. Estructura térmica 10

2.3. Estabilidad atmosférica 13

2.4. Equilibrio radiativo del planeta 16

2.5. Balance energético medio global 19

2.6. Distribución horizontal de transferencia radiativa 21

2.7. Circulación general de la atmósfera 22

3. Ondas internas de gravedad (OIG) **27**

3.1. Clasificación de las ondas en la atmósfera 27

3.2. Características e importancia de las OIG 28

3.3. Relaciones de Polarización 36

3.4. Consideraciones energéticas 39

4. El Radio Ocultamiento (RO) satelital **43**

4.1. Sistema de Posicionamiento Global (GPS) 43

4.2. Obtención de datos atmosféricos por sensado remoto 44

4.3. Obtención de datos atmosféricos por RO GPS 45

4.4. Refractividad atmosférica 47

4.5. Derivación del ángulo de desviación 49
4.6. Derivación de las propiedades atmosféricas 51

5. Determinación de la actividad ondulatoria por RO GPS 57
5.1. Límites a la resolución horizontal y vertical 58
5.1.1. Resolución vertical. Límite por difracción 59
5.2. Mejoras en la resolución vertical 60
5.2.1. Resolución intrínseca del método amplitud del RO GPS 60
5.3. Interpretación de los parámetros de las OIG 64
5.3.1. Atenuación de la amplitud 65
5.3.2. Distorsión de la longitud de onda 72
5.3.3. Cambio de fase 75
5.4. Comparación con simulaciones numéricas 76
5.4.1. Resultados Numéricos 78
5.5. Estimación del error cometido en el calculo de la E_p 84
5.5.1. Perfiles de temperatura sintéticos 85
5.5.2. Métodos de filtrado numérico 86
5.5.3. Incertezas en la E_p debido al proceso de filtrado 87
5.5.4. Resultados 89
5.6. Aplicaciones: climatología de ondas de gravedad 92
5.6.1. Base de Datos y procedimiento de análisis 94
5.6.2. Variabilidad de largo plazo. Climatología global 94
5.6.3. Análisis regional (40-70O, 35-70S) 101

6. Conclusiones 105
6.1. Líneas futuras de investigación 108

A. Modelos numéricos de mesoescala 1
A.1. Modelos numéricos de mesoescala 1
A.2. Modelo WRF 2
A.3. Ecuaciones fundamentales 3
A.3.1. Coordenada vertical y variables 3
A.4. Configuración de la simulación. 4

Índice de cuadros

2.1. Composición atmosférica 8

5.1. Casos límites de longitudes de onda aparentes 76

Resumen de acrónimos

AIRS ..... Atmospheric Infrared Sounder
AMSU-A ..... Advanced Microwave Sounding Unit-A
AMSU-B ..... Advanced Microwave Sounding Unit-B
CHAMP ..... CHAllenging Minisatellite Payload
COSMIC Constellation Observing System for Meteorology Ionosphere and Climate
CLAES ..... Cryogenic Limb Array Etalon Spectrometer
CRISTA .... Cryogenic Infrared Spectrometers and Telescopes for the Atmosphere
EOS-Aqua ..... Earth Observing System-Aqua
GPS ..... Global Position System
HIRDLS ..... High Resolution Dynamics Limb Sounder
ISAMS ..... Improved Stratospheric and Mesospheric Sounder
LEO ..... Low Earth Orbit
LIMS ..... Limb Infrared Monitor of the Stratosphere
MLS ..... Microwave Limb Sounder
MSU ..... Microwave Sounding Units
MSX ..... Midcourse Space Experiment
NCEP ..... National Centers for Environmental Prediction
NOAA ..... National Oceanic andAtmospheric Administration
SABER ..... Sounding of the Atmosphere using Broadband Emission Radiometry
SAC-C ..... Satélite de Aplicaciones Cientificas-C
SSMIS ..... Special Sensor MicrowaveImager/Sounder
TES ..... Tropospheric Emission Spectrometer
SABER ..... Sounding of the Atmosphere using Broadband Emission Radiometry

el ecuador. Dicha resolución vertical es adecuada para resolver explícitamente algunas OIG generadas por el forzado topográfico, la convección profunda y el ajuste geostrófico. Sin embargo, fenómenos netamente debidos a la actividad de las OIG, como por ejemplo, la oscilación cuasi bianual (OCB) en la baja estratósfera ecuatorial, no son aún satisfactoriamente resueltos por modelos como el mencionado.

En los últimos años, el avance en las técnicas de sensado remoto satelital permitió mejorar e incrementar las observaciones globales de las OIG y sus propiedades a través de la atmósfera. Diversos sensores fueron puestos en órbita, los cuales son sensibles a diferentes regiones del espectro de las OIG. Las observaciones satelitales de las OIG pueden ser divididas en tres grupos, de acuerdo a las características geométricas de la posición relativa de los instrumentos y la región sondeada de la atmósfera [*Wu et al.*, 2006] :

- (a) Nadir (radial a la superficie terrestre)
- (b) Intermedia (o sub-limbo)
- (c) Limbo (tangencial a la superficie terrestre)

La categoría (a) es sensible a OIGs con una elevada razón entre las longitudes de onda verticales y horizontales (λ_z/λ_h), es decir poseen una buena resolución horizontal. Dentro de este grupo de instrumentos pueden citarse el AMSU-A, MSX, AIRS, TES (nadir) y el SSMIS.

La categoría (c) observa la atmósfera a lo largo de un camino tangencial a la atmósfera centrado en un punto tangente correspondiente al perigéo. Estos instrumentos son sensible a OIGs con λ_z/λ_h pequeños (buena resolución vertical). Dentro de este grupo de instrumentos pueden citarse el LIMS, CLAES, ISAMS, CRISTA, SABER, HIRDLS y GPS-LEO.

La categoría (b) es similar a la (a) excepto que su geometría de adquisición utiliza ángulos mas alejados de la vertical. Este tipo de instrumentos es sensible a OIG cuyos frentes de onda son paralelos a la línea de visión del instrumento. Dentro de este grupo puede citarse el sensor MLS.

En la presente tesis se estudió la actividad de las OIG únicamente a partir de la técnica de radio ocultamiento (RO) entre satélites GPS y LEO (satélite de órbita baja por sus siglas en inglés), correspondiente a la categoría (c) antes mencionada.

El principio de las mediciones por RO se basa en la influencia de la refractividad atmosférica sobre la propagación de una señal electromagnética. La técnica de RO GPS [*Kursinski et al.*, 1997] permite obtener perfiles verticales de propiedades atmosféricas, como la refractividad, a partir de la cual se derivan la densidad, presión, temperatura, presión de vapor de agua en la atmósfera neutra y densidad electrónica en la ionósfera.

La técnica de RO GPS provee información de gran precisión (error en temperatura $< 1\ K$) y resolución vertical ($< 1\ km$), gran estabilidad de largo plazo y auto calibración, lo que sumado a una cobertura global bajo cualquier condición meteorológica lo convierte una poderosa técnica de monitoréo del clima. El sistema opera con señales de micro ondas "largas" las cuales no son atenuadas por nubes, aerosoles ni partículas precipitadas presentes en la troposfera.

El presente trabajo comienza con tres capítulos introductorios, los cuales desarrollan conceptos básicos de la atmósfera terrestre (capítulo 2), de las OIG (capítulo 3) y de la técnica de RO GPS (capítulo 4) respectivamente.

El capítulo 5 comienza con una descripción de la capacidad de la técnica de RO GPS para el estudio de la actividad de las OIG a partir de resultados propios. En la sección 5.3, [*Alexander P. et al.*, 2008], se describen y analizan los rangos o umbrales en que las OIG pueden ser detectadas. Se analiza cómo el método de RO GPS afecta las longitudes de onda, las amplitudes y las fases de las OIG detectadas. La sección 5.4 [*Llamedo et al.*, 2009] y [*de la Torre et al.*, 2006a] compara la actividad ondulatoria obtenida en dos eventos representativos de RO GPS con simulaciones numéricas realizadas con el modelo WRFv3 [*Skamarock et al.*, 2008]. Se evalúa la capacidad del RO GPS para cuantificar y localizar correctamente la actividad de las OIG. En la sección 5.5 [*de la Torre et al.*, 2009] se estudian los errores e incertezas existentes durante el procesamiento de los datos de RO GPS. Se proponen dos métodos simples para el procesamiento de los datos y se evalúa la distribución de errores en función de la latitud, altitud y el método utilizado. Por último, en la

sección 5.6 se muestran resultados climatológicos de la actividad de las OIG a escala global y regional.

El estudio global de la actividad de las OIG se realizó utilizando la base de datos de RO de las misiones satelitales CHAMP, GRACE y SAC-C. Con datos disponibles desde el comienzo de dichas mediciones, en febrero de 2001 y hasta febrero de 2009, se estudiaron características climatológicas de las OIG. Este estudio ha permitido además, monitorear fenómenos de largo plazo asociados a las OIG, como por ejemplo la OCB en la estratósfera ecuatorial, variabilidades interanuales o estacionales, etc. Para el estudio regional se restringió la región de observación al sector geográfico comprendido entre 40-70O y 35-70S, utilizando la base de datos de alta densidad espacio-temporal obtenidos por los 6 satélites de la misión COSMIC entre abril de 2006 y febrero de 2009.

En el capítulo 6 se exponen sintéticamente los principales resultados obtenidos, así como las líneas de investigación planificadas y actualmente en ejecución.

Capítulo 2

La atmósfera terrestre

2.1. Generalidades

La atmósfera terrestre es el gas neutro que envuelve la superficie terrestre. Esta, como otras atmósferas planetarias, transfiere energía entre el sol y la superficie terrestre, y de una región a otra del globo. Dichas transferencias mantienen el equilibrio térmico y determinan el clima del planeta.

La atmósfera es un sistema gaseoso capaz de soportar gran variedad de movimientos, desde remolinos de unos pocos metros a circulaciones del tamaño de la Tierra. Dichos movimientos reagrupan aire, influenciando a otros constituyentes atmosféricos importantes en procesos radiativos y químicos como el vapor de agua, el ozono y las nubes, convirtiendo a la circulación atmosférica en uno de los principales mecanismos en el balance energético de la Tierra. De los factores que afectan el comportamiento atmosférico, la gravedad es por lejos el más importante. La gravedad determina muchas propiedades atmosféricas, siendo la más inmediata su geometría. El 90 % de la masa atmosférica se encuentra concentrada en los primeros 15 km de altura (menos del 1 % del radio terrestre). La gravedad comprime la atmósfera en una delgada capa sobre la superficie terrestre, en el cual la masa y sus constituyentes se encuentran verticalmente estratificados. A través de dicha estratificación de masa, la gravedad impone una restricción al movimiento atmosférico, por lo que circulaciones con dimensiones mayores a algunas pocas decenas de kilómetros son

aproximadamente horizontales. Bajo dichas condiciones, constituyentes atmosféricos como el vapor de agua y el ozono se acomodan en capas atmosféricas o "estratos". Los desplazamientos verticales solo tienen lugar en circulaciones de pequeña escala, tales como celdas convectivas y frentes, los cuales poseen dimensiones horizontales comparables con la escala del movimiento. El aire es un fluido compresible, de modo que el volumen de una parcela varía al cambiar la presión de su entorno. De esta manera las concentraciones de masa y constituyentes de una parcela individual de aire pueden cambiar, incluso manteniendo el número de moléculas fijo. Las concentraciones de constituyentes químicos también pueden cambiar a través de transformaciones químicas, las cuales pueden alterar el número de algún tipo de moléculas. Por ejemplo, la condensación disminuye la abundancia de vapor de agua en una parcela de aire pasando a través de un sistema de nubes, o la fotodisociación de O_2, la cual incrementa la abundancia de ozono en una parcela atravesando una región soleada. Los intercambios de energía con su entorno y las transformaciones energéticas entre una forma y otra, alteran las propiedades de una parcela de aire. La transferencia de calor, la cual ocurre a través de la absorción de radiación energética y la conducción a la superficie terrestre, representan un intercambio térmico de energía de una parcela de aire con su entorno. La absorción de vapor de agua por una parcela de aire, por ejemplo, cuando está en contacto con la superficie tibia del mar, tiene un efecto similar. De igual modo que la gravedad, la rotación de la Tierra ejerce un importante efecto sobre el movimiento atmosférico y por ende sobre la distribución y propiedades de la atmósfera. Las pseudofuerzas debidas a la rotación de la Tierra son responsables de ciertas propiedades de circulaciones de gran escala, como lo son el flujo de aire alrededor de centros de alta y baja presión. Dichas pseudofuerzas restringen movimientos meridionales de aire y por ende transferencias de calor y constituyentes entre el ecuador y los polos. Consecuentemente, la rotación terrestre tiende a estratificar las propiedades meridionalmente, así como la gravedad lo hace verticalmente.

2.2. Composición y estructura de la atmósfera terrestre

La atmósfera terrestre es una mezcla de gases, principalmente nitrógeno (78 % en volumen) y oxígeno (21 % en volumen) moleculares. El vapor de agua, dióxido de carbono, ozono, y otros constituyentes menores componen el 1 % restante (ver cuadro 2.1). A pesar de su poca abundancia, el vapor de agua y el ozono tienen un papel muy importante en el balance energético terrestre debido a que están involucrados en los procesos radiativos. Debido a que dichos componentes son creados y destruidos en regiones particulares de la atmósfera y están muy relacionados a la circulación, esas y otras especies menores son altamente variables. Por dicha razón, son tratadas de forma independiente de los constituyentes principales, a los cuales nos referiremos como aire seco.

2.2.1. Estratificación de la masa

Ignorando aceleraciones verticales y aplicando la segunda ley de Newton entre dos niveles de una columna de aire, de área dA, a presiones p y $p+dp$ respectivamente (ver figura 2.1):

$$dA\left[p-(p+dp)\right]=\rho g dV \tag{2.1}$$

donde g es la aceleración de la gravedad, ρ la densidad y dV el diferencial de volumen. La ecuación puede reescribirse como:

$$\frac{dp}{dz}=-\rho g \tag{2.2}$$

La ecuación 2.2 es conocida como "ecuación de balance hidrostático". Esta simple forma de equilibrio mecánico es una buena aproximación, incluso con la atmósfera en movimiento, debido a que los desplazamientos verticales de aire son pequeños comparados con las fuerzas actuantes en la ecuación 2.2. Aplicando el mismo razonamiento entre un nivel a presión p y el tope de la atmósfera ($p=0$), se observa que la presión en cada nivel debe igualar al peso de la columna de aire de sección

Cuadro 2.1: Composición atmosférica

Constituyentes	Relación de mezcla troposférica	Distribución vertical	Proceso que lo controla
N_2	0.7808	Homogéneo	Mezclado vertical
O_2	0.2095	Homogéneo	Mezclado vertical
H_2O	$\leq$ 0,030	Decrece abruptamente en la tropósfera; se incrementa en la estratósfera; altamente variable	Evaporación, condensación, transporte; producción por oxidación de CH_4
A	0.0093	Homogéneo	Mezclado vertical
CO_2	345ppmv	Homogéneo	Mezclado vertical; producción por procesos antropogénicos y en superficie
O_3	10ppmv	Homogéneo	Producción fotoquímica en la superficie; destrucción en la superficie; transporte
CH_4	1.6ppmv	Homogéneo en la tropósfera; decrece en la atmósfera media	Producción por procesos en superficie; oxidación produce H_2O
N_2O	350ppbv	Homogéneo en la tropósfera; decrece en la atmósfera media	Producción por procesos antropogénicos y en superficie, disociación en la atmósfera media
CO	70ppbv	Decrece en la tropósfera; se incrementa en la estratósfera	Producción por procesos antropogénicos y por oxidación de CH_4
NO	0.1ppbv	Se incrementa verticalmente	Producción por disociación catalítica de N_2O, destrucción por O_3
$CFC-11$	0.2ppbv	Homogéneo en la tropósfera; decrece en la estratósfera	Mezclado en la tropósfera; fotodisociado en la estratósfera
$CFC-12$	0.3ppbv		

unidad. La compresibilidad del aire hace a ρ en la ecuación 2.2 dependiente de la presión. De acuerdo a la ecuación del gas ideal:

$$\rho = \frac{p}{RT} \tag{2.3}$$

donde R y T son la constante universal de los gases y la temperatura del aire respectivamente. Eliminando ρ con la ecuación 2.3 e integrando desde la superficie hasta una altitud z.

$$\frac{p}{p_s} = \exp\left[\int_o^z \frac{dz}{H(z)}\right] \tag{2.4}$$

donde

$$H(z) = \frac{RT(z)}{g} \tag{2.5}$$

se define como la escala de altura y p_s es la presión en la superficie de la Tierra. La escala de altura representa la dimensión vertical característica de la distribución de masa, la cual varía entre aproximadamente 8 km cerca de la superficie y 6 km en regiones muy frías de la atmósfera. Como puede verse en la figura 2.2, la presión media global y la densidad decrecen con la altitud en forma aproximadamente exponencial. La presión decrece desde aproximadamente 1000 mb en la superficie a aproximadamente 100 mb a una altitud de 15 km. De acuerdo al balance hidrostático, el 90 % de la masa atmosférica se encuentra debajo de este nivel. La presión decrece en un factor 10 por cada 10 km de altitud adicionales. A partir de un valor en la superficie de aproximadamente 1.2 Kgm^{-3} la densidad también decrece con la altitud con una tasa de variación similar a la de la presión.

Por encima de los 100 km de altitud, la presión y la densidad también decrecen en forma exponencial, pero a una tasa diferente que por debajo (ver figura 2.3). Este cambio de comportamiento cerca de los 100 km de altitud, marca una transición en los procesos que controlan la estratificación de masa y la composición del aire. El camino libre medio varia inversamente con la densidad del aire y por ende aumenta en forma exponencial con la altitud, desde un valor de aproximadamente 10^{-7} m en la superficie, a 1 m a 100 km de altitud. Como el camino libre medio es una medida de la difusión molecular, determina propiedades del aire tales como

la viscosidad y la conductividad térmica. Por debajo de 100 km, el camino libre medio es lo suficientemente pequeño para permitir turbulencias en la circulación. A estas altitudes, el transporte de constituyentes por movimientos turbulentos de aire predomina sobre el transporte de constituyentes por difusión. Los movimientos turbulentos de aire debajo de los 100 km hacen que la densidad de todos los constituyentes pasivos decrezca con la altitud a la misma tasa exponencial, lo que da al aire una constitución homogénea con relaciones de mezcla prácticamente constantes entre sus constituyentes. La región por debajo de los 100 km es llamada "Homósfera" y por encima "Heterósfera".

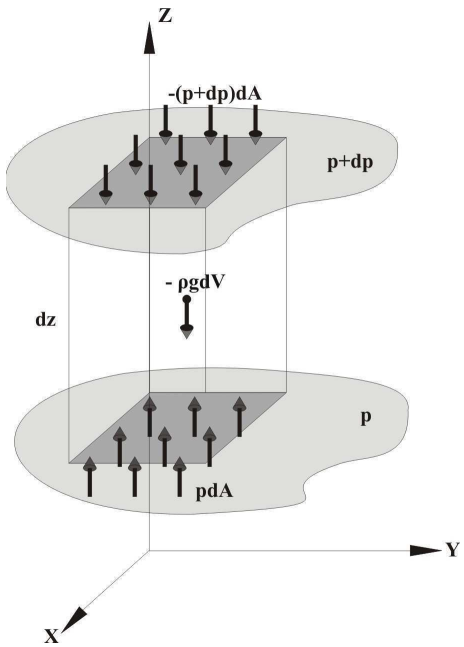

Figura 2.1: Representación esquemática del balance hidrostático para una columna atmosférica de área dA y altura dz, entre dos superficies isobáricas a presiones p y $p + dp$.

2.2.2. Estructura térmica

La atmósfera es clasificada de acuerdo a su estructura térmica, la cual determina las propiedades dinámicas de las distintas regiones. El perfil vertical de temperatura

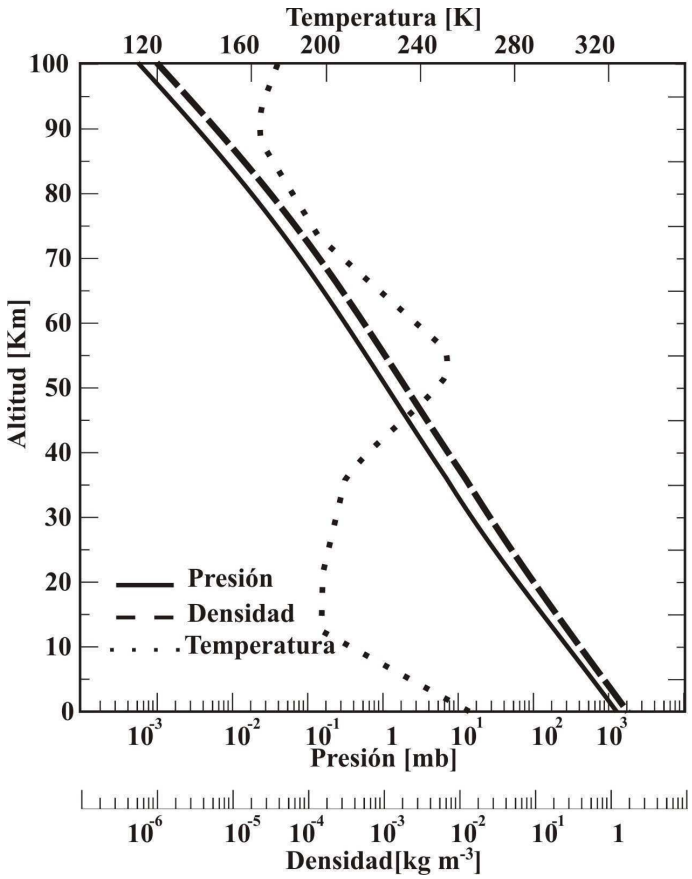

Figura 2.2: Presión (línea continua), densidad (línea discontinua) y temperatura (línea punteada) media global como función de la altitud. (adaptado de *U.S. Standard atmosphere*, 1976).

media global (ver figura 2.2) provee una forma fácil de observar la estructura térmica de la atmósfera. Desde la superficie hasta una altitud de aproximadamente 17 km en el ecuador y 9 km en los polos, la temperatura decrece con la altitud a una tasa de variación prácticamente constante. Esta región se conoce con el nombre de "tropósfera" (del griego: esfera rotante). La tasa media global de variación de la temperatura con la altitud Γ es de -6.5 $^{o}C\ km^{-1}$ y depende principalmente del calentamiento en la superficie terrestre. El fin de la tropósfera es conocido como "tropopausa" y está dado por un cambio de signo en la tasa de variación de la temperatura. La región que va de la tropopausa a una altitud de 85 km es conocida

como la atmósfera media. Por encima de la tropopausa, la temperatura primero permanece casi constante para luego aumentar en la "estratósfera" (del griego: esfera estratificada). El incremento de la temperatura con la altitud en la estratósfera resulta del calentamiento producto de la absorción de radiación ultravioleta UV por el ozono. Debido al aumento de la temperatura con la altitud, en la estratósfera solo hay desplazamientos verticales de aire débiles. El límite superior de la estratósfera, conocido como "estratopausa", se encuentra a aproximadamente 50 km (1 mb) de altitud y es el lugar donde la temperatura alcanza un máximo.

Por encima de la estratopausa, el calentamiento producido por el ozono disminuye y la temperatura vuelve a decrecer con la altitud en la "mesósfera". El límite superior de la mesósfera, llamado "mesopausa", se encuentra a aproximadamente 85 km (0.01 mb) de altitud y es donde la temperatura alcanza nuevamente un mínimo. Por encima de la mesopausa se encuentra la "termósfera", donde la temperatura aumenta progresivamente con la altitud. A diferencia de las regiones inferiores, la termósfera no puede tratarse como un gas eléctricamente neutro. La ionización de las moléculas por radiación solar muy energética produce un plasma parcialmente ionizado donde los iones y electrones interactúan independientemente con el campo electromagnético de la Tierra. Como se observa en la figura 2.3, esta región de la atmósfera es fuertemente influenciable por la variación de la actividad solar, aunque su influencia en los estratos inferiores de la atmósfera es indirecta.

Una descripción mas completa de la estructura térmica de la atmósfera está dada por la temperatura media zonal $\bar{T}$ (a latitud constante), la cual se observa en la figura 2.4 como función de la latitud y altitud durante el invierno boreal. En la tropósfera, la temperatura decrece con la altitud y latitud. La tropósfera es más alta en los trópicos (≈ 17 km) que en los polos (≈ 9 km). En la estratósfera, donde la temperatura se incrementa con la altitud, las temperaturas son mayores sobre el polo de verano, decreciendo hacia el polo del invierno. En la mesósfera, donde la temperatura vuelve a decrecer con la altitud, la tasa de variación horizontal de la temperatura se invierte, siendo la temperatura más fría en el polo de verano, el cual se encuentra con perpetua luz de día, que en el polo de invierno, el cual se encuentra en perpetua oscuridad. Esta peculiaridad en la distribución de temperaturas, la cual es contraria a consideraciones radiativas, ilustra la importancia de la dinámica en

establecer la estructura térmica observada.

2.3. Estabilidad atmosférica

Por encima de la superficie terrestre y en ausencia de nubes, la escala temporal para la transferencia de calor entre una parcela de aire y su entorno es mucho mayor que la escala de los desplazamientos. Por tal motivo, es una buena aproximación considerar que una parcela de aire se comporta adiabáticamente.

Cuando una parcela de aire asciende a través de la atmósfera, se enfría de acuerdo a la tasa de variación "seca" Γ_s (no se considera humedad), aproximadamente 9.8 ^oC por kilómetro de altura (Glosario de la Sociedad Americana de Meteorología). Por el principio de Arquímedes una parcela de aire experimenta una fuerza de empuje vertical F_f por unidad de masa de:

$$\frac{d^2 z_p}{dt^2} = \left(\frac{\rho - \rho_p}{\rho_p}\right) g = F_f \tag{2.6}$$

donde ρ_p es la densidad de la parcela, ρ la densidad del aire circundante y z_p el desplazamiento vertical de la parcela de aire. Utilizando la ecuación de estado del gas ideal (ecuación 2.3), la ecuación 2.6 se reescribe como:

$$\frac{d^2 z_p}{dt^2} = \left(\frac{T_p - T}{T}\right) g = F_f \tag{2.7}$$

Considerando que la temperatura de la parcela de aire cambia de acuerdo a Γ_s y la temperatura del entorno de acuerdo a Γ:

$$T_p = T_0 - \Gamma_s z_p \qquad T = T_0 - \Gamma z_p \tag{2.8}$$

donde T_0 es la temperatura de la parcela sin perturbar. Utilizando la ecuación 2.8, la ecuación 2.7 se reescribe como:

$$\frac{d^2 z_p}{dt^2} = (\Gamma - \Gamma_s)\,\frac{g}{T} z_p = F_f \tag{2.9}$$

De esta manera, la fuerza de empuje experimentada por una parcela de aire es proporcional a z_p y a la diferencia entre Γ_s y Γ. Existen tres condiciones de acuerdo a las relaciones entre Γ_s y Γ

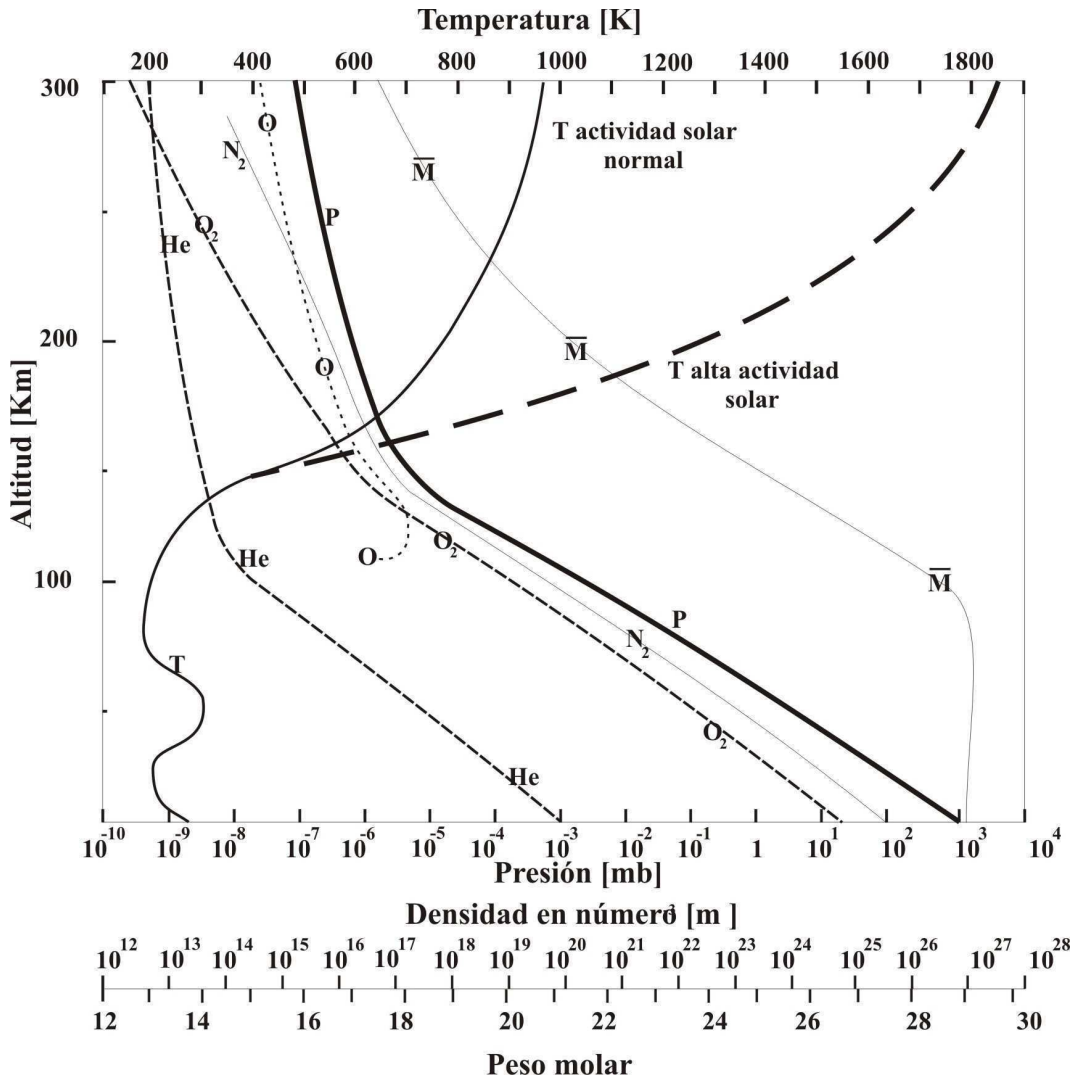

Figura 2.3: Presión media (p), temperatura (T), peso molar medio ($\bar{M}$), y densidad en número de constituyentes atmosféricos como función de la altitud. (U.S. Standard atmosphere 1976)

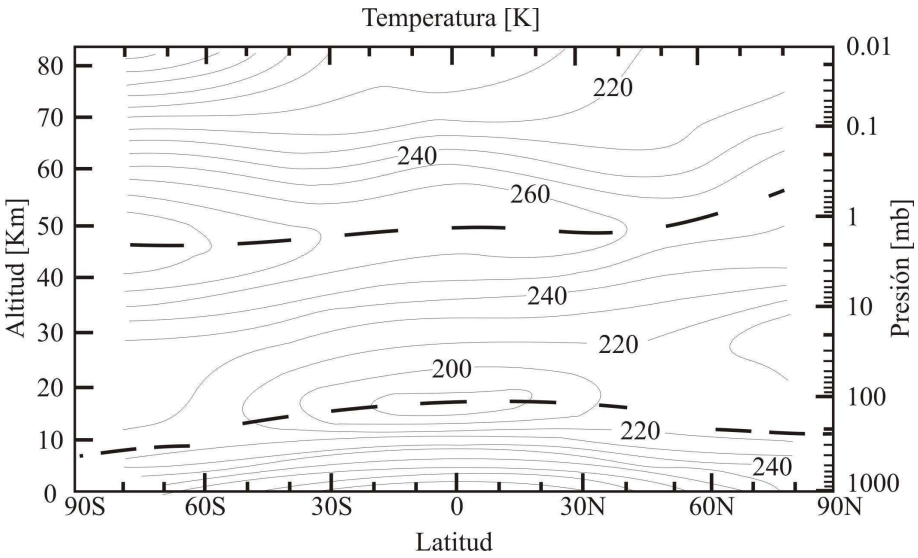

Figura 2.4: Temperatura media zonal ($\bar{T}$) durante el invierno boreal como función de la altitud y la latitud. (Adaptado de Feming et al. 1988)

1. $\Gamma < \Gamma_s$: La temperatura del ambiente decrece mas lento que la temperatura de la parcela desplazada. Bajo estas circunstancias la ecuación 2.9 es:

$$\frac{d^2 z_p}{dt^2} < 0 \tag{2.10}$$

   La parcela de aire experimenta una fuerza F_f opuesta al desplazamiento z_p, la cual devuelve la parcela a su posición de equilibrio hidrostático. En esta situación se dice que la atmósfera es hidrostáticamente estable.

2. $\Gamma = \Gamma_s$: La temperatura del ambiente decrece al mismo ritmo que la temperatura de la parcela desplazada. De la ecuación 2.9:

$$\frac{d^2 z_p}{dt^2} = 0 \tag{2.11}$$

   (F_f) se anula y la parcela de aire no experimenta ninguna fuerza restitutiva. En esta situación se dice que la atmósfera tiene estabilidad cero.

3. $\Gamma > \Gamma_s$: La temperatura del ambiente decrece más rápidamente que la tempe-

ratura de la parcela desplazada. De la ecuación 2.9:

$$\frac{d^2 z_p}{dt^2} > 0 \tag{2.12}$$

La parcela experimenta una fuerza F_f a favor del desplazamiento z_p. En esta situación se dice que la atmósfera es hidrostáticamente inestable.

Es de utilidad la introducción de una nueva variable de estado, la cual se mantiene constante durante todo proceso adiabático, para describir la estabilidad atmosférica. Esta variable se llama temperatura potencial θ y se define como la temperatura que alcanzaría una parcela de aire a T y p_0 cuando se expande adiabáticamente a una presión p:

$$\theta = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\kappa} \tag{2.13}$$

donde $\kappa = C_p/C_v = 0.2857$ para un gas diatómico. La estabilidad atmosférica en función de θ puede reescribirse como:

$$\begin{aligned} \frac{d\theta}{dz} &> 0 \qquad \text{(Estable)} \\ \frac{d\theta}{dz} &= 0 \qquad \text{(Neutra)} \\ \frac{d\theta}{dz} &< 0 \qquad \text{(Inestable)} \end{aligned} \tag{2.14}$$

La estabilidad de la atmósfera garantiza su posibilidad de soportar movimientos ondulatorios.

2.4. Equilibrio radiativo del planeta

La absorción de energía solar en la superficie terrestre es un factor fundamental en la dinámica de la atmósfera. Sobre escalas de tiempo largas comparadas con aquellas que controlan la redistribución de energía, la atmósfera es un sistema que se halla en equilibrio térmico, por lo que la energía neta ganada debe ser cero. Consecuentemente, la absorción de radiación solar, la cual esta concentrada principalmente

en el rango visible y en la radiación térmica de onda corta (SW por sus siglas en inglés), debe ser balanceada por la emisión al espacio de radiación terrestre desde la superficie y la atmósfera. La radiación térmica de onda larga (LW por sus siglas en inglés) emitida esta concentrada principalmente en el infrarrojo (IR).

