

## Tesis de Posgrado

# Estudio teórico y experimental de la inestabilidad de gradiente en la Ionósfera

Hurtado de Mendoza, Diego

[1997]

Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias Físicas de la Universidad de Buenos Aires

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](http://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](http://digital.bl.fcen.uba.ar). It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

**Cita tipo APA:**

Hurtado de Mendoza, Diego. ([1997]). Estudio teórico y experimental de la inestabilidad de gradiente en la Ionósfera. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. [http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis\\_2973\\_HurtadodeMendoza.pdf](http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2973_HurtadodeMendoza.pdf)

**Cita tipo Chicago:**

Hurtado de Mendoza, Diego. "Estudio teórico y experimental de la inestabilidad de gradiente en la Ionósfera". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. [1997]. [http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis\\_2973\\_HurtadodeMendoza.pdf](http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2973_HurtadodeMendoza.pdf)

**UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES**  
**FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES**

**Departamento de Física - Laboratorio de Geofísica**

**Estudio Teórico y Experimental de la Inestabilidad de Gradiente en la Ionósfera**

por Diego Hurtado de Mendoza

**Directora de Tesis:** Prof. Dra. Silvia N. Duhau

A 117

**TESIS PRESENTADA PARA OPTAR AL TÍTULO DE DOCTOR EN  
CIENCIAS FÍSICAS**

# ÍNDICE

RESUMEN	1
CAPÍTULO 1: INTRODUCCIÓN	2
1.1. LA IONÓSFERA	2
1.2. ELECTRODINÁMICA DE LA REGIÓN E DE LA IONÓSFERA: EL ELECTROCHORRO ECUATORIAL	5
1.3. INESTABILIDADES EN EL ELECTROCHORRO	8
1.4. TURBULENCIA Y REDUCCIÓN DEL CAMPO ELÉCTRICO VERTICAL EN EL ECUADOR MAGNÉTICO	13
1.5. PLAN A DESARROLLAR	15
CAPÍTULO 2: MODELO TEÓRICO	18
2.1. ESCALAS DE LOS FENÓMENOS INVOLUCRADOS EN EL ELECTROCHORRO ECUATORIAL	19
2.2. LAS ECUACIONES MAGNETOHIDRODINÁMICAS (MHD)	21
2.3. LAS ECUACIONES MHD MODIFICADAS POR LA TURBULENCIA	25
2.4. APLICACIÓN A LA REGIÓN E	29
2.5. FLUCTUACIONES Y RELACIÓN DE DISPERSIÓN	31
1. <i>Región de Inestabilidad Pura de Dos Haces</i>	44
2. <i>Región de Inestabilidad Pura de Gradiente</i>	45
3. <i>Región de Mezcla de Inestabilidades de Dos Haces y de Gradiente</i>	46
2.6. CAMPO ELÉCTRICO Y DENSIDAD DE CORRIENTE	47

<b>2.6.1. EL MODELO LAMINAR</b>	<b>47</b>
<i>1. La Conductividad Eléctrica</i>	<b>47</b>
<i>2. Variación de <math>\bar{\sigma}</math> con la Altura</i>	<b>49</b>
<b>2.6.2. APLICACIONES DEL MODELO LAMINAR</b>	<b>52</b>
<i>El Campo Eléctrico Primario <math>E_y</math></i>	<b>54</b>
<b>2.6.3. EL MODELO TURBULENTO</b>	<b>56</b>
<i>1. Evidencias Experimentales de la Influencia de la Turbulencia en el Electrochorro</i>	<b>56</b>
<i>2. Contribución de la Turbulencia a la Densidad de Corriente Eléctrica</i>	<b>60</b>
<b>2.7. MECANISMOS DE REDUCCIÓN DEL CAMPO ELÉCTRICO SECUNDARIO</b>	<b>63</b>
<i>1. Inestabilidad de Dos Haces</i>	<b>63</b>
<i>2. Inestabilidad de Gradiente</i>	<b>65</b>
<b>2.8. ECUACIONES PARA LAS VARIABLES AMBIENTALES INCLUYENDO LA TURBULENCIA</b>	<b>67</b>
<b>CAPÍTULO 3: APLICACIÓN DEL MODELO</b>	<b>69</b>
<b>3.1. PARÁMETROS DEL MODELO</b>	<b>69</b>
<i>1. Constituyentes Neutros</i>	<b>71</b>
<i>2. Temperatura Electrónica</i>	<b>72</b>
<i>3. Frecuencia de Colisión</i>	<b>73</b>
<i>4. Viento Neutro</i>	<b>75</b>
<b>3.2. RESULTADOS Y DISCUSIÓN</b>	<b>77</b>
<i>1. Densidad de Corriente en Perú</i>	<b>79</b>
<i>2. Densidad de Corriente en India</i>	<b>85</b>

<b>CAPÍTULO 4: INTERPRETACIÓN DE LOS ESPECTROS DE FLUCTUACIÓN DEL CAMPO ELÉCTRICO</b>	<b>93</b>
<b>4.1. EL ESTADO DE SATURACIÓN Y EL CAMPO DE POLARIZACIÓN</b>	<b>94</b>
<b>4.2. FLUCTUACIONES DEL CAMPO ELÉCTRICO</b>	<b>96</b>
<b>4.3. LOS DATOS Y LOS RESULTADOS</b>	<b>98</b>
<b>RESUMEN Y CONCLUSIONES</b>	<b>111</b>
<b>REFERENCIAS</b>	<b>115</b>

## Resumen

En la presente tesis se desarrolla un modelo de electrochorro para la región  $E$  de la ionósfera ecuatorial que incluye en las ecuaciones MHD la contribución turbulenta en base a los espectros medidos de las fluctuaciones del campo eléctrico vertical. A partir de la aplicación de dicho modelo y de los resultados teóricos acerca del régimen no lineal, se muestra que en el estado estacionario saturado las irregularidades en la densidad del plasma son dominadas por ondas de escala kilométrica producidas por la inestabilidad de gradiente y que dicho mecanismo es el responsable de una reducción sustancial de la densidad de corriente eléctrica en el electrochorro.

Finalmente, se obtienen las características básicas del fenómeno de reducción turbulenta y de las ondas producidas por la inestabilidad de gradiente y se predicen resultados consistentes con las mediciones obtenidas *in situ* y con radar coherente.

## Abstract

In the present thesis it is developed an electrojet model for the equatorial ionosphere  $E$ -region, which includes the turbulence contribution in the MHD equations grounded in the measured vertical electric field fluctuations spectra. From the application of this model and the theoretical results about non-linear regime, it is found that in the saturated steady state the irregularities in plasma density are dominated by kilometer scale waves driven by the gradient-drift instability and that this mechanism produces a substantial reduction of the electrojet density current.

Finally, primary characteristics of the turbulent reduction phenomena and the waves driven by the gradient drift instability are obtained and results consistent with *in situ* and coherent radar measurements are predicted.

# CAPÍTULO 1: INTRODUCCIÓN

## 1.1. LA IONÓSFERA

Los procesos de fotoionización que la energía solar, en forma de radiación ultravioleta, rayos X y las partículas de origen solar y galáctico de alta energía, desencadenan sobre las moléculas de las atmósferas planetarias conducen a que éstas se encuentren ionizadas.

Como es de esperar, dicha ionización se hace más intensa a medida que aumenta la altura. Se denomina ionósfera a la capa débilmente ionizada dentro de la cual los componentes neutros de la atmósfera dominan la dinámica del sistema, a diferencia de la capa superior, la magnetósfera, donde es el campo magnético el que controla dicha dinámica.

La ionósfera terrestre se extiende entre los 60 y los 1000 km de altura, aproximadamente. Si bien la densidad de gas neutro excede en varios órdenes de magnitud a la densidad de plasma ionosférico, una descripción completa involucra tanto la física de fluido neutro como la física de plasma.