La Tierra intercepta un haz de radiación SW de área sección πR_T^2 y flujo F_s, como se ilustra en la figura 2.5. Una fracción de la radiación interceptada, el albedo A, es reflejada de nuevo al espacio por la superficie terrestre y algunos componentes de la atmósfera. El resto del flujo SW incidente $(1 - A)F_s$ es absorbido por la atmósfera terrestre y distribuido a lo largo del globo. Para mantener el equilibrio térmico, la superficie de la Tierra y la atmósfera deben emitir al espacio radiación LW exactamente al mismo ritmo. La emisión de radiación terrestre al espacio, también conocida como radiación saliente de onda larga (OLR por sus siglas en inglés), se describe con la ley de Stefan-Boltzmann:

$$\pi b = \sigma T^4 \tag{2.15}$$

donde πb representa el flujo de energía integrado sobre todas las longitudes de onda emitidas por un cuerpo negro a temperatura T, donde σ es la constante de Stefan-Boltzmann.

Integrando el flujo de LW emitido sobre la superficie terrestre e igualando a la energía SW absorbida por el sistema Tierra-atmósfera resulta en:

$$4\pi R_T^2 \sigma T_T^4 = (1 - A)F_s \pi R_T^2 \tag{2.16}$$

donde T_T es la temperatura equivalente de cuerpo negro de la Tierra:

$$T_T = [\frac{(1 - A)F_s}{4\sigma}]^{1/4} \tag{2.17}$$

La ecuación 2.17 provee una estimación simple de la temperatura del planeta. Suponiendo un flujo incidente $Fs = 1372\ Wm^{-2}$ y un albedo $A = 0{,}30$ se obtiene una temperatura equivalente de cuerpo negro de la Tierra de $T_T = 255\ K$, la cual es unos 30 K mas fría que la temperatura media de superficie terrestre, $T_s = 288\ K$.

La discrepancia entre T_s y T_T proviene de las distintas formas que la atmósfera procesa la radiación SW y LW. A pesar que la atmósfera es prácticamente trans-

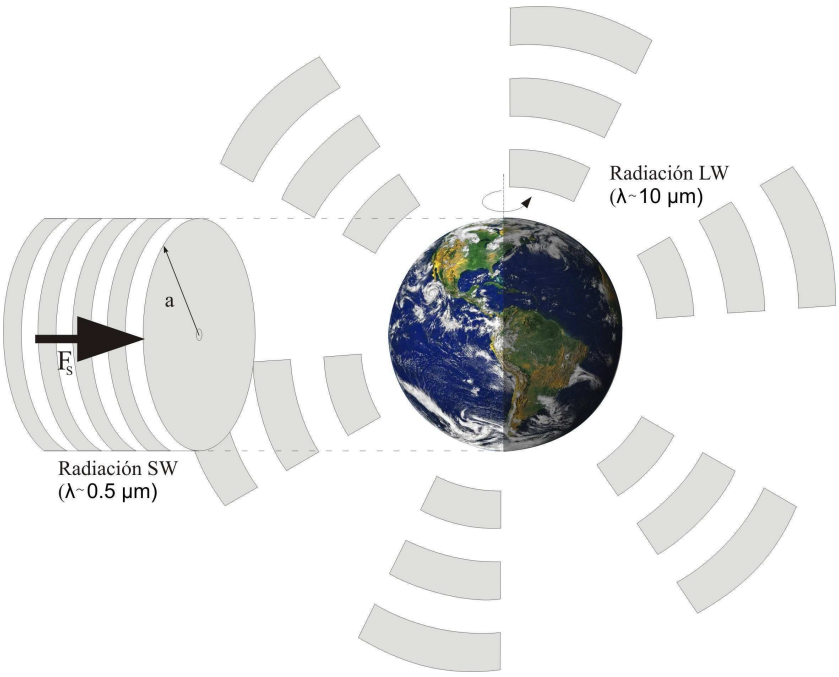

Figura 2.5: Representación esquemática de la radiación *SW* interceptada por la Tierra, y la radiación *LW* emitida por esta.

parente a la radiación SW ($\lambda \approx 0{,}5\ \mu m$), es prácticamente opaca a la radiación LW ($\lambda \approx 10\ \mu m$) reemitida por la superficie terrestre. Por lo tanto, la radiación SW incidente atraviesa libremente la atmósfera para ser absorbido en la superficie, pero gran parte de la radiación LW saliente es capturada por los diferentes estratos de la atmósfera. La energía absorbida en una capa atmosférica es reemitida, 50 % hacia arriba y 50 % hacia abajo. Este proceso es repetido hasta que la radiación LW es irradiada más allá de los componentes absorbentes de la atmósfera. Por lo tanto las repetidas absorciones y emisiones en los distintos estratos atmosféricos, restringen la transferencia de calor desde la superficie terrestre al espacio, atrapando la energía LW, lo que eleva la temperatura por encima de la que tendría en ausencia de atmósfera. El incremento de la temperatura en la superficie terrestre debido a las diferentes propiedades de transmisión de las radiaciones LW y SW en la atmósfera es conocido como "efecto invernadero".

2.5. Balance energético medio global

El balance energético medio se ilustra en la figura 2.6. La radiación media de energía SW (1372 Wm^{-2})incidente se distribuye a lo largo de la Tierra, siendo de $\approx$ 343 Wm^2, donde el factor 4 representa la relación entre la superficie terrestre (esfera) y el área sección que intercepta al haz de radiación SW. De la radiación incidente, aproximadamente un 30 % ($\approx$ 106 Wm^2) es reflejado de vuelta la espacio: $\approx$ 6 % (21 Wm^2) por el aire, $\approx$ 20 % por las nubes ($\approx$ 69 Wm^2) y $\approx$ 4 % ($\approx$ 16 Wm^2) por la superficie terrestre. El restante 70 % ($\approx$ 237 Wm^2) es absorbido por el sistema atmosférico terrestre. De los cuales aproximadamente un 20 % ($\approx$ 68 Wm^2) es absorbido por la atmósfera: $\approx$ 13 % ($\approx$ 48 Wm^2) por vapor de agua atmosférico, ozono y aerosoles y $\approx$ 7 % ($\approx$ 20 Wm^2) por las nubes. Resta aproximadamente un 50 % ($\approx$ 169 Wm^2) de la radiación SW incidente la cual es absorbida por la superficie terrestre.

Para mantener el equilibrio térmico, la superficie terrestre debe reemitir una cantidad equivalente de la energía SW absorbida por la superficie energía ($\approx$ 169 Wm^2). Con una T_s de $\approx$ 288 K, la superficie terrestre emite, de acuerdo a la ecuación 2.15, aproximadamente 390 Wm^2, lo cual es mayor que la radiación SW absorbida.

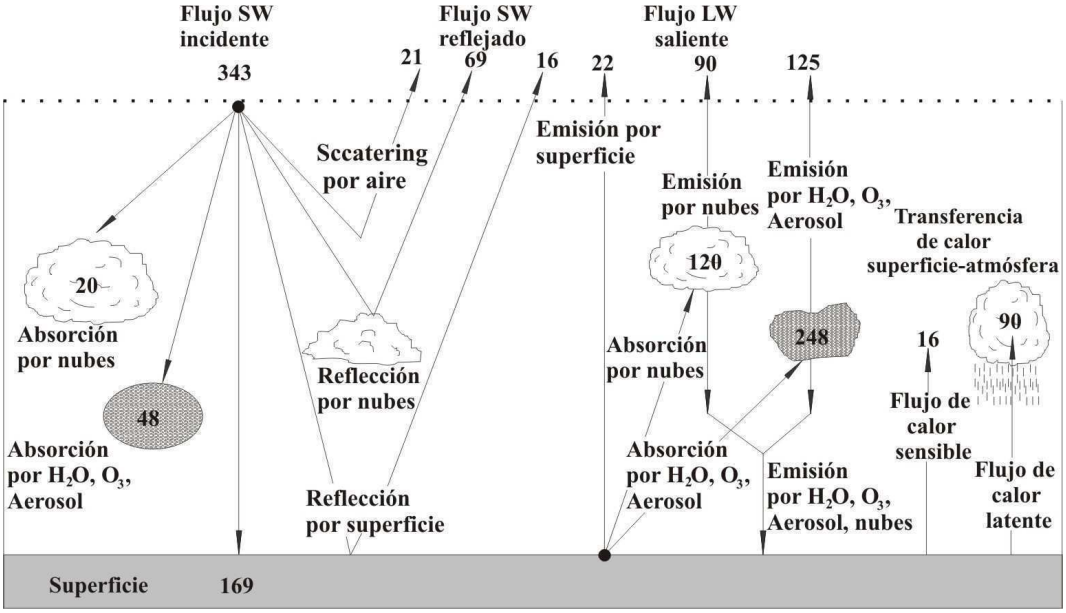

Figura 2.6: Balance de energía medio global (Wm^2)

Este exceso de emisión LW debe ser balanceado por transferencias de energía desde otras fuentes. Debido al efecto invernadero, la superficie también recibe radiación LW emitida hacia abajo por la propia atmósfera en una cantidad aproximada de 327 Wm^2. Colectivamente, estas contribuciones resultan en una transferencia neta de energía en la superficie de:

Absorción SW	+	Absorción LW desde la atmósfera	-	Emisión LW	=	Radiación neta en la superficie
$169Wm^2$	+	$327Wm^2$	-	$390Wm^2$	=	$+106Wm^2$

Esto debe ser balanceado por una transferencia de calor latente y sensible a la atmósfera. La transferencia de calor sensible a la atmósfera representa unos $\approx$ 16 Wm^2. La transferencia de calor latente, principalmente desde los océanos, representa los $\approx$ 90 Wm^2 restantes.

El equilibrio energético de la atmósfera también debe ser balanceado para mantener el equilibrio térmico. La atmósfera recibe $\approx$ 68 Wm^2 provenientes de la absor-

ción de radiación SW. De los 390 Wm^2 de radiación LW emitida por la superficie terrestre, solo 22 Wm^2 pasan libremente a través de la atmósfera hacia el espacio. Los restantes 368 Wm^2 son absorbidos por la atmósfera: 120 Wm^2 por las nubes, 248 Wm^2 por vapor de agua, CO_2 y aerosoles. La atmósfera pierde 327 Wm^2 a través de radiación LW hacia la superficie terrestre. Otros 215 Wm^2 son emitidos al espacio: 90 Wm^2 emitidos por las nubes y 125 Wm^2 emitidos por el vapor de agua, CO_2 y otros constituyentes menores. Colectivamente, estas contribuciones resultan en un flujo de energía de la atmósfera de:

Absorción SW	+	Absorción LW desde la superficie	-	Emisión LW hacia la superficie	-	Emisión LW hacia el espacio	=	Radiación neta en la superficie
$68Wm^2$	+	$368Wm^2$	-	$327Wm^2$	-	$215Wm^2$	=	-$106Wm^2$

Este déficit de 106 Wm^2 representa un enfriamiento radiativo de la atmósfera, el cual es balanceado por la transferencia de calor latente y sensible desde la superficie terrestre.

2.6. Distribución horizontal de transferencia radiativa

Debido a consideraciones geométricas, variaciones de las propiedades ópticas y la cobertura nubosa de la Tierra, la transferencia de energía radiante no es uniforme a lo largo del globo. Aún si las propiedades ópticas del sistema Tierra atmósfera fuesen homogéneas, la absorción de energía solar no estaría homogéneamente distribuida. A latitudes bajas, la radiación SW incidente es casi perpendicular a la superficie terrestre (ver figura 2.5), mientras que a latitudes altas es prácticamente oblicuo.

El flujo incidente medio diario en el tope de la atmósfera se conoce como "insolación". La insolación depende del ángulo cenit del sol (el cual es medido desde la vertical local) y de la duración del día. La figura 2.7 muestra la insolación en función de la latitud y la estación. Durante el equinoccio, la insolación es máxima en el ecuador y decrece hacia los polos como el coseno de la latitud. Durante el solsticio,

la máxima insolación ocurre en el polo de verano, con valores altos en el hemisferio de verano. En el hemisferio de invierno, la insolación decrece rápidamente con la latitud, anulandose a partir de la latitud de noche polar, donde la Tierra ya no es iluminada.

Las propiedades ópticas de la atmósfera conducen a un calentamiento no uniforme del planeta. A bajas latitudes, la radiación SW pasa casi vertical a través de la atmósfera, por lo que se minimiza el camino a través de constituyentes absorbentes. A altas latitudes, la radiación incidente recorre un camino mayor, resultando en una mayor absorción. Las propiedades ópticas de la superficie terrestre introducen un efecto similar.

La figura 2.8 muestra la distribución del albedo. A latitudes bajas la superficie terrestre se caracteriza por un muy bajo albedo (excepto áreas desérticas)y por que absorbe la mayor parte de la radiación incidente. A altas latitudes, principalmente en el polo de invierno, se tienen extensas áreas cubiertas de nieve y hielo. Dichas regiones, poseedoras de un albedo muy alto, reflejan al espacio casi toda la radiación incidente. La cobertura nubosa agrega un alto albedo en regiones extra tropicales. También puede encontrarse un alto albedo en regiones tropicales, principalmente en aquellas regiones donde tienen lugar fenómenos de convección profunda como la bahía del Amazonas, África tropical e Indonesia (zona de covergencia intertropical).

Las propiedades ópticas descritas arriba, conducen a un calentamiento no uniforme del sistema Tierra-atmósfera. Para preservar el equilibrio térmico, el excedente de energía a bajas latitudes debe transferirse a medias y altas latitudes para compensar su déficit. Aproximadamente el 60 % de la transferencia meridional de energía es realizado por la circulación general de la atmósfera.

2.7. Circulación general de la atmósfera

El término circulación general usualmente se refiere al movimiento de la atmósfera que controla transferencia de calor, momento y constituyentes. El calentamiento radiativo actúa expandiendo la columna atmosférica a bajas latitudes, de acuerdo al balance hidrostático (ecuación 2.2), elevando su centro de masa. En contraste, el enfriamiento radiativo comprime la columna atmosférica a latitudes medias y altas,

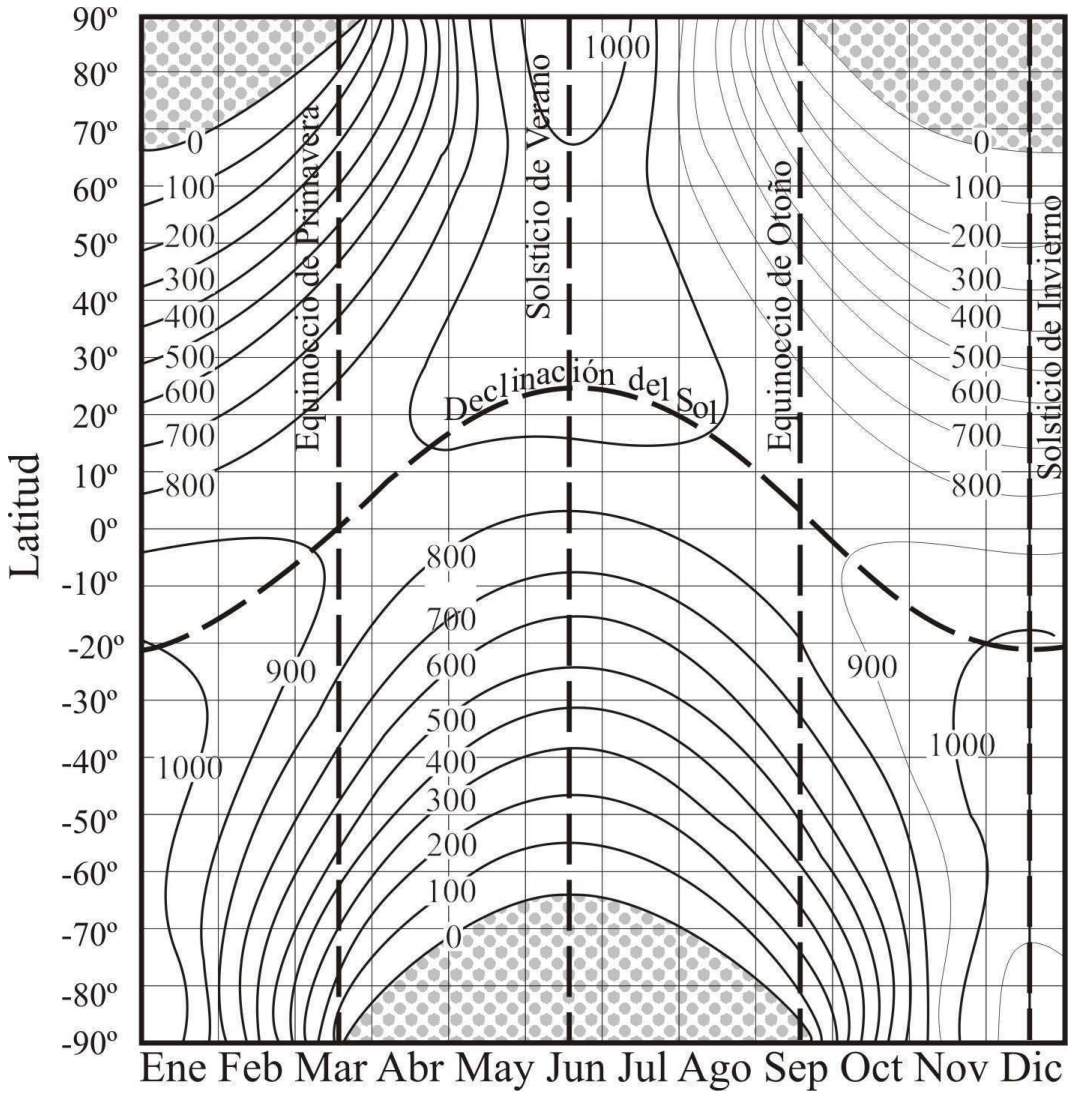

Figura 2.7: flujo incidente medio diario en el tope de la atmósfera ($cal\ cm^{-2}\ día^{-1}$) como función de la latitud y el mes del año (adaptado de *List*, 1958).

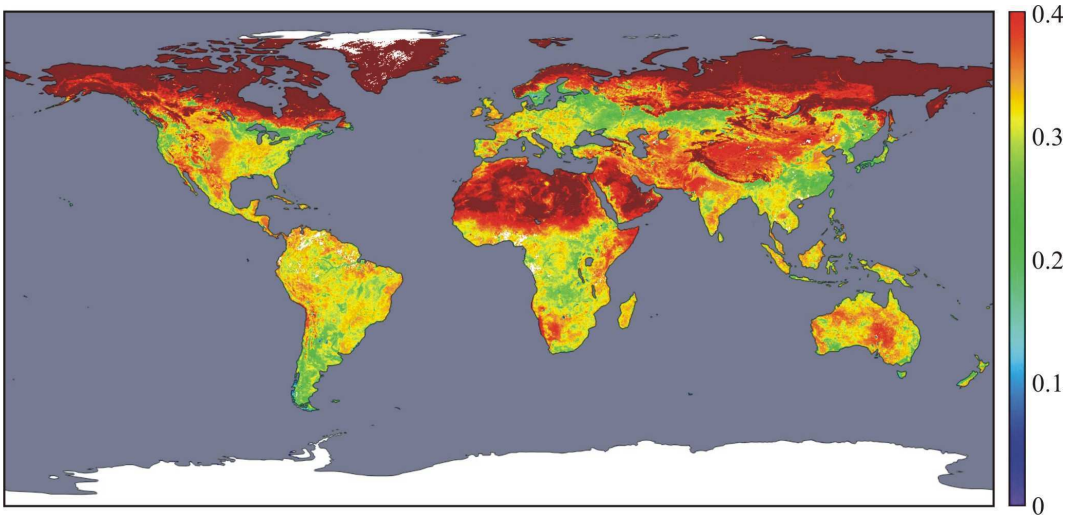

Figura 2.8: Distribución global de albedo (Media de 16 días entre el 7 y 22 de Abril de 2002, detectado utilizando el sensor MODIS del satélite Terra). No se dispone de información sobre los océanos y en las áreas de color blanco.

bajando el centro de masa. La distribución de masa resultante introduce un desbalance de presiones, las cuales inducen circulaciones meridionales, con aire elevándose a bajas latitudes y descendiendo a latitudes medias y altas. Esta simple circulación meridional antes mencionada, es modificada significativamente por la rotación de la Tierra (efecto de Coriolis). La circulación de gran escala permanece casi paralela a los contornos de altura isobárica. El calentamiento radiativo neto tiende a establecer una estructura térmica media en el tiempo, en la cual las isotermas y los contornos de altura isobárica se orientan paralelos a los círculos de latitud constante. Consecuentemente la circulación media en el tiempo es aproximadamente circumpolar a latitudes medias y altas. La circulación media en el tiempo está caracterizada por un jet predominantemente zonal, con dirección oeste-este, por lo que casi no se intercambia calor entre el ecuador y los polos.

La figura 2.9 muestra un esquema de la circulación general de la atmósfera. En ambos hemisferios se forman 3 células, que cumplen la tarea de transferir calor al resto del planeta. Se observan áreas de alta presión superficial(H) sobre los Polos y los trópicos y de baja presión (L) sobre el Ecuador y a aproximadamente 60º de

latitud.

Desde el Ecuador hasta 30° de latitud se encuentra la llamada célula de HADLEY. Sobre las zonas ecuatoriales el agua es cálida, el gradiente horizontal de presión y los vientos son débiles, formandose la zona de las "calmas Ecuatoriales". En esta región se produce un ascenso convectivo de la masa de aire, que a cierta altitud diverge hacia el respectivo polo. Debido al efecto de Coriolis, a aproximadamente 30º de latitud se producen las llamadas corrientes de chorro o jets subtropicales. La masa de aire en altura desplazandose meridionalmente hacia los polos tiende a descender. Parte de la masa de aire retorna hacia el ecuador a baja altitud, la cual al ser afectada por el efecto de Coriolis se transforma en los "vientos Alisios".

La otra parte del aire que desciende en los 30° de latitud se desplaza hacia los polos en superficie y es deflectada por la fuerza de Coriolis. Este flujo sumado a la componente de superficie de las corrientes de chorro es responsible de los vientos del oeste en latitude medias. Esta es la llamada "célula de Ferrel"

En la cercanía de 60° de latitud el flujo de superficie hacia los polos encuentra aire deplazandose hacia el ecuador que había descendido en los polos, formandose ahí el Frente polar. Esta es la llamada "célula polar".

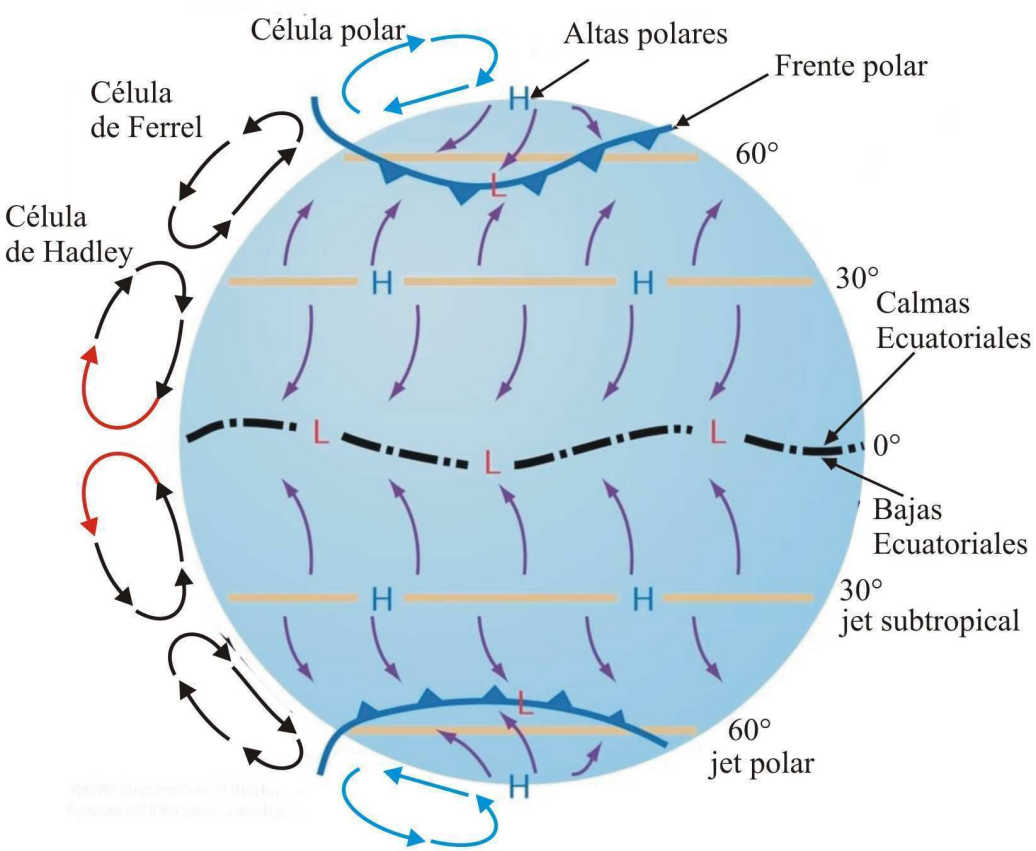

Figura 2.9: Esquema de la circulación general de la atmósfera.

Capítulo 3

Ondas internas de gravedad (OIG)

3.1. Clasificación de las ondas en la atmósfera

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

Cuando una parcela de aire es desplazada verticalmente de su posición de equilibrio, experimenta una fuerza que la devuelve a dicha posición causando oscilaciones alrededor de la misma con una frecuencia característica, la cual se llama frecuencia de Brunt-Väisälä N. Una parcela de aire oscilando a la frecuencia de Brunt-Väisälä posee un periodo "intrínseco" (así llamado en el sistema de referencia del medio, no de la Tierra) de aproximadamente 10 minutos en la troposfera y 5 minutos en la estratosfera.

Las ondas presentes en la atmósfera pueden clasificarse en tres tipos principales, las cuales son longitudinales, transversales verticales y transversales horizontales (ver figura 3.1). Si la frecuencia ω de la onda es mucho mayor que N, la influencia de la gravedad puede ser ignorada y la fuerza restitutiva es provista principalmente por gradientes de presión. Este es el caso de las ondas acústicas, las cuales son esencialmente ondas longitudinales (o de compresión) de alta frecuencia. Cuando ω disminuye a valores próximos a N, la fuerza gravitatoria de la Tierra y la fuerza de empuje, introducidas por el gradiente de densidad de la atmósfera, se hacen compa-

rables a las fuerzas de compresión. En este caso la gravedad crea una componente en el movimiento del aire que es transversal a la dirección de propagación. Este tipo de ondas son llamadas de gravedad acústicas.

A frecuencias menores que N, la fuerza de empuje pasa a ser la fuerza restitutiva dominante, dando como resultado ondas atmosféricas transversales verticales, las cuales son llamadas ondas internas de gravedad (OIG). La propagación de este tipo de ondas esta caracterizada por un balance entre los gradientes de presión, las fuerzas de empuje, las fuerzas de inercia y la fuerza de gravedad. De acuerdo al mecanismo restitutivo las ondas pueden clasificarse entre ondas de gravedad y ondas de inercio-gravedad. Las primeras deben su existencia a la estratificación, mientras que las segundas son un resultado de la estratificación y el efecto de Coriolis. La tercera categoría de ondas atmosféricas, las ondas planetarias o de Rossby, son influenciadas por la curvatura de la Tierra y el efecto de Coriolis. Estas son básicamente ondas transversales horizontales con longitudes de onda de miles de kilómetros, y velocidades de fase en la dirección Este-Oeste [*Andrews et al.*, 1987].

De aquí en más solo se tendrán en cuenta las ondas internas de gravedad. Se desprecia el efecto de las ondas de gravedad acústicas y no serán tenidas en cuenta las ondas de Rossby, debido a que solo estamos interesados en un problema de escala mucho menor que la escala característica de las mismas

3.2. Características e importancia de las OIG

Las OIG constituyen el mecanismo mas importante de transporte vertical de energía y momento a través de la atmósfera, representan una significativa parte del espectro de movimientos atmosféricos y contribuyen en forma determinante en la estructura térmica de la atmósfera baja y media [*Lindzen*, 1990]. La sub/sobre estimación del efecto dinámico neto de las ondas de gravedad conlleva, por ejemplo, a importantes errores en las predicciones numéricas de las variables dinámicas y termodinámicas, obtenidas mediante modelos de circulación de la atmósfera.

Las OIG son generadas principalmente en la tropósfera. Sus fuentes son extremadamente importantes, ya que influencian tanto la meteorología local como la circulación atmosférica de gran escala. Las principales fuentes de ondas de gravedad

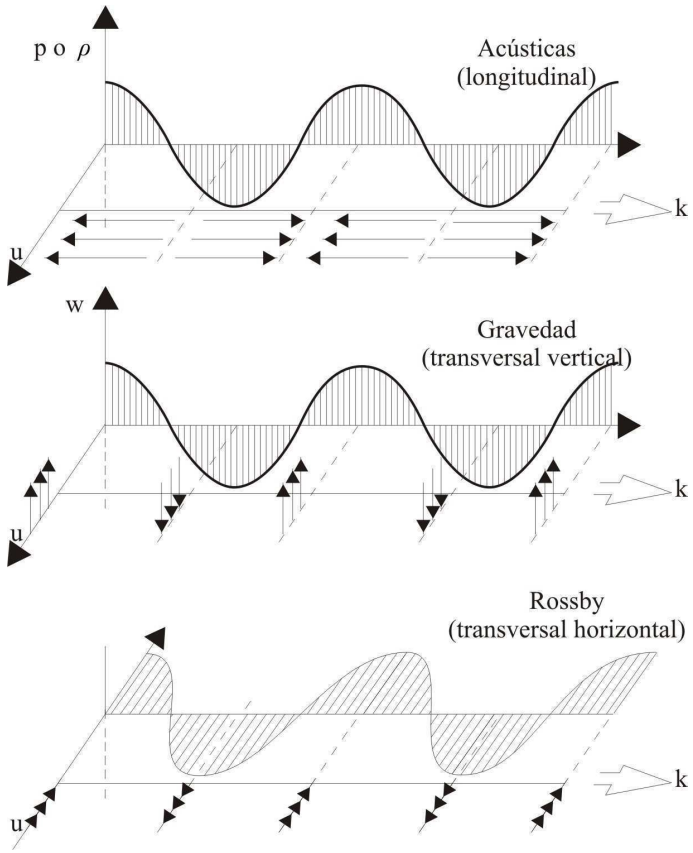

Figura 3.1: Tres principales tipos de ondas atmosféricas; a) ondas acústicas, b) ondas de gravedad, y c) ondas de Rossby. (u, v y w son las componentes zonal, meridional y vertical respectivamente)

son (por ej. [*Fritts y Alexander*, 2003]):

- El forzado de la orografía
- La convección profunda y los frentes.
- La inestabilidad de corte
- El ajuste geostrófico

Las ondas de gravedad solo pueden ser generadas y propagarse en regiones donde la atmósfera es estable ($d\theta/dz > 0$, ver sección 2.3). Si la atmósfera fuese inestable no pueden existir, ya que una parcela de aire desplazada de su posición de equilibrio por la fuerza de empuje continuaría ascendiendo (o descendiendo) en lugar de oscilar. Si una onda generada en una región estable de la atmósfera llega a una región inestable ($d\theta/dz < 0$), esta puede ser reflejada o destruida depositando ahí parte de su energía. De la misma manera, tampoco pueden existir en regiones donde la componente horizontal de la velocidad de fase de una onda iguala la velocidad del viento de fondo. Cuando esto sucede se produce un "rompimiento" de la estructura de la onda (como las olas llegando a la playa).

Cuando la frecuencia de la onda es menor que la frecuencia de Brunt-Väisälä ($\omega < N$), el empuje es la fuerza restitutiva dominante, pudiendo despreciarse los efectos de compresibilidad. Por lo tanto, considerar a la atmósfera incompresible es una buena aproximación para su estudio [*Gill*, 1982].

Considérese el ajuste de la atmósfera luego de producida una perturbación, que la aparta de su posición de equilibrio. Se considera el ajuste por la acción de la gravedad, en un fluido incompresible y continuamente estratificado, el cual rota con velocidad angular uniforme Ω alrededor de un eje vertical. Un fluido cuya densidad solo depende de la temperatura potencial θ y de las concentraciones de constituyentes, por ejemplo la humedad q. Se asume que θ y q son constantes para un elemento material, por lo tanto:

$$\frac{D\rho(\theta,q)}{Dt} \equiv \frac{\partial\rho}{\partial\theta}\frac{\partial\theta}{\partial t} + \frac{\partial\rho}{\partial q}\frac{\partial q}{\partial t} = 0 \quad \text{Linealizada} \quad \frac{\partial\rho'}{\partial t} + w\frac{d\rho_0}{dz} = 0 \tag{3.1}$$

Un fluido es llamado incompresible cuando cumple que:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \tag{3.2}$$

Sin perder generalidad se supone que el estado de equilibrio a ser perturbado es el estado de reposo, por lo que la distribución de presión y densidad está dada por la ecuación de equilibrio hidrostático (ecuación 2.2).

En ausencia de fricción, las ecuaciones de momento para pequeñas perturbaciones en la presión p' y en densidad ρ' están dadas por:

$$\frac{\partial u}{\partial t} - fv = -\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial p'}{\partial x} \tag{3.3}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + fu = -\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial p'}{\partial y} \tag{3.4}$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial p'}{\partial z} - \frac{\rho'}{\rho_0}g \tag{3.5}$$

donde u, v y w son las componentes zonal, meridional y vertical de la velocidad respectivamente, ρ_0 es la densidad sin perturbar, g la aceleración de la gravedad y $f = 2\Omega\text{sen}(\varphi)$ es el parámetro de Coriolis (donde φ es la latitud). Para reducir el número de ecuaciones a solo dos, se eliminan todas las variables excepto w y p'. Para obtener la primera de ellas, se parte de tomar la divergencia de las componentes horizontales de las ecuaciones de momentos, utilizando la condición de incompresibilidad (ecuación 3.2) para eliminar la divergencia horizontal de la velocidad. Se obtiene:

$$\frac{\partial^2 w}{\partial z \partial t} + f\zeta = \frac{1}{\rho_0}\left(\frac{\partial^2 p'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p'}{\partial y^2}\right) \tag{3.6}$$

con:

$$\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \tag{3.7}$$

donde ζ es la componente vertical de la vorticidad relativa del fluido. Otra ecuación para ζ es obtenida tomando el rotor de la ecuación 3.3 menos el rotor de la ecuación 3.4 y utilizando la condición de incompresibilidad (ecuación 3.2):

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} - f\frac{\partial w}{\partial z} = 0 \tag{3.8}$$

Sumando la derivada respecto del tiempo de la ecuación 3.8 a la ecuación 3.6 multiplicada por f se obtiene una relación entre ζ y p':

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + f^2\right)\zeta = \frac{f}{\rho_0}\left(\frac{\partial p'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p'}{\partial y^2}\right) \tag{3.9}$$

Finalmente, tomando la derivada respecto del tiempo de la ecuación 3.9 y utilizando la ecuación 3.8 se obtiene una ecuación que relaciona la divergencia horizontal ($\partial u/\partial x + \partial v/\partial y = -\partial w/\partial z$) con p':

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + f^2\right)\frac{\partial w}{\partial t} = \frac{f}{\rho_0}\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial p'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p'}{\partial y^2}\right) \tag{3.10}$$

La segunda ecuación que relaciona w y p' se obtiene de eliminar ρ' de las ecuaciones 3.5 y 3.1, obteniéndose:

$$\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + N^2 w = \frac{1}{\rho_0}\frac{\partial^2 p'}{\partial z \partial t} \tag{3.11}$$

donde N es la frecuencia de Brunt-Väisälä, la cual es la máxima frecuencia posible para ondas de gravedad en un fluido estratificado y esta definida por:

$$N^2 = -\frac{g}{\rho_0}\frac{d\rho_0}{dz} = \frac{g}{\theta_0}\frac{d\theta_0}{dz} \tag{3.12}$$

donde θ_0 es la temperatura potencial definida en 2.13. Eliminando p' entre las ecuaciones 3.10 y 3.11 se obtiene una ecuación solo para w, léase:

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2}\left[\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{1}{\rho_0}\frac{\partial}{\partial z}\left(\rho_0\frac{\partial w}{\partial z}\right)\right] + \frac{f^2}{\rho_0}\frac{\partial}{\partial z}\left(\rho_0\frac{\partial w}{\partial z}\right) + N^2\left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2}\right) = 0 \tag{3.13}$$

Si la escala vertical de variación de w es pequeña en comparación con la escala vertical de variación de ρ_0, entonces:

$$\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial}{\partial z}\left(\rho_0\frac{\partial w}{\partial z}\right) w \approx \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \tag{3.14}$$

la cual es llamada “aproximación de Boussinesq”. La ecuación 3.13 puede escribirse como:

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2}\left[\frac{\partial^2 w}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 w}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 w}{\partial z^2}\right]+f^2\frac{\partial^2 w}{\partial z^2}+N^2\left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 w}{\partial y^2}\right)=0 \tag{3.15}$$

Suponiendo el caso de un fluido en el cual N es uniforme, la onda viajera solución de la ecuación 3.15 puede escribirse como:

$$w = w_0 \exp[i(kx + ly + mz - \omega t)] \tag{3.16}$$

donde w_0 es la amplitud de las fluctuaciones de la velocidad vertical y el vector:

$$\vec{k} = (k, l, m) \tag{3.17}$$

con

$$k = \frac{2\pi}{\lambda_x}$$
$$l = \frac{2\pi}{\lambda_y}$$
$$m = \frac{2\pi}{\lambda_z}$$

es el vector de onda. Reemplazando la ecuación 3.16 en la cuación 3.15 se obtiene la relación de dispersión, la cual relaciona ω con $\vec{k}$:

$$\omega^2 = \frac{[f^2m^2 + N^2(k^2 + l^2)]}{[k^2 + l^2 + m^2]} \tag{3.18}$$

Otra forma útil de la ecuación 3.18 se obtiene escribiendo el vector de onda en coordenadas esféricas $(\kappa, \lambda', \varphi')$ en el espacio del vector de onda. Las coordenadas esféricas se definen como muestra la figura 3.2 y la relación de dispersión queda:

$$\omega^2 = f^2\mathrm{sen}^2(\varphi') + N^2\cos(\varphi') \tag{3.19}$$

U otras formas de la misma ecuación:

$$N^2 - \omega^2 = (N^2 - f^2)\mathrm{sen}^2(\varphi') \tag{3.20}$$
$$\omega^2 - f^2 = (N^2 - f^2)\cos^2(\varphi')$$

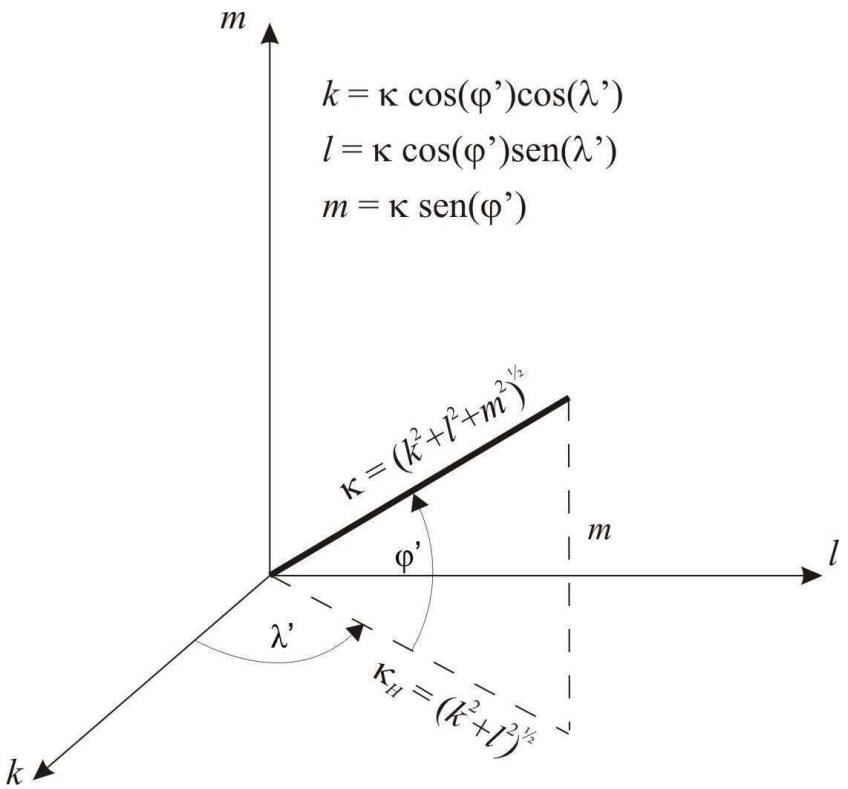

Figura 3.2: Sistema de coordenadas esféricas en el espacio del vector de onda utilizado para expresar la relación de dispersión para ondas internas de gravedad. Para estas ondas la frecuencia ω solo depende del ángulo formado entre el vector de onda y el plano horizontal.

Debido a que la frecuencia es solo función del ángulo φ' formado entre $\vec{k}$ y la horizontal y no de su magnitud, las superficies de ω =constante en el espacio del vector de onda son cónicas. Las velocidades de fase están dirigidas en las direcciones de $\vec{k}$, por lo que caen sobre las superficies cónicas.

Se define la velocidad de grupo (c_g) como el gradiente de la frecuencia en el espacio del vector de onda ($d\omega/dk$), por lo que esta es perpendicular a los $\vec{k}$. Entonces, para velocidades de fase descendentes se tienen velocidades de grupo ascendentes y viceversa. A partir de la ecuación 3.18 la velocidad de grupo se escribe como:

$$c_g = \frac{(N^2 - f^2)}{\omega k} \cos(\varphi')\text{sen}(\varphi')(\text{sen}(\varphi')\cos(\lambda', \text{sen}(\varphi')\text{sen}(\lambda', -\cos(\varphi')) \tag{3.21}$$

Es útil definir una nueva magnitud llamada "relación de aspecto" (α) la cual se define como:

$$\alpha = \frac{\text{escala} \quad \text{vertical}}{\text{escala} \quad \text{horizontal}} = \frac{k_h}{m} = \cot(\varphi')) \tag{3.22}$$

De las ecuaciones 3.20 se observa que la relación de aspecto α esta relacionada con ω por:

$$\alpha^2 = \frac{(\omega^2 - f^2)}{(N^2 - \omega^2)} \tag{3.23}$$

Cuando N/f es grande, como generalmente es el caso de la atmósfera, el régimen de onda $f \leq \omega \leq N$ puede subdividirse en tres partes, para las cuales se aplican diferentes aproximaciones.

•**(a) Régimen de onda no hidrostático.** Se define como el rango de frecuencias en que ω es del orden de N, pero $\omega \leq N$. Por la ecuación 3.23, esto es equivalente a tener una relación de aspecto α grande (del orden de la unidad o mayor) y la relación de dispersión 3.18 puede aproximarse como:

$$\omega^2 \approx \frac{N^2(k^2 + l^2)]}{(k^2 + l^2 + m^2)} = N^2 \cos(\varphi') = \frac{N^2\alpha^2}{(1 + \alpha^2)} \tag{3.24}$$

y la ecuación 3.15 para w se reescribe como:

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2}\left[\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2}\right] + N^2\left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2}\right) = 0 \tag{3.25}$$

La cual es la misma que se obtendría de despreciar la rotación al escribir las ecuaciones de momentos.

•**(b) Régimen de onda hidrostático no rotante.** Se define como el rango de frecuencias en que $f \ll \omega \ll N$. De la ecuación 3.23, esto es equivalente a tener una relación de aspecto α dada por:

$$\frac{f}{N} \ll \alpha \ll 1 \tag{3.26}$$

En este rango, la relación de dispersión 3.18 se aproxima por:

$$\omega^2 \approx \frac{N^2(k^2+l^2)]}{m^2} = N^2\alpha^2 \tag{3.27}$$

y la ecuación 3.15 para w se reescribe como:

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2}\frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + N^2\left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2}\right) = 0 \tag{3.28}$$

A estos dos regímenes suelen pertenecer las ondas generadas por la orografía (ondas de montaña), al igual que aquellas generadas por convección profunda y por inestabilidades.

•**(c) Régimen de onda rotante.** Se define como el rango de frecuencias en que ω es del orden de f, pero $\omega \geq f$. De la ecuación 3.23, esto es equivalente a tener una relación de aspecto α del orden o menor que f/N. Como f/N es pequeño, α es pequeño y puede aplicarse la aproximación hidrostática. En este régimen α esta dada por:

$$\omega^2 \approx f^2 + \frac{N^2(k^2+l^2)]}{m^2} = f^2 + N^2\alpha^2 \tag{3.29}$$

La ecuación para w en el régimen rotante es la ya hallada en 3.15. A este régimen corresponden las ondas de inercia-gravedad, las cuales son generadas principalmente por ajuste geostrófico.

En la 3.2 se muestran los detalles mas importantes de las aproximaciones.

3.3. Relaciones de Polarización

Para ser capaz de identificar ondas internas de gravedad en la atmósfera, es necesario conocer como varían las componentes de la velocidad, la presión de perturbación, la densidad y la temperatura en el tiempo y el espacio. Para ondas planas progresivas, dichas relaciones (las relaciones de polarización) son obtenidas de reemplazar la onda solución 3.16 en las ecuaciones relevantes.

Una importante propiedad de las ondas planas, consecuencia inmediata de la condición de incompresibilidad 3.2, es:

Frecuencia ω (relativa al flujo)	*0,1f*	*f*	*10f=0,1N*	*N*	*10N*	
Período (valor típico)	*1semana*	*1día*	*6hr*	*1hr*	*10min*	*1min*
Régimen	*Flujo cuasi geostropico*	*Rotante*	*Hidrostático no rotante*	*no hidrostático*	*Flujo potencial*	
Estructura vertical	*Evanecente*	*Evanecente* | *Onda*	*onda*	*onda* | *Evanecente*	*Evanecente*	
ecuación para [w]	$f^2\frac{\partial^2 w}{\partial z^2}+N^2\left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 w}{\partial y^2}\right)=0$	$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2}+f^2\right)\frac{\partial^2 w}{\partial z^2}+N^2\left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 w}{\partial y^2}\right)=0$	$\frac{\partial^2}{\partial t^2}\frac{\partial^2 w}{\partial z^2}+N^2\left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 w}{\partial y^2}\right)=0$	$\frac{\partial^2}{\partial t^2}\left[\frac{\partial^2 w}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 w}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 w}{\partial z^2}\right]+N^2\left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 w}{\partial y^2}\right)=0$	$\frac{\partial^2}{\partial t^2}\left[\frac{\partial^2 w}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 w}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 w}{\partial z^2}\right]=0$	
ecuación para [u] (similar para [v])	$-\rho_0 fv=-\frac{\partial p'}{\partial x}$	$\rho_0\left(\frac{\partial u}{\partial t}-fv\right)=-\frac{\partial p'}{\partial x}$	$\rho_0\frac{\partial u}{\partial t}=-\frac{\partial p'}{\partial x}$	$\rho_0\frac{\partial u}{\partial t}=-\frac{\partial p'}{\partial x}$	$\rho_0\frac{\partial u}{\partial t}=-\frac{\partial p'}{\partial x}$	
Divergencia horizontal	$f^2\frac{\partial w}{\partial z}=-\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial^2 p'}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 p'}{\partial y^2}\right)$	$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2}+f^2\right)\frac{\partial w}{\partial t}=-\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial^2 p'}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 p'}{\partial y^2}\right)$	$\frac{\partial^2 w}{\partial t\partial z}=-\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial^2 p'}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 p'}{\partial y^2}\right)$	$\frac{\partial^2 w}{\partial t\partial z}=-\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial^2 p'}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 p'}{\partial y^2}\right)$	$\frac{\partial^2 w}{\partial t\partial z}=-\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial^2 p'}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 p'}{\partial y^2}\right)$	
Ecuación de movimiento vertical	$\rho_0 N^2 w=-\frac{\partial^2 p'}{\partial t\partial z}$	$\rho_0 N^2 w=-\frac{\partial^2 p'}{\partial t\partial z}$	$\rho_0 N^2 w=-\frac{\partial^2 p'}{\partial t\partial z}$	$\rho_0\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2}+f^2\right)w=-\frac{\partial^2 p'}{\partial t\partial z}$	$\rho_0\frac{\partial w}{\partial t}=-\frac{\partial p'}{\partial z}$	
Relación de dispersión	$m^2 f^2+N^2\kappa_H^2=0$	$\left(\omega^2-f^2\right)m^2=N^2\kappa_H^2$	$\omega^2 m^2=N^2\kappa_H^2$	$\omega^2\left(m^2+\kappa_H^2\right)m^2=N^2\kappa_H^2$	$m^2+\kappa_H^2=0$	
Velocidad de grupo horizontal		$\frac{N^2\kappa_H}{m\left(f^2m^2+N^2\kappa_H^2\right)^{1/2}}=\frac{N\left(\omega^2-f^2\right)^{1/2}}{\omega m}$	$\frac{N}{m}$	$\frac{N^2m^2}{\left(\kappa_H^2+m^2\right)^{3/2}}=\frac{\left(N^2-\omega^2\right)^{3/2}}{N^2m}$		
Velocidad de grupo vertical		$\frac{N^2\kappa_H^2}{m^2\left(f^2m^2+N^2\kappa_H^2\right)^{1/2}}=\frac{N\left(\omega^2-f^2\right)^{3/2}}{\omega N\kappa_H}$	$\frac{N\kappa_H}{m^2}=\frac{\omega^2}{N\kappa_H}$	$\frac{N\kappa_H m}{\left(\kappa_H^2+m^2\right)^{3/2}}=\frac{\omega^2\left(N^2-\omega^2\right)^{1/2}}{N^2\kappa_H}$		

$E_p(E_p+E_c)$	*0,499*	*0,49*	*0,4*	*0*	*0,4*	*0,49*	*0,499*	*0,5*	*0,1*	*0,01*		
Relación de aspecto [α]	*0,00999*	*0,0099*	*0,009*	*0*	*0,01*	*0,03*	*0,1*	*0,3*	*1*	∞	*1,5*	*1,1*	*1,01*

Figura 3.3:- ***La línea superior muestra la escala de frecuencia logarítmica para el caso N=100f. ω medida en el sistema de referencia del medio.. Las separación entre los regimenes no es tan marcada como se muestra.***

$$\vec{k} \cdot \vec{u} = 0 \tag{3.30}$$

lo cual significa que el movimiento se encuentra confinado al plano perpendicular a $\vec{k}$. La relación entre w y p' surge de reemplazar la onda solución 3.16 en la ecuación 3.11 y utilizar la ecuación 3.20, obteniéndose:

$$w = \frac{-mw}{N^2 - \omega^2}\frac{p'}{\rho_0} = \frac{-kw}{(N^2 - f^2)\mathrm{sen}(\varphi'))}\frac{p'}{\rho_0} \tag{3.31}$$

Procediendo de manera análoga, las relaciones para las componentes horizontales de la velocidad u y v son:

$$u = \frac{kw}{(N^2 - f^2)\cos(\varphi')}\frac{p'}{\rho_0} = -w\tan(\varphi') \tag{3.32}$$

$$v = \frac{-ikf}{(N^2 - f^2)\cos(\varphi')}\frac{p'}{\rho_0} = \frac{-ifu}{\omega} = \frac{if}{\omega}w\tan(\varphi') \tag{3.33}$$

Si se elige w_0 para ser real y se toma la parte real de las ecuaciones 3.32 y 3.33:

$$u = -w_0\tan(\varphi')\cos(kx + ly + mz - \omega t) \tag{3.34}$$

$$v = -\frac{f}{\omega}w_0\tan(\varphi')\mathrm{sen}(kx + ly + mz - \omega t) \tag{3.35}$$

Se observa que cuando los efectos de la rotación de la Tierra son considerados, u y v están elípticamente polarizados. Despreciando los efectos de rotación u y v pueden ser escritos como:

$$(u, v) = -\frac{(k, l)}{(k^2 + l^2)}mw_0\cos(kx + ly + mz - \omega t) \tag{3.36}$$

Es importante destacar que en ausencia de rotación, u y v están linealmente polarizados. Cabe destacar que este es el caso generalmente observado en ondas de montaña.

En la figura 3.3(a) se observa el diagrama de una OIG plana en el caso no rotante, con velocidad de fase descendente, lo que implica velocidad de grupo ascendente. El movimiento de las partículas es en la dirección de las crestas. En el caso de considerar la rotación, el movimiento es similar al de la figura 3.3(a) pero las partículas se

mueven también perpendicular al plano de la hoja. El vector velocidad rota anticiclonicamente (contrario a las agujas del reloj en el hemisferio Sur) si el observador se desplaza en la dirección opuesta a la velocidad de fase (ver figura 3.3(b)). Es importante destacar que las relaciones de polarización pueden observarse, no solo en la velocidad, sino en todas las variables (T, ρ).

3.4. Consideraciones energéticas

Si se multiplica la ecuación 3.3 por $\rho_0 u$, 3.4 por $\rho_0 v$, 3.5 por w, 3.1 por $g^2\rho'/\rho_0 N^2$ y se suman los resultados, la energía media de la perturbación por unidad de volumen es:

$$E = \frac{1}{2}\overline{(u^2 + v^2 + w^2)} + \frac{1}{2}g^2\frac{\overline{\rho'^2}}{\rho_0 N^2} \tag{3.37}$$

donde la sobre barra significa promedio sobre una longitud de onda. Puede observarse que la fuerza de Coriolis no contribuye a la energía y la ecuación 3.37 tiene la misma forma que si se considerara el caso no rotante.

En el caso no rotante, la energía se encuentra equiparticionada entre cinética y potencial. Sin embargo, en el caso rotante la energía no esta equiparticionada. Puede escribirse, la relación entre energías como:

$$\frac{\text{Energía} \quad \text{cinética}}{\text{Energía} \quad \text{potencial}} = \frac{\omega^2 + f^2\text{sen}^2(\varphi')}{\omega^2 - f^2\text{sen}^2(\varphi')} = 1 + \frac{2f^2}{N^2}\tan^2(\varphi') \tag{3.38}$$

Como N/f es grande en la atmósfera, los efectos de rotación solo son importantes cuando φ' es cercano a $\pi/2$. A modo de cuantificar la transferencia de energía de un lugar a otro de la atmósfera es importante definir el vector flujo de energía:

$$F' = Ec_g \tag{3.39}$$

donde E es la energía definida en la ecuación 3.37 y c_g la velocidad de grupo definida en la ecuación 3.21. En particular, la componente vertical del flujo de momento está dada por:

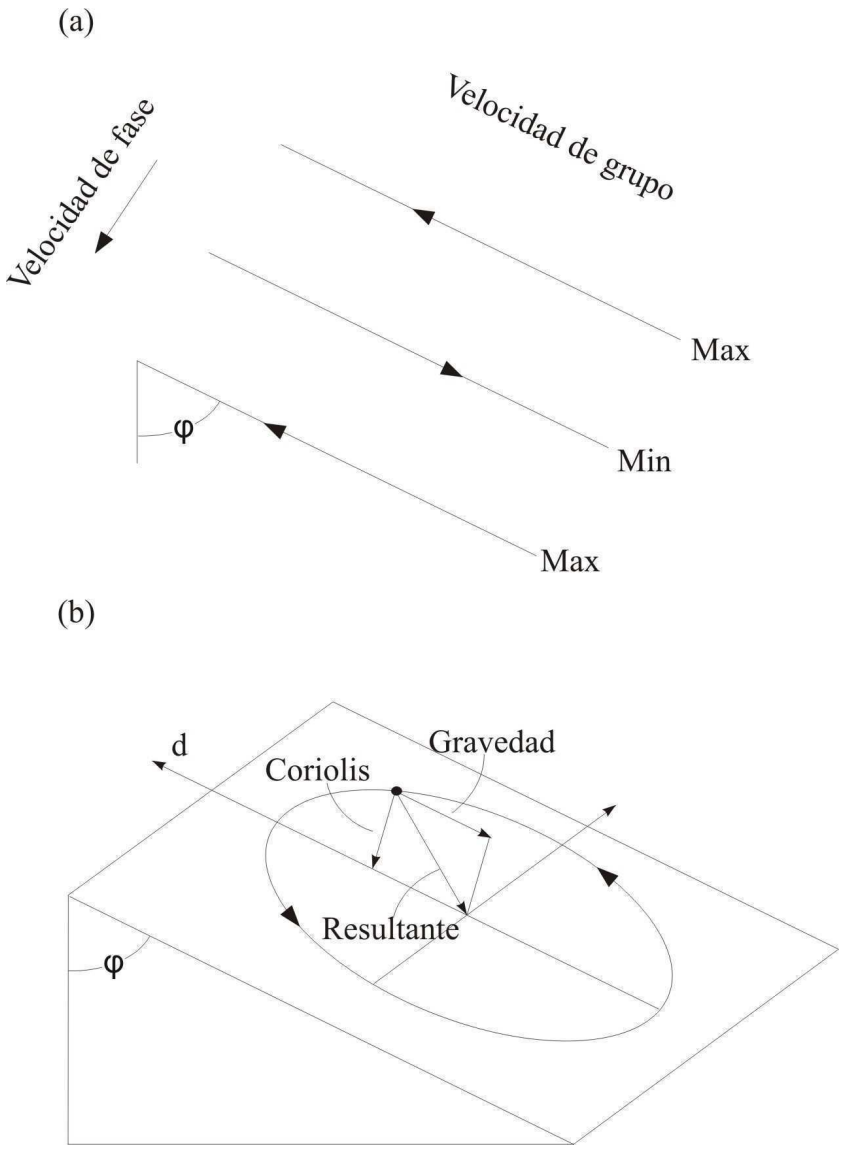

Figura 3.3: (a) Diagrama de una OIG plana en el caso no rotante, con velocidad de fase descendente, lo que implica velocidad de grupo ascendente. Las líneas muestran máximos y mínimos de velocidad, y las flechas muestran las direcciones de las componentes de la velocidad. (b) Movimiento de una partícula en el plano perpendicular a $\vec{k}$. La componente de la gravedad ($N\cos(\varphi')^2|d|$) y la aceleración de Coriolis $|f\text{sen}(\varphi')| \times \vec{u}$ son las fuerzas restitutivas presentes, y su resultante apunta siempre hacia el centro. El movimiento resultante es una órbita elíptica, rotando anticiclonicamente (la figura muestra la dirección del movimiento en el hemisferio Sur)

$$F_z' = -\frac{(N^2 - f^2)}{2k\omega}\rho_0 w_0^2 \mathrm{sen}^2(\varphi') \tag{3.40}$$

Capítulo 4

El Radio Ocultamiento (RO) satelital

4.1. Sistema de Posicionamiento Global (GPS)

El sistema de posicionamiento global (GPS por sus siglas en inglés) fue concebido como un sistema, el cual, a partir de posiciones conocidas de sus satélites determina posiciones desconocidas de un receptor en tierra, mar, aire o en el espacio. La señal GPS esta marcada con el tiempo en que es transmitida, de manera que un receptor sincronizado puede determinar el tiempo de viaje de dicha señal. La atmósfera terrestre degrada la señal GPS, introduciendo un error en la determinación de posiciones, sin embargo este error en su propósito original es utilizado para obtener información de propiedades de la atmósfera. La precisión del sistema se basa en el hecho de que la señal esta precisamente controlada por relojes atómicos. Gracias a la gran estabilidad de largo plazo en frecuencia de estos relojes, la sincronización varía entre 10^{-13} y 10^{-15} s en un día dependiendo el tipo de satélite. Con dicha precisión el GPS produce una frecuencia fundamental (L-Band) de 10.23 MHz. Las frecuencias de transmisión se logran multiplicando la frecuencia de reloj por 154 y 120 respectivamente, resultando en f_1=1575.42 MHz y f_2=1227.6 MHz correspondientes a longitudes de onda de aproximadamente 19 cm y 24 cm respectivamente. Las dos señales de transmisión son moduladas por dos métodos, P-code y C/A-code,

mediante los cuales se introducen intencionalmente errores a la señal para su uso no militar.

El sistema GPS esta compuesto de 3 partes:

- Los satélites que emiten la señal
- Un control de tierra que dirige el sistema
- Receptores

Una constelación de 24 satélites (21 operacionales y 3 en reserva) ubicados en seis planos orbitales en orbitas cuasi circulares a una altitud de aproximadamente 20200 km sobre la superficie terrestre y un período orbital de 12 horas. Los seis planos orbitales (con cuatro satélites por plano) se encuentran separados cada 60 grados en longitud y tienen una inclinación de 55° con el plano del ecuador.

La tarea del control de tierra consiste principalmente en el rastreo de los satélites, la sincronización de los relojes de los satélites y la carga y descarga de información a los satélites.

Los receptores GPS reciben la señal emitida por los satélites y computan su posición y velocidad. Son necesarios al menos 4 satélites GPS para computar posiciones en tres dimensiones y el offset de tiempo en el reloj receptor. Existen dos tipos principales de receptores, los que miden el tiempo de viaje de la señal y los que miden fase de la señal. En los primeros, la distancia al satélite es computada a partir del tiempo de viaje de la señal, el cual es medido comparando el tiempo de emisión de la señal en el satélite con el tiempo de recepción. Este tipo de receptores logra una precisión (sin restricciones intencionales de precisión) de 1 a 5 m. En el segundo tipo de receptores se mide la fase de la frecuencia portadora con precisión de 0.5 % de una longitud de onda, logrando precisiones de 1 mm a 3 mm.

4.2. Obtención de datos atmosféricos por sensado remoto

Las aplicaciones de las técnicas de sensado remoto han crecido en importancia durante las últimas décadas convirtiéndose en una de las más importantes técnicas

de medición de parámetros atmosféricos, tanto en ciencias de la Tierra como en ciencias planetarias.

El sensado remoto generalmente es definido como la recolección de información a distancia, donde el instrumento de medición se encuentra lejos del punto donde se realiza la medición. Una técnica particular de sensado remoto es el Radio Ocultamiento (RO) GPS.

4.3. Obtención de datos atmosféricos por RO GPS

Una aplicación en particular de sensado remoto es la técnica de RO GPS [*Steiner*, 1998], la cual esta basada en el concepto de enlace satélite-satélite en el modo "limbo" usando el sistema GPS y satélites LEO (baja orbita terrestre por sus siglas en inglés), para tomar mediciones de la atmósfera terrestre.

El principio de las mediciones por RO se basa en la influencia de la refractividad atmosférica sobre la propagación de una señal electromagnética, refractando dicha señal. La técnica de RO GPS permite obtener perfiles verticales de propiedades atmosféricas como la refractividad, a partir de la cual se derivan la densidad, presión, temperatura, presión de vapor de agua en atmósferas neutras y densidad electrónica en la ionósfera.

La técnica de RO provee información de gran precisión (error en temperatura < 1 K) y resolución vertical (< 1 km), gran estabilidad de largo plazo y auto calibración, lo que sumado a una cobertura global bajo cualquier condición meteorológica lo convierte en un poderoso método de monitoréo del clima. El sistema opera con señales de micro ondas "largas" las cuales no son atenuadas por nubes, aerosoles ni partículas precipitadas presentes en la troposfera.

El efecto total de la atmósfera terrestre puede caracterizarse por el ángulo de desviación total α como función de un parámetro de impacto a. El parámetro de impacto se define, asumiendo simetría esférica, como la distancia perpendicular entre el centro de la Tierra y el perigéo del rayo de ocultamiento asintótico al satélite GPS o LEO. La geometría del ocultamiento esta esquemáticamente ilustrada en la figura 4.1, donde r denota el radio en el perigéo del rayo (comúnmente llamado punto tangente). La variación de α con a o r depende principalmente del perfil

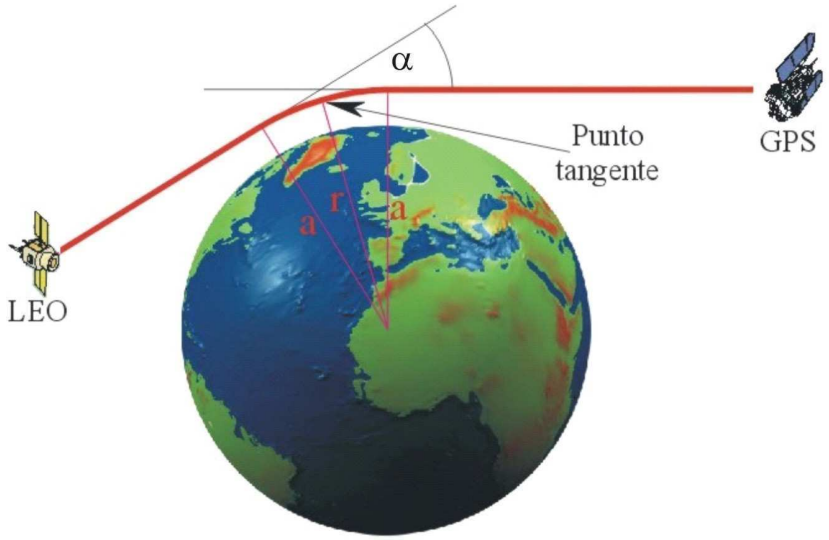

Figura 4.1: Geometría del ocultamiento GPS-LEO. Se observa el ángulo de desviación α, el parámetro de impacto a, y el radio al punto tangente r (perigéo del rayo de ocultamiento).

vertical del índice de refracción atmosférico. Este perfil puede obtenerse, asumiendo simetría esférica local, a partir de las mediciones de $\alpha(a)$ durante el ocultamiento. A pesar de la dificultad técnica en realizar mediciones angulares precisas debido al tamaño necesario de la antena receptora, es posible medir el cambio en la fase de la señal (cambio Doppler) como función del tiempo con altísima precisión. Como las posiciones y velocidades de los satélites GPS y LEO son conocidas, es posible determinar el cambio Doppler en ausencia de desviación del rayo y sustraer esta del cambio Doppler medido. Este cambio Doppler residual debido a la desviación del rayo en la atmósfera junto con la posición y velocidad de los satélites permite estimar α y a, con lo que se obtiene un conjunto de datos $\alpha(a)$ los cuales deben ser invertidos para obtener un perfil vertical de refractividad en la vecindad del punto tangente. Suponiendo que el conjunto de los puntos tangentes no se encuentran significativamente separados horizontalmente y que puede aproximarse localmente a la atmósfera como esféricamente simétrica, existe una solución directa al problema de inversión del conjunto $\alpha(a)$ a través de una transformada de Abel.

4.4. Refractividad atmosférica

Para un medio inomogeneo el índice de refracción es una función de la posición ($n = n(r)$) y en general no existe solución para la propagación de ondas monocromáticas de una fuente a un receptor. Como la longitud de onda de las señales GPS es pequeña en comparación a la escala característica del problema, puede utilizarse la óptica geométrica, tratando la propagación de la señal en término de rayos para dar una solución aproximada del problema. La aplicación de la óptica geométrica se fundamenta por el hecho que la variación del índice de refracción y otras cantidades definidas por la onda es pequeña sobre la distancia de una longitud de onda.

La integral $\int n.ds = L$ a lo largo de una trayectoria es conocida como el "camino óptico" de la señal. El camino de un rayo a través de una región en la cual varía el índice de refracción, se determina con el principio de mínima acción de Fermat. Entonces, la trayectoria de un rayo electromagnético conectando dos puntos ($P1, P2$) es:

$$\int_{P_1}^{P_2} n.ds = \text{Mínimo} \tag{4.1}$$

Es evidente que no es posible obtener la variación tridimensional del índice de refracción atmosférico en la vecindad del punto tangente en una medición unidimensional a lo largo de la trayectoria entre los satélites emisor y receptor. El problema puede simplificarse considerando que el desplazamiento horizontal del rayo en el perigéo del ocultamiento es mucho menor que la escala horizontal característica de los campos meteorológicos [*Gorbunov y Sokolovskiy*, 1993]. Por lo tanto, puede aproximarse que todo el camino del rayo esta contenido en un plano. Se supone que la en la vecindad de un punto tangente el índice de refracción posee simetría esférica, de manera que $n = n(r)$. Para un rayo atravesando una interfase plana entre medios con índices de refracción distintos puede utilizarse a ley de Snell:

$$n\text{sen}\phi = \text{constante} \tag{4.2}$$

donde ϕ denota el ángulo entre el gradiente de índice de refracción (el cual es radial)

y el rayo refractado. Como el camino del rayo esta contenido en un plano, el cambio de dirección puede ser expresado en coordenadas polares. En la figura 4.2 se observa la geometría de la refracción.

Usando relaciones geométricas puede obtenerse una expresión para $\alpha(a)$, a partir de la inversión analítica de la cual se obtiene $n(r)$. Diferenciando la ecuación 4.2 (ley de Snell) y reagrupando se obtiene una ecuación para el diferencial del ángulo de desviación.

$$d\alpha = d\phi_{Snell} = -\tan\phi \frac{dn}{n} \tag{4.3}$$

El ángulo de incidencia ϕ en coordenadas polares se escribe como:

$$\tan\phi = \frac{rd\theta}{dr} \tag{4.4}$$

Como la ley de Snell esta definida para interfaces planas, el cambio total del ángulo $d\phi$ tiene dos contribuciones, una descrita por la ley de Snell $d\phi_{snell}$, mas una contribución adicional debida a la simetría esférica de las interfaces y por lo tanto al cambio del ángulo de incidencia con respecto al cambio del ángulo polar $(\partial\phi/\partial\theta d\theta)$ [*Kursinski et al.*, 1997]. De la diferenciación de la relación geométrica $\theta+\phi-\alpha = \pi/2$ (ver figura 4.2) se obtiene:

$$d\theta + d\phi - d\alpha = 0 \tag{4.5}$$

sustituyendo $d\theta$, $d\alpha$ y utilizando las ecuaciones 4.3 y 4.4 respectivamente se obtiene:

$$\frac{dn}{n} + \frac{dr}{r} + \frac{d\phi}{\tan\phi} = 0 \tag{4.6}$$

Integrando la ecuación 4.6 se obtiene la ecuación de Bouguer [*Born y Wolf*, 1993], la cual representa la ecuación de la trayectoria de un rayo en un medio cuyo índice de refracción tiene simetría esférica y reemplaza a la ley de Snell para un medio estatificado plano:

$$nr\mathrm{sen}\phi = const = a \tag{4.7}$$

donde a es el parámetro de impacto. Para derivar el ángulo de desviación total debido a la refractividad atmosférica, la ecuación de Bouger se reagrupa para obtener

sen$\phi = a/nr$, la cual substituye a $\tan\phi$ en la ecuación 4.3. Integrando a lo largo del camino del rayo se obtiene:

$$\alpha(a) = 2a \int_{r=r_0}^{r=\infty} \frac{1}{\sqrt{n^2r^2 - a^2}} \frac{d\ln(n)}{dr} dr \tag{4.8}$$

la cual es llamada integral de Abel. Dicha ecuación es invertida utilizando la transformada de Abel, obteniéndose el índice de refracción como función del radio para cada punto tangente al rayo.

$$n(r_0) = \exp\left[\frac{1}{\pi} \int_{a=\infty}^{a=a_0} \frac{\alpha(a)}{\sqrt{a^2 - a_0^2}} da\right] \tag{4.9}$$

donde a_0 corresponde al radio en el perigéo del rayo. La ecuación describe una serie de rayos donde da es integrada entre a_0 e infinito utilizando las mediciones de $\alpha(a)$. En la práctica, la ecuación 4.9 es resuelta numéricamente [*Fjeldbo et al.*, 1971].