La atmósfera es de composición relativamente uniforme por debajo de los 100 km, como consecuencia de una variedad de fenómenos de mezcla turbulentos. Por encima de esta altura, sus constituyentes comienzan a separarse de acuerdo con sus masas, debido a la influencia de la gravedad. Esta distribución hace que a distintas alturas sean absorbidos diferentes rangos de radiación incidente dando origen a una estructura de la ionósfera en la que tradicionalmente se distinguen tres regiones o capas:

**Región D** (60-90 km): Predominan moléculas pesadas y el principal ion es el  $NO^+$ . La radiación ionizante es el ultravioleta cercano y la línea Liman  $\alpha$ .

**Región E** (90-140 km): Predominan moléculas de peso medio y los principales iones son el  $NO^+$  y el  $O_2^+$ . La radiación ionizante son los rayos X duros.

**Región F** (140-1000 km): Predominan moléculas livianas y se distinguen dos subcapas: la *F1* (140-160 km) donde los iones principales son el  $O^+$ , el  $NO^+$  y el  $O_2^+$  y la *F2* (160-1000 km) donde el ion principal es el  $O^+$ . La radiación ionizante está en el rango del ultravioleta lejano.

Perfiles típicos de la temperatura y la densidad numérica de plasma a latitud media son mostrados en la figura 1.1. También se muestran dos perfiles de densidad de plasma, correspondiendo uno a las horas diurnas, el otro a las nocturnas, ambos a latitudes medias.

La densidad de la atmósfera neutra incrementa exponencialmente su densidad con el decrecimiento de la altura. Debido a la absorción de fotones en los procesos de fotoionización, la radiación solar y el flujo de energía de las partículas precipitadas decrece en intensidad a medida que penetra. El pico de la densidad de plasma ocurre en la región *F* y alcanza un valor aproximado de  $10^{12} \text{ m}^{-3}$  cerca del mediodía. El proceso de recombinación de los electrones e iones para formar moléculas neutras es el factor que limita el valor del pico de la densidad.

Dado que la radiación que llega a una dada altura, luego de atravesar todas la capas superiores, varía con el ángulo cenital solar, la densidad de electrones depende también de la



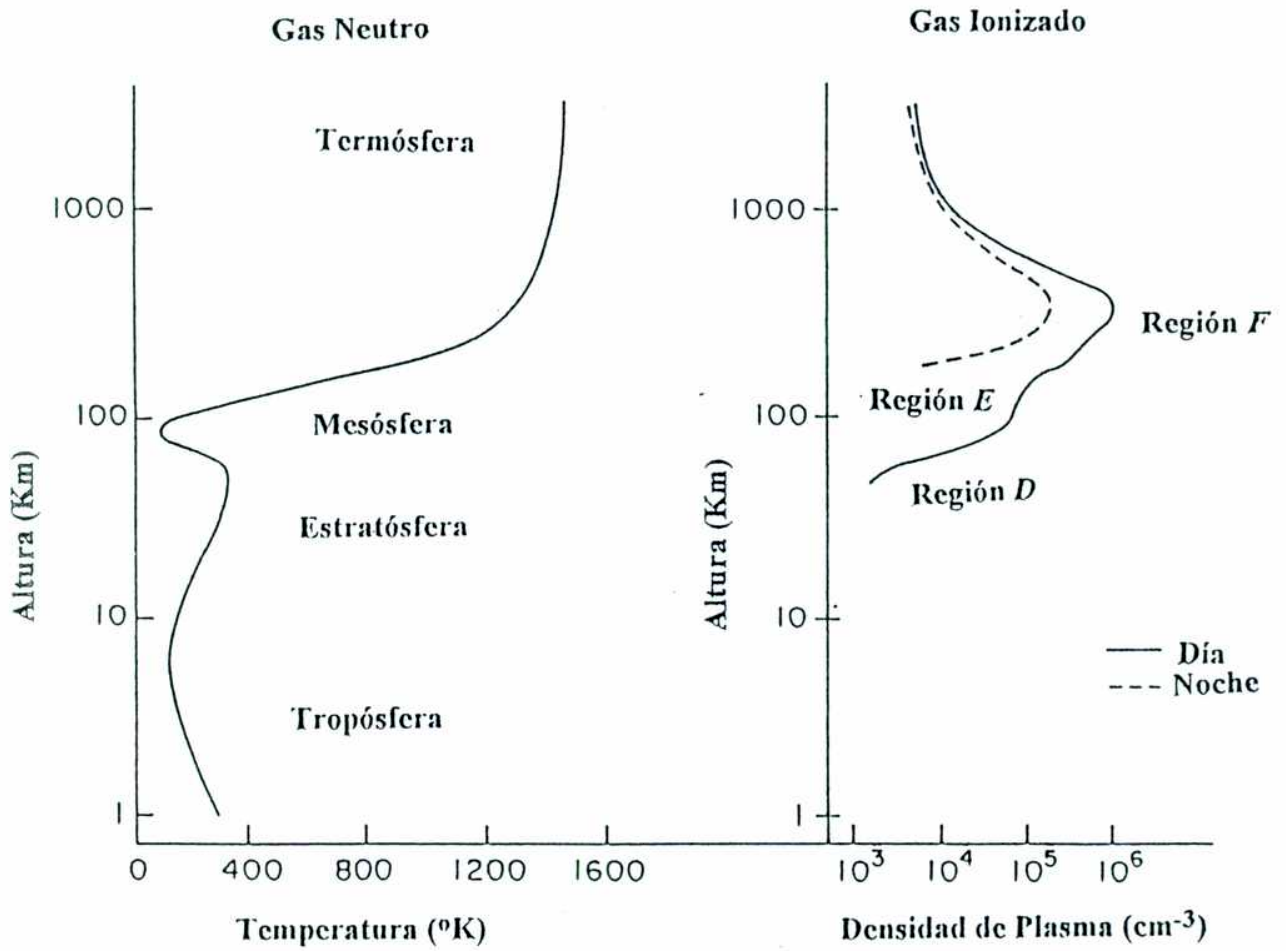


figura 1.1: Perfiles típicos de la temperatura de los componentes neutros de la atmósfera y de la densidad de plasma ionosférico.

hora del día, siendo máxima al mediodía local. En la región *E*, el cociente entre la concentración de electrones y la concentración de partículas neutras es del orden de  $10^{-7}$  a esa hora. El mediodía es también la hora a la cual es máxima la intensidad de la densidad de corriente eléctrica, parámetro que varía también con la altura: es despreciable a los 80 km, pasa por un máximo muy bien definido entre los 106 y los 108 km y se reduce rápidamente con la altura, llegando a valores menores que  $10^{-6}$  A/m<sup>2</sup> para alturas correspondientes la región *F*. Es decir, la región *E* presenta el interés de ser la zona de la atmósfera donde circula el 90% de la corriente eléctrica.

## **1.2. ELECTRODINÁMICA DE LA REGIÓN *E* DE LA IONÓSFERA: EL ELECTROCHORRO ECUATORIAL**

Desde el punto de vista de la electrodinámica, la ionósfera está gobernada esencialmente por el campo magnético terrestre y el campo eléctrico que se genera en su seno como consecuencia de las diferentes frecuencias de colisión con las moléculas neutras que presentan los electrones y los iones. De acuerdo con esto, el viento neutro, gobernado por los gradientes de presión y la fuerza de Coriolis (despreciable a bajas latitudes), arrastra de manera diferencial a las partículas cargadas en el interior del campo magnético terrestre, dando origen a corrientes y campos eléctricos. Este mecanismo, conocido como dínamo terrestre, en la región *E* es básicamente producido por oscilaciones tidales de la atmósfera.