4.5. Derivación del ángulo de desviación

En el dominio de las radio frecuencias, el efecto de desviación producido por la atmósfera a la señal GPS puede ser medido como un retraso o un exceso de fase $\Delta\phi$. A partir de dichos observables, se computan el exceso de fase del camino óptico efectuado respecto al camino geométrico L y el corrimiento Doppler dL/dt, los cuales en conjunto con las velocidades y posiciones de los satélites, permiten determinar el ángulo de desviación atmosférico. El exceso de fase del camino óptico efectuado por las dos señales GPS ($L1$ y $L2$) obedece a la siguiente relación:

$$L_i = \Delta\varphi_i\lambda_i = \int n(s_i)ds_i - R_{geom} \tag{4.10}$$

donde R_{Rgeom} representa la distancia en línea recta entre el transmisor (GPS) y el receptor (LEO) y λ_i es la longitud de onda de las señales GPS. Los rayos de las dos señales $f1$ y $f2$ emitidas por el GPS, son influenciados de manera diferente por la ionósfera debido a sus propiedades dispersivas, por lo que recorren diferentes caminos ópticos. En principio solo interesa el índice de refracción de la atmósfera neutra, por lo que el efecto debido a la ionósfera es removido aplicando un método

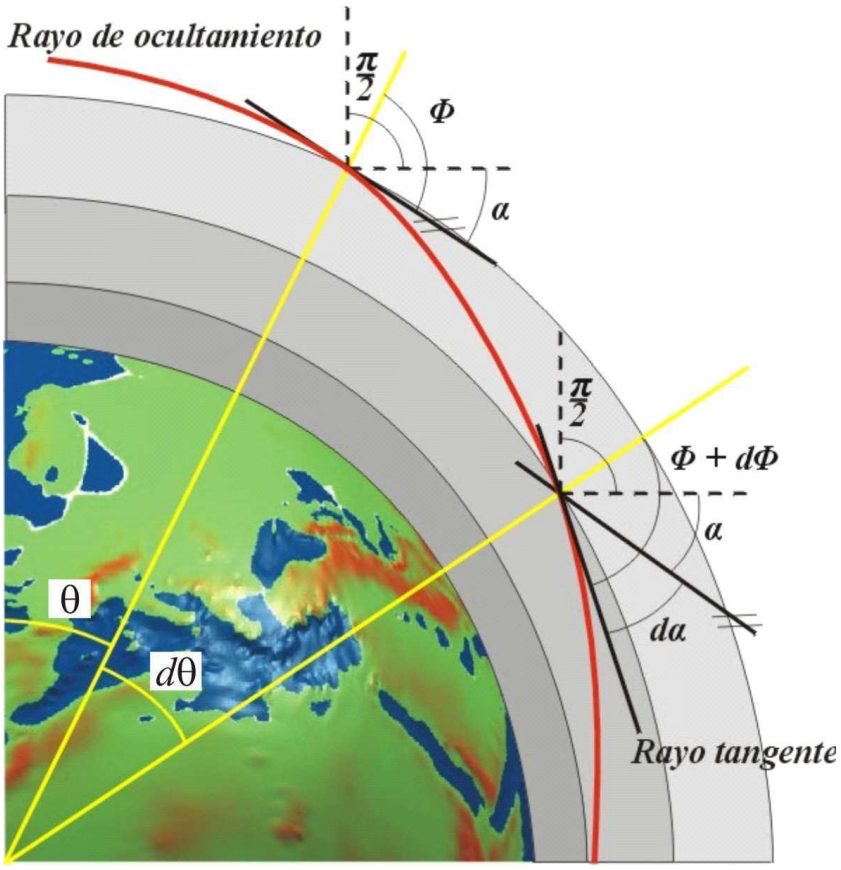

Figura 4.2: Geometría del rayo de ocultamiento. Puede observarse el incremento del ángulo de desviación en un sistema de coordenadas polares indicado por r y θ. El ángulo entre el gradiente del índice de refracción y el camino óptico del rayo esta denotado por ϕ y el ángulo de desviación por α.

de corrección. El método de corrección ionosférico estándar consiste en la siguiente combinación lineal del exceso de fase del camino efectuado respecto del geométrico de las dos señales GPS:

$$L_c = \frac{f_1^2 L_1 - f_2^2 L_2}{f_1^2 - f_2^2} \tag{4.11}$$

Este nuevo exceso de fase L_c solo contiene el exceso de fase correspondiente a la refracción de la señal en la atmósfera neutra más un pequeño residuo debido a la acción de la ionósfera. Con la derivada de L con respecto al tiempo se obtiene el corrimiento Doppler f_D respecto a la frecuencia portadora f, la cual se relaciona con propiedades cinemáticas como:

$$\frac{f_D}{f}c = \frac{dL_c}{dt} = v_G^c \text{sen}\phi_G - v_L^c \text{sen}\phi_L + v_G^r \text{sen}\phi_G - v_L^r \text{sen}\phi_L \tag{4.12}$$

La figura 4.3 presenta un esquema conceptual de la geometría del ocultamiento donde r_G y r_L son las distancias geocéntricas de los satélites (G=GPS y L=LEO), v^r y v^c las componentes radial y circular de las velocidades de los satélites proyectadas sobre el plano de ocultamiento y a el parámetro de impacto. El satélite GPS emite ondas electromagnéticas en el ángulo cenit θ_G y son recibidas por el satélite LEO en el ángulo cenit ϕ_L. Asumiendo simetría esférica y suponiendo valido $n(r_G) = n(r_L) = 1$, la ley de Snell (ecuación 4.7) es $r_g \text{sen}\phi_G = r_L \text{sen}\phi_L$. A partir de relaciones geométricas (ver figura 4.3) y de las posiciones y velocidades de los satélites conocidas, es posible calcular α y a:

$$\alpha(a) = \phi_G + \phi_L + \gamma - \pi \tag{4.13}$$

$$a = r_g \text{sen}\phi_G = r_L \text{sen}\phi_L \tag{4.14}$$

4.6. Derivación de las propiedades atmosféricas

Como el índice de refracción en la atmósfera neutra es cercano a la unidad, es conveniente utilizar en su lugar el término refractividad N_r:

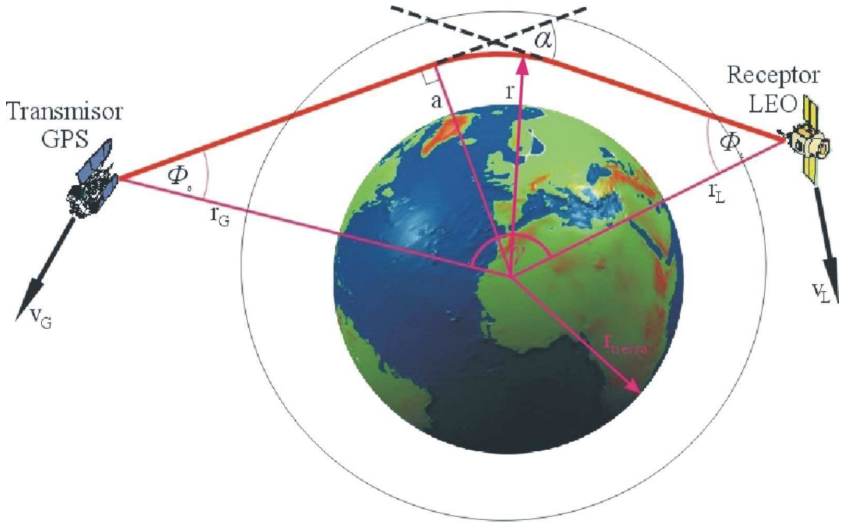

Figura 4.3: Diagrama conceptual de la geometría del ocultamiento GPS-LEO en el plano del ocultamiento. El satélite GPS (radio vector r_g y velocidad v_G) emite el rayo de ocultamiento en el ángulo cenit ϕ_G y es recibido por el satélite LEO (radio vector R_L y velocidad v_L)

$$N_r = (n-1) \times 10^6 \tag{4.15}$$

Es conocido de las ecuaciones del electromagnetismo que el índice de refracción es igual a la raíz cuadrada de la permitividad del medio, la cual depende de la polarizabilidad de las moléculas atmosféricas. La refractividad total de la atmósfera y la ionósfera puede ser aproximada para ondas en el dominio de las radiofrecuencias $< 10\ GHz$ por:

$$N_r = k_1 \frac{p}{T} + k_2 \frac{e}{T^2} - k_3 \frac{n_e}{f^2} \tag{4.16}$$

donde p denota la presión atmosférica en $mbar$, T la temperatura atmosférica en K, e la presión de vapor parcial del agua en $mbar$, n_e es la densidad electrónica en número en m^{-3}, y f la frecuencia del transmisor en Hz. Los valores de las constantes son: $k1$ = 77.60 , $k2$ = 3.73x10^5 y $k3$ = 40.3x10^6. Tres fuentes principales contribuyen a la refractividad total en la ecuación 4.16, la atmósfera neutra y seca, el vapor de agua

y los electrones libres en la ionósfera. Existe una cuarta fuente, la cual contribuye a la refractividad debido al scattering producido por gotas de agua. Este término puede despreciarse y solo es de importancia en condiciones muy extremas.

El primer término de la parte derecha de la ecuación 4.16 es debido a la atmósfera neutra y seca. Este término es causado por la polarizabilidad de las moléculas atmosféricas, es proporcional a la densidad molecular en número y es el dominante para altitudes desde el nivel del mar hasta aproximadamente 50 km.

El segundo término, llamado de "refractividad húmeda", es debido al gran momento dipolar del vapor de agua. El término húmedo tiene un substancial impacto en la magnitud de la refractividad en la baja troposfera, léase, en los primeros 5 km. Por encima de los 7 y hasta los 10 km la contribución a la refractividad del término de vapor de agua es menor al 2 % [*Hardy et al.*,1992].

El tercer término, llamado "término ionosférico", es debido a los electrones libres en la ionósfera y se vuelve importante por encima de los 50 km. La naturaleza dispersiva de la ionósfera hace que este término dependa de la frecuencia. Este término es estimado y removido hasta primer orden para obtener la refractividad de la atmósfera neutra (ver sección 4.5). Las constantes (k_1 y k_2) de esta ecuación empírica e independiente de la frecuencia fueron derivadas por Smith y Weintraub [*Smith y Weintraub*, 1953]. Esta ecuación es valida en todo el dominio de las radiofrecuencias y provee una presición de aproximadamente 0.5 % en N_r. [*Thayer*, 1974] mejoró esta ecuación tomando en cuenta la compresibilidad debida al comportamiento no ideal del gas.

En los trópicos, donde la humedad cambia significativamente en tiempo y espacio, la influencia del vapor de agua debe ser considerada en la derivación del perfil de temperatura en la parte baja de la atmósfera. El término "húmedo" de la refractividad puede ignorarse en las partes frías de la troposfera y la estratosfera, donde las temperaturas son menores a 250 K. En estos casos, los parámetros atmosféricos densidad, precisión y temperatura pueden ser determinados sin tener en cuenta el vapor de agua, reduciendo la ecuación 4.16 de la refractividad a solo el término seco:

$$N_r = 77{,}6\frac{p}{T} \tag{4.17}$$

La combinación de la ecuación 4.17 con la ecuación de estado del aire seco:

$$p = \frac{R^*}{M}\rho T \tag{4.18}$$

donde M (28,96$Kg.kmol^{-1}$) es la masa molecular media del aire seco, y R^* ($8,314 \times 10^3 Jkmol^{-1}K^{-1}$) la constante universal de los gases, resulta en una relación directamente proporcional entre la densidad de masa del aire y la refractividad:

$$\rho(z) = 4{,}488 \times 10^3 N_r(z) \tag{4.19}$$

donde ρ es la densidad del aire en $Kg.m^{-3}$, y z la altitud. Luego, la presión del aire se obtiene a partir de ρ, integrando la ecuación de equilibrio hidrostático (ecuación 2.2). La presión en $mbar$ esta dada por:

$$p(z) = 4{,}488 \times 10^{-5} \int_z^{\infty} g(z)\rho(z)dz \tag{4.20}$$

Finalmente, el perfil de temperatura $T(z)$ se obtiene utilizando nuevamente la ecuación de estado (ecuación 4.18):

$$T(z) = 77{,}6\frac{p(z)}{N_r}(z) \tag{4.21}$$

Resumiendo, los perfiles de densidad, presión y temperatura pueden ser derivados directamente del perfil observado de índice de refracción.

Cuando el contenido de vapor de agua cambia significativamente, como en el caso de regiones cálidas de la troposfera, particularmente los trópicos, las contribuciones a la refractividad de los términos seco y húmedo no pueden distinguirse separadamente a través de mediciones por RO. Esto introduce una ambigüedad en los perfiles de densidad, presión y temperatura. Los efectos del vapor de agua, en concentraciones variables e inciertas, son indistinguibles de los efectos de la parte "seca" en los perfiles de presión y temperatura. En dichos casos, es necesario el uso de información "a priori" proveniente de observaciones y análisis meteorológicos para resolver la densidad de vapor de agua a una temperatura dada. Alternativamente puede aislarse las contribuciones del vapor de agua, léase la presión parcial de vapor de agua $e(z)$ y la humedad especifica $q(z)$, utilizando información "a priori" de temperatura y

refractividad y aplicando un proceso de iteración [*Gorbunov y Sokolovskiy*, 1993]. Asumiendo que el aire es seco ($q(z) = 0$) y con el conocimiento de la temperatura, se calculan la temperatura virtual T_v y la presión:

$$T_v(z) = T(z)\,[1 + 0{,}608q(z)] \tag{4.22}$$

$$p(z) = p(z^*)\exp\left[\frac{1}{R^*}\int_z^{z^*}\frac{g(z)}{T_v(z)}dz\right] \tag{4.23}$$

Luego, con el conocimiento "a priori" de N_r, T y utilizando la ecuación 4.16 (sin el término ionosférico) se obtiene la presión parcial de vapor de agua e en $mbar$:

$$e(z) = \frac{N(z)T^2(z) - k_1 p(z)T(z)}{k_z} \tag{4.24}$$

y la humedad especifica q en gKg^{-1} son calculadas:

$$q(z) = 0{,}622\frac{e(z)}{p(z) - 0{,}378e(z)} \tag{4.25}$$

la cual es nuevamente utilizada para calcular la T_v. El procedimiento converge luego de dos iteraciones [*Gorbunov y Sokolovskiy*, 1993].

A modo de resumen, la figura 4.4 presenta esquemáticamente los pasos mas importantes para la derivación de las distintas variables atmosféricas.

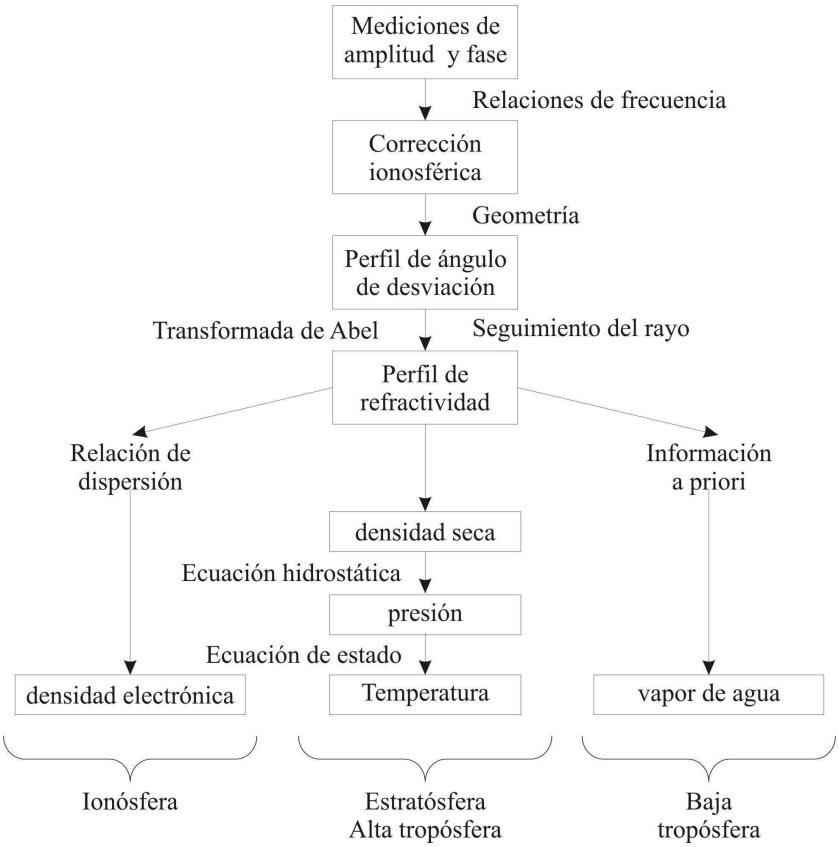

Figura 4.4: Esquema de la inversión teórica utilizada para la derivación de las variables atmosféricas a partir de mediciones por RO.

Capítulo 5

Determinación de la actividad ondulatoria por RO GPS

La energía media asociada a una perturbación atmosférica por unidad de volumen, definida por la ecuación 3.37, es una medida de la actividad ondulatoria (AO). Experimentalmente está aceptado que la razón E_k/E_p es aproximadamente una constante cuyo valor se encuentra entre 5/3 y 2 [*Fritts y Alexander*, 2003]. Por lo tanto, la actividad ondulatoria puede ser estudiada solo a partir de observaciones de temperatura. La E_p se define como:

$$E_p = \frac{1}{2(z_2 - z_1)} \int_{z_1}^{z_2} \left(\frac{g}{N(z)}\right)^2 \left(\frac{T'}{T_f}\right)^2 dz \tag{5.1}$$

donde T_f y T' son la temperatura de fondo y su perturbación respectivamente y $z_2 - z_1$ es el intervalo de alturas. La frecuencia de Brunt-Väisälä puede ser calculada directamente a partir de T_f como:

$$N^2(z) = \frac{g}{T}\left(\frac{\partial T_f}{\partial z} + \frac{g}{c_p}\right) \tag{5.2}$$

donde c_p es el calor específico a presión constante.

La sensibilidad del método de RO GPS a las OIG es conocida desde las misiones interplanetarias a Titán, Venus, Urano, Neptuno y Júpiter (por ejemplo [*Hinson y Tyler*, 1983]). Si bien actualmente existen diversas técnicas experimentales de alta resolución para la detección de la *AO* como radiosondeos, cohetes,

radares y lidares, dichas técnicas están generalmente limitadas a áreas específicas, generalmente en regiones continentales. El método de RO GPS es una nueva y útil herramienta para el estudio de la actividad de las OIG a escala global en la atmósfera [*Steiner y Kirchengast*, 2000]. Diversos estudios morfológicos de la *AO* en la estratósfera a escala global fueron realizados recientemente, como por ejemplo [*Steiner y Kirchengast*, 2000], [*de la Torre et al.*, 2006b], [*Alexander S. et al.*, 2008] y [*Namboothiri et al.*, 2008]. Sin embargo, hasta el momento no se ha estudiado la *AO* en el sistema tropósfera-estratósfera a partir de datos de RO GPS. Esto se debe a que los distintos métodos de procesamiento de datos fallan al extraer correctamente T_f y T' del perfil de T original a la altura de la tropopausa, sobreestimando la AO (ver sección 5.5.3).

La resolución vertical del método de RO GPS depende de que tan espaciadas son tomadas las diferentes mediciones del ángulo de desviación α. En la aproximación de óptica geométrica y simetría esférica, el límite a la resolución vertical esta dado por la difracción. Sin embargo, nuevas técnicas como la radio holografía permiten mejorar el límite impuesto por la difracción de Fresnel. A fin de minimizar las incertezas durante la inversión debido a los efectos de la difracción, la fase es promediada sobre intervalos de tiempo conmensurables con el tiempo en que se recorre el diámetro de la primera zona de Fresnel. Debido a este promediado, el método de RO GPS genera mediciones espaciadas verticalmente aproximadamente cada diámetro de Fresnel. La resolución vertical limita la capacidad de detección del RO GPS a longitudes de onda verticales mayores al doble de la resolución (Teorema de muestreo de Nyquist-Shannon).

5.1. Límites a la resolución horizontal y vertical

La resolución vertical durante la medición del ángulo de desviación α esta determinada por la contribución individual de los diferentes estratos atmosféricos a la desviación total de la señal GPS (ecuación 4.8). La ecuación 4.8 es válida en la aproximación de óptica geométrica, imponiendo un límite a la resolución vertical, la cual no podrá ser mayor al tamaño del radio de Fresnel [*Kursinski et al.*, 1997] La resolución horizontal ΔL puede ser definida como la distancia recorrida por la

señal GPS al atravesar una capa de resolución vertical Δh. Las resoluciones vertical y horizontal están relacionadas por (ver figura 5.1):

$$\Delta L \approx 2(2(h + R_T)\Delta h)^{1/2} \tag{5.3}$$

5.1.1. Resolución vertical. Límite por difracción

El diámetro de la primera zona de Fresnel (Z_F) en el punto tangente de la señal GPS esta dado por [*Kursinski et al.*, 1997]:

$$Z_F = 2[\frac{f_i L_{GPS} L_{LEO}}{L_{GPS} + L_{LEO}}]^{1/2} \approx 2[f_i L_{LEO}]^{1/2} \quad (\text{si} \quad L_{GPS} >> L_{LEO}) \tag{5.4}$$

donde L_{LEO} y L_{GPS} son las distancias desde el receptor y transmisor al punto tangente respectivamente (segmentos $\overline{TL}$ y $\overline{GT}$ respectivamente en la figura 5.3). Considerando $f_1 = 19\ cm$, $L_{LEO} \approx 700\ km$ y $L_{GPS} \approx 3100\ km$, de la ecuación 5.4 se obtiene un $Z_F = 1{,}4\ km$. De acuerdo a la ecuación 5.3 la resolución horizontal correspondiente a $\Delta h = Z_F = 1{,}4\ km$ es de aproximadamente 270 km.

El límite impuesto por la difracción a la resolución vertical esta influenciado por el gradiente vertical de refractividad. Cuando éste aumenta, Z_F decrece (aumenta la resolución vertical) de acuerdo a:

$$Z_F = Z_F(\text{espacio libre})M^{1/2} \tag{5.5}$$

donde M se define como [*Fjeldbo y Eshleman*, 1969]:

$$M = (1 + L_{LEO}\frac{\partial \alpha}{\partial a}) \tag{5.6}$$

donde $\alpha(a)$ es el ángulo de refracción y a el parámetro de impacto. La dependencia con la altitud de M y de Z_F se muestra en la figura 5.2 (a) y (b) respectivamente. Z_F decrece gradualmente de 1.4 km en la estratósfera a menos de 0.5 km cerca de la superficie. Las variaciones de Z_F en la tropósfera se deben principalmente a variaciones rápidas en el gradiente vertical de refractividad producto de cambios en la humedad.

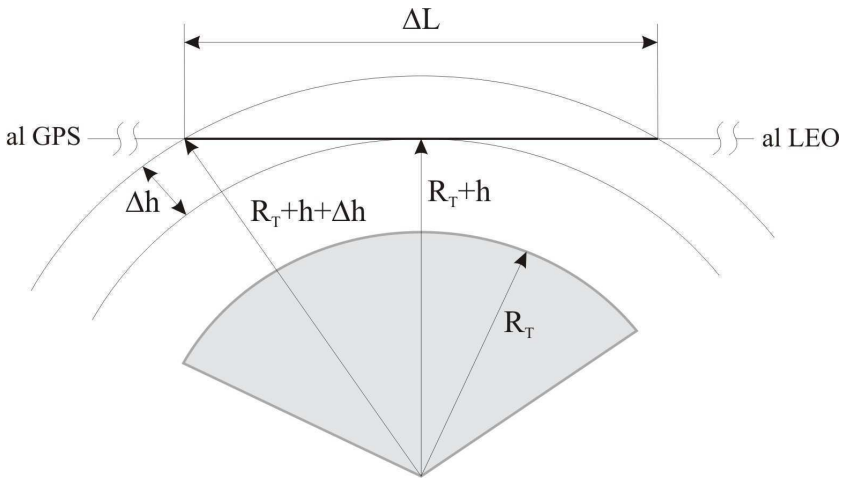

Figura 5.1: Señal GPS al atravesar una capa de resolución vertical Δh.

5.2. Mejoras en la resolución vertical

Es posible monitorear estructuras atmosféricas registrando la amplitud, en lugar de la fase, de la señal GPS [*Liou et al.*, 2006]. La amplitud y la fase de la señal GPS registradas durante un evento de RO poseen diferentes resoluciones intrínsecas a las OIG. El método de amplitud permite una resolución vertical superior a la impuesta por la difracción de Fresnel.

5.2.1. Resolución intrínseca del método amplitud del RO GPS

La figura 5.3 muestra el esquema del RO GPS. El punto O representa el centro de la tierra considerando simetría esférica. Las ondas de radio emitidas por los satélites GPS (punto G) llegan al satélite LEO (punto L) a lo largo de la trayectoria $\overline{GTL}$, donde T es el punto tangente en la atmósfera.

En el punto T, la distancia h es mínima (perigéo) y, en ausencia de actividad ondulatoria, el gradiente de refractividad es perpendicular a la trayectoria $\overline{GTL}$. La proyección del punto T sobre la superficie de la tierra determina la latitud y longitud en que tiene lugar el evento de RO. La señal GPS registrada a lo largo

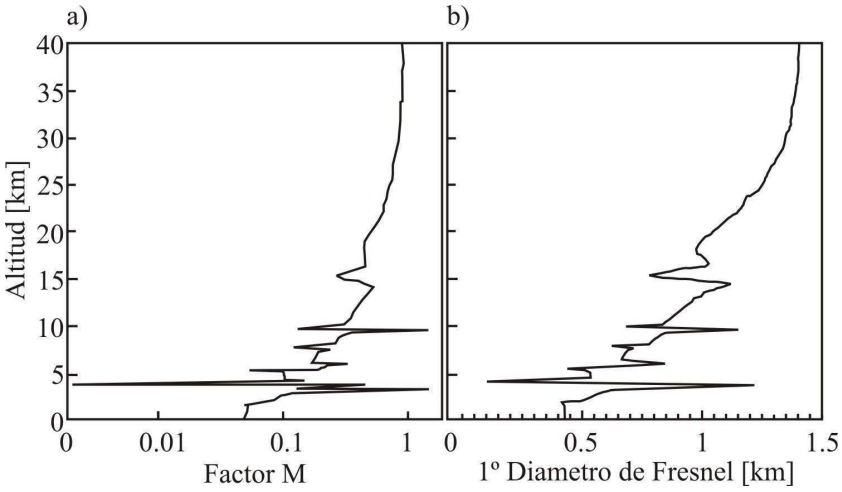

Figura 5.2: (a)Variación del factor M con la altitud (5.6). (b) Diámetro de la primera zona de Fresnel Z_F definida por las ecuaciones 5.4 y 5.5. Extraído de [*Kursinski et al.*, 1997]

de la trayectoria del LEO contiene la información de amplitud y fase en función del tiempo para las dos frecuencias f_1 y f_2. El intervalo de tiempo τ que dura un evento de RO GPS depende de las posiciones relativas entre los planos orbitales de los satélites GPS y LEO. τ es mínima ($\sim$ 30 s) cuando los planos orbitales son paralelos. Por lo tanto, las OIG pueden ser detectadas mediante el método de RO GPS debido a sus frecuencias mucho mas bajas ($1/\tau \sim 0{,}03s^{-1}$). Resumiendo, el RO provee una imagen ïnstantánea"de las OIG.

La sensibilidad intrínseca caracteriza los valores extremos de resolución espacial, los cuales pueden ser conseguidos mediante métodos optimizados de análisis de los datos de RO ([*Hocke et al.*, 1999], [*Pavelyev et al.*, 2002]). La sensibilidad intrínseca de la señal de RO a estructuras ondulatorias depende de la longitud de interacción coherente (L_{ic}) entre la señal de RO y la atmósfera [*Igarashi et al.*, 2001]. El valor de L_{ic} depende del perfil vertical del índice de refrección $n(r)$. Para hallar esta dependencia notemos que, en ausencia de ondas, en el punto T el rayo de ocultamiento es aproximadamente perpendicular al gradiente vertical de refractividad $dn(r)/dr$. Se deduce que

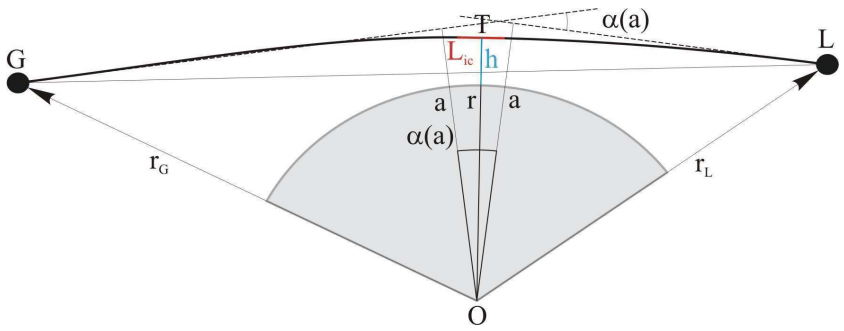

Figura 5.3: La longitud de interacción coherente L_{ic} entre la señal GPS y él medio conecta el ángulo de desviación $\alpha(a)$ con el gradiente vertical de refractividad atmosférica en el punto T

$$L_{ic} = |\alpha(a)n(r)/(dn(r)/dr)| \tag{5.7}$$

Utilizando las expresiones analíticas de $\alpha(a)$ y $n(r)$ cuando se considera el modelo de atmósfera exponencial (ecuación 2.4 para el caso de T=cte), L_{ic} puede escribirse como [*Liou et al.*, 2006]:

$$L_{ic} = \frac{\sqrt{2\pi r H}}{M_d} \tag{5.8}$$

donde H es la escala de altura de la atmósfera estándar, r es la distancia desde el punto tangente T hasta el centro de simetría esférica O (ver figura 5.3), y $M_d = a[dM(r)/dr]/n(r)$, con $M(r) = n(r)r/a$ el índice de refración modificado y a el radio terrestre. En la aproximación de óptica física se obtiene la siguiente relación:

$$L_{ic} = \frac{\sqrt{r\lambda_z}}{M_d} \tag{5.9}$$

Considerando $r = 6400\ km$, $M_d \approx 1$, y λ_z en el intervalo 1-16 km, se obtiene que L_{ic} varía en el rango 80-320 km. La propagación de la señal GPS en la vecindad del punto tangente introduce un efecto de atenuación dentro del radio Fresnel:

$$\Delta h = \sqrt{\frac{f_i X L_{ic}}{4}} = \sqrt{\frac{f_i X}{4M_d}} \sqrt[4]{r\lambda_z} \tag{5.10}$$

donde X caracteriza el incremento/decremento de la intensidad de la señal GPS (f_i, i=1,2) debido a la refractividad atmosférica. Considerando $f_1 = 19\ cm$, $\lambda_z = 1 - 16$ km y $X = M_d \approx 1$ se obtiene $\Delta h \approx 62 - 123\ m$. El valor de Δh caracteriza la resolución intrínseca del método de RO GPS. Es interesante estimar el límite inferior de L_{ic} debido a la difracción. Notemos que en la vecindad del punto T el ángulo ξ de la señal GPS respecto al horizonte local es cero (se mueve a lo largo de una capa de índice de refracción aproximadamente constante). El ángulo ξ esta conectado con L_{ic} mediante

$$\xi = 0{,}5\frac{L_{ic}}{r} \tag{5.11}$$

Para que la interacción entre la señal GPS y la atmósfera estratificada en el punto T sea coherente, la diferencia $\xi - \alpha(\xi) = \xi(1 - d\alpha/d\xi) = \xi M_d$ no debe exceder el tamaño angular del radio de Fresnel Δh en el punto T ($\sim \Delta h/L_{ic}$).

$$\xi M_d \leq \frac{\Delta h}{L_{ic}} = \sqrt{\frac{f_i X}{2L_{ic}}} \Longrightarrow \xi \leq \sqrt{\frac{f_i X}{2L_{ic}}}/M_d \tag{5.12}$$

Para el mínimo de la desigualdad 5.12, la ecuación 5.11 es valida de manera que vale:

$$\xi = 0{,}5\frac{L_{ic}}{r} = \sqrt{\frac{f_i X}{2L_{ic}}}/M_d \tag{5.13}$$

De la ecuación 5.13 se despeja L_{ic} y ξ:

$$L_{ic} = f_i^{1/3} X^{1/3} 2^{2/3} r^{2/3} M_d^{-2/3} \tag{5.14}$$

$$\xi = 2^{-1/3} r^{-1/3} f_i^{1/3} X^{1/3} M_d^{-2/3} \tag{5.15}$$

Luego, de las ecuaciones 5.12, 5.14 y 5.15 se despeja Δh:

$$\Delta h = 2^{-2/3} r^{1/3} f_i^{2/3} X^{2/3} M_d^{-1/3} \tag{5.16}$$

En el caso $X = 1$ (sin atenuación de la señal GPS), $M_d \approx 1$ y $r = 6400\ km$ se obtiene, $L_{ic} = 31{,}45\ km$ y $\Delta h = 38{,}6\ m$ para $f_1 = 19cm$ y $L_{ic} = 34\ km$ y $\Delta h = 45{,}1$ m para $f_2 = 24cm$. Por lo tanto el método amplitud del RO GPS es sensible a ondas

cuyas longitudes de onda verticales y horizontales que sean mayores a 45 m y 34 km respectivamente.

5.3. Interpretación de los parámetros de las OIG

En esta sección se estudiará la relación entre las ondas originales y las observadas por el método de RO GPS, en particular los rangos o umbrales en que las OIG pueden ser detectadas. Luego se analizará cómo el método de RO GPS afecta la longitud de onda y la fase detectadas [*Alexander P. et al.*, 2008].

El método de RO GPS provee información de refractividad (o temperatura) para los distintos puntos tangentes durante un ocultamiento. El valor refractividad obtenido para cada punto tangente contiene información de la estructura de la atmósfera a lo largo del rayo de ocultamiento (integración pesada a lo largo del rayo).

Debido a la naturaleza tridimensional de las OIG, la discrepancia entre las características reales y las detectadas dependen principalmente de las posiciones relativas entre los frentes de onda respecto del rayo de ocultamiento y de la línea de puntos tangentes (LPT). La figura 5.4 muestra los dos casos geométricos extremos. En la figura 5.4a el rayo de ocultamiento correspondiente a un punto tangente atraviesa los frentes de onda casi perpendicularmente. Las contribuciones positivas y negativas a lo largo del rayo de ocultamiento se cancelan entre sí y la estructura ondulatoria observada del perfil de RO será mucho mas débil que la original. En la figura 5.4b cada rayo de ocultamiento esta contenido en una superficie de fase constante. Esta representa la situación óptima para observaciones de amplitud. Si bien esta breve explicación permite comprender el efecto de un único modo de oscilación, durante un ocultamiento en una atmósfera real existe una compleja combinación tridimensional de ondas y otros fenómenos los cuales dificultan la interpretación. Excepto en la situacón ideal de que exista un único y claro modo dominante donde sus parámetros no varíen significativamente con la altura, un único perfil de RO provee información incompleta sobre la actividad ondulatoria. Sin embrago, pueden obtenerse conclusiones estadísticas sobre climatologías a partir de una cantidad suficiente de perfiles de RO.

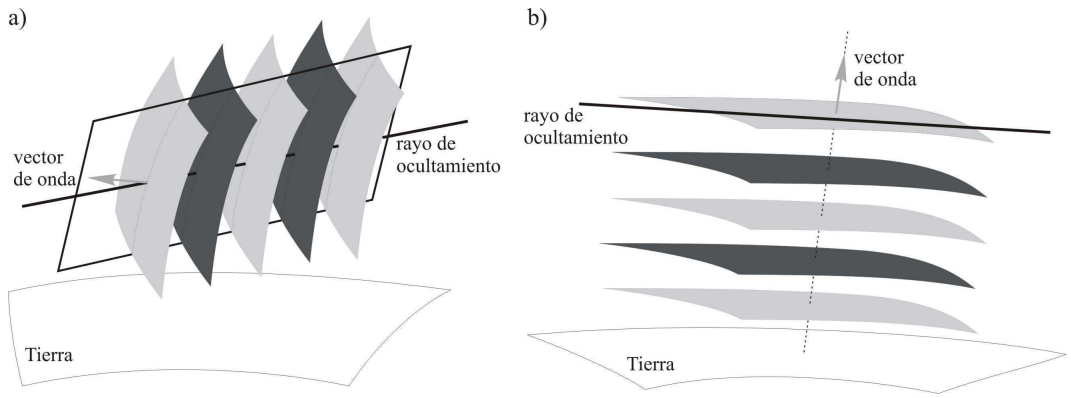

Figura 5.4: a) Cada rayo de ocultamiento atraviesa los frentes de onda casi perpendicularmente. b) Cada rayo de ocultamiento esta contenido en una superficie de fase constante. Esta representa la situación óptima para observaciones de amplitud.

5.3.1. Atenuación de la amplitud

En esta sección se recurrirá al núcleo de mapeo bidimensional utilizado para la derivación de perfiles de refractividad mediante la transformación de Abel (ecuación (10) de [*Ahmad y Tyler*, 1998]):

$$\tilde{\nu}(r) = 2\int_0^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} dX dZ \kappa(Z,r)\nu(X,Z) \tag{5.17}$$

donde $\nu(X,Z)$ y $\tilde{\nu}(r)$ son las refractividades original y derivada respectivamente. X, Z y r representan las direcciones horizontal y vertical y la componente radial del punto tangente (ver figura 5.5) mientras que $\kappa(Z,r)$ es la respuesta al impulso del sistema. κ posee una doble discontinuidad en la vecindad del punto tangente. Siguiendo a [*Ahmad y Tyler*, 1998], el difícil comportamiento de κ puede solucionarse considerando que las OIG introducen pequeñas perturbaciones en una atmósfera esféricamente simètrica. De esta manera el núcleo puede ser representado por una función δ de Dirac en la dirección perpendicular al rayo y contenida en el plano del ocultamiento. Como en otros métodos perturbativos, esta aproximación segirá siendo válida siempre y cuando la desviación del estado base debido las OIG sea pequeña.

Además de considerar pequeñas perturbaciones de la simetría esférica debido a OIG, se supone que la curvatura del rayo de ocultamiento es despreciable en com-

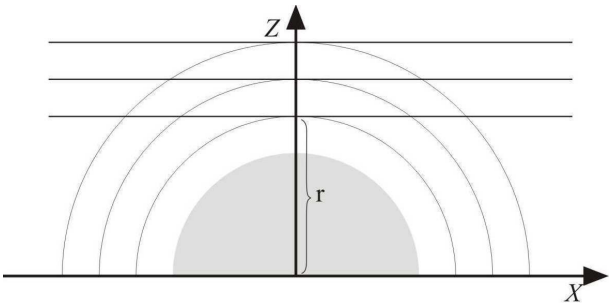

Figura 5.5: Coordenadas Cartesianas (X, Z), coordenada radial r del punto tangente y sucesivos rayos de ocultamiento (curvatura pequeña en comparación con la curvatura terrestre) mostrados como líneas paralelas conectando los satélites transmisor (GPS) y receptor (LEO) en el plano del ocultamiento

paración con la curvatura terrestre, la región atravesada por el rayo es ópticamente delgada y la atmósfera sin perturbar es isotérmica con una escala de altura $H = 7.3\ km$. Representaremos al campo de refractividad $\nu(X, Z)$ como una parte exponencial radialmente simétrica y una perturbación de primer orden inducido por OIG:

$$\nu(X, Z) = \nu_0(z) + \nu_1(x, z) = \nu_f \exp(-z/H)(1 + A\text{sen}(kx + mz + \phi)) \tag{5.18}$$

donde k y m son los numeros de onda horizontal y vertical respectivamente, A es la amplitud no dimensional de primer orden y ν_f representa la refractividad sin perturbar a un determinado nivel de referencia. Como puede observarse en las figuras 5.5 y 5.6, las coordenadas X y Z representan las direcciones paralela y perpendicular al rayo de ocultamiento respectivamente, mientras que x y z representan la altitud y la distancia horizontal en el sistema de la Tierra. Como la integral 5.17 se realiza a lo largo del rayo, necesitamos relacionar X con las coordenadas terrestres x y z. Para ángulos acimutales pequeños ($< 2^o$) dicha relación puede escribirse como:

$$z \approx \frac{X^2}{2R_T} \quad \text{y} \quad x \approx X \tag{5.19}$$

donde R_T es el radio terrestre. Reemplazando las ecuaciones 5.18 y 5.19 en la

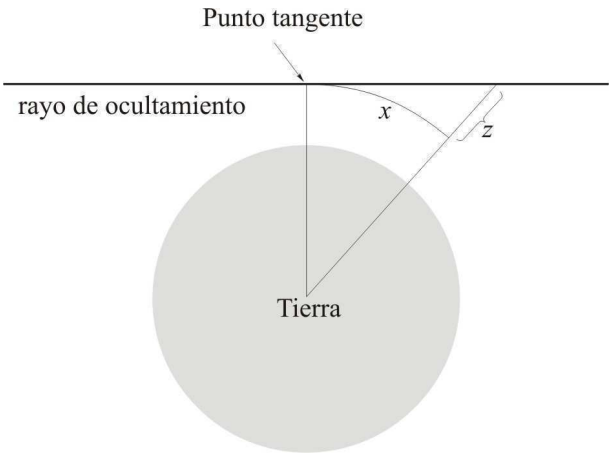

Figura 5.6: Sistema de referencia (x,z) con el origen en el punto tangente. Este sistema de referencia es utilizado para el calculo de la integral de la refractividad a lo largo del rayo de ocultamiento

ecuación 5.17 se obtiene:

$$\tilde{\nu}_0(r) = \int_{-\infty}^{\infty} \nu_f \exp(\frac{-X^2}{2R_T H}) dX \tag{5.20}$$

$$\tilde{\nu}_1(r) = \int_{-\infty}^{\infty} \nu_f \exp(\frac{-X^2}{2R_T H}) A \text{sen}(kX - \frac{mX^2}{2R_T} + \phi) \tag{5.21}$$

$\tilde{\nu}_0$ y $\tilde{\nu}_1$ representan las refractividades detectadas en la atmósfera sin perturbar y las perturbaciones de 1er orden introducidas por OIG respectivamente. Considerando que $Hm \gg 1$ ($\lambda_z \leq 10\ km$)es posible escribir una solución analítica:

$$\tilde{\nu}_0(r) = \nu_f \sqrt{2\pi H R_T} \tag{5.22}$$

$$\tilde{\nu}_1(r) = \nu_f A \exp(\frac{-k^2 R_T}{2m^2 H}) \sqrt{\frac{2\pi R_T}{m}} \text{sen}(\phi + \frac{k^2 R_T}{2m} + \frac{\pi}{4}) \tag{5.23}$$

Las ecuaciones 5.22 y 5.23 deben ser corregidas por un factor de calibración de manera de trabajar con las unidades correctas, ya que dichas ecuaciones representan una integración pesada a lo largo del rayo de ocultamiento. Se define la respuesta (R) como:

$$R = \frac{\tilde{\nu}_1}{\tilde{\nu}_0} = A\exp(\frac{-k^2 R_T}{2m^2 H})\sqrt{\frac{1}{Hm}}\text{sen}(\phi - \frac{k^2 R_T}{2m} + \frac{\pi}{4}) \tag{5.24}$$

Definiendo:

$A = A(k, m)$
$E(k, m) = \exp(\frac{-k^2 R_T}{2m^2 H})$
$D(m) = \sqrt{\frac{1}{Hm}}$
$S(k, m) = \text{sen}(\phi - \frac{k^2 R_T}{2m} + \frac{\pi}{4})$
la ecuación 5.24 se reescribe como:

$$R = A(k, m)E(k, m)D(m)S(k, m) \tag{5.25}$$

Nótese que el caso correspondiente a simetría esférica ($k = 0$) no exhibe atenuación exponencial. Debido su geometría, ondas con pequeños valores de k apenas se separan de la simetría esférica [*Belloul y Hauchecorne*, 1997]. De la misma manera, ondas con grandes valores de k son muy atenuadas respecto a la señal original y se apartan poco de la simetría esférica. Finalmente, el rango intermedio de k es el que produce los mayores errores durante la inversión debido al mayor apartamiento de la simetría esférica.

El término $D(m) = \sqrt{\frac{1}{Hm}}$ tiende a atenuar la respuesta R frente a ondas con λ_z pequeñas. [*Preusse et al.*, 2002] propone que esta atenuación en la resolución vertical puede superarse considerando una relación señal-ruido infinita (instrumento ideal). De esta manera se define:

$$R' = \frac{R}{E_{k=0}D} = \frac{R}{D} \tag{5.26}$$

Esto implica la remoción de la atenuación en la atmósfera sin perturbar y en ausencia de variaciones horizontales. Como $S(k, m) = \text{sen}(\phi - \frac{k^2 R_T}{2m} + \frac{\pi}{4})$ refleja el cambio de fase entre las ondas originales y las detectadas, vamos a ignórala por el momento al definir:

$$R'' = \frac{R'}{S} = \frac{R}{DS} \tag{5.27}$$

R'' puede pensarse como la precisión al detectar la ondas en ausencia de variaciones horizontales e ignorando la atenuación vertical. Estudios recientes como el realizado por [*Schreiner et al.*, 2007] revelaron valores menores que 0,2 %. Por lo tanto, la condición necesaria en el espacio de números de onda para la detección de ondas es:

$$R'' > 0{,}002 \Longrightarrow A(k,m)E(k,m) > 0{,}002 \tag{5.28}$$

Típicamente las OIG poseen valores de A entre 0.005 y 0.03, en el presente trabajo se utilizará un valor fijo de $A = 0{,}02$. Obsérvese que el término E puede ser interpretado como la relación entre la amplitud de la onda original y la detectada por el método de RO. De la ecuación 5.28 se deduce que pueden detectarse OIG si se cumple que:

$$\frac{R''}{A} = E > 0{,}1 \tag{5.29}$$

Es importante notar que esta condición solo es función de la relación de aspecto entre las escalas vertical y horizontal.

$$\alpha = \frac{k}{m} = \frac{\lambda_z}{\lambda_x} < \sqrt{\frac{2H}{R_T}\ln(\frac{A}{0{,}002})} \tag{5.30}$$

Esta relación implica que el ángulo formado por los frentes de onda y el plano horizontal (γ) debe ser menor que 4,1º o mayor que 175,9º. Si se asume un espectro de ondas uniformemente distribuido en el rango $2\ km \leq \lambda_z \leq 10\ km$ y $25\ km \leq \lambda_x \leq 1000\ km$, se deduce que el 63 % de las ondas son detectadas con amplitudes $\geq 0{,}9$ respecto de las originales y una varianza de 0,73.

Para el caso $k = 0$ ($\alpha = 0$) de no atenuación el rayo de ocultamiento esta coalineado con la superficie de fase constante de la onda, en particular en la vecindad del punto tangente, la cual es la región dominante para la integral de la ecuación 5.17. Cuando se considera el conjunto de todos los puntos tangentes durante un evento de RO, cada uno de ellos resaltará una superficie de fase diferente y λ_z será detectada. Contrariamente, cuando el ángulo formado por los frentes de onda y el plano horizontal difiere significativamente de 0 o de π, las contribuciones positivas y negativas a lo largo del rayo de ocultamiento se cancelan entre sí y un menor rango de OIG podrán ser detectadas.

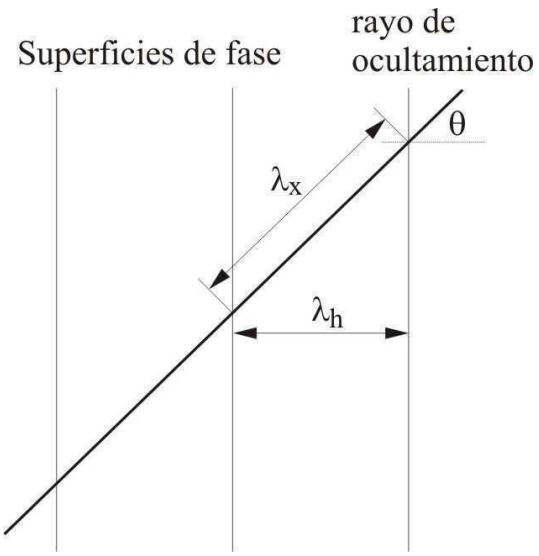

Figura 5.7: Ángulo θ entre el rayo de ocultamiento y la proyección horizontal del vector de onda, longitud de onda aparente (λ_x) y longitud de onda real (λ_h)

Hasta el momento se consideró implícitamente que el rayo de ocultamiento coincide con la proyección horizontal del vector de onda (geometría 2D). Esta disposición geométrica corresponde al peor escenario posible para la detección de OIG (ver figura 5.4a). Para extender los resultados al caso general de una configuración tridimensional llamaremos a la antes utilizada λ_x longitud de onda aparente. La figura 5.7 muestra como el ángulo θ entre el rayo de ocultamiento y la proyección horizontal del vector de onda relacionan la longitud de onda "real" con la aparente (λ_h y λ_x):

$$\lambda_h = \lambda_x \cos(\theta) \tag{5.31}$$

Introduciendo esta relación en la ecuación 5.30 se aumenta el espectro de OIG el cual puede ser detectado:

$$\alpha_h = \frac{k_h}{m} < \frac{\sqrt{\frac{2H}{R_E} \ln(\frac{A}{0{,}002})}}{\cos(\theta)} \tag{5.32}$$

El ángulo γ se relaciona con α por:

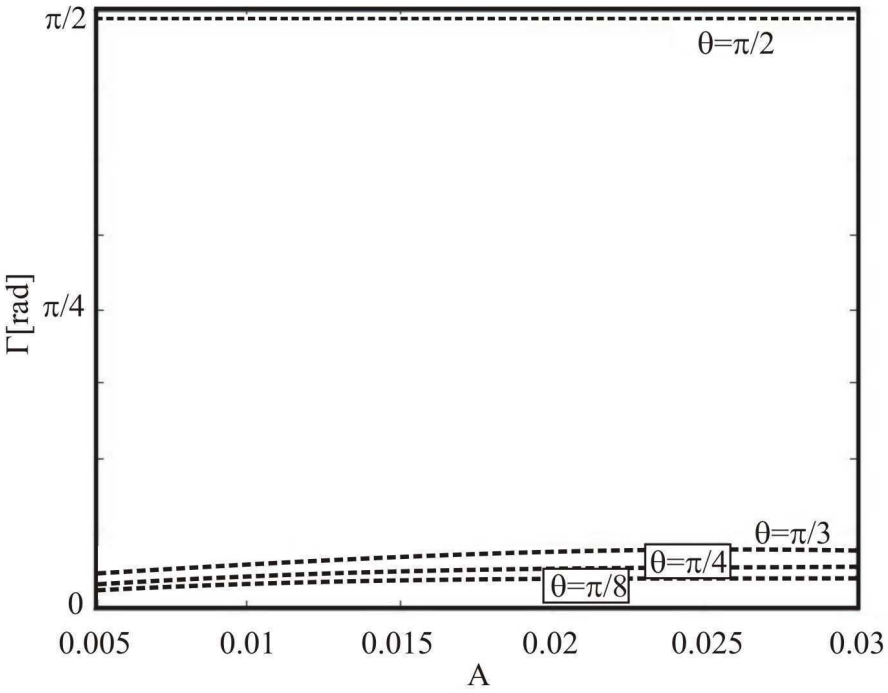

Figura 5.8: Límite de detección superior del ángulo de inclinación de los frentes de onda respecto de la horizontal en función de la amplitud adimensional A y el ángulo θ entre el rayo de ocultamiento y la proyección horizontal del vector de onda

$$\alpha_h = |\tan(\gamma)| \quad 0 \leq \gamma \leq \pi \tag{5.33}$$

Llamando Γ al límite superior de γ, puede despejarse de 5.32 y 5.33 la condición umbral para la detección de OIG:

$$\gamma < \Gamma = \arctan\left(\frac{\sqrt{\frac{2H}{R_E}\ln(\frac{A}{0{,}002})}}{\cos(\theta)}\right) \tag{5.34}$$

La figura 5.8 muestra Γ en función de A y de θ. Si $\theta = 0$ la ecuación 5.34 arroja los mismos resultados que la ecuación 5.30, siendo este el peor escenario posible. A medida que θ aumenta, aumenta el espectro de OIG que pueden ser detectadas, siendo $\theta = \pi/2$ el caso mas favorable. Es importante notar que el umbral

de detección depende principalmente de θ mientras que su dependencia de A es muy débil. Teniendo en cuenta la geometría tridimensional y asumiendo el mismo espectro que anteriormente, se obtiene que ondas con $\gamma < 6.5^{o}$ y $\gamma > 173.5^{o}$ podrán ser detectadas. Además el 77 % de las ondas son detectadas con amplitudes $\geq$ 0,9 respecto de las originales y una varianza de 0.83. Puede notarse las mejoras respecto del caso 2D debido al efecto amplificador de θ sobre λ_h.

El factor de atenuación E puede reescribirse en función de θ y γ como:

$$E = \exp\left(-\frac{R_E}{2H}\tan^2(\gamma)\cos^2(\theta)\right) \tag{5.35}$$

La figura 5.9 muestra E en función de θ y γ ($\theta = 0$ corresponde al caso 2D con $\lambda_x = \lambda h$). E se aproxima a 1 (sin atenuación) para $\gamma \longrightarrow 0$ o $\theta \longrightarrow \pi/2$ mientras que se anula para $\gamma \longrightarrow \pi/2$ o $\theta \longrightarrow 0$.

5.3.2. Distorsión de la longitud de onda

En la sección previa se discutió la respuesta en amplitud durante un evento de RO. En esta sección se discutirá la relación entre las longitudes de onda detectadas y las originales. Si los criterios de la sección anterior son cumplidos, es posible extraer información sobre la longitud de onda a lo largo de la línea de puntos tangentes (LPT). Las condiciones óptimas para la detección de la longitud de onda son:

1. el rayo de ocultamiento aproximadamente paralelo a los frentes de onda ($\theta \approx \pi/2$)

2. la LPT atraviesa al menos 2 máximos o mínimos.

La resolución del método de RO GPS esta dada por la separación vertical de sus puntos tangentes (ver sección 5.1.1). Debido a este intervalo de muestreo, la presencia de ondas con longitudes de onda verticales menores que la resolución vertical pueden introducir longitudes de onda verticales mayores por aliasing.

Para la mayoría de los eventos de RO, la LPT puede aproximarse por una línea recta. En la figura 5.10 se observan dos frentes de onda sucesivos separados por λ_z. La dirección $\hat{h}$ esta definida por la proyección horizontal del vector de onda mientras

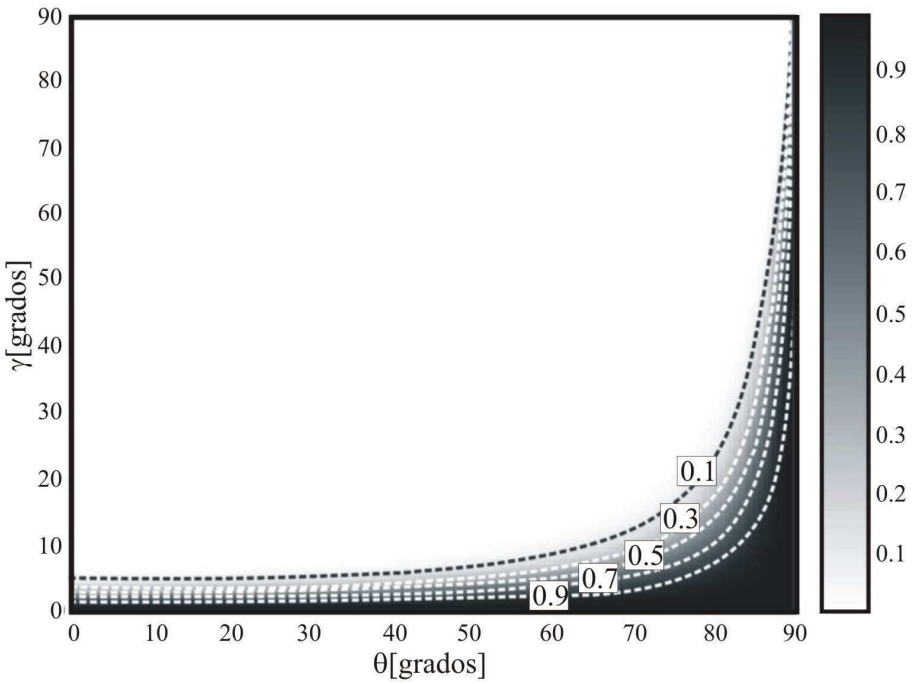

Figura 5.9: Factor de atenuación E tridimensional en función de γ del (ángulo de inclinación de los frentes de onda respecto de la horizontal) y θ (ángulo entre el rayo de ocultamiento y la proyección horizontal del vector de onda)

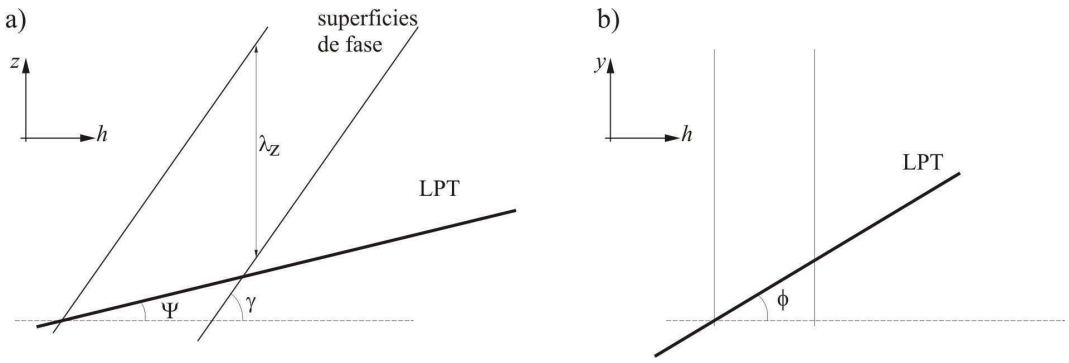

Figura 5.10: Perspectiva (a) horizontal y (b) vertical de dos frentes de onda sucesivos atravesados por la línea de puntos tangentes (LPT) de un ocultamiento

que $\hat{y}$ completa una terna derecha (observe que $\lambda_y = \infty$). ϕ y ψ representan los ángulos de la LPT respecto de la proyección horizontal del vector de onda y de la horizontal respectivamente.

A continuación se derivará analíticamente la relación entre la longitud de onda aparente y la original. Las ecuaciones de dos frentes de onda planos sucesivos están dadas por:

$$z_1 = h\tan(\gamma) \tag{5.36}$$

$$z_2 = h\tan(\gamma) + \lambda_z \tag{5.37}$$

mientras que las ecuaciones que definen la LPT son:

$$y = h\tan(\phi) \tag{5.38}$$

$$z = h\tan(\psi) \tag{5.39}$$

Si se coloca el origen de coordenadas donde la LPT cruza uno de los frentes de onda, este interceptará el próximo frente en:

$$h = \frac{\lambda_z}{\tan(\psi) - \tan(\gamma)} \tag{5.40}$$

$$y = \frac{\tan(\phi)\lambda_z}{\tan(\psi) - \tan(\gamma)} \tag{5.41}$$

$$z = \frac{\tan(\psi)\lambda_z}{\tan(\psi) - \tan(\gamma)} \tag{5.42}$$

Ahora pueden calcularse las componentes horizontal y vertical de la longitud de onda aparente (λ_{h_A} y λ_{z_A}):

$$\lambda_{h_A} = \sqrt{h^2 + y^2} = \lambda_h \frac{|\tan(\gamma)|}{|\tan(\psi) - \tan(\gamma)|} \frac{1}{|\cos\phi|} \tag{5.43}$$

$$\lambda_{z_A} = |z| = \lambda_z \frac{|\tan(\psi)|}{|\tan(\psi) - \tan(\gamma)|} \tag{5.44}$$

Es importante notar que las longitudes de onda originales pueden ser mayores o menores que aquellas detectadas a lo largo de la LPT. Una estimación de lo anterior podría ser realizada en una región con una orientación privilegiada de los frentes de onda. Algunos límites interesante de las ecuaciones 5.43 y 5.44 pueden observarse en el Cuadro 5.1, donde algunos casos son meramente académicos. Es importante notar que en eventos reales de RO $0 \leq \gamma \leq \pi/4$ o $3/4\pi \leq \gamma \leq \pi$ mientras que $5^o \leq \psi \leq 30^o$ (aunque valores de hasta 70° pueden ser encontrados). En la figura 5.11 se observa las relaciones λ_{h_A}/λ_h y λ_{z_A}/λ_z en función de γ y ϕ para $\psi = 10^o$. En resumen, las longitudes de onda observadas siempre diferirán de las originales, pero la presencia de OIG con $\gamma \approx 0$ nos asegurarán diferencias pequeñas en la componente vertical.

5.3.3. Cambio de fase

La fase del perfil de refractividad derivada por RO está dado por el término $S = \text{sen}(\phi - k^2 R_T/2m + \pi/4)$. Sin embargo, para cada punto tangente debe readaptarse ϕ, ya que la ecuación 5.21 asume que la integral se realiza alrededor de $x = z = 0$. Para cualquier punto tangente en $x = x_1$,$z = z_1$ se reescribe $\tilde{\phi} = \phi + kx_1 + mz_1$. También debe reescribirse ν_F a $\tilde{\nu_F} = \nu_F \exp(-z/H)$. Con estos cambios, la ecuación 5.21 para cualquier posición a lo largo de la LPT se escribe como:

$$\tilde{\nu}_1(r) = \tilde{\nu_f} A \exp(\frac{-k^2 R_T}{2m^2 H}) \sqrt{\frac{2\pi R_T}{m}} \sin(\tilde{\phi} - \frac{k^2 R_T}{2m} + \frac{\pi}{4}) \tag{5.45}$$

Cuadro 5.1: Casos límites de longitudes de onda aparentes

	λ_{h_A}	λ_{v_A}
$\gamma \to 0$	$\frac{\lambda_z}{\lvert\tan\psi\rvert}\frac{1}{\lvert\cos\phi\rvert}$	λ_z
$\gamma \to \pi/2$	$\frac{\lambda_h}{\lvert\cos\phi\rvert}$	$\lambda_h \mid \tan\psi \mid$
$\psi \to 0$	$\lambda_h \frac{1}{\lvert\cos\phi\rvert}$	0
$\psi \to \pi/2$	0	λ_z
$\psi \to \gamma$	∞	∞
$\tan\psi \to \tan\gamma/2$	$\lambda_h \frac{2}{\lvert\cos\phi\rvert}$	λ_z
$\tan\gamma \to \tan\psi/2$	$\lambda_h \frac{1}{\lvert\cos\phi\rvert}$	$2\lambda_z$
$\phi \to 0$	$\lambda_h \frac{\lvert\tan\gamma\rvert}{\lvert\tan\psi-\tan\gamma\rvert}$	$\lambda_z \frac{\lvert\tan\psi\rvert}{\lvert\tan\psi-\tan\gamma\rvert}$
$\phi \to \pi/2$	$\frac{\lvert\lambda_z\rvert}{\lvert\tan\psi-\tan\gamma\rvert}\frac{1}{\lvert\cos\phi\rvert}$	$\lambda_z \frac{\lvert\tan\psi\rvert}{\lvert\tan\psi-\tan\gamma\rvert}$

Este resultado no afecta las consideraciones previas sobre la detección de longitudes de onda ya que la fase cambiará por un factor constante $(-k^2 R_T/2m + \pi/4)$. Esta diferencia de fase también fue encontrada por [*Preusse et al.*, 2002] para el CRISTA si utilizaba la condición $Hm \gg 1$. Para un caso típico con $\lambda_h = 400\ km$ y $\lambda_z = 5\ km$ la diferencia de fase entre la onda original y la derivada por RO es de 0.16 rad. En la figura 5.12 se observa la diferencia de fase en modulo 2π en un posición fija en función de λ_h y θ para una longitud de onda original $\lambda_z = 2$ y 10 km. El cambio de fase depende de cada tipo de onda (depende de k y m), por ejemplo para OIG con $k \approx 0$ el cambio de fase tiende a $\pi/4$.

5.4. Comparación con simulaciones numéricas

En la presente sección se utilizó el modelo numérico de mesoescala WRFv3 (ver apéndice A.2) para simular los parámetros atmosféricos durante dos eventos de RO GPS con una aparentemente intensa actividad ondulatoria [*Llamedo et al.*, 2009], [*de la Torre et al.*, 2006a].

Los eventos de RO GPS estudiados están localizados en la provincia de Mendoza, Argentina ($\approx$ 70−65O, 30−40S). La zona cordillerana de Mendoza puede ser considerado un laboratorio natural donde las principales fuentes de ondas de gravedad

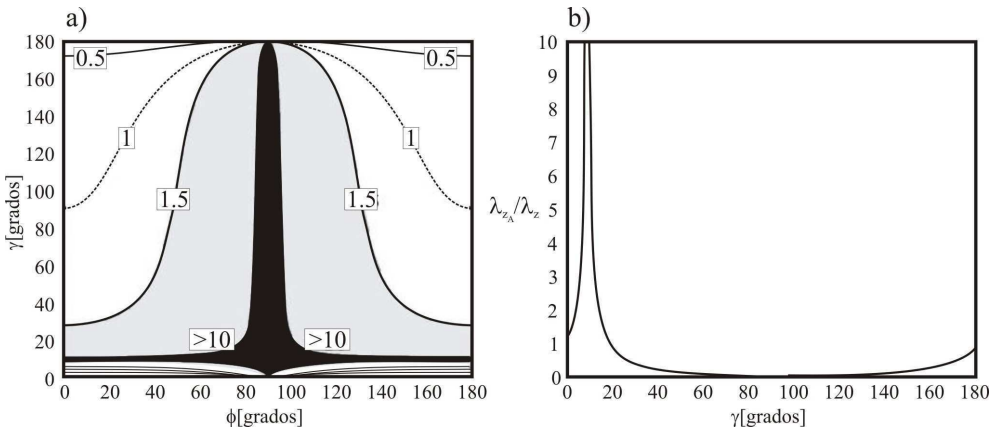

Figura 5.11: (a) Razón para $\psi = 10^o$ (ángulo entre la LPT y la horizontal) (a) entre las longitudes de onda horizontales original y aparente en función de γ (ángulo de inclinación de los frentes de onda respecto de la horizontal) y ϕ (ángulo entre la proyección horizontal la LPT con la dirección h) y (b) entre las longitudes de onda verticales original y aparente en función de γ

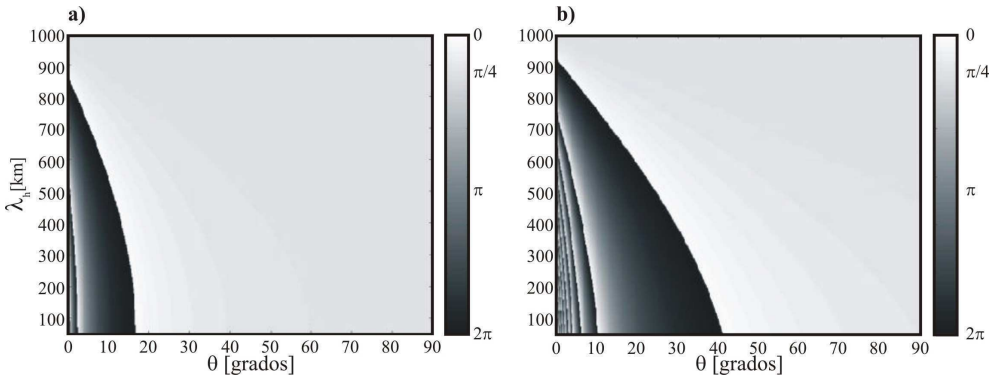

Figura 5.12: Modulo de la diferencia de fase en el rango $0-2\pi$ entre la onda original (λ_z) y la detectada en un punto fijo. Se grafica en función de la longitud de onda horizontal (λ_h) y θ (ángulo entre el rayo de ocultamiento y la proyección horizontal del vector de onda) para (a) $\lambda_z = 2\ km$ y (b) $\lambda_z = 10\ km$

coexisten. La cordillera de los Andes representa un importante obstáculo a los vientos provenientes desde el Pacífico generando ondas de montaña de gran amplitud. El intenso jet troposférico generalmente presente evita niveles críticos, permitiendo a las ondas propagarse hacia la estratósfera. La gran inestabilidad de corte en las proximidades del jet puede alterar el equilibrio geostrófico del flujo medio. Luego, el flujo perturbado relaja a un nuevo estado de equilibrio con una redistribución de momento, energía y vorticidad potencial, irradiando el exceso de energía en forma de OIG. Velocidades de fase descendentes/ascendentes por encima/debajo del nivel del jet han sido reportadas como indicadores de ajuste geostrófico [*Hirota y Niki*, 1985].

5.4.1. Resultados Numéricos

Se simularon dos eventos de RO detectados por el satélite SAC-C con una aparentemente intensa actividad ondulatoria (30 de Agosto de 2001 y 20 de Noviembre de 2001; de aquí en más $S1$ y $S2$ respectivamente). En ambos casos se emplearon tres dominios anidados con una resolución horizontal de 36, 12 y 4 km respectivamente. Ambas simulaciones se corrieron utilizando como condiciones de contorno reanálisis de NCEP (National Center for Enviromental Prediction) y fueron inicializadas un día antes de cada evento de RO. Las parametrizaciones físicas utilizadas están descriptas en el apéndice A.4.

En ambas simulaciones se observa los típicos vientos del oeste a partir de los 700 mb con un intenso jet troposférico cuyas velocidades superan los 50 m/s a 250 mb. La figura 5.13 muestra la topografía en el dominio de mayor resolución para ambas simulaciones así como las correspondientes proyecciones horizontales de la LPT y los rayos de ocultamiento. Nótese que la LPT correspondiente a $S1$ se encuentra sobre los picos mas altos de la cordillera mientras que para $S2$ se encuentra aproximadamente a 200 km al este. En ambos casos los rayos de ocultamiento son aproximadamente paralelos.

Para poder estudiar δT, δu, δv y δw, primeramente se removió el fondo mediante un filtrado para cada nivel de presión y paso de tiempo. Se aplicó un filtro pasa bajos no recursivo con una λ_{corte}=500 km. δW es un buen indicador de la presencia de ondas de montaña [*Shutts et al.*, 1988]. En la figura 5.14 se observa δW a 200 mb para

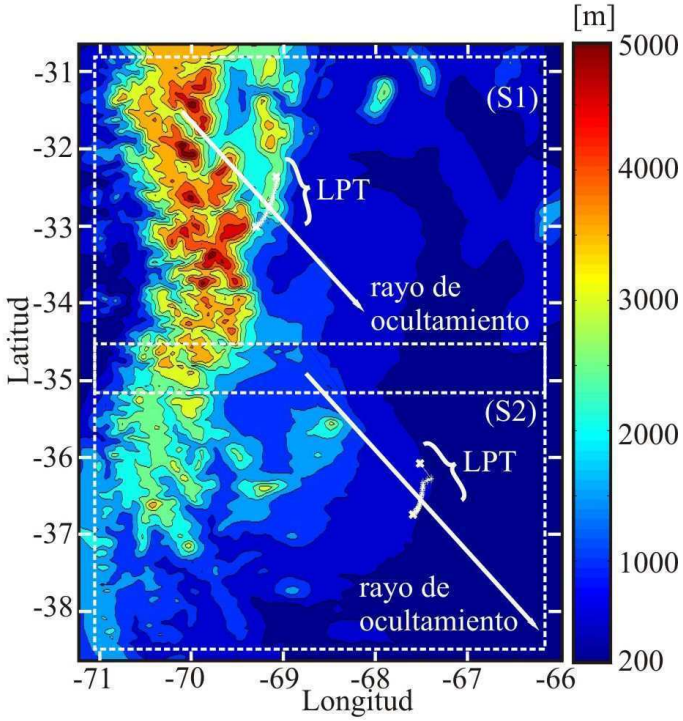

Figura 5.13: Topografía en el dominio de mayor resolución para ambas simulaciones así como las correspondientes proyecciones horizontales de la LPT y los rayos de ocultamiento. Nótese que la LPT correspondiente a $S1$ se encuentra sobre los picos mas altos de la cordillera mientras que para $S2$ se encuentra aproximadamente a 200 km al este.

el paso de tiempo mas cercano a cada evento de RO. Ambas simulaciones revelan ondas estacionarias por sobre la cordillera, con superficies de fase aproximadamente paralelas a la topografía, sugiriendo un origen orográfico. Es interesante notar que, aún cuando ambos eventos de RO revelan una importante actividad ondulatoria, las simulaciones evidencian variaciones intensas/debiles de δW (típicamente asociadas a ondas de montaña) en la vecindad de la LPT de $S1/S2$.