En la región *E*, las mencionadas diferencias en las frecuencias de colisión entre iones y neutros por un lado, y de los electrones y neutros por otro, permite a los electrones moverse con

velocidad de deriva  $\vec{E} \times \vec{B} / B^2$  mayor que la de los iones, haciendo que la dínamo adquiriera mayor eficiencia en dicha región respecto de las vecinas  $D$  y  $F$  en donde, o bien tanto los electrones como los iones tienen una frecuencia de colisión muy alta con los neutros, siendo arrastrados de forma indiferenciada (por debajo de la región  $E$ ), o bien las colisiones con los neutros son despreciables para ambas especies que, además, se hallan muy magnetizadas y se mueven con la misma velocidad de deriva (por encima de la región  $E$ ).

La presencia del campo geomagnético hace que la conductividad eléctrica de la ionósfera sea anisótropa. La preponderancia de la conductividad paralela al campo geomagnético hace pensar, en primera instancia, que esta dirección será dominante para la corriente. Sin embargo, debido a la simetría que presenta la zona ecuatorial respecto del campo geomagnético, la corriente paralela tiende a cero y es conocido que en la región  $E$ , donde domina la conductividad de Hall, se origina una fuerte corriente en la dirección este-oeste conocida como electrochorro ecuatorial y que presenta un orden de magnitud mayor respecto al resto de los sistemas de corrientes ionosféricas.

La razón básica de la existencia del electrochorro es que la conductividad eléctrica en la dirección paralela al campo magnético, dirección que está alineada con la horizontal en el ecuador dip, es mucho mayor que en el plano normal a la misma. Es posible comprender el fenómeno a partir de un modelo simplificado: el campo eléctrico este-oeste generado por la dínamo produce un campo eléctrico de polarización vertical que apunta hacia arriba durante el día y, con la misma magnitud, aproximadamente, apunta hacia abajo durante la noche; dicho campo vertical, casi dos órdenes de magnitud mayor que el campo este-oeste, produce una velocidad de deriva de los

electrones con dirección este-oeste durante el día y oeste-este durante la noche; por último, la velocidad de deriva del plasma durante la noche resulta ser del mismo orden de magnitud que durante el día, pero la corriente eléctrica es mucho menor debido a la baja densidad electrónica.

Este flujo es, en ocasiones y a ciertos intervalos de altura, supersónico, esto es, los electrones se mueven a mayor velocidad que la velocidad acústica del medio.

Cierto número de creencias usualmente aceptadas respecto de la región *E* ecuatorial están siendo actualmente cuestionadas. Por ejemplo, en lo que respecta al interés del presente trabajo, durante mucho tiempo se creyó que la influencia de la región *E* de la ionósfera ecuatorial se limitaba a amplificar localmente el campo eléctrico, el cual, en condiciones geomagnéticas de día quieto es, como se dijo, primariamente producido por vientos de origen termotidal circulando a las alturas correspondientes a la región *E*. Al presente, están siendo propuestos mecanismos que relacionan los campos y corrientes del electrochorro con el resto del sistema, aun para condiciones geomagnéticas de día quieto. En este sentido, las ondas kilométricas originadas en la región *E* ecuatorial como consecuencia del desarrollo de inestabilidades en esas latitudes, de las que se hablará más adelante, presentan amplitudes y frecuencias suficientemente altas como para generar procesos de inducción mutua con la tierra (Duhau y Osella, 1985).

### 1.3. INESTABILIDADES EN EL ELECTROCHORRO

La física ionosférica se desarrolló a partir de la necesidad de comprender los efectos de la atmósfera ionizada superior sobre la propagación de ondas de radio. Desde entonces, una variedad de variaciones periódicas y aperiódicas han sido observadas con tiempos característicos que van desde el orden de la duración del ciclo solar (11 años) hasta unos pocos segundos. Por otra parte, el interés de las investigaciones se ha ido desplazando desde cuestiones relacionadas con la formación y pérdida de plasma (explicación de la formación de las diversas capas y su variabilidad con el tiempo local, la latitud, la estación, etc.) hacia la dinámica y la física del plasma ionosférico.

En particular, de acuerdo con los intereses actuales, la ionósfera ecuatorial se presenta como sistema privilegiado para el estudio de procesos no lineales, pues es un sistema altamente inestable. Como consecuencia de esto se encuentra gran parte del tiempo en estado turbulento. Las características de la turbulencia en la ionósfera ecuatorial han sido ampliamente estudiadas teórica y experimentalmente (ver, p. e., Kelley, 1989).

El estudio de irregularidades en el electrochorro ecuatorial por medio de radar de retrodispersión (principalmente a 50 Mhz) fueron iniciadas en Jicamarca, Perú, por Balsley y otros (1963). Los espectros de frecuencia obtenidos permitieron clasificar las irregularidades en dos grupos llamados *tipo I* y *tipo II*.

Las características de las irregularidades de *tipo I* fueron determinadas en mediciones tempranas efectuadas en Perú. Las irregularidades de *tipo II*, en cambio, pudieron ser estudiadas en detalle únicamente cuando las mediciones del espectro en Jicamarca fueron sensiblemente mejoradas.

Las irregularidades de *tipo I* presentan un espectro angosto con un corrimiento Doppler ( $120 \pm 20$  Hz para radar de 50 Mhz) que corresponde, aproximadamente, a la velocidad iónico-acústica (cerca de los 360 m/seg) en la región del electrochorro. Estos ecos se detectan en un amplio rango de ángulos cenitales, cuando la velocidad de deriva de los electrones supera un cierto valor umbral. La figura 1.2 muestra una serie de espectros durante un período de fuerte dispersión. Se observa que el corrimiento Doppler medio del pico es constante cuando el ángulo cenital varía entre los  $45^\circ$  y  $70^\circ$ , tanto hacia el este como hacia el oeste. Se debe aclarar que estos datos han sido normalizados a un valor fijo para el pico ya que la potencia del eco varía sobre un extenso rango (por encima de los 40 dB) a lo largo del día.

Durante el día, el corrimiento Doppler del pico dominante es positivo cuando la antena está dirigida hacia el este y negativo cuando apunta hacia el oeste. Lo contrario se observa durante la noche. Luego, la velocidad de fase de las irregularidades de *tipo I* tiene una componente en la dirección del flujo electrónico, ya que durante el día dicho flujo se desplaza hacia el oeste, mientras que durante la noche lo hace hacia el este.

Por otro lado, la velocidad de fase promedio de las irregularidades de *tipo II* es mucho menor que la velocidad iónico-acústica y es aproximadamente proporcional al coseno del ángulo de elevación del radar (Balsley, 1969).

El ancho espectral de esta irregularidad es mucho mayor que el correspondiente a las irregularidades de *tipo I* y, con frecuencia, mayor que el corrimiento Doppler medio. La figura 1.3 muestra la variación de los espectros de *tipo II* y la velocidad de fase promedio con el ángulo cenital. El excelente acuerdo entre las variaciones teórica y experimental muestra que la velocidad