Debido al intenso jet troposférico presente, debe considerarse la posible generación de OIG por ajuste geostrófico. Este proceso tiene lugar cuando la escala temporal de la variación del viento es comparable (o menor) que el periodo inercial,

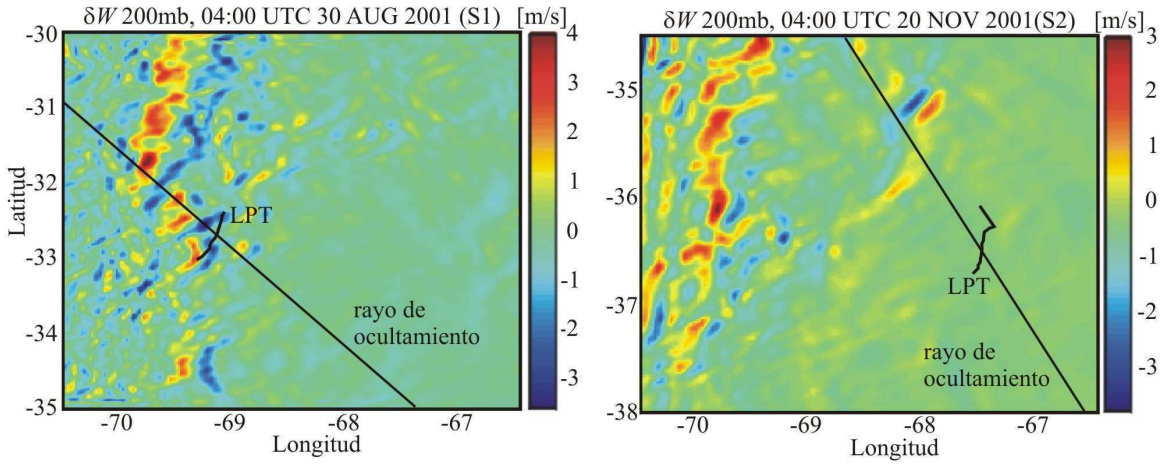

Figura 5.14: δW (m/s) a 200 mb para paso de tiempo mas cercano a cada evento de RO. Notar que las mayores amplitudes coinciden con las montañas mas altas.

el cual es de aproximadamente un día a 30º de latitud [*Gill*, 1982]. Como se dijo anteriormente, velocidades de grupo descendentes (ascendentes) por debajo (encima) del nivel del jet indicarían la presencia de OIG por ajuste geostrófico. Se utilizó la transformada continua de wavelets (TCW) [*Torrence y Compo*, 1998] para analizar diferentes parámetros atmosféricos a lo largo de diferentes caminos, a latitud constante y a lo largo del rayo del ocultamiento y para distintos niveles de presión y pasos de tiempo. En la figura 5.15a se observa la TCW de Morlet a una latitud (32.6S) y nivel de presión (150 mb) constantes para $S1$. La teoría lineal predice una polarización elíptica entre δu y δv para OIG. Esto significa que el vector perturbación en la velocidad horizontal (δu, δv) rota anticiclónicamente (en sentido opuesto a las agujas del reloj en el hemisferio sur) cuando se avanza en dirección opuesta a la velocidad de fase [*Gill*, 1982]. Si la única fuente de ondas está localizada en la superficie, el sentido de rotación del vector (δu, δv) no cambiará con la altitud. En cambio, si la fuente esta ubicada a una determinada altitud (como es el caso del jet), el sentido de rotación del vector (δu, δv) debe ser diferente por encima y por debajo de ese nivel.

Puede interpretarse a cada escala (λ) de la TCW como un filtro pasabanda para esa escala (λ). La figura 5.15b muestra el odógrafo para δu y δv a 150 mb (arriba)

y 400 mb (abajo) para el modo $\lambda x = 150\ km$. Ambos odógrafos rotan en el sentido opuesto a las agujas del reloj cuando se avanza hacia el este a latitud constante. Esto, en conjunto con la inclinación de las superficies de fase constante (ver figura 5.16b), evidencia una velocidad de fase descendente (velocidad de fase ascendente). Se concluye entonces, que las OIG no se deben al ajuste geostrófico y que la fuente principal es el forzado topográfico.

El ángulo de desviación total α es una integral pesada del índice de refracción (y por lo tanto de T) a lo largo del rayo de ocultamiento. De las ecuaciones 5.18 y 5.19 la contribución del índice de refracción a la integral es $\exp(\frac{-X^2}{2R_T H})$. Existe una incerteza en la determinación exacta de cada punto tangente en coordenadas geográficas. Cada punto tangente puede estar desplazado a lo largo del rayo del ocultamiento, entre $\pm 25\ km$ y $\pm 50\ km$ en los intervalos $(10, 16)\ km$ y $(16, 35)\ km$ respectivamente [*Liou et al.*, 2007]. Debido a estas incertezas, el máximo del decaimiento exponencial no siempre coincide con cada punto tangente, afectando la resolución horizontal. Es importante remarcar que, a pesar que el RO es una integral pesada a lo largo del rayo de ocultamiento, es usualmente utilizado como una medición directa en cada punto tangente. En estos casos, los perfiles de T obtenidos por RO pueden indicar una AO magnificada o incluso inexistente en los puntos tangente. Se debe tener cuidado al identificar la región de la atmósfera donde se detectó AO. Se debe ser cuidadoso sobre cual es la región donde se detecta la AO. La interpretación correcta debe considerar unos cientos de km alrededor de los puntos tangentes en la dirección de los rayos de ocultamiento.

La figura 5.16a muestra las superficies de nivel de $\delta T = \pm 3\ K$ para $S1$ y $\delta T = \pm 2\ K$ para $S2$. Se observa una intensa AO en las cercanías de los puntos tangentes de $S1$ (como la predecida por el RO), mientras que para $S2$ cada rayo de ocultamiento atraviesa los paquetes de ondas lejos de los puntos tangentes. La figura 5.16b muestra δT en la sección vertical definida por el conjunto de rayos del ocultamiento. Se observa que la inclinación de las superficies de onda es "hacia la montaña", evidenciando una progresión de fases descendente y hacia el oeste típica de ondas de montaña. Teniendo en cuenta estos dos ejemplos, y las incertezas sistemáticas del RO antes descritas, surge la siguiente pregunta: ¿El método de RO es adecuado para cuantificar la AO? Es razonable pensar que el RO por si solo no es suficiente para

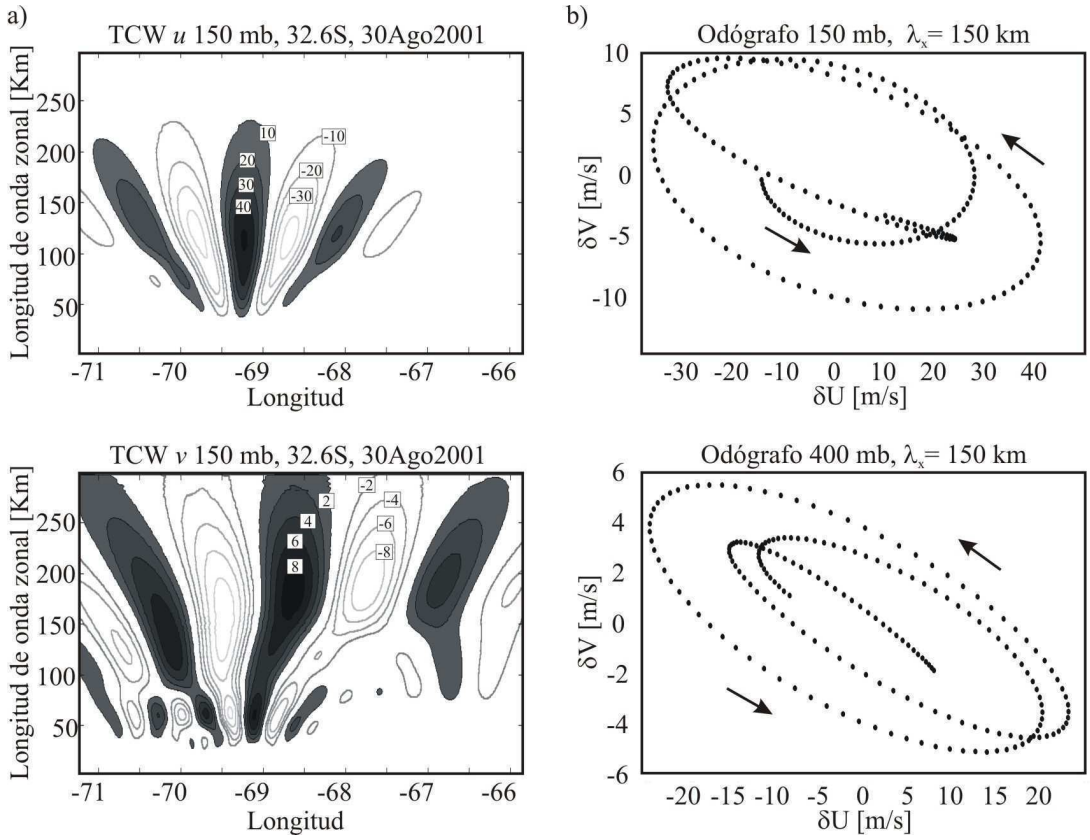

Figura 5.15: (a) Transformada continua de wavelets (TCW) para u (arriba) v (abajo), a 32.6S, 150 mb y el paso de tiempo mas cercano a $S1$, utilizando la función base de Morlet. Se observan dos modos principales tanto en u como en v entre 50 y 150 km. (b) Odógrafo a 150 mb (arriba) y 400 mb (abajo) para la componente de de 150 km (ver texto).

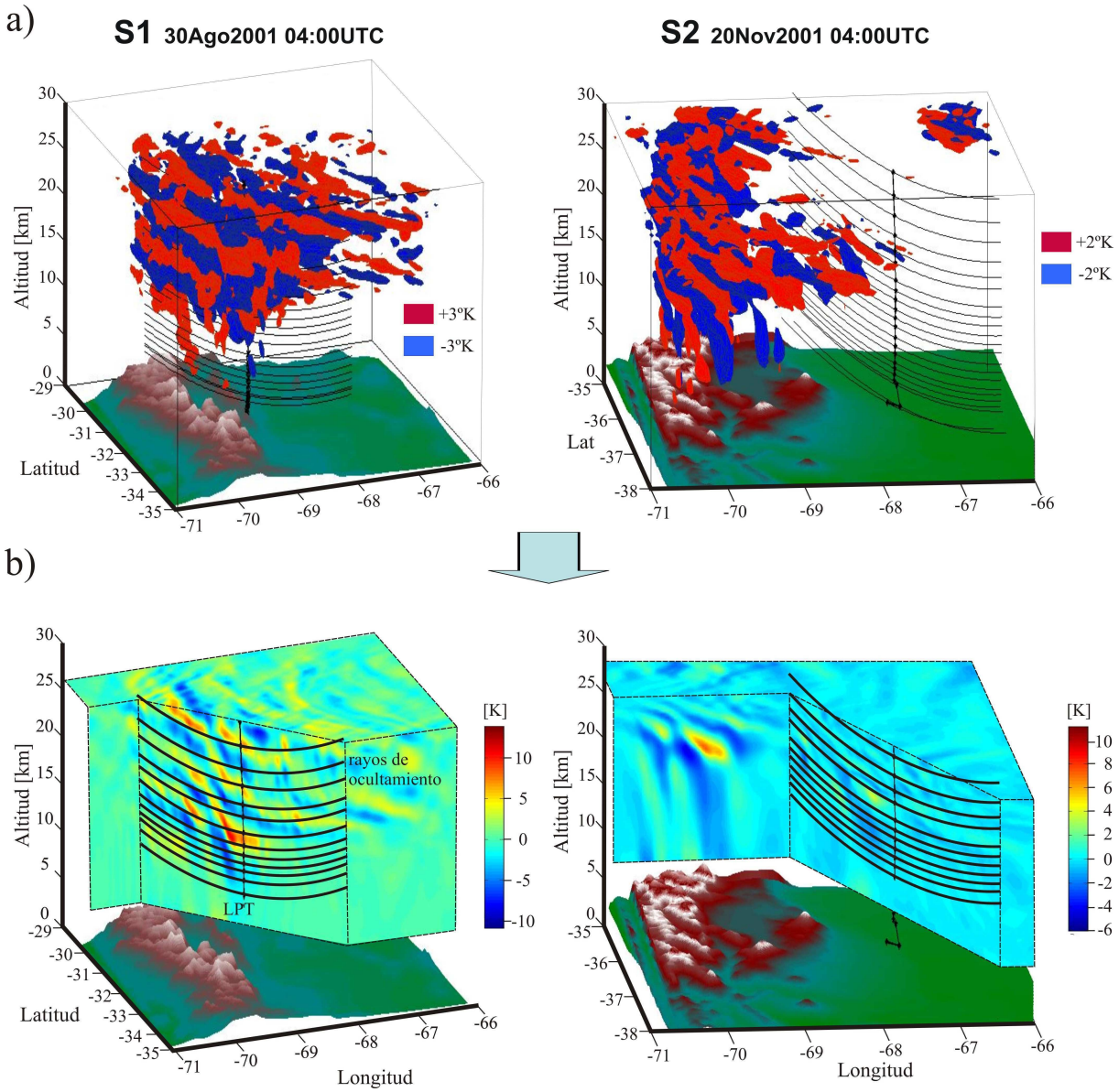

Figura 5.16: (a) Vista 3D de las isosuperficies ± 3 K para $S1$ y ± 2 K para $S2$. También se observa la topografía, la LPT y los rayos de ocultamiento. (b) δT en la sección vertical definida por el conjunto de rayos de ocultamiento. Notese que cada rayo de ocultamiento es una parabola en coordenadas geográficas (ver ecuación 5.19)

localizar y cuantificar la AO de eventos aislados. Como mucho, proveen una (útil) indicación cualitativa. Sin embargo, es razonable obtener conclusiones estadísticas a partir de la distribución global de AO derivada de mediciones por RO GPS, siempre y cuando se disponga del número adecuado de perfiles de T.

5.5. Estimación del error cometido en el calculo de la E_p

Además de las incertezas antes mencionadas, una vez obtenidos los perfiles de T, el principal inconveniente en el cálculo de la E_p reside en la correcta separación en T' y T_f a partir del perfil de temperatura original. Como se observa en la ecuación 5.1, una incorrecta separación del perfil original afectará fuertemente el valor de E_p. El cambio brusco de $\partial T/\partial z$ en la tropopausa dificulta esta separación contaminando el análisis.

Actualmente, se utilizan diferentes procedimientos para separar las distintas componentes ondulatorias del perfil de T original. Por ejemplo, en los trabajos de [*Hei et al.*, 2008] y [*Alexander S. et al.*, 2008] T_f es obtenida promediando todos los perfiles de RO GPS obtenidos en una misma celda de latitud-longitud y dentro de un cierto período de tiempo. Luego, T' para cada perfil es obtenida substrayendo el valor medio antes obtenido ($T' = T - T_f$).

Esta técnica de promediar un conjunto de perfiles para obtener un único T_f por celda de latitud-longitud e intervalo de tiempo es adecuada solo **si existe** una importante cantidad de datos. En el caso que la densidad espacial y temporal de perfiles no sea suficiente puede introducir grandes fluctuaciones al valor de E_p. Por ejemplo, un único perfil marcadamente diferente contaminará el T_f obtenido y por lo tanto también todas la perturbaciones individuales al hacer $T^{i'} = T^i - T_f$. Esta técnica también falla en presencia de ondas estacionarias (ondas de montaña). En estos casos, la perturbación permanecerá aproximadamente constante en el tiempo, por lo que al ser promediada permanecerá en la T_f en lugar de la T'. Es importante resaltar que a la fecha (Agosto de 2009)se encuentran operativas las misiones COSMIC ($\sim$ 1800 ocultamientos diarios) y CHAMP-GRACE ($\sim$ 230 ocultamientos

diarios). Si se supone que estos ocultamientos están homogeneamente distribuidos en el globo (en realidad existe una mayor densidad a latitudes medias) y se los distribuye en celdas de 10º de longitud por 5º de latitud (1296 celdas), equivale a 1.56 ocultamientos por día-celda. Este número de ocultamientos por celda limita el periodo de tiempo sobre el cual se desea promediar para obtener el perfil de fondo. Actualmente este método es aceptable para obtener medias mensuales ($\approx$ 46 ocultamientos por celda) pero no semanales ($\approx$ 10 ocultamientos por celda).

En aquellos casos en que la densidad de perfiles es baja, existe otro método el cual consiste en aplicar a cada perfil individual un filtrado numérico, como por ejemplo en los trabajos de [*de la Torre et al.*, 2006b] y [*Namboothiri et al.*, 2008].

Ambos métodos de análisis sobreestiman la E_p en la vecindad de la tropopausa. Cuanto mas abrupto sea el cambio en el gradiente de temperatura en la tropopausa, como es el caso a bajas latitudes, mayor será la sobreestimación.

Por tal motivo, la mayoría de los estudios de la actividad ondulatoria solo estudian la estratósfera, a fin de evitar lidiar con la sobreestimación en la tropopausa. Con esto, no solo se limita el estudio a una región menor, sino que también limita las ondas que pueden encontrarse a aquellas con λ_z menores que el intervalo estudiado.

El objetivo de la presente sección consiste en cuantificar las incertezas resultantes durante el cálculo de la E_p cuando se aplica la técnica de filtrado de perfiles individuales. Con el objetivo de tener un valor de referencia para la comparación de los distintos métodos de cálculo de la E_p, se crearon perfiles de temperatura sintéticos a partir de una T_f y una T' conocidas a priori.

5.5.1. Perfiles de temperatura sintéticos

Para la T_f fue utilizada la media mensual y longitudinal de reanálisis de NCEP entre enero de 1997 y diciembre de 2007. Esto significa que para cada latitud puede seleccionarse entre 144 posibilidades de perfiles (12 meses x 11 años).

La perturbación T' es construida superponiendo un conjunto de ondas monocromáticas:

$$T' = \sum_{i=1}^{28} A_i \text{sen}\left(\frac{2\pi}{\lambda_{z_i}} z + \varepsilon_i\right) \tag{5.46}$$
$$1000\,m < \lambda_z < 15000\,m \quad cada \quad 500\,m$$

donde A_i es la amplitud en K del modo i y ε la fase inicial. Las amplitudes A_i son generadas aleatoriamente limitadas por la saturación mientras que ε_i es un número aleatorio entre 0 y 2π. Es importante que las perturbaciones sintéticas generadas representen de la mejor manera posible la realidad. Para ello se calculó una función de modulación $f(z, lat)$ la cual hace que los T' generados, en promedio, converjan a los obtenidas por [*Schmidt et al.*, 2008]. Para el cálculo de f primero se generaron 10^4 perfiles utilizando la ecuación 5.46, luego la función $f(z, lat)$ se calcula como:

$$f(z, lat) = \frac{D(T'_{SCH08}(z, lat))}{\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} D(T'_i(z))} = \frac{D(T'_{SCH08}(z, lat))}{\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\sum_{j=1}^{28} D\left(A_i \text{sen}(2\pi z/\lambda_{z_i} + \varepsilon_i)\right)} \tag{5.47}$$

donde D en la envolvente de cada perfil de T'. Es importante aclarar que f depende de la altitud y la latitud. Una vez obtenida $f(z, lat)$, T' se obtiene:

$$T' = f(z, lat)\left(\sum_{i=1}^{28} A_i \text{sen}(2\pi z/\lambda_{z_i} + \varepsilon_i)\right) \tag{5.48}$$

Luego, sumando T_f y T' se obtienen los perfiles sintéticos. Cada perfil sintético así obtenido es luego analizado mediante diferentes métodos de filtrado.

5.5.2. Métodos de filtrado numérico

En esta sección fueron utilizados los métodos de filtrado descritos en [*Schmidt et al.*, 2008]. Dichos métodos consisten en aplicar un filtro no recursivo pasa bandas al perfil de T de dos formas diferentes:

1. Aplicar el filtro al perfil de T completo ("método completo").

2. Aplicar el filtro por separado a parte troposférica y estratosférica del perfil de T ("método separado").

Para el método "separado", las partes troposférica y estratosférica del perfil están separadas por el gradiente de temperatura en la tropopausa (LRT, por sus siglas en inglés). El LRT se define como el nivel mas bajo en donde el gradiente de temperatura decrece a menos de 2 $^{o}C/km$ y que no lo supere en los próximos 2 km.

La figura 5.17 muestra esquemáticamente la diferencia entre ambos métodos de filtrado.

5.5.3. Incertezas en la E_p debido al proceso de filtrado

Cada perfil sintético creado en la sección anterior es filtrado utilizando los métodos "completo" y "separado", con una longitud de onda de corte superior, λ_c, de 15 km. Ambos métodos separan de manera diferente cada perfil entre una perturbación y un fondo, léase:

$$T = T_f^C + T'^C = T_f^S + T'^S \tag{5.49}$$

donde los superíndices denotan los métodos "completo" y "separado" respectivamente. Luego de derivar $N^2(z, lat)$ se distingue entre el contenido total de energía potencial ondulatoria de referencia, E_p^{ref}, y aquellas calculadas utilizando métodos de filtrado, E_p^C y E_p^S:

$$E_p^{REF} = \frac{1}{2(z_2 - z_1)} \int_{z_1}^{z_2} \left(\frac{g}{N(z)^{REF}} \right)^2 \left(\frac{T'^{REF}}{T_f^{REF}} \right)^2 dz \tag{5.50}$$

$$E_p^{C,S} = \frac{1}{2(z_2 - z_1)} \int_{z_1}^{z_2} \left(\frac{g}{N(z)^{C,S}} \right)^2 \left(\frac{T'^{C,S}}{T_f^{C,F}} \right)^2 dz \tag{5.51}$$

La ecuación 5.50 es la definición formal de E^p, sin embargo existe un abuso de la notación en la que se define la energía en función de la altitud como:

$$E_p^{REF,C,S}(z) = \frac{1}{2(z_2 - z_1)} \int_{z_1}^{z_2} \left(\frac{g}{N(z)^{REF,C,S}} \right)^2 \left(\frac{T'^{REF,C,S}}{T_f^{REF,C,F}} \right)^2 dz \tag{5.52}$$

donde $z = (z_2 - z_1)/2$. Usualmente se utiliza una ventana de integración $z_2 - z_1 = 2\ km$. Este abuso de la notación permite estudiar la distribución vertical de la energía potencial ondulatoria, sin embargo, como se detallará mas adelante, su valor cuantitativo es muy limitado debido a las incertezas del procesado.

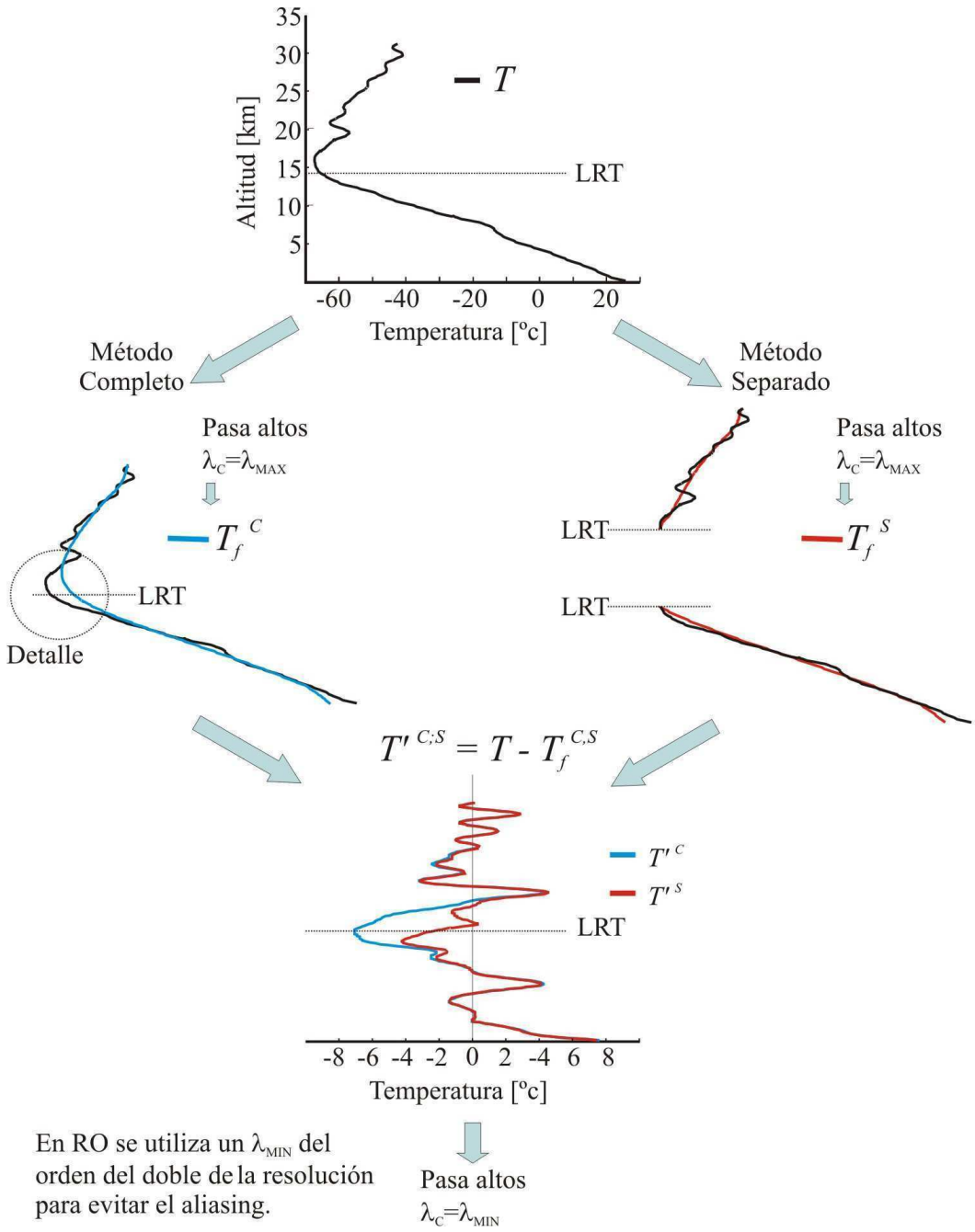

Figura 5.17: Métodos de Filtrado. (a) "Completo": El perfil completo de T es filtrado. Permite extraer mayores λ_z. (b) "Separado": El perfil de T es separado en una parte troposférica y una estratosférica por el LRT. Cada parte es filtrada por separado. Si bien ambos métodos sobreestiman la E_p, esta disminuye considerablemente con el método separado. En el Detalle se observa como el método "completo" falla en la tropopausa.

Para cada latitud, fueron analizados 10^4 perfiles de T con los métodos "completo" y "separado". Se observa que a partir de 500 perfiles de T los resultados convergen. El error relativo para cada perfil de T es calculado como:

$$\epsilon_i^{C,S} = \frac{E_p^{REF}(z) - E_p^{C,S}(z)}{E_p^{REF}(z)} \tag{5.53}$$

donde el signo es retenido. Finalmente, luego de promediar sobre cada ensemble se obtiene la media y la varianza de los errores relativos para cada latitud:

$$\bar{\epsilon}(z, lat) = \sum_{i=1}^{10^4} \epsilon_i^{C,S}(z, lat) \tag{5.54}$$

$$var(z, lat) = \sum_{i=1}^{10^4} \left(\epsilon_i^{C,S}(z, lat) - \bar{\epsilon}(z, lat)\right)^2 \tag{5.55}$$

La figura 5.18 muestra el diagrama de flujo de datos para la estimación de las incertezas del procesamiento.

5.5.4. Resultados

La figura 5.19 muestra las diferencias entre las E_p calculadas en el intervalo $4 - 27\ km$ mediante los dos métodos de filtrado y la de referencia en función de la latitud. Se observa que ambos métodos sobreestiman E_p, siendo mayor con el método "completo" para todas las latitudes. Para el método "completo", la sobreestimación aumenta a bajas latitudes. Como puede observarse en el detalle de la figura 5.17 el método "completo" falla al extraer la T_f, principalmente a bajas latitudes, debido principalmente a que el codo de la tropopausa se hace cada vez mas agudo. Es importante destacar que casi toda la sobreestimación se produce en el nivel de la tropopausa.

Como ya fue comentado, $E_p(z)$ es un abuso de notación muy frecuentemente utilizado. En la figura 5.20 se muestra el error relativo en la $Ep(z)$ utilizando diferentes ventanas de integración ($z_2 - z_1 = 2$, 5 y 10 km). Lo primero que puede apreciarse son los elevados valores de error relativo para todos los casos. Estos valores se deben a la propia definición de $E_p(z)$ y al filtro utilizado (por ejemplo, una pequeña modificación en la fase debido al filtro introduce errores mayores cuanto

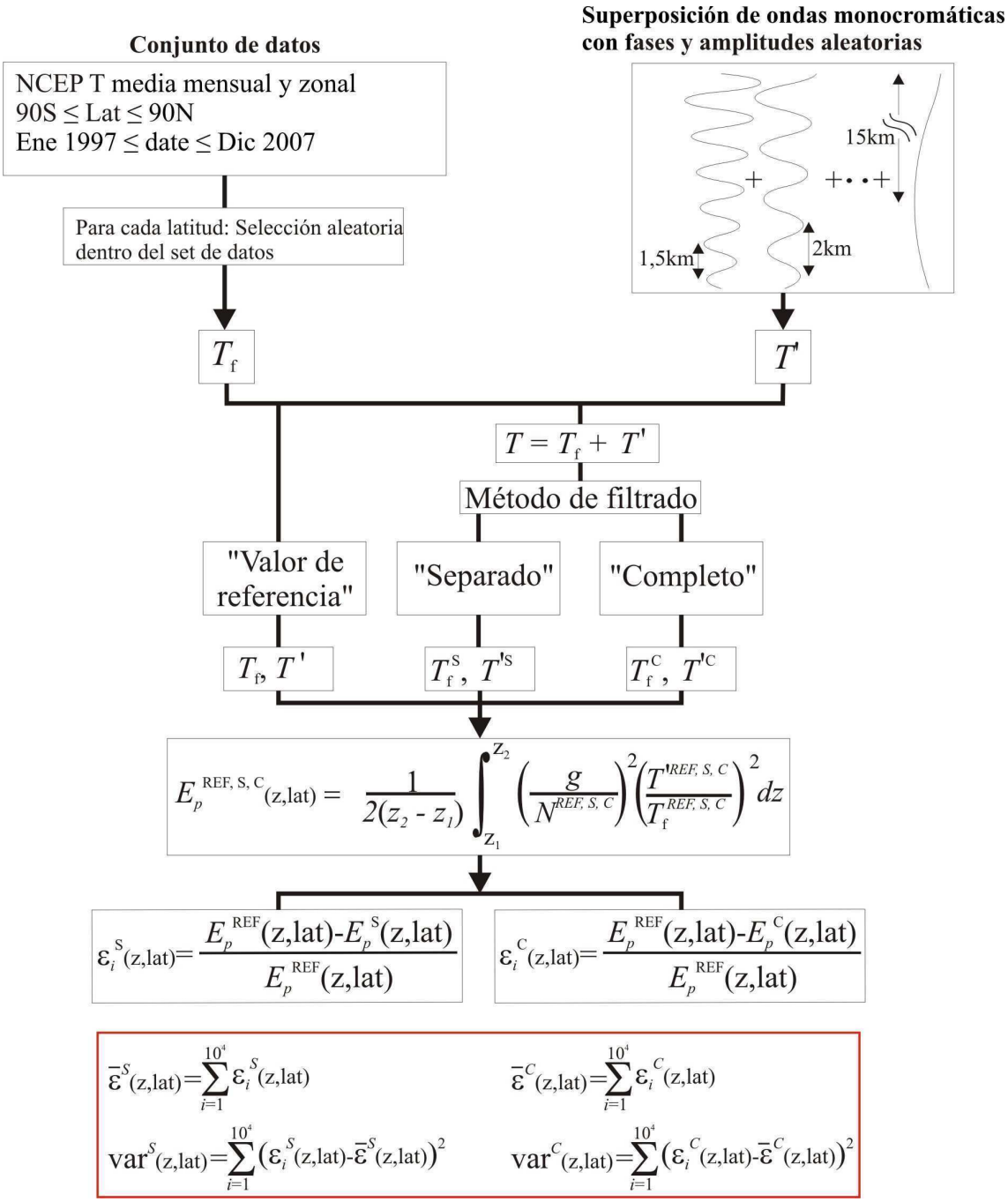

Figura 5.18: Diagrama de flujo de los procedimientos utilizados para la estimacón de las incertezas de cada método.

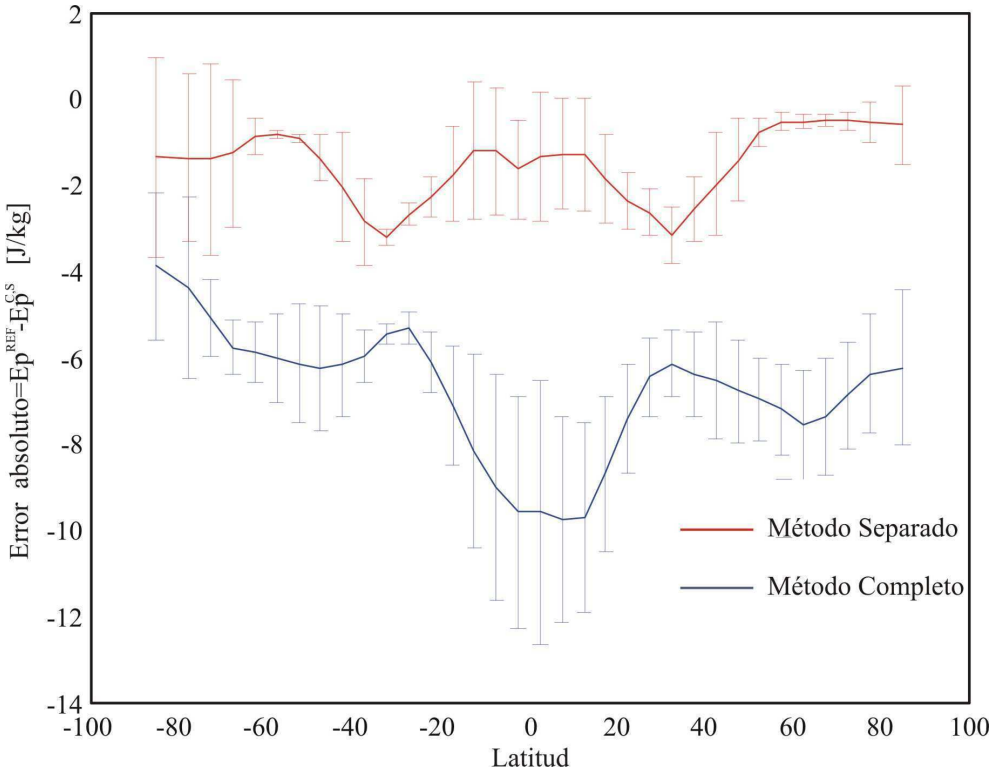

Figura 5.19: Error absoluto de E_p. Se observa que la sobreestimación del método "completo" es mayor que las del "separado" para todas las latitudes.

menor sea la ventana de integración). A pesar de lo elevado de estos valores algunas características pueden ser detalladas:

1. Ambos métodos de filtrado sobreestiman $Ep(z)$ para todas las latitudes.
2. El error relativo disminuye cuando se aumenta la ventana de integración.
3. El error relativo es considerablemente mayor en la región de la tropopausa para el método "completo" para cualquier Δz.
4. El error relativo disminuye con el método "separado" excepto a altas latitudes en el hemisferio sur. (esto se debe a que el método falla en separar el perfil debido a múltiples tropopausas)

En resumen, el cálculo de $Ep(z)$ no resulta en valores cuantitativos útiles. Sin embargo, brinda información cualitativa útil, como por ejemplo para el estudio de la distribución vertical de fuentes y sumideros de ondas, la oscilación cuasi bianual (OCB), etc. Si bien ambos métodos de filtrado claramente sobreestiman la actividad ondulatoria, con el método "separado" la sobreestimación es sigmificativamente menor.