$f = 49.92 \text{ MHz}$

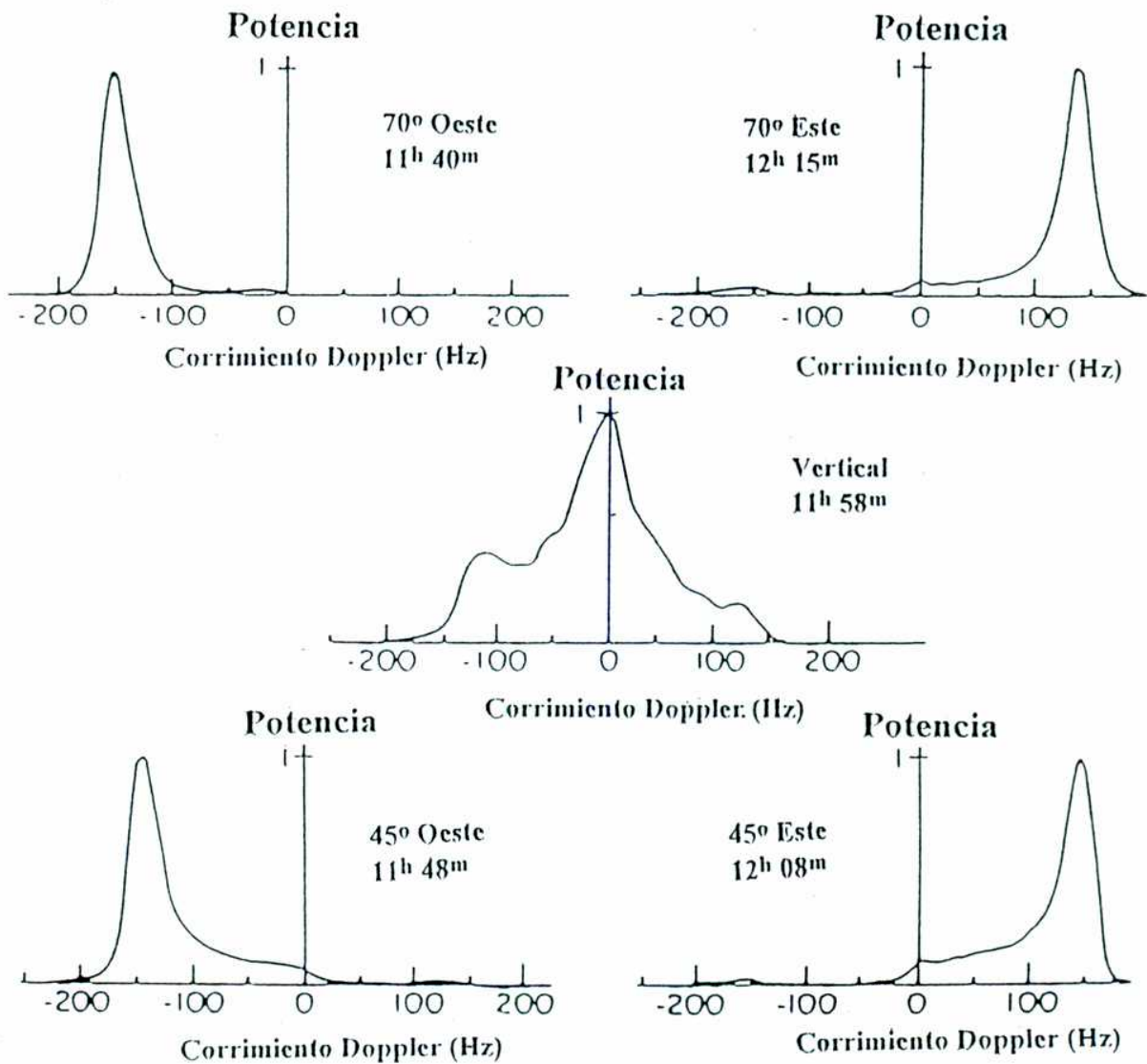


figura 1.2: Serie de espectros de corrimiento Doppler obtenidos de las irregularidades del electrochorro a diferentes ángulos de elevación. La medición fue efectuada en Jicamarca durante condiciones de fuerte dispersión. Los espectros están normalizados a un valor fijo para el pico (Cohen y Bowles, 1967)

Jicamarca, Perú

16 de noviembre de 1966, 17<sup>h</sup> 53<sup>m</sup> (75° Oeste)

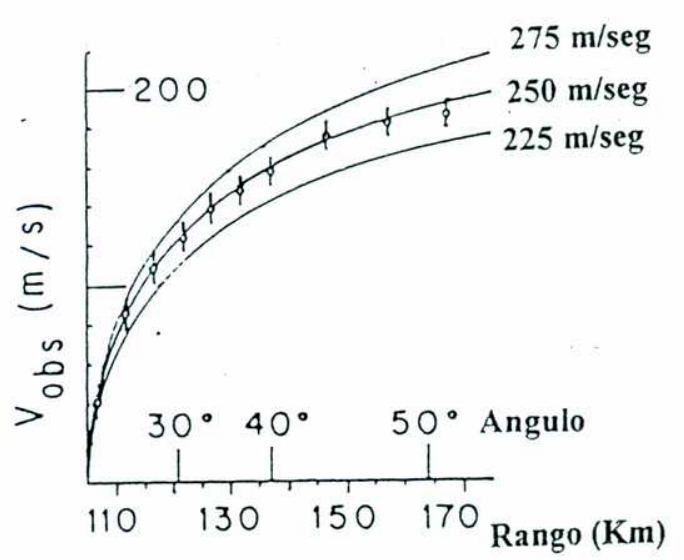
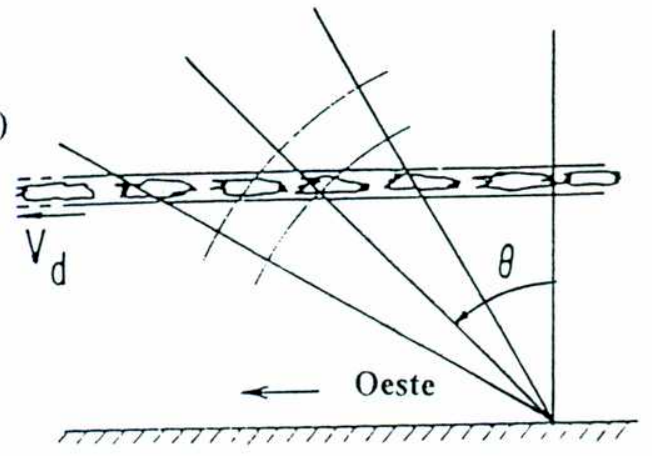
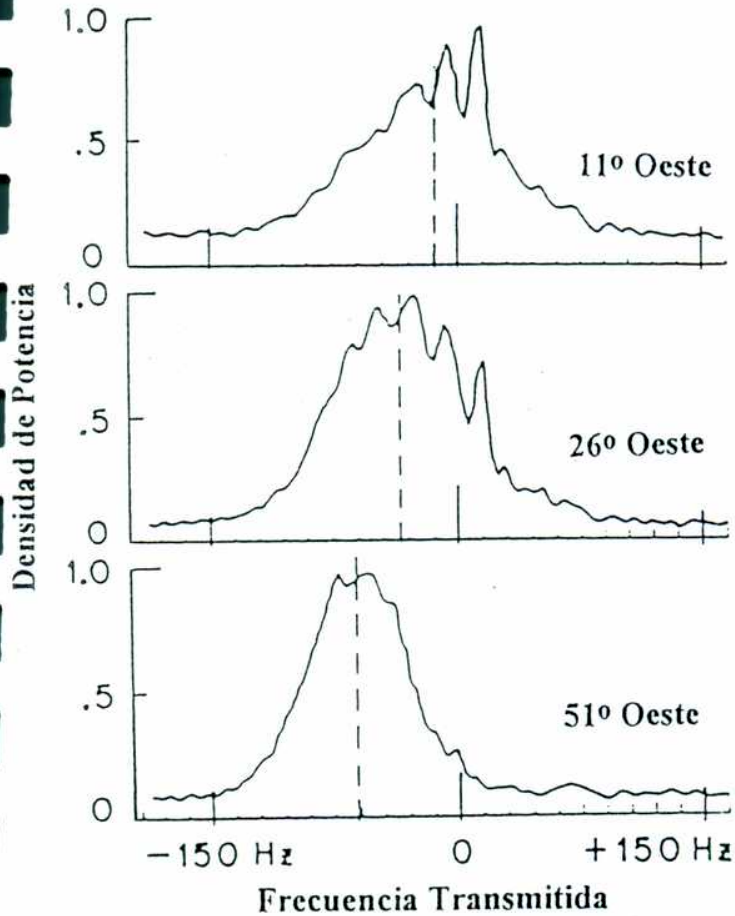


figura 1.3: Espectros *tipo II* medidos a 50 Mhz, simultáneamente para diferentes ángulos cenitales. La línea vertical discontinua indica el corrimiento Doppler promedio. La geometría del experimento se muestra en la parte superior derecha. Los resultados del experimento, junto con tres curvas teóricas en las que se asume la dependencia de la velocidad de fase promedio respecto del seno del ángulo cenital, se muestran en la parte inferior derecha (Balsley, 1969).



de fase de las irregularidades de *tipo II* es proporcional a la proyección de la velocidad de deriva del electrochorro sobre la dirección en la que apunta el radar.