5.6. Aplicaciones: climatología de ondas de gravedad

En la presente sección se muestran los resultados climatológicos de la actividad ondulatoria (AO). Dichos resultados fueron divididos en dos grupos:

- Climatología global
- Climatología regional. (35-70S, 35-70O)

En el estudio global se hizo énfasis en el análisis de largo plazo, utilizando datos de RO de las misiones CHAMP, GRACE y SAC-C. La misión CHAMP provee datos de RO desde febrero de 2001, GRACE desde marzo de 2002 y SAC-C suministró datos por periodos entre 2001 y 2002. Si bien la densidad espacial de RO es baja ($\sim$ 230 ocultamientos diarios), permite estudiar variabilidades interanuales desde 2001 a la fecha.

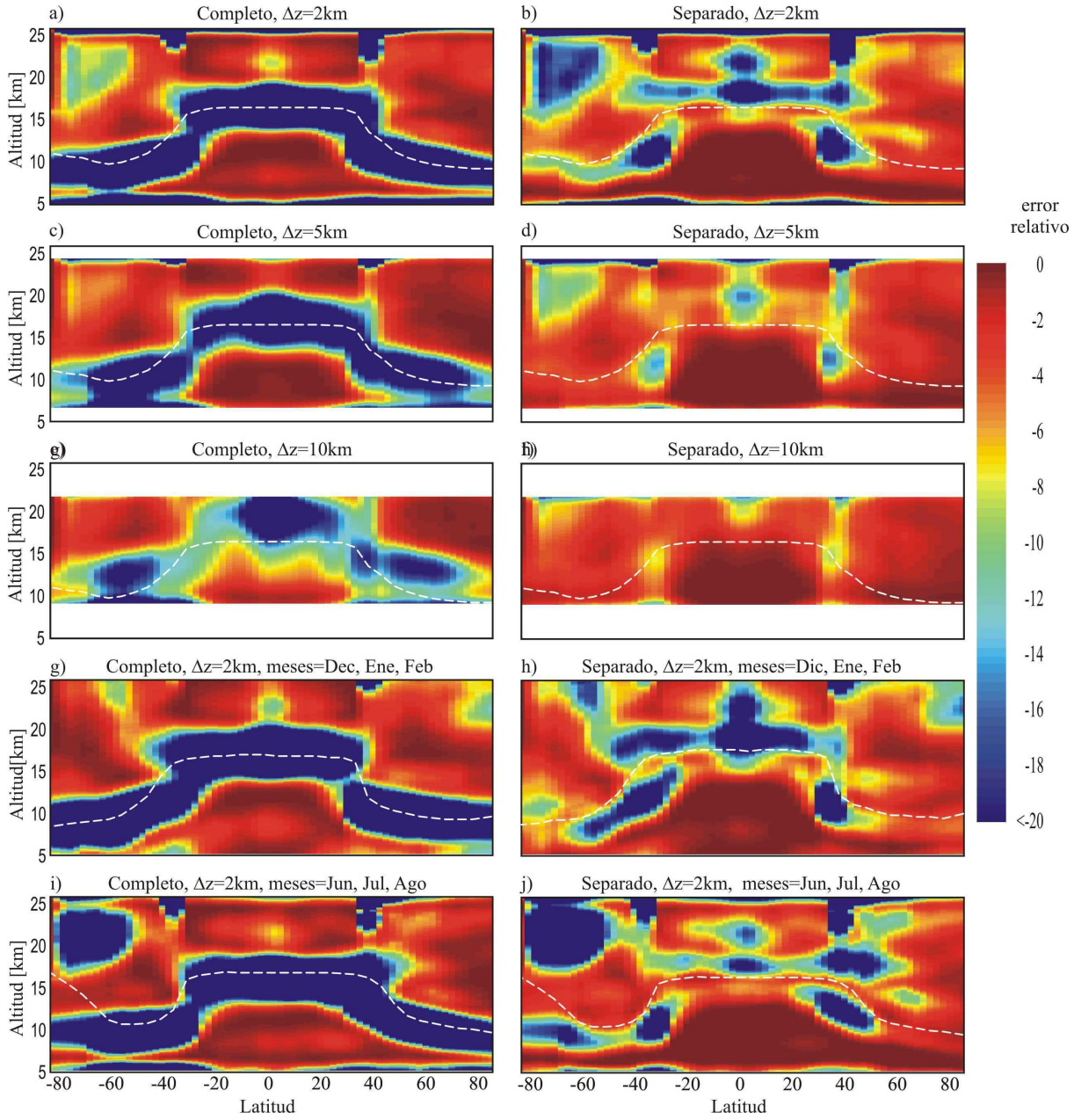

Figura 5.20: Error relativo en función de la latitud para el método "completo" (izquierda) y "separado" (derecha), utilizando ventanas de integración $\Delta z = 2\ km$ (a-b), 5 km (c-d) y 10 km (e-f). Las figuras (g-h) corresponden al verano austral y (i-j) al invierno, utilizando un $\Delta z = 2\ km$. Se observa como en el método completo el mayor error se encuentra en la tropopausa.

Para el estudio regional se utilizaron datos de RO de la misión COSMIC, con énfasis en la distribución espacial de AO. La misión COSMIC, compuesta por 6 satélites, provee aproximadamente 1800 ocultamientos diarios desde Abril de 2006.

5.6.1. Base de Datos y procedimiento de análisis

En el presente estudio se utilizaron perfiles "secos" de Temperatura obtenidos por las misiones CHAMP, COSMIC, GRACE y SAC-C. Solo fueron utilizados perfiles de T post procesados. [1]

Para el calculo de la energía potencial E_P, cada perfil de RO fue filtrado en forma individual utilizando un esquema similar al método "separado" (ver sección 5.5.2).

5.6.2. Variabilidad de largo plazo. Climatología global

Con datos disponibles desde febrero de 2001, la base de datos de CHAMP es la mas extensa temporalmente. La figura 5.21 muestra el número de ocultamientos de CHAMP en función de la latitud y el mes del año. Debido a su órbita casi vertical (inclinación=87º), a bajas latitudes existe una menor densidad de ocultamientos. El número de ocultamientos de CHAMP ha disminuido fuertemente desde fines de 2008, esto se debe principalmente al decaimiento de su órbita producto de estar ya en el final de su vida útil.

Las figuras 5.22 y 5.23 muestran la distribución global media de E_p para invierno (Jun-Jul-Ago) y verano (Dic-Ene-Feb) australes, ondas entre 4 y 10 km, integrado entre 19-29 km y 22-32 km respectivamente. Para el cálculo, los perfiles de RO fueron agrupados en celdas de 10º de longitud por 5º de latitud. Luego, el valor de E_p en cada celda fue obtenido de promediar sobre el intervalo de tiempo deseado. En ambas figuras se observa una mayor actividad ondulatoria a bajas latitudes, debido principalmente a cúmulos convectivos característicos en la zona de convergencia intertropical. También pueden observarse mayores valores de E_p en el hemisferio de invierno sobre regiones montañosas como la península escandinava y Asia central en el hemisferio Norte y sobre la cordillera de los Andes y la península Antártica en el

[1] http://cosmic-io.cosmic.ucar.edu/cdaac/fileFormats/index.html

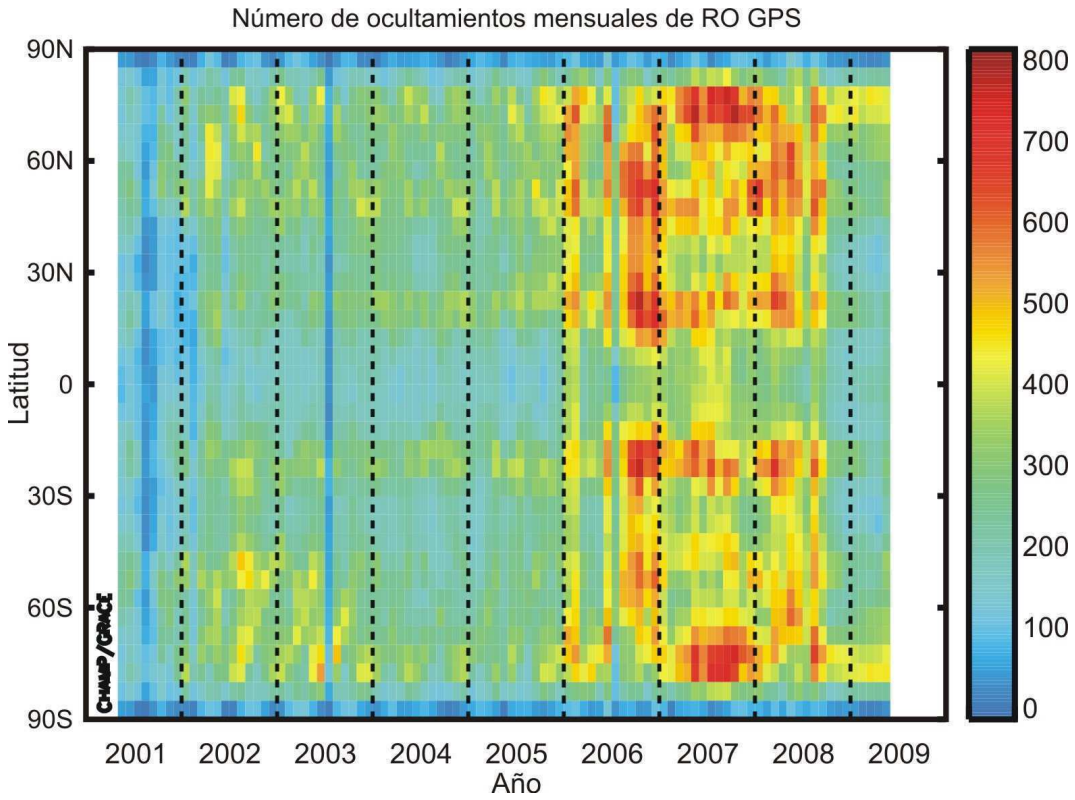

Figura 5.21: Número de ocultamientos de CHAMP en función de la latitud y el mes. Debido a su órbita casi vertical (inclinación=87º), a bajas latitudes existe una menor densidad de ocultamientos. El número de ocultamientos de CHAMP ha decaído fuertemente desde fines de 2008, esto se debe principalmente al decaimiento de su órbita producto de estar ya en el final de su vida útil.

hemisferio Sur. En ambos mapas, los intervalos de integración comienzan por encima de la tropopausa. Se observa valores inferiores de E_p con el intervalo de integración 22-32 km, lo que induce a pensar en algún mecanismo de absorción de ondas en la estratósfera.

Como fue explicado en la sección 5.5.3, la $E_p(z)$ (ecuación 5.52) no ofrece información cuantitativa útil. Sin embargo, permite estudiar cualitativamente la distribución vertical de AO. Las figuras 5.24 y 5.25 muestran la $E_p(z)$ media zonal en función de la altitud y del tiempo, utilizando una ventana de integración de 2 km para ondas con 4 $km \leq \lambda_z \leq 10$ km. Cada figura muestra la media meridional de $E_p(z)$ para los intervalos de latitud, (a) 40-60S, (b) 40-60N, (c) 60-90S, (d) 60-90N y la figura 5.25 10N-10S. En el intervalo 10S-10N (figura 5.25) se observa que la progresión en los máximos de $E_p(z)$ se correlaciona claramente con la oscilación cuasi bianual (OCB) con un periodo de aproximadamente 26 meses. El método de RO GPS se ha convertido en una importante herramienta para el monitoréo de largo plazo de la OCB.

Los resultados hasta aquí mostrados son similares a los obtenidos por otros autores. Por ejemplo, [*de la Torre et al.*, 2006b] estudiaron la señal de la OCB entre 10S-10N utilizando datos de CHAMP, [*Hei et al.*, 2008] y [*Alexander S. et al.*, 2008] estudiaron la estratósfera polar y austral a partir de datos de COSMIC y [*Namboothiri et al.*, 2008] utilizaron 56 meses de datos de CHAMP para estudiar la tropósfera y baja estratósfera aunque sin tener en cuenta la sobreestimación en la E_p por el procesado de los datos.

La figura 5.26 muestra la media zonal de $E_p(z)$ utilizando datos de CHAMP Y GRACE hasta mayo de 2009. Cada perfil de T se filtró entre 4 y 10 km utilizando los métodos (a)"separado" y (b)"completo" (ver sección 5.5.2). Luego, $E_p(z)$ se calculó utilizando una ventana de integración de 2 km. Como se describió en la sección 5.5.3, las incertezas en la región correspondiente a la tropósfera para ventanas de integración de 2 km están por debajo del 25 %. Con ambos métodos de filtrado la $E_p(z)$ en la tropósfera es mucho mayor que en la estratósfera, lo que indica la presencia de una gran deposición de energía en la zona de la tropopausa, ya sea por la presencia de niveles críticos, interacción onda onda, o algún otro mecanismo.

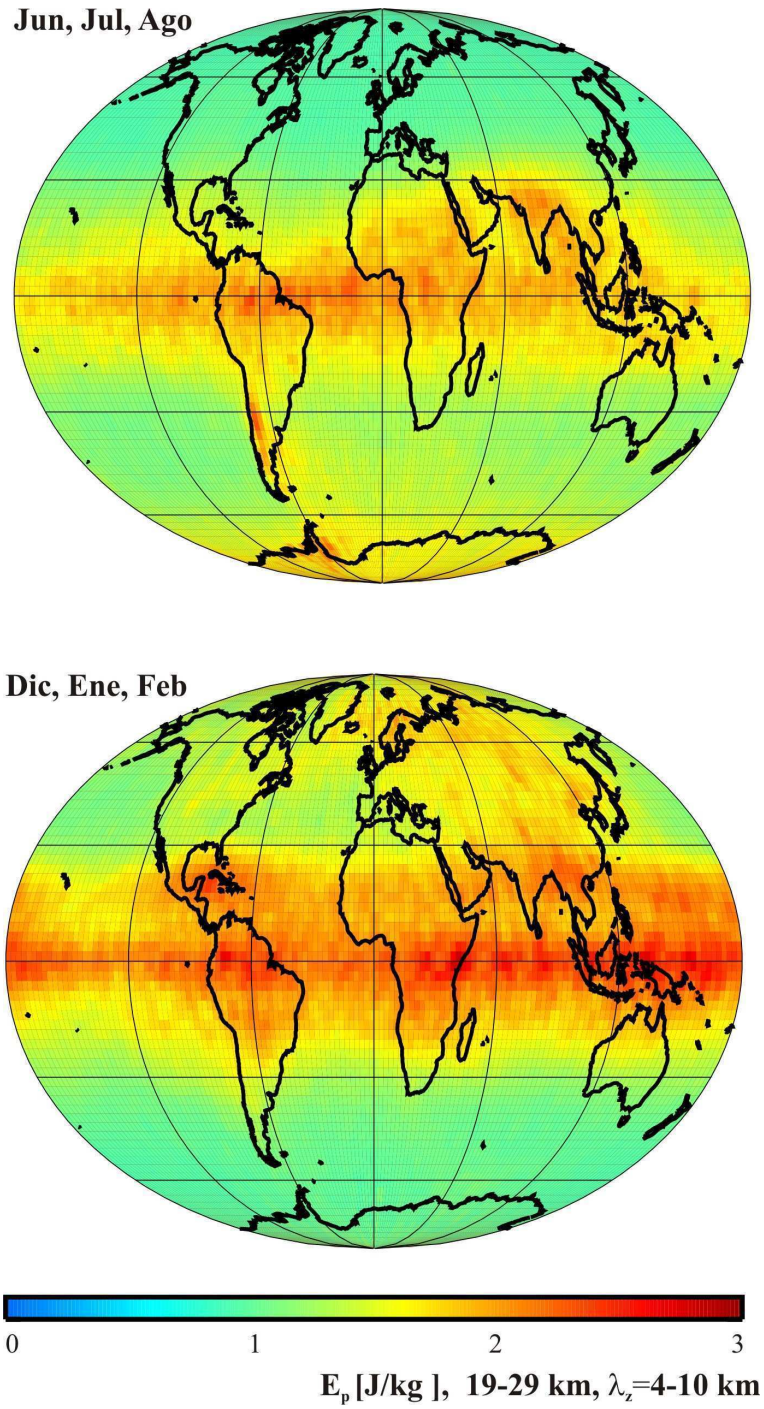

Figura 5.22: Energía potencial E_p media para invierno (Jun-Jul-Ago) y verano (Dic-Ene-Feb), ondas entre 4 y 10 km, integrado entre 19-29 km. Se observa una gran actividad a latitudes bajas debido principalmente a cúmulos convectivos. Es importante resaltar un aumento en la actividad ondulatoria en el hemisferio de invierno, principalmente en las proximidades de zonas montañosas.

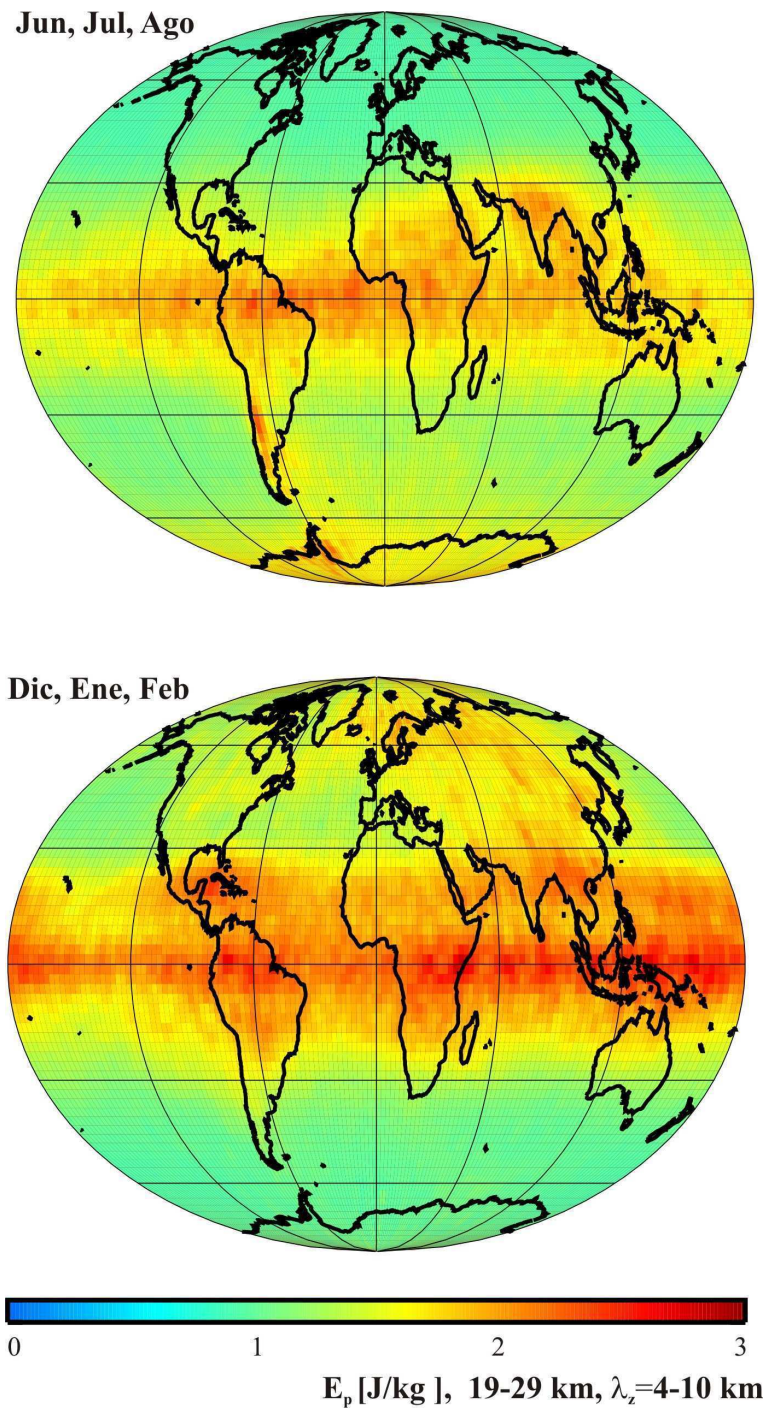

Figura 5.23: E_p media para invierno (Jun-Jul-Ago) y verano (Dic-Ene-Feb), ondas entre 4 y 10 km, integrado entre 22-32 km.

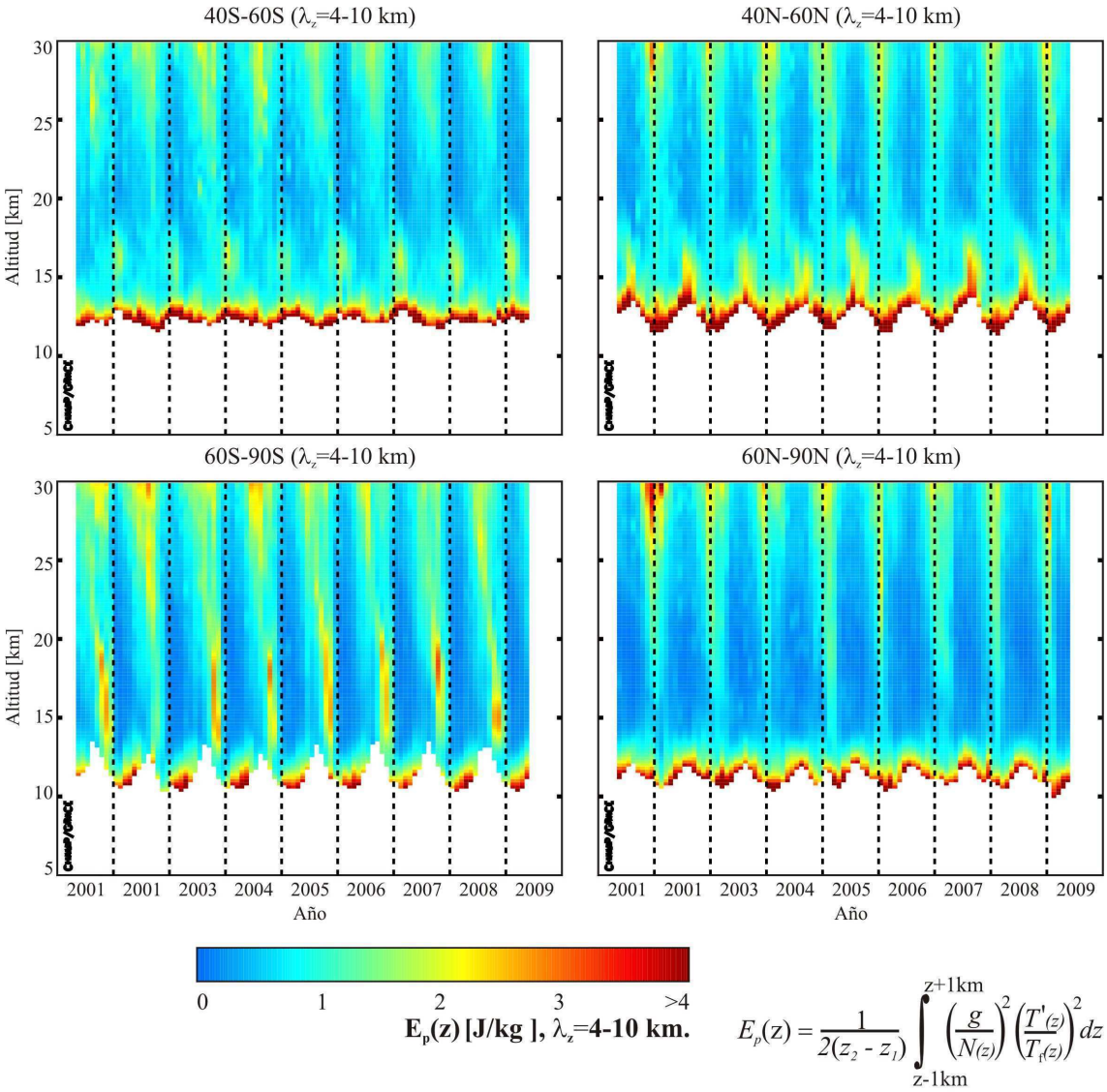

Figura 5.24: $E_p(z)$ media zonal y meridional entre (a) 40-60S, (b) 40-60N, (c) 60-90S y (d) 60-90N, en función de la altitud y del tiempo, utilizando una ventana de integración de 2 km para ondas con 4 $km \leq \lambda_z \leq 10$ km.

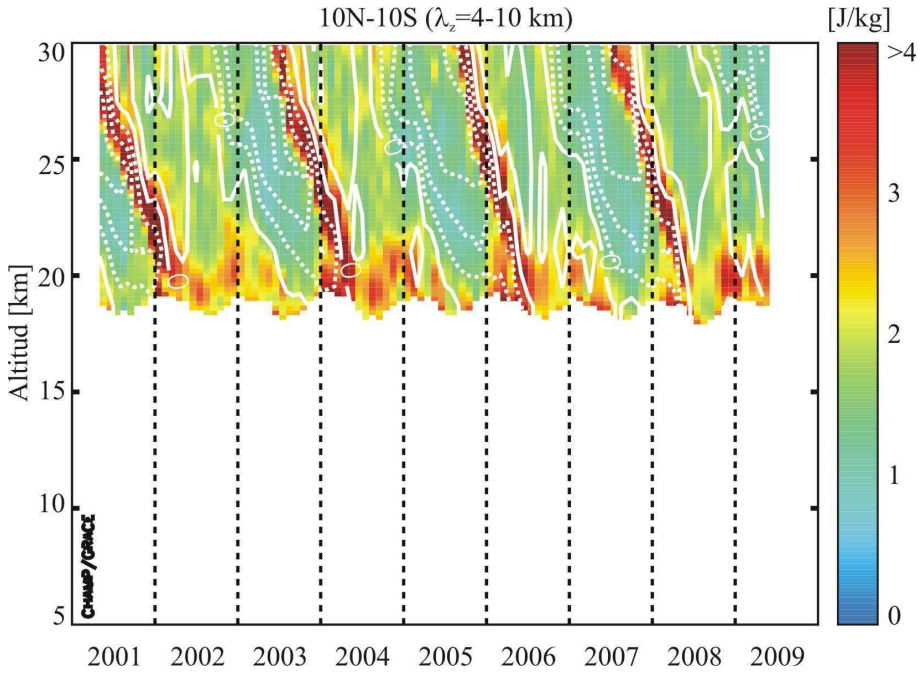

Figura 5.25: $E_p(z)$ media zonal y meridional entre 10S-10N en función de la altitud y del tiempo, utilizando una ventana de integración de 2 km para ondas con 4 $km \leq \lambda_z \leq 10$ km.

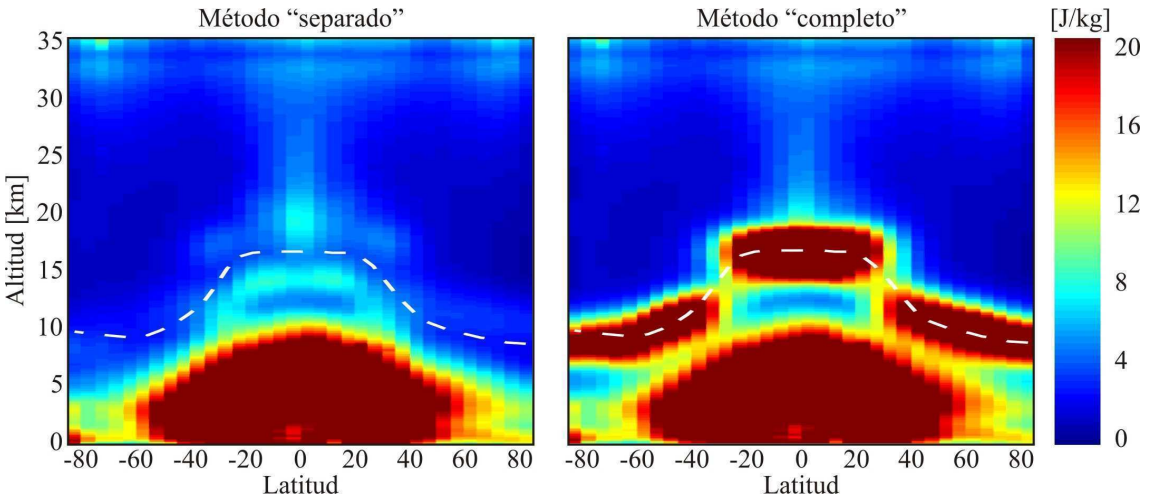

Figura 5.26: $E_p(z)$ media zonal en función de la latitud y la altitud. Se filtró cada perfil de T entre 4 y 10 km utilizando los métodos (a)"separado" y (b)"completo". $E_p(z)$ es sustancialmente mayor en la tropósfera que en la estratósfera lo que indica mecanismos de absorción en la región de la tropopausa.

5.6.3. Análisis regional (40-70O, 35-70S)

Con datos disponibles desde abril de 2006, los 6 satélites de la misión COSMIC proveen 1800 ocultamientos diarios. Se estudió la región comprendida entre 40-70O y 35-70S, la cual se subdividió en celdas de 5º de longitud por 5º de latitud. La figura 5.27 muestra la distribución media de E_p para invierno (Jun-Jul-Ago) y verano (Dic-Ene-Feb) entre 2006 y 2009, ondas entre 2 y 10 km, integrado entre 19-35 km. Se observa una mayor actividad durante la estación de invierno sobre la cordillera de los Andes y la península Antártica (65-70O 35-70S), debido principalmente a la mayor estabilidad atmosférica durante estos meses. Son llamativos los altos valores de E_p en la región 40-45O 35-70S sobre el océano para ambas estaciones. Sobre el océano, se descarta la posibilidad de generación topográfica siendo muy pobable la generación de ondas de gravedad por ajuste geostrófico debido a variaciones del jet circumpolar o por el avance del frente polar.

La figura 5.28 muestra la media mensual de E_p para la región de Cuyo (65-70O 35-40S). A pesar de disponer solo de 34 meses de datos se observa una clara period-

icidad con máximos entre Septiembre y Octubre. La región de Cuyo es en sí misma un laboratorio natural para el estudio de ondas de gravedad donde coexisten los principales mecanismos conocidos de generación ([*de la Torre y Alexander*, 2005]). En esta región, la cordillera de los Andes representa un importante obstáculo a los vientos provenientes del Pacífico generando ondas de montaña de gran amplitud. Por otro lado, la gran inestabilidad de corte en las proximidades del jet estratosférico puede alterar el equilibrio geostrófico del flujo medio. Luego, el flujo perturbado relaja a un nuevo estado de equilibrio con una redistribución de momento, energía y vorticidad potencial, irradiando el exceso de energía en forma de OIG. Por último, las convecciones profundas, principalmentre durante los meses de verano, también contribuyen a la AO de la estratósfera.

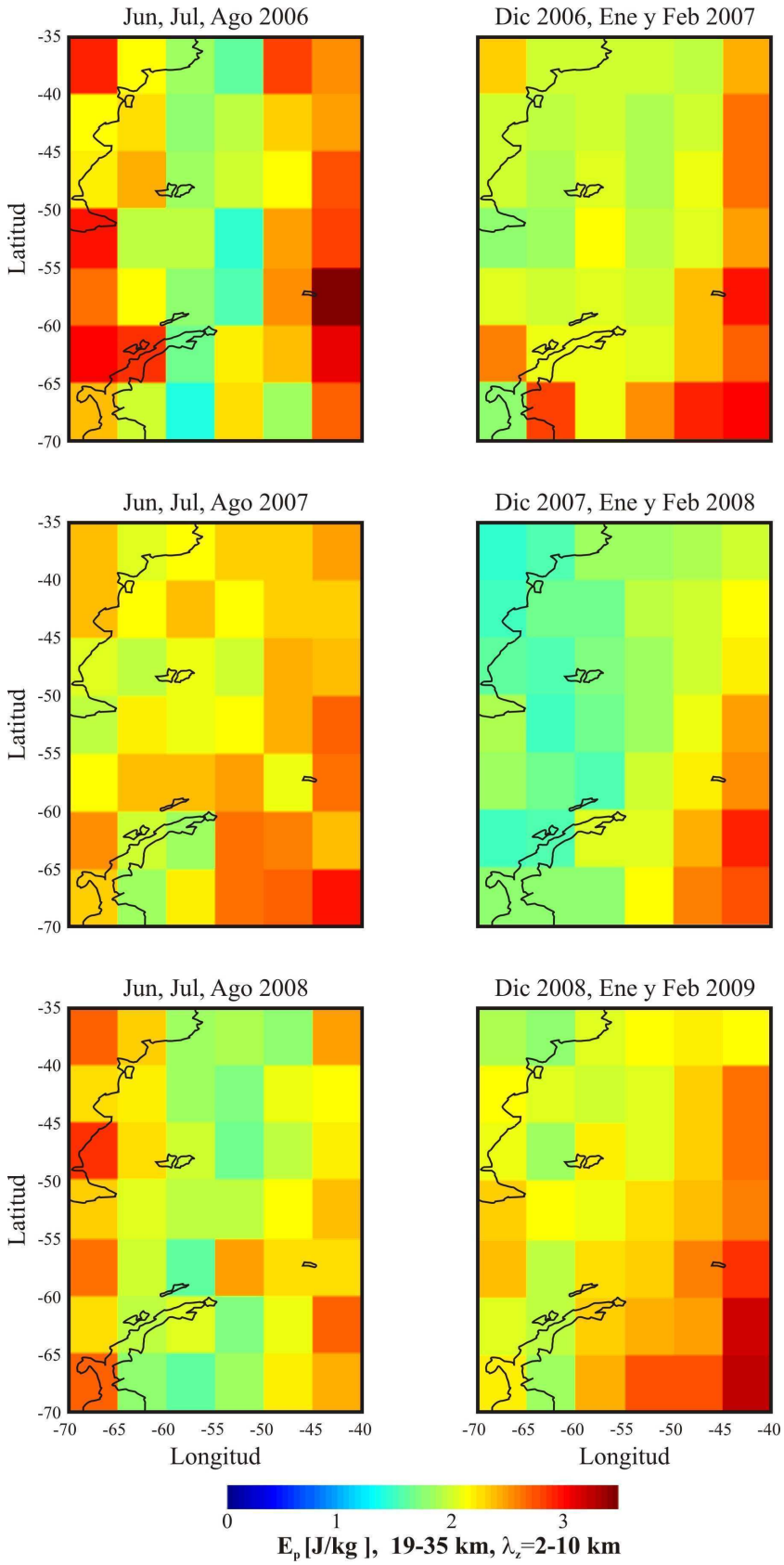

Figura 5.27: Distribución media de E_p para invierno (Jun-Jul-Ago) y verano (Dic-Ene-Feb) entre 2006 y 2009, ondas entre 2 y 10 km, integrado entre 19-35 km.

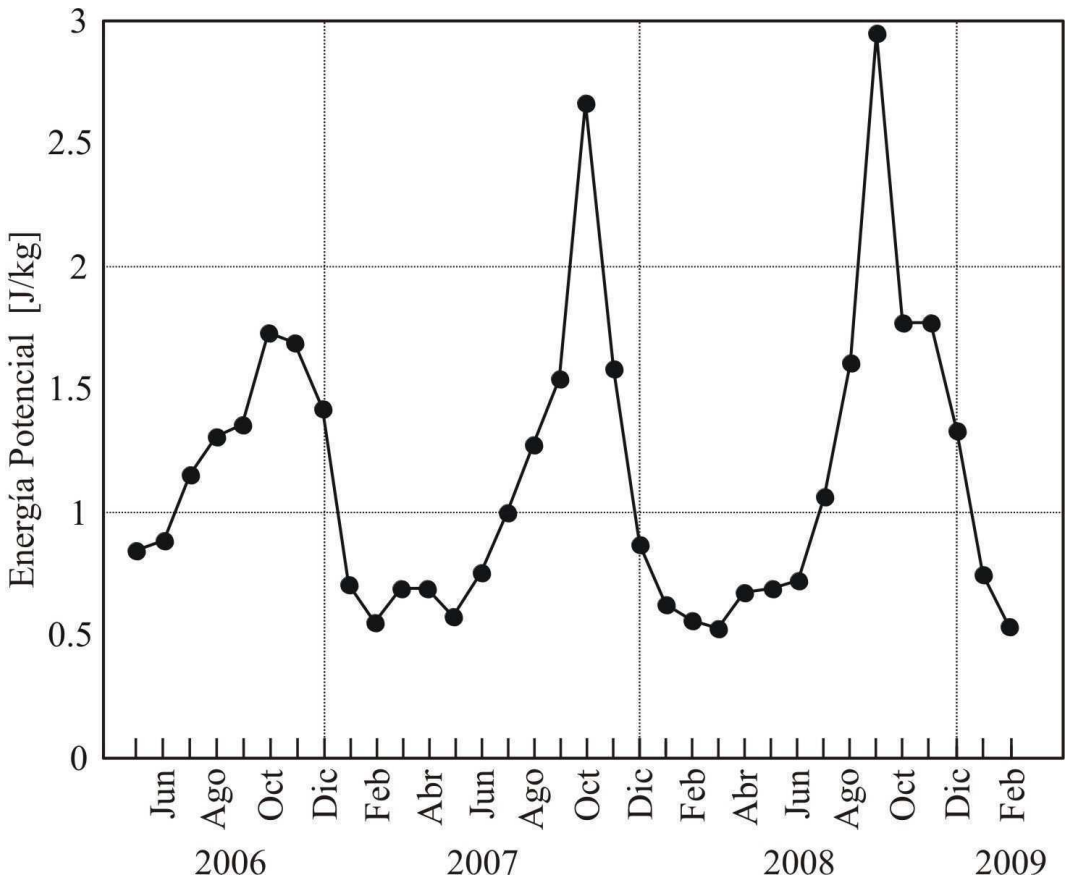

Figura 5.28: Media mensual de E_p para la región de Cuyo (65-70O 35-40S).

Capítulo 6

Conclusiones

El método de RO satelital entre los satélites GPS y LEO ha probado ser una eficaz herramienta para estudiar la dinámica de la atmósfera media y baja, a escala tanto global como regional.

La obtención de perfiles verticales de T y la AO a ellos asociada utilizando la técnica de RO GPS, posee cuatro fuentes principales de errores o incertezas, a saber:

1. Ventana observacional.
2. Inversión de la señal.
3. Geometría relativa entre la LPT, los rayos de ocultamiento y los frentes de onda.
4. Procesado de los datos.

La ventana observacional del método, debido a su geometría de adquisición en el modo limbo, incluye OIGs con λ_z/λ_h pequeños. La resolución vertical está limitada por la difracción, decreciendo gradualmente de 1.4 km en la estratósfera a menos de 0.5 km cerca de la superficie. Si bien el método de radio holografía permite mejorar la resolución intrínseca del método a las OIG, este aún no se utiliza en forma operativa.

Debido a la naturaleza tridimensional de las OIG, la discrepancia entre las características reales y las detectadas dependen principalmente de las posiciones relativas

entre los frentes de onda respecto del rayo de ocultamiento y de la LPT. La condición ideal para la detección de la amplitud de una OIG es cuando las superficies de fase constante son casi horizontales o cuando los rayos de ocultamiento están contenidos en las superficies de fase y la LPT es perpendicular a esta. La condición mas desfavorable sucede cuando los rayos de ocultamiento atraviesan los frentes de onda perpendicularmente o cuando la LPT está contenida completamente en un solo frente de onda.

Considerando que las distintas posiciones relativas entre las superficies de fase, los rayos de ocultamiento y la LPT son equiprobables, es razonable pensar que el RO por si solo no es suficiente para localizar y cuantificar la AO de eventos aislados. No obstante proveen una útil indicación cualitativa. Es razonable obtener conclusiones estadísticas a partir de la distribución global de AO derivado de mediciones por RO GPS, siempre y cuando se disponga de la densidad espacio-temporal adecuada de perfiles de T.

Además de las incertezas antes mencionadas, una vez obtenidos los perfiles de T, el principal inconveniente en el cálculo de la E_p reside en la correcta separación en T' y T_f a partir del perfil de temperatura original. Existen dos procedimientos usuales para obtener la T_f:

1. Promedio sobre un conjunto de perfiles de T
2. Filtrado pasa banda individual de cada perfil de T

El primer procedimiento es la definición natural de valor medio, sin embargo, es necesario contar con un número suficiente de perfiles en la región espacio-temporal de interés. Actualmente, el número de perfiles por celda, de 10º de longitud por 5º de latitud, es de aproximadamente 10 ocultamientos semanales. Esto, sumado al hecho de que el método de RO GPS solo provee conclusiones estadísticas sobre la AO, hace que este procedimiento aún no sea el adecuado para el procesamiento de los datos.

El segundo procedimiento consiste en aplicar a cada perfil individual un filtro pasabanda. Este procedimiento es el mas adecuado para procesar perfiles obtenidos por RO GPS. Dentro de este procedimiento se distinguen dos métodos de filtrado:

1. Aplicar el filtro al perfil de T correspondiente al sistema tropósfera-estratósfera ("método completo").

2. Aplicar el filtro por separado a parte troposférica y estratosférica del perfil de T ("método separado").

Con el fin de cuantificar las incertezas resultantes durante el cálculo de la E_p producto de aplicar los métodos de filtrado, se crearon perfiles de temperatura sintéticos a partir de una T_f y una T' conocidas a priori. El objetivo es proveer un valor de referencia para la comparación de los distintos métodos de cálculo de la E_p y $E_p(z)$. Luego de analizar 10^4 perfiles sintéticos de T con ambos métodos de filtrado se observa que:

- Ambos métodos de filtrado sobreestiman $Ep(z)$ para todas las latitudes.
- El error relativo disminuye cuando se aumenta la ventana de integración Δz.
- El error relativo es considerablemente mayor en la región de la tropopausa para el método "completo" para cualquier Δz.
- El error relativo disminuye con el método "separado" excepto a altas latitudes en el hemisferio sur.
- Definir $Ep(z)$ no redunda en valores cuantitativos útiles. Sin embargo, brinda información cualitativa útil, como por ejemplo el estudio de la distribución vertical de fuentes y sumideros de ondas, la oscilación cuasi bianual (OCB), etc.

Luego de procesar la base de datos de las misiones CHAMP, GRACE y SAC-C, disponibles desde febrero de 2001 y COSMIC desde abril de 2006, se observa:

- Una mayor AO relativa a bajas latitudes, debido principalmente a cúmulos convectivos característicos en la zona de convergencia intertropical.
- La AO es mayor en el hemisferio de invierno sobre regiones montañosas como la península escandinava y Asia central en el hemisferio Norte y sobre la cordillera de los Andes y la península Antártica en el hemisferio Sur.

- Se observa que la progresión en los máximos de $E_p(z)$ se correlaciona claramente con la oscilación cuasi bianual (OCB) con un periodo de aproximadamente 26 meses.

- Ambos métodos de filtrado muestran una mayor $E_p(z)$ en la tropósfera que en la estratósfera, lo que indica una gran deposición de energía en la vecindad de la tropopausa, ya sea por la presencia de niveles críticos, interacción onda onda, o algún otro mecanismo.

- Se observan valores elevados de E_p en la región 40-45O 35-70S sobre el océano para ambas estaciones. Se descarta la posibilidad de generación topográfica siendo muy pobable la generación de ondas de gravedad por ajuste geostrófico debido a variaciones rápidas del jet circumpolar o por el avance del frente polar.

- Se observa, en la región de Cuyo, una clara periodicidad temporal de la AO, con máximos entre Septiembre y Octubre.

6.1. Líneas futuras de investigación

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

1. Aplicar los métodos de filtrado antes mencionados, para obtener una climatología de $Ep(z)$ y la correspondiente estimación de sus errores relativos a partir de perfiles sintéticos, utilizando los perfiles de refractividad N en la región próxima a la tropopausa. Cabe recordar que la derivación de N es previa a T, a partir de la inversión de Abel, durante el procesamiento de la desviación total de la señal. N se relaciona con T a través de: $N = aT^{-1} + bT^{-2}$, por lo cual sus variaciones relativas son iguales. Una de las posibles ventajas de usar N en vez de T, además de la inexistencia de la discontinuidad en $\frac{d^2T}{dz^2}$ en la tropopausa, es que no se requiere de la hipótesis hidrostática para la derivación de dichos perfiles. Es de esperar, asimismo, que los errores mencionados se reduzcan a partir de distinguir la variabilidad de la climatología

obtenida año por año (no promediando sobre todos, lo que elimina por ejemplo el efecto de la OCB y otras variabilidades interanuales significativas), por estación del año y por longitudes geográficas. Es importante destacar que el estudio a partir de N se restringe solo a intervalos de altura pequeños (en general alrededor de la tropopausa). Esto es debido a la disminución exponencial de N con la altitud, lo cual dificulta para los diferentes filtros, la correcta separación de cada perfil en una parte media y una perturbativa cuando la magnitud a filtrar varía en mas de un orden de magnitud. Finalmente, se propone chequear la distribución de errores relativos, nuevamente a partir de perfiles sintéticos, pero utilizando esta vez la metodología alternativa propuesta por otros autores [*Alexander S. et al.*, 2008], a partir de promediar los perfiles en sectores geográficos reducidos, pero con una razonable densidad de perfiles de RO obtenidos mediante los satélites COSMIC.

2. Analizar las ondas de gravedad para casos de estudio cerca de la Cordillera de los Andes, utilizando simultáneamente las diferentes técnicas satelitales (limbo, sub-limbo y nadir), aprovechando las relaciones complementarias existentes entre las resoluciones vertical y horizontal (1:100, 1:10 y 1:1, respectivamente) disponibles con las tres geometrías de observación.

   El estudio se complementará con una climatología de ondas de montaña que se está realizando apartir de simulaciones numéricas para la región de la cordillera de los Andes, el cual tiene inmediata aplicación en el estudio de posibles mecanismos detonantes de convecciones profundas asociadas a tormentas severas y en la aeronavegación.

3. Estudiar posibles correlaciones entre parámetros representativos de subarmónicos en la serie de radiación del ciclo solar y la serie completa de datos de T de CHAMP-GRACE. El efecto del sol a distintas latitudes en la estratosfera por ejemplo, ya puesto en evidencia con claras correlaciones hace más de 20 años, debería apreciarse en los datos de CHAMP-GRACE. Esto quizás pudiera aportar alguna evidencia que justifique la revisión de mecanismos externos a la atmósfera terrestre, de forzado en los modelos de circulación global, habida

cuenta que los mismos no logran reproducir variabilidades sobradamente estudiadas, como es el caso del período de la OCB (15-17 meses en vez de 24-30 meses).

4. Por último, se planea asimilar los perfiles de RO a los modelos de mesoescala disponibles y descritos en la presente tesis, a partir de las 2 técnicas usuales de asimilación de datos (ensemble de Kalman y 4DVAR). Se espera que este procedimiento mejorará significativamente la simulación de los casos de estudio individualmente estudiados. En dicha dirección, se propone asimilar también los datos de reflectividad de radar de bandas C y S disponibles en la zona de Cuyo y los datos de T de satélites de radianza de microonda (NCEP operational BUFR radiance data: MSU+HIRS2 (NOAA-14), HIRS3 (NOAA-15/16/17), AMSU-A (NOAA-15/16), AMSU-B (NOAA-15/16/17), AIRS+AMSU-A (EOS-Aqua)).

Apéndice A

Modelos numéricos de mesoescala

A.1. Modelos numéricos de mesoescala

La mejora del pronóstico meteorológico es uno de los principales objetivos dentro de la meteorología. Los modelos numéricos de pronóstico meteorológico, desde mediados de la década de 1950, proveen información para el pronóstico del tiempo más allá de unas pocas horas. El pronóstico numérico es realizado corriendo (integrando en el tiempo) un modelo numérico de la atmósfera el cual puede simular, a partir de un conjunto de observaciones, la evolución de la atmósfera para los próximos días. La integración en el tiempo de un modelo numérico de la atmósfera es un problema de valores iniciales, es por eso que un buen pronóstico requiere de:

- un modelo realista de la atmósfera
- condiciones iniciales conocidas con precisión

La principal limitación de un modelo numérico esta dada por la capacidad computacional disponible. Un aumento en la resolución permite calcular explícitamente ciertas variables que antes permanecían ocultas en la subgrilla. Sin embargo, el costo computacional de duplicar la resolución es muy grande (aumenta en un factor de 2^4).

Los modelos numéricos puede dividirse en dos tipos: globales y regionales. Los modelos globales se utilizan generalmente para simulaciones climáticas y como guía

(condiciones iniciales y de contorno) de modelos regionales. Los modelos regionales se utilizan generalmente para el pronóstico de corto plazo (1-3 días) y operan con resoluciones mayores que los modelos globales. Debido a su alta resolución, los modelos regionales pueden calcular explícitamente fenómenos de menor escala como frentes, el forzado orográfico o ráfagas. Por otro lado, los modelos regionales poseen la desventaja que, a diferencia de los modelos globales, no son "autocontenidos" y necesitan condiciones de contorno en sus bordes. Es costumbre "anidar" modelos regionales dentro de otro modelo de menor resolución. Por ejemplo, el Servicio Meteorológico Nacional (SMN) procesa operativamente dos veces al día el modelo ETA-SMN, con una resolución de 25 km en la horizontal y área limitada, que abarca la región definida entre 14 y 65º S y 30 y 91º O. El modelo numérico global GFS (Global Forecasting System) provee las condiciones iniciales y de borde. Actualmente el modelo ETA-SMN pronostica a 120 horas a intervalos de 3 horas para 38 niveles de presión en la vertical.

A.2. Modelo WRF

El modelo WRF (Weather Research and Forecasting) es la nueva generación de modelos numéricos regionales de predicción diseñado para utilizarse tanto en forma operacional como para investigación. El modelo WRF fue desarrollado en conjunto por: NCAR (National Center for Atmospheric Research), NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration), NCEP (the National Centers for Environmental Prediction) y otros.

Los componentes principales del WRF se muestran en la Figura A.1. El modelo WRF posee dos nucleos los cuales resuelven las ecuaciones dinámicas, el ARW y el NMM. El ARW puede utilizarse tanto para simular casos con condiciones iniciales y de contorno idealizadas como casos reales. En estos últimos los datos geográficos, iniciales y de contorno (salida de modelos globales, análisis y observaciones) son "recortados" e interpolados al dominio de interés durante el preprocesado (WPS).

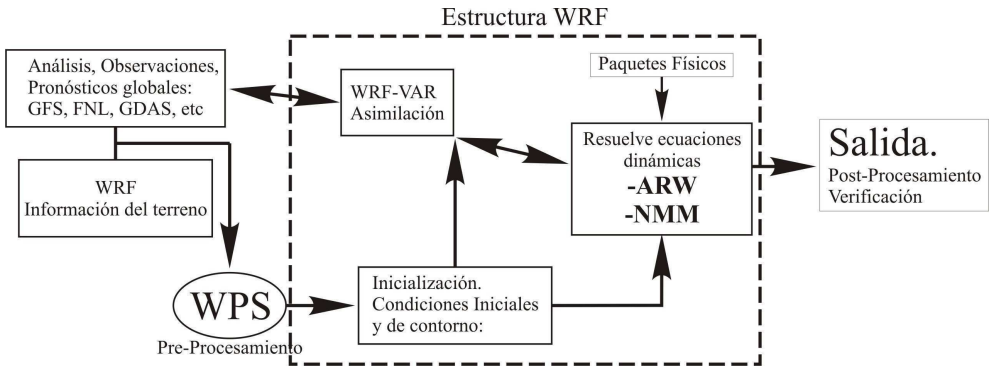

Figura A.1: Estructura del modelo WRF.

A.3. Ecuaciones fundamentales

El WRF ARW integra la ecuaciones de Euler compresibles y no hidrostáticas. Las ecuaciones están dadas en forma de flujos utilizando variables que posean propiedades que se conserven, siguiendo la filosofía utilizada por [*Ooyama et al.*, 2002]. Para una descripción mas detallada de las ecuaciones utilizadas por el modelo ver [*Skamarock et al.*, 2008].

A.3.1. Coordenada vertical y variables

Las ecuaciones utilizadas por el ARW están formuladas utilizando una coordenada vertical con seguimiento de terreno e hidrostática denotada por η, la cual se define como

$$\eta = (p_h - p_{ht})/\mu \qquad \text{con} \qquad \mu = p_{hs} - p_{ht} \tag{A.1}$$

p_h es la componente hidrostática de la presión, mientras que p_{hs} y p_{ht} se refieren a los valores a lo largo de la superficie y de la tapa superior del modelo respectivamente. Las coordenadas definidas en la ecuación A.1, propuestas por [*Laprise et al.*, 1992], son las tradicionales coordenadas σ utilizadas en muchos modelos hidrostáticos de la atmósfera. η varia desde 1 en la superficie hasta 0 en el límite superior del dominio de simulación. Esta coordenada vertical también es llamada una coordenada vertical de masa.

A.4. Configuración de la simulación.

Los Modelos Numéricos de Mesoescala permiten simular ondas de gravedad realistas en la tropósfera y la estratósfera. También ayudan a revelar detalles de las estructuras ondulatorias, fuentes y posibles mecanismos de mantenimiento de las ondas los cuales son dificiles de medir con sensores in situ o satelitales. Sin embargo, la ondas simuladas requieren de verificaciones observacionales raramente disponibes [*Wu y Zhang*, 2004]

En la presente tesis, el modelo WRF fue utilizado para la simulación de ondas de gravedad en la región de Cuyo. En todas las simulaciones se utilizó la siguiente inicialización (namelist) :

time control run days= 0,
run hours= 0,
run minutes= 0,
run seconds= 0,
start year= 2006, 2006, 2006,
start month=11, 11, 11,
start day = 03, 03, 03,
start hour= 18, 18, 18,
start minute= 00, 00, 00,
start second= 00, 00, 00,
end year= 2006, 2006, 2006,
end month= 11, 11, 11,
end day= 05, 05, 05,
end hour= 06, 06, 06,
end minute= 00, 00, 00,
end second= 00, 00, 00,
interval seconds= 21600,
input from file= .true., .false., .false.,
history interval= 180, 60, 60,
frames per outfile= 1000, 1000, 1000,
restart = .false.,

```
restart interval= 5000,
io form history= 2,
io form restart= 2,
io form input= 2,
io form boundary = 2,
debug level = 0,
/
domains
p top requested = 1000.0
eta levels = 1.000, 0.994, 0.987, 0.979, 0.97,
0.96, 0.949, 0.937, 0.924, 0.909,
0.892, 0.873, 0.851, 0.826, 0.798,
0.768, 0.736, 0.702, 0.666, 0.629,
0.5915, 0.5536, 0.5153, 0.4773, 0.44,
0.404, 0.3695, 0.3375, 0.3085, 0.2845,
0.2645, 0.2465, 0.2305, 0.2165, 0.2035,
0.1915, 0.1792, 0.1667, 0.1539, 0.1407,
0.1272, 0.1134, 0.0995, 0.0855, 0.0713,
0.0571, 0.0429, 0.0287, 0.0145, 0.000
time step= 216,
time step fract num= 0,
time step fract den= 1,
max dom= 3,
s we= 1, 1, 1,
e we= 70, 88, 115,
s sn= 1, 1, 1,
e sn= 70, 91, 142,
s vert= 1, 1, 1,
e vert= 50,50,50,
num metgrid levels= 27,
dx= 36000, 12000, 4000,
dy= 36000, 12000, 4000,
```

```
grid id= 1, 2, 3,
parent id= 1, 1, 2,
i parent start= 1, 21, 26,
j parent start= 1, 23, 23,
parent grid ratio= 1, 3, 3,
parent time step ratio= 1, 3, 3,
feedback = 1, smooth option= 0,
/
physics
mp physics= 6, 6, 6,
ra lw physics= 1, 1, 1,
ra sw physics= 1, 1, 1,
radt= 36, 12, 4,
sf sfclay physics= 1, 1, 1,
sf surface physics= 2, 2, 2,
bl pbl physics= 1, 1, 1,
bldt= 30, 5, 0,
cu physics= 5, 5, 0,
cudt= 10, 5, 0,
isfflx= 1,
ifsnow= 1,
icloud= 1,
surface input source= 1,
num soil layers= 4,
ucmcall= 0,
mp zero out= 0,
maxiens= 1,
maxens= 3,
maxens2= 3,
maxens3= 16,
ensdim= 144,
/
```

```
fdda /
dynamics
w damping= 1,
diff opt= 1,
km opt= 4,
base temp = 290.,
damp opt= 0,
zdamp= 5000., 5000., 5000.,
dampcoef= 0.01, 0.01, 0.01,
khdif= 0, 0, 0,
kvdif= 0, 0, 0,
smdiv= 0.1, 0.1, 0.1,
emdiv= 0.01, 0.01, 0.01,
epssm= 0.1, 0.1, 0.1,
time step sound= 4, 4, 4,
h mom adv order= 5, 5, 5,
v mom adv order= 3, 3, 3,
h sca adv order= 5, 5, 5,
v sca adv order= 3, 3, 3,
non hydrostatic= .true., .true., .true.,
pd moist= .true., .true., .true.,
pd scalar= .true., .true., .true.,
pd chem= .true., .true., .true.,
pd tke= .true., .true., .true.,
/
bdy control
spec bdy width = 5,
spec zone= 1,
relax zone= 4,
specified= .true., .false., .false.,
periodic x= .false., .false., .false.,
symmetric xs= .false., .false., .false.,
```

```
symmetric xe= .false., .false., .false.,
open xs= .false., .false., .false.,
open xe= .false., .false., .false.,
periodic y= .false., .false., .false.,
symmetric ys= .false., .false., .false.,
symmetric ye= .false., .false., .false.,
open ys= .false., .false., .false.,
open ye= .false., .false., .false.,
nested= .false., .true., .true.,
/
grib2
/
namelist quilt
nio tasks per group= 0,
nio groups= 1,
```

Bibliografía

[*Ahmad y Tyler*, 1998] Ahmad, B., and G. L. Tyler (1998), The two-dimensional resolution kernel associated with retrieval of ionospheric and atmospheric refractivity profiles by Abelian inversion of radio occultation phase data, Radio Sci., 33, 129-142.

[*Alexander P. et al.*, 2008] Alexander, P., A. de la Torre, and P. Llamedo (2008), Interpretation of gravity wave signatures in GPS radio occultations, J. Geophys. Res., 113, D16117, doi:10.1029/2007JD009390.

[*Alexander S. et al.*, 2008] Alexander S. P., T. Tsuda, Y. Kawatani (2008), COSMIC GPS Observations of Northern Hemisphere winter stratospheric gravity waves and comparisons with an atmospheric general circulation model, Geophys. Res. Lett., 35, L10808, doi:10.1029/2008GL033174.

[*Allen y Vincent*, 1995] Allen, S., and R. Vincent (1995), Gravity wave activity in the lower atmosphere: Seasonal and latitudinal variations, J. Geophys. Res., 100(D1), 1327-1350.

[*Andrews et al.*, 1987] Andrews, D. G., J. R. Holton and C.B.Leovy (1987), Middle aimosphere dynamics, International Geophysical Series, Vol. 40, Academic Press, Orlando, FLA.

[*Belloul y Hauchecorne*, 1997] Belloul, M. B., and A. Hauchecorne (1997), Effect of periodic horizontal gradients on the retrieval of atmospheric profiles from occultation measurements, Radio Sci., 32, 469-478.

[*Born y Wolf*, 1993] Born, M., and E. Wolf, Principles of Optics, Pergamon Press, Oxford, UK, 1993.

[*de la Torre y Alexander*, 2005] de la Torre, A. and P. Alexander (2005), Gravity waves above Andes detected from GPS radio occultation temperature profiles: Mountain forcing?, *Geophys. Res. Lett., 32*, L17815, doi:10.1029/2005GL022959.

[*de la Torre et al.*, 2006a] de la Torre A., P. Alexander, P. Llamedo, C. Menéndez, T. Schmidt, J. Wickert (2006), Gravity waves above the Andes detected from GPS radio occultation temperature profiles: Jet mechanism?, Geophys. Res. Lett., 33, L24810, doi:10.1029/2006GL027343.

[*de la Torre et al.*, 2006b] de la Torre, A., T. Schmidt and J. Wickert (2006), A global analysis of wave potential energy in the lower stratosphere derived from 5 years of GPS radio occultation data with CHAMP, *Geophys.Res.Lett.*, 33, L24809, doi:10.1029/2006GL027696.

[*de la Torre et al.*, 2009] de la Torre A., P. Llamedo, P. Alexander, T. Schmidt, J. Wickert (2009), A general approach to the estimation of uncertainties of gravity wave activity in the upper troposphere and lower stratosphere. (enviado J. Adv. Space Res.)

[*Eckermann y Preusse*, 1999] Eckermann, S.D. and P. Preusse (1999), Global measurements of stratospheric mountain waves from space, Science, 286, 1534-1537.

[*Fjeldbo y Eshleman*, 1969] Fjeldo G, Eshleman V R. Atmosphere of Venus as studied with the Mariner V dual radio frequency occultation experiment. Radio Sci., 1969, 4:879-897

[*Fjeldbo et al.*, 1971] Fjeldbo, G., A. J. Kliore and V. R. Eshleman, The neutral atmosphere of Venus as studied with the Mariner V radio occultation experiments, The Astronomical J., 123-140, 1971.

[*Fritts y Alexander*, 2003] Fritts, D.C. and Alexander, M. J., (2003): Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere, Rev. Geophys., vol.41, No.1, doi:10.1029/2001RG000106.

[*Gill*, 1982] Gill, A. (1982), Atmosphere-Ocean Dynamics, Academic Press, New York.

[*Gorbunov y Sokolovskiy*, 1993] Gorbunov, M. E., S. V. Sokolovskiy, Remote sensing of refractivity from space for global observation of atmospheric parameter, Rep. No. 119, 58pp., Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg, Germany, 1993.

[*Hardy et al.*,1992] Hardy, K. R., G. A. Hajj, and E. R. Kursinski, Atmospheric profiles from active space-based radio measurements, Preprints, 6th Conference on Satellite Meteorology and oceanography, Atlanta, GA, Amer. Soc., 1992.

[*Hei et al.*, 2008] Hei H., T. Tsuda, T. Hirooka (2008), Characteristics of atmospheric gravity wave activity in the polar regions revealed by GPS radio occultation data with CHAMP, J. Geophys. Res., 113, D04107, doi:10.1029/2007JD008938.

[*Hinson y Tyler*, 1983] Hinson, D. P., and G. L. Tyler, Internal gravity waves in Titan´s atmosphereobserved by Voyager radio occultation, Icarus, 54, 337'352, 1983.

[*Hirota y Niki*, 1985] Hirota, I. and T. Niki (1985), A statistical study of inertia-gravity waves in the middle atmosphere, *J. M et. Soc. Japan, 63*, 1055-1066.

[*Hocke et al.*, 1999] Hocke, K., A. Pavelyev, O. Yakovlev, L. Barthes, and N. Jakowski (1999), Radio occultation data analysis by radio holographic method, J. Atmos. Sol. Terr. Phys., 61, 1169-1177.

[*Igarashi et al.*, 2001] Igarashi, K., A. Pavelyev, K. Hocke, D. Pavelyev, and J. Wickert (2001), Observation of wave structures in the upper atmosphere by means of radio holographic analysis of the RO data, Adv. Space Res., 27(6 7), 1321 1327.

[*Jiang et al.*, 2002] Jiang et al. (2002), Upper Atmosphere Research Satellite (UARS) MLS observation of mountain waves over the Andes, *J. Geophys. Res., 107*, 8273, doi:10.1029/2002JD002091.

[*Kirchengast et al.*, 2004] Kirchengast, G. (2004), Occultations for probing atmosphere and climate: Setting the scene, in *Occultations for Probing Atmosphere and Climate*, Springer, New York, 1-8.

[*Kursinski et al.*, 1997] Kursinski, E. R. et al. (1997), Observing Earth's atmosphere with radio occultation measurement using the Global Positioning System, *J. Geophys. Res., 102*, 429-465.

[*Lange y Jacobi*, 2003] Lange, M. and Ch. Jacobi (2003), Analysis of gravity waves from radio occultation measurements, in *First CHAMP Mission Results for Gravity, Magnetic and Atmospheric Studies*, Springer, Berlin, 479-484.

[*Laprise et al.*, 1992] Laprise R., 1992: The Euler Equations of motion with hydrostatic pressure as as independent variable, Mon. Wea. Rev., 120, 197 207.

[*Lindzen*, 1990] Lindzen, R. S. (1990), Dynamics in atmospherics physics, Cambridge University Press, NY.

[*Liou et al.*, 2006] Liou, Y. A., A. G. Pavelyev, J. Wickert, S. F. Liu, A. A. Pavelyev, T. Schmidt, and K. Igarashi (2006), Application of GPS radio occultation method for observation of the internal waves in the atmosphere, J. Geophys. Res., 111, D06104, doi:10.1029/2005JD005823.

[*Liou et al.*, 2007] Liou, Y.A. et al. (2007), FORMOSAT-3/COSMIC GPS Radio Occultation Mission: Preliminary Results, *IEEE Trans. Geo. Rem. Sens., 45*, 3813-3826.

[*Llamedo et al.*, 2009] Llamedo, P., et al. A gravity wave analysis near to the Andes Range from GPS radio occultation data and mesoscale numerical simulations: Two case studies. J. Adv. Space Res. (2009), doi:10.1016/j.asr.2009.04.023

[*Namboothiri et al.*, 2008] Namboothiri S. P., J. H. Jiang, P. Kishore, K. Igarashi, C. O. Ao, L. J. Romans (2008), CHAMP observations of global gravity wave fields in the troposphere and stratosphere, J. Geophys. Res., 113, D07102, doi:10.1029/2007JD008912.

[*Ooyama et al.*, 2002] Ooyama K. V., 1990: A thermodynamic foundation for modeling the moist atmosphere, J. Atmos. Sci., 47, 2580 2593.

[*Pavelyev et al.*, 2002] Pavelyev, A., K. Igarashi, C. Reigber, K. Hocke, J. Wickert, G. Beyerle, S. Matyugov, A. Kucherjavenkov, D. Pavelyev, and O. Yakovlev (2002), First application of the radioholographic method to wave observations in the upper atmosphere, Radio Sci., 37(3), 1043, doi:10.1029/2000RS002501.

[*Preusse et al.*, 2002] Preusse, P. et al. (2002), Space-based measurements of stratospheric mountain waves by CRISTA 1. Sensitivity, analysis method, and a case study, *J. Geophys. Res., 107*, 8178, doi:10.1029/2001JD000699.

[*Schmidt et al.*, 2008] Schmidt T., A. de la Torre, J. Wickert (2008), Global gravity wave activity in the tropopause region from CHAMP radio occultation data, Geophys. Res. Lett., 35, L16807, doi:10.1029/2008GL034986.

[*Schreiner et al.*, 2007] Schreiner, W., C. Rocken, S. Sokolovskiy, S. Syndergaard, D. Hunt (2007), Estimates 583 of the precision of GPS radio occultations from the COSMIC/FORMOSAT-3 584 mission, Geophys. Res. Lett., 34, L04808, doi:10.1029/2006GL027557.

[*Shutts et al.*, 1988] Shutts, G.J., M. Kitchen, and P.H. Hoare (1988), A large amplitude gravity wave in the lower stratosphere detected by radiosonde, *Q. J. R. Meteorol. Soc., 114*, 579-594.

[*Skamarock et al.*, 2008] Skamarock, W. C. el at., (2005), A Description of the Advanced Research WRF Version 3.NCAR Technical Note, 2008.

[*Smith y Weintraub*, 1953] Smith, E. K., and S. Weintraub, The constrain in the equation for atmospherics refractive index at radio frequencies, Proc. Of the I.R.E.,41, 1404-1410, 1953.

[*Steiner*, 1998] Steiner, A. K, High resolution sounding of key climate variables using the radio occultation technique, Ph.D. dissertation, Karl-Universität Graz, Institut für Meteorologie und Geophysik, Austria, 1998.

[*Steiner y Kirchengast*, 2000] A. K. Steiner and G. Kirchengast, GW spectra from GPS/MET occultation observations, J. Atmos. Ocean. Technol., vol. 17, no. 4, pp. 495 503, Apr. 2000.

[*Thayer*, 1974] Thayer, G. D., An improved equation for the radio refractive index of air, Radio Sci.,9, 803-807, 1974.

[*Torrence y Compo*, 1998] Torrence, C., Compo, G.P. A practical guide to wavelet analysis. Bull. Am. Meteorol. Soc. 79, 6178, 1998.

[*VanZandt*, 1982] VanZandt, T. (1982), A Universal Spectrum of Buoyancy Waves in the Atmosphere, Geophys. Res. Lett., 9(5), 575-578.

[*Watanabe et al.*, 2008] Watanabe S., Y. Kawatani, Y. Tomikawa, K. Miyazaki, M. Takahashi, K. Sato (2008), General aspects of a T213L256 middle atmosphere general circulation model, J. Geophys. Res., 113, D12110, doi:10.1029/2008JD010026.

[*Wu et al.*, 2006] Wu, D.L. et al. (2006), Remote sounding of atmospheric gravity waves with satellite limb and nadir techniques, *Adv. in Space Res.*, *37*, 2269-2277.

[*Wu y Zhang*, 2004] Wu, D.L., Zhang, F. A study of mesoscale gravity waves over North Atlantic with satellite observations and a mesoscale model. J. Geophys. Res. 109, D22104, doi:10.1029/2004JD005090, 2004.

Publicaciones a las que ha dado lugar este trabajo de Tesis

1. de la Torre A., P. Alexander, P. Llamedo, C. Menéndez, T. Schmidt, J. Wickert (2006), Gravity waves above the Andes detected from GPS radio occultation temperature profiles: Jet mechanism?, Geophys. Res. Lett., 33, L24810, doi:10.1029/2006GL027343.

2. Alexander P., A. de la Torre, P. Llamedo (2008), Interpretation of gravity wave signatures in GPS radio occultations, J. Geophys. Res., 113, D16117, doi:10.1029/2007JD009390.

3. Llamedo, P., et al. A gravity wave analysis near to the Andes Range from GPS radio occultation data and mesoscale numerical simulations: Two case studies. J. Adv. Space Res. (2009), doi:10.1016/j.asr.2009.04.023

4. de la Torre A., P. Alexander, P. Llamedo, T. Schmidt, J. Wickert (2009) Recent Advances in gravity wave analysis from Long Term Global GPS radio occultation observations. OPAC-3 book, 2010, XV, 316 p. 164 illus., 26 in color., Hardcover ISBN: 978-3-642-00320-2

5. de la Torre A., P. Llamedo, P. Alexander, T. Schmidt, J. Wickert (2009), A general approach to the estimation of uncertainties of gravity wave activity in the upper troposphere and lower stratosphere. (enviado J. Adv. Space Res.)

6. P. Alexander, D. Luna, P. Llamedo, and A. de la Torre (2009), A gravity waves study close to the Andes mountains in Patagonia and Antarctica with GPS radio occultation observations. (enviado Ann. Geophys)