Las irregularidades de *tipo II* son observadas aun para valores muy pequeños de velocidad de deriva este durante el día. Pero mediciones de radar y ionosonda han mostrado que estas irregularidades están ausentes durante cierto periodo ocasional del día en el cual el flujo toma la dirección oeste, periodo conocido como “contra-electrochorro”. Durante estos periodos el campo eléctrico ambiental cambia su sentido de este a oeste. Por lo tanto, aunque un valor muy pequeño de campo eléctrico umbral parece requerirse para generar las irregularidades de *tipo II*, la presencia de éstas requiere que el campo eléctrico tenga un sentido bien definido.

Más recientemente, Kudeki *et al.* (1982), empleando técnicas de interferometría de radar, realizaron interesantes observaciones que fueron confirmadas por Pfaff *et al.* (1982) a través de mediciones *in situ* de las fluctuaciones del campo eléctrico. Dichas observaciones, efectuadas en condiciones de fuerte excitación de irregularidades de *tipo I*, consisten, básicamente, en el registro de estructuras con longitudes de unos pocos kilómetros propagándose en la dirección horizontal este-oeste y acopladas sobre varios kilómetros de altura.

La explicación teórica de estas características fue dada originalmente en términos de una teoría lineal. Farley (1963) y Buneman (1963) identificaron la ocurrencia de los ecos de *tipo I* en términos de la inestabilidad conocida como inestabilidad iónico-acústica o de dos haces (*two-stream instability*) en un plasma débilmente ionizado con electrones magnetizados. La inestabilidad de dos haces es un proceso rápido en el cual son excitadas ondas del orden del metro

y se desencadena cuando la velocidad relativa de los electrones supera un umbral dado por la velocidad iónico-acústica.

Por otra parte, los ecos de *tipo II* fueron atribuidos por Reid (1968) a la inestabilidad de gradiente de deriva (*gradient-drift instability*). Al respecto, Simon (1963) y Hoh (1963) habían demostrado previamente que una configuración de densidades y campos semejante a la que presenta el electrochorro es inestable frente a fluctuaciones electrostáticas del tipo  $\phi(x) \exp[i(k_z z - \omega t)]$  si el gradiente de densidad electrónica es paralelo al campo eléctrico, donde  $x$  corresponde a la dirección del campo magnético y  $z$  apunta hacia arriba respecto de la superficie terrestre.

Esta inestabilidad es análoga a la inestabilidad de Rayleigh-Taylor, si el potencial gravitatorio es reemplazado por el potencial electrostático  $-e\phi_o$ .

Digamos, por último, que ambas inestabilidades, la de dos haces y la de gradiente, pueden ser derivadas de un modelo de plasma de baja presión, asumiendo cuasineutralidad (lo cual es posible dado que las longitudes de onda de interés son mucho mayores que la longitud de Debye) y despreciando la inercia de iones y electrones por razones que se detallarán más adelante.

## **1.4. TURBULENCIA Y REDUCCIÓN DEL CAMPO ELÉCTRICO VERTICAL EN EL ECUADOR MAGNÉTICO**

Existen evidencias empíricas de que la componente vertical del campo eléctrico ambiental, también llamado campo eléctrico de polarización o campo eléctrico secundario, es reducida a causa de la turbulencia en el dip ecuatorial (Fambitacoye *et al.*, 1976; Duhau *et al.*, 1987).

Para explicar la reducción del campo eléctrico vertical y, como consecuencia, de la densidad de corriente del electrochorro han sido propuestos mecanismos no lineales por Rogister (1971) y Kudeki *et al.* (1985).

Rogister y Jamin (1975) han mostrado que el efecto de la turbulencia sobre las variables hidrodinámicas puede ser formalmente introducido en la forma de una contribución "anómala" de Pedersen a la conductividad eléctrica. Siguiendo esta sugerión, de la Vega y Duhau (1989) modificaron la ecuación correspondiente a las variables ambientales de forma tal de incluir los efectos de la turbulencia. Sin embargo, como la contribución anómala a la conductividad depende del nivel de turbulencia y las predicciones acerca de esta última magnitud son controvertidas (ver, p.e., Kelley, 1989), este problema básico permanece abierto.

Kudeki *et al.* (1985) han presentado un mecanismo de saturación para el crecimiento de este tipo de ondas del cual se desprende una reducción del campo eléctrico de polarización por debajo de su valor correspondiente al régimen laminar, mientras que las fluctuaciones de dicho campo se incrementan hasta alcanzar un valor que es determinado por la propia estructura de la región *E*.

Sin embargo, la posibilidad de que la intensidad del electrochorro se vea substancialmente afectada por la turbulencia es actualmente controvertida. Tanto es así, que los modelos del electrochorro en vigencia utilizan aún las ecuaciones MHD para flujo laminar. Esto se debe, sobre todo, a que las evidencias aportadas no son todavía suficientemente contundentes.

Durante el experimento llevado a cabo en la campaña CÓNDR han sido obtenidos simultáneamente espectros de radar y realizadas las primeras mediciones *in situ* de las fluctuaciones del campo eléctrico en la región *E* de la ionósfera, determinándose el espectro de

energía completo de dichas fluctuaciones (Kudeki *et al.*, 1987; Pfaff *et al.*, 1987a,b). Estos datos permitieron, por primera vez, conocer la magnitud de la turbulencia, aportando así un dato decisivo para el estudio del problema (Duhau y Hurtado de Mendoza, 1996).

## 1.5. PLAN A DESARROLLAR

De acuerdo con lo dicho hasta aquí, el plan a desarrollar en el presente trabajo es el siguiente:

En el Capítulo 2, partiendo del sistema de ecuaciones tipo fluido, en la aproximación hidromagnética, se obtienen las ecuaciones que describen el comportamiento de un plasma de baja densidad para las condiciones presentadas por la región *E*. A partir de las ecuaciones para las fluctuaciones y mediante análisis de Fourier, se obtiene una relación de dispersión general, incluyendo la consideración del viento neutro, que resulta ser una ecuación de segundo grado con coeficientes complejos. A continuación, mediante un detallado análisis de los coeficientes, se obtienen expresiones independientes para las partes real e imaginaria de la frecuencia angular. Por último, se estudian sus límites para los casos de ondas del orden del kilómetro, excitadas por la inestabilidad de gradiente, y para ondas del orden de los pocos metros, excitadas por la inestabilidad de dos haces.

Se discuten los diversos modelos presentes en la bibliografía para el estudio del electrochorro ecuatorial. En particular, se discuten las evidencias experimentales de la influencia de la turbulencia respecto de su contribución a la densidad de corriente y a la reducción del campo eléctrico primario. Se presenta el mecanismo de reducción propuesto y las ecuaciones que

expresan la contribución de la turbulencia a la densidad de corriente y al campo eléctrico de polarización que de él se derivan, para los casos de la inestabilidad de dos haces y de gradiente.

En el Capítulo 3 se investiga la reducción del campo eléctrico de polarización y, como consecuencia, la consiguiente reducción de la densidad de corriente del electrochorro ecuatorial para tres series de mediciones: dos de ellas pertenecientes a Jicamarca (Perú) y una a Thumba (India). Se presentan perfiles de altura de la densidad de corriente obtenidos a partir de modelos para los casos laminar y turbulento y se los compara con los datos experimentales de mediciones *in situ*. Se discute la influencia del viento neutro sobre dichos perfiles.

Se observa que, mientras que a las alturas donde el estado del sistema es turbulento, la inestabilidad de gradiente se encuentra excitada -p.e., por debajo del pico de concentración electrónica- y la intensidad observada del electrochorro es substancialmente menor que la predicha, mientras que a las alturas donde se encuentra excitada la inestabilidad de dos haces, ambos valores coinciden dentro del error experimental. Esto parece indicar que solamente las ondas producidas por la inestabilidad de gradiente son suficientemente intensas como para modificar la estructura del electrochorro.

Con el objeto de verificar esta inferencia indirecta acerca de la influencia de las inestabilidades en la estructura del electrochorro, en el capítulo 4 se presenta un método basado en las actuales teorías de los mecanismos de saturación de la inestabilidad de gradiente y en el modelo turbulento de electrochorro desarrollado en la presente tesis. Dicho modelo permite calcular, a partir de los espectros de frecuencia medidos, la energía total contenida en el mismo y, a partir de éstos y de datos de radar, inferir la longitud de onda de la onda kilométrica, el campo eléctrico de polarización y la velocidad del viento neutro. Dicho método es aplicado a los

espectros correspondientes a horas diurnas obtenidos en la campaña CÓNDROR, mostrándose un buen acuerdo entre el modelo propuesto y los datos experimentales. En particular, se muestra que la energía contenida en el espectro en el rango de longitudes de ondas kilométricas es suficiente para reducir el campo eléctrico a los valores predichos por el mecanismo de saturación propuesto por Kudeki *et al.* (1985) y que la longitud de onda principal concuerda con el valor teórico obtenido suponiendo que la onda principal es la que maximiza el producto de la tasa de crecimiento lineal por la longitud de onda, es decir, que la onda primaria resulta ser la que tiene la mayor “velocidad” de crecimiento.

## CAPÍTULO 2: MODELO TEÓRICO

Para modelar el comportamiento de la ionósfera, asumiendo que la composición del sistema y la energía solar entregada al mismo son conocidos, es necesario, en principio, resolver simultáneamente el sistema de ecuaciones magnetohidrodinámicas (MHD) que incluyen las expresiones para la conservación de la masa, el momento y la energía, tanto para los componentes ionosféricos neutros como para los cargados, junto con las ecuaciones de Maxwell.

Las ecuaciones correspondientes al fluido por un lado, y las ecuaciones de Maxwell por el otro, se hallan a su vez relacionadas por las ecuaciones constitutivas para las cargas y la densidad de corriente eléctrica.

Para predecir el comportamiento de la ionósfera, este sistema de ecuaciones debe ser resuelto incorporando las condiciones iniciales y/o de contorno. Por otra parte, la posibilidad de corroborar los resultados así obtenidos hace necesario contar con un conjunto completo de mediciones de todas las variables relevantes. Dicho conjunto no existe en la actualidad debido a las características marcadamente diferentes de los instrumentos que permiten medir las distintas variables y a su elevado número. A estas razones debe sumarse el hecho de que el rango de alturas en el que se forma la región  $E$  es alcanzable sólo mediante cohetes, dado que allí la densidad es suficientemente alta como para que la instalación de un satélite resulte impracticable.

Sin embargo, para algunas variables existen modelos semiempíricos que describen con bastante precisión su comportamiento con las condiciones solares, el mes, la hora del día y la posición geográfica. Por ejemplo, modelos tales como el J77 (Jacchia, 1977) o el MSIS (Hedin *et al.*, 1979) permiten obtener la densidad de los componentes neutros mayoritarios y su

temperatura con un error menor que el 10% (ver, p.e., Alcayd  *et al.*, 1974 ). En cuanto a las temperaturas iónicas y electrónicas, la primera es igual a la neutra y la segunda var  fuertemente con las condiciones solares, existiendo al presente un modelo empírico que permite obtener este parámetro en función de la actividad solar en días geomagnéticamente quietos (Duhau y Azpiazu, 1985)

En vista de lo expuesto arriba y siendo el objetivo del presente trabajo describir el comportamiento de la electrodinámica del sistema, se consideraran como parámetros conocidos las temperaturas y densidades de los componentes neutros mayoritarios y las temperaturas iónicas y electrónicas y su variación con las condiciones solares, estacionales y geográficas, en cuyo caso no será necesario resolver la ecuación de flujo de la energía. De esta forma, y estando el sistema compuesto de tres fluidos (electrones, iones y atmósfera), el sistema de ecuaciones MHD se reduce a las ecuaciones de continuidad y de momento para las velocidades medias de estos tres componentes, las ecuaciones de Maxwell y las relaciones constitutivas entre las variables dinámicas y las magnetohidrodinámicas (ver, p.e., Rishbeth y Garriot, 1969).

## **2.1 ESCALAS DE LOS FENÓMENOS INVOLUCRADOS EN EL ELECTROCHORRO ECUATORIAL**

El electrochorro ecuatorial presenta procesos que se desarrollan en diferentes escalas tanto espaciales como temporales. La escala de variación del fenómeno global está determinada por la acción de la radiación solar sobre la ionósfera. Pero, por otra parte, el desarrollo de estructuras que tienen su origen en inhomogeneidades localizadas involucra otras escalas.

De acuerdo con esto, una descripción completa requiere de tres escalas:



(i) La escala en la cual se desarrolla el proceso global llamado electrochorro. Su variación temporal al mediodía es del orden de la hora y su variación espacial, en la dirección este-oeste, es del orden de los 1000 kilómetros. Los fenómenos que se dan en este rango pueden ser tratados mediante un sistema de ecuaciones tipo fluido (ver, p.e., Duhau *et al.*, 1987). Denominaremos a esta escala: *macroscópica*.

(ii) La escala, que si bien es pequeña en comparación con la microscópica, es suficientemente grande como para que aún sea válido un tratamiento hidromagnético, como las ondas con longitudes de onda entre el metro y el kilómetro y períodos de  $10^{-4}$  hasta 1 segundo (ver, p.e., Kelley, 1989). A esta escala la denominaremos *microscópica*.

(iii) Existe una tercera escala en la cual tienen lugar fluctuaciones del orden del camino libre medio de los iones (0.2 metros) y que, por lo tanto, hacen necesario un tratamiento cinético (ver, p.e., Schmidt y Gary, 1973). Los fenómenos involucrados en esta escala, la escala *cinética*, como lo son el desarrollo de ondas de longitud menor que un metro, no son relevantes para los objetivos del presente trabajo puesto que, siendo la amplitud de estas fluctuaciones muy pequeña en comparación con las ondas desarrolladas en la escala MHD, no absorben una fracción apreciable de la energía del flujo medio en la escala microscópica (Duhau y Hurtado de Mendoza, 1996).

De esta forma, si el estado del sistema es estable, las ecuaciones que permiten describirlo son las ecuaciones convencionales de la MHD para un flujo laminar en la escala macroscópica. Pero en cambio, cuando las condiciones son tales que el flujo se hace inestable, las pequeñas fluctuaciones al azar (p.e., de origen térmico) crecen con el tiempo y el sistema alcanza un estado de cuasi-equilibrio no lineal, el estado turbulento, en el cual las ondas, en las escalas menores,

comparten la energía y el momento disponibles con el flujo medio; energía y momento que en el caso laminar son transportados enteramente por este último. De esta forma, en el estado turbulento, las ecuaciones MHD para flujo laminar deben ser modificadas a fin de incluir este efecto. Tal parece ser el caso en la región *E* diurna a latitudes ecuatoriales donde, de acuerdo a ciertas evidencias experimentales, la intensidad del electrochorro se ve apreciablemente reducida a las alturas donde la inestabilidad de gradiente se encuentra excitada (De la Vega y Duhau, 1989; Duhau 1993).

Para poder predecir, en este caso, la dinámica del electrochorro es necesario resolver este problema, es decir, plantear un sistema de ecuaciones válido en la escala del electrochorro que contemple la pérdida de momento y energía por turbulencia en las escalas menores. Al respecto, Duhau y Hurtado de Mendoza (1996) mostraron que las longitudes de onda y los tiempos característicos de las ondas que absorben energía considerable corresponden a la escala macroscópica.

A continuación se sintetiza el desarrollo que permite obtener el sistema de ecuaciones que será aplicado a la descripción del electrochorro para el caso de flujo turbulento y se detallan cuidadosamente las aproximaciones realizadas para su obtención.

## **2.2. LAS ECUACIONES MAGNETOHIDRODINÁMICAS (MHD)**

Para frecuencias comprendidas en el rango hidrodinámico, la corriente de desplazamiento puede ser despreciada en la ley de Ampere. Por otra parte, en toda la ionósfera el campo eléctrico es irrotacional ya que el campo magnético localmente generado y sus derivadas son despreciables.

Además, la ley de Poisson puede ser reemplazada por la condición de cuasineutralidad, como se explicará más abajo. De esta forma, las ecuaciones de Maxwell se reducen a las condiciones de divergencia nula para la densidad de corriente eléctrica y de campo eléctrico irrotacional:

$$\nabla \times \vec{E} = 0 \quad [2.2.1]$$

$$\nabla \cdot \vec{J} = 0 \quad [2.2.2]$$

Para completar el sistema es necesaria una expresión que relacione  $\vec{J}$  con  $\vec{E}$ , es decir, hace falta una expresión para la ley de Ohm generalizada. Se indicará más abajo el camino por el cual esta ley es encontrada para fenómenos que se desarrollan en la escala de la MHD.

Asumiendo que los iones están simplemente ionizados, la densidad de carga eléctrica,  $\rho_c$ , y la densidad de corriente están relacionadas con las variables que describen el fluido por las relaciones:

$$\rho_c = e(n_i - n_e) \quad [2.2.3]$$

y

$$\vec{J} = e(n_i \vec{v}_i - n_e \vec{v}_e) \quad [2.2.4]$$

donde  $e$  es la carga del electrón y  $n_i, \vec{v}_i$  y  $n_e, \vec{v}_e$  son la densidad numérica y la velocidad media de los iones y los electrones, respectivamente.

El sistema de ecuaciones para un flujo de gas ionizado en la aproximación MHD para el caso electrostático corresponde, en la ionósfera, al caso de plasma de  $\beta$  pequeño, donde  $\beta$  viene dado por el cociente entre la presión térmica y la magnética, es decir:

$$\beta = \frac{4\pi(P_i + P_e)}{B^2} \quad [2.2.8]$$

donde  $P_{i,e}$  representa la presión de los iones y los electrones, respectivamente. Para este caso, las ecuaciones generales que describen el fluido, para cada componente  $j$ , son:

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} + \nabla \cdot (n_j \bar{v}_j) = q_j - l_j \quad [2.2.9a]$$

$$m_j \frac{d\bar{v}_j}{dt} = -\frac{\nabla P_j}{n_j} + \bar{F}_j \quad [2.2.9b]$$

$$n_i = n_e \quad [2.2.9c]$$

donde  $q_j$  y  $l_j$  son los coeficientes de producción y recombinación.

Esta última ecuación expresa la condición de cuasineutralidad, la cual es válida si (ver, p.e., Duhau, 1984):

$$\frac{\omega \Omega_e}{\omega_p^2} \ll 1 \quad [2.2.10]$$

donde  $\Omega_e$  y  $\omega_p$  son las frecuencias características, de ciclotrón y de plasma, respectivamente

En la expresión [2.2.9b],  $\vec{F}_j$  incluye las fuerzas de Lorentz y de arrastre y tiene la forma:

$$\vec{F}_j = e_j \vec{E} + m_j \Omega_j \vec{v}_j \times \hat{x} - m_j \nu_j \vec{v}_j \quad [2.2.11]$$

donde  $\nu_j$  es, como se dijo, la frecuencia de colisión de cada especie con las partículas neutras.

Nótese que en la última ecuación no aparece el arrastre por colisiones entre partículas cargadas.

Ello se debe a que debido al bajo nivel de ionización, las colisiones entre las partículas cargadas resultan despreciables frente a las colisiones de éstas con las partículas neutras.

Por último, se define la derivada temporal como:

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \quad [2.2.12]$$

### 2.3. LAS ECUACIONES MHD MODIFICADAS POR LA TURBULENCIA

Si las condiciones en las que se halla el sistema son tales que el flujo se hace inestable, el mismo alcanzará un estado de cuasi-equilibrio turbulento y las ecuaciones MHD serán modificadas, como comentamos al comienzo del presente capítulo. En tal caso, cada variable  $\chi$  puede ser expresada como:

$$\chi = \langle \chi \rangle + \delta\chi \quad [2.3.1]$$

donde  $\langle \chi \rangle$  es el valor de  $\chi$  promediado sobre la escala de la turbulencia y  $\delta\chi$  es la fluctuación de  $\chi$  dentro de la escala de la turbulencia ( $\langle \delta\chi \rangle = 0$ ). Esto permite desdoblarse el sistema de ecuaciones en dos sistemas equivalentes al primitivo, uno para las variables ambientales y otro para las fluctuaciones (Rogister, 1971). Para que esta separación sea válida es necesario que la escala de la turbulencia sea pequeña en comparación con la escala MHD, de forma tal que la variación de  $\langle \chi \rangle$  sea despreciable frente a  $\delta\chi$  en la escala de turbulencia, y  $\langle \chi \rangle$  coincida con el valor de la variable medida en la escala MHD.

Ahora bien, como ya se explicó más arriba, al mediodía, la escala de variación temporal del flujo medio, representado por las variables promediadas, es del orden de la hora, mientras que la variación espacial es del orden de 1 Km en la dirección vertical y de los 1000 Km en la dirección este-oeste, magnitudes que, como veremos, justifican la expresión [2.3.1].

Dado que la longitud de Debye (aproximadamente  $10^{-3}$  m) es mucho menor que las longitudes características de los procesos a estudiar, resulta válido asumir la hipótesis de cuasineutralidad, con lo cual permanece válida la ecuación [2.2.9c]. Además, como consecuencia de la longitud característica de variación vertical, sólo es apreciable el gradiente de la densidad electrónica, resulta que:

$$\nabla P_j = C_j^2 m_i \nabla n \quad [2.3.2a]$$

donde:

$$C_j^2 = 2 \frac{kT_j}{m_i} \quad [2.3.2b]$$

De acuerdo con esto, la velocidad iónico acústica se define como:

$$C = \sqrt{C_i^2 + C_e^2} \quad [2.3.2c]$$

**Observación:** En [2.3.2] se ha omitido el símbolo de valor medio para  $n$ . Es decir, que en dicha expresión  $n \equiv \langle n \rangle$ . Por razones de simplicidad que favorecen la comprensión, en adelante se omitirá dicho símbolo para las restantes variables salvo para los casos en que se trate de valores medios de fluctuaciones o de sus productos.

Luego, de lo dicho hasta aquí, se obtiene el siguiente par de sistemas de ecuaciones:

### *Variables ambientales*

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n \bar{v}_j) + \langle \nabla \cdot (\delta n \delta \bar{v}_j) \rangle = q_j - l_j \quad [2.3.3a]$$

$$\frac{d\bar{v}_j}{dt} = \frac{e}{m_j} \bar{E} - \Omega_j \bar{v}_j \times \hat{b} - \nu_j \bar{v}_j \quad [2.3.3b]$$

A este sistema debe incorporarse la ecuación [2.2.1]:

$$\nabla \times \bar{E} = 0.$$

### *Variables para las Fluctuaciones*

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta n + \nabla \cdot (n \delta \bar{v}_j) + \nabla \cdot (\bar{v}_j \delta n) + \nabla \cdot (\delta n \delta \bar{v}_j) = -\delta I_j \quad [2.3.4a]$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta \bar{v}_j = \frac{n}{m_j} C_j^2 \frac{\nabla \delta n}{n} - \frac{e}{m_j} \delta \bar{E} + \Omega_j \delta \bar{v}_j \times \hat{b} - \nu_j \delta \bar{v}_j \quad [2.3.4b]$$

donde  $\hat{b} = \frac{\bar{B}}{B}$ .

Para encontrar estas ecuaciones ha sido asumido que:

(i) Para las variables ambientales las fuerzas de presión pueden ser despreciadas si se tiene en cuenta que el cociente entre dicha contribución y el término de la fuerza de Lorentz que incluye el campo eléctrico, empleando valores característicos para la ionósfera, da como resultado magnitudes del orden de  $10^{-5}$  para los iones y  $10^{-6}$  para los electrones (ver, p.e., Risbeth y Garriot, 1969).

(ii) Que para las fluctuaciones, el tensor de presión es diagonal.

(iii) Que el proceso es adiabático.

Se puede notar que los dos sistemas de ecuaciones vienen acoplados por el término no lineal presente en la expresión [2.3.3a].



## 2.4. APLICACIÓN A LA REGIÓN E

Es una práctica usual considerar que el equilibrio físico-químico se sostiene a las alturas de la región E para las horas del día. Asumiendo esto, ha sido encontrado un buen acuerdo entre las densidades electrónicas computada y medida (Duhau *et al.*, 1987) por debajo de los 110 Km de altura. También, a las horas del día, es posible despreciar la inercia de los electrones dado que la frecuencia de colisión con los neutros y la frecuencia de ciclotrón son mucho mayores que las frecuencias características (dadas por el corrimiento Doppler en el referencial donde la deriva electrónica es nula). Lo mismo es válido para los iones, con lo cual el término de la izquierda de la ecuación [2.3.3b] puede ser despreciado.

Por último, se debe tomar en cuenta que, para las alturas correspondientes a la región E, vale (ver, p.e., Rogister, 1971):

$$\frac{\nu_e}{\Omega_e} \leq \frac{\Omega_i}{\nu_i} \approx \varepsilon \quad [2.4.1a]$$

$$\frac{m_e}{m_i} \approx \varepsilon^2 \quad [2.4.1b]$$

donde  $\varepsilon$  es un parámetro pequeño.

De todas estas consideraciones, las ecuaciones [2.3.3a] y [2.3.3b] se reducen a:

$$q_j = l_j \quad [2.4.2]$$

$$\frac{e}{m_i} \bar{E} - \nu_i \bar{v}_i = 0 \quad [2.4.3]$$

$$\frac{e}{m_e} \bar{E} - \Omega_e \bar{v}_e \times \hat{b} - \nu_e \bar{v}_e = 0 \quad [2.4.4]$$

junto con [2.2.1] y [2.2.2], donde ahora se debe tener en cuenta que (Duhau, 1993):

$$\bar{J} = \bar{J}^L + \bar{J}^T \quad [2.4.5]$$

con:

$$\bar{J}^L = en(\bar{v}_i - \bar{v}_e) \quad [2.4.6a]$$

$$\bar{J}^T = e(\langle \delta n \delta \bar{v}_i \rangle - \langle \delta n \delta \bar{v}_e \rangle) \quad [2.4.6b]$$

Vemos que la turbulencia contribuye a la densidad de corriente, pues provee términos cuadráticos no nulos correspondientes a la parte fluctuante (ver, p.e., Rogister y Jamin, 1975). Se puede ver que la relación de  $\bar{J}^L$  con el campo eléctrico  $\bar{E}$  será formalmente idéntica a la relación correspondiente al caso de flujo laminar.

De acuerdo con esto, es apropiado identificar  $\bar{J}^L$  y  $\bar{J}^T$  con las contribuciones a la densidad de corriente laminar y turbulenta, respectivamente.

Más abajo veremos el camino por el cual puede ser computado el valor de  $\bar{J}^T$  debido a la inestabilidad de gradiente a partir de las variables de la MHD para la región  $E$ .

## 2.5 FLUCTUACIONES Y RELACIÓN DE DISPERSIÓN

Como la presión del plasma es mucho menor que la densidad de presión magnética, esto es,  $\frac{4\pi(P_i + P_e)}{B^2} \ll 1$ , se puede suponer que las perturbaciones son electrostáticas, es decir:

$$\delta\vec{E} = -\nabla\delta\phi \quad [2.5.1]$$

y

$$\delta\vec{B} = 0 \quad [2.5.2]$$

También, a partir de la evidencia experimental, es posible suponer que dichas perturbaciones son bidimensionales, desarrollándose en el plano normal a las líneas de campo geomagnético (ver, p. e., Bowles *et al.*, 1960).

Asumiendo, además, que  $\delta l_j = -2\alpha n \delta n$  (donde  $\alpha$  representa el coeficiente de recombinación entre iones y electrones), que las variables ambientales varían muy lentamente respecto de las variables que describen a las magnitudes fluctuantes y que, por lo tanto, sólo será retenido el gradiente de la densidad electrónica (Fejer *et al.*, 1975), que escribiremos como:

$$\frac{\nabla n}{n} = \frac{1}{L} \hat{z}, \quad [2.5.3]$$

el sistema de ecuaciones obtenido para las fluctuaciones es el siguiente:

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta n + n \nabla \delta \bar{v}_i + \bar{v}_i \nabla \delta n = -2\alpha n \delta n \quad [2.5.4a]$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta n + n \nabla \delta \bar{v}_e + nL^{-1} \delta \bar{v}_e \hat{z} + \bar{v}_e \nabla \delta n + \nabla \cdot (\delta \bar{v}_e \delta n) = -2\alpha n \delta n \quad [2.5.4b]$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta \bar{v}_i = -C_i^2 \frac{\nabla \delta n}{n} - \frac{e}{m_i} \nabla \delta \phi - v_i \delta \bar{v}_i \quad [2.5.4c]$$

$$0 = -\frac{m_i}{m_e} \frac{C_e^2}{n} \nabla \delta n + \frac{e}{m_e} \nabla \delta \phi - \Omega_e \delta \bar{v}_e \times \hat{x} - v_e \delta \bar{v}_e \quad [2.5.4d]$$

Tomando la transformada de Fourier del tipo:

$$\delta F_k = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \delta F \exp\{-j(\bar{k} \cdot \bar{r} - \omega t)\} d^3 r dt \quad [2.5.5]$$

donde  $\bar{k}$  representa el vector de onda y  $\omega$  la frecuencia angular, se obtiene:

$$-j\omega \delta n_k + jn\bar{k} \delta \bar{v}_{i,k} + j\bar{v}_i \bar{k} \delta n_k = -2\alpha n \delta n_k \quad [2.5.6a]$$

$$\begin{aligned} -j\omega \delta n_k + jn\bar{k} \delta \bar{v}_{e,k} + nL^{-1} \delta \bar{v}_{e,k} \hat{z} + j\bar{v}_e \bar{k} \delta n_k + j \int \delta n_{k'} \bar{k} \delta \bar{v}_{e,k-k'} dk' d\omega' = \\ = -2\alpha n \delta n_k \end{aligned} \quad [2.5.6b]$$

$$j\omega \delta \bar{v}_{i,k} = j \frac{C_i^2}{n} \bar{k} \delta n_k - j \frac{e}{m_i} \bar{k} \delta \phi_k - v_i \delta \bar{v}_{i,k} \quad [2.5.6c]$$

$$0 = \frac{m_i}{m_e} \frac{C_e^2}{n} j\bar{k} \delta n_k + \frac{e}{m_e} j\bar{k} \delta \phi_k - \Omega_e \delta \bar{v}_{e,k} \times \hat{x} - v_e \delta \bar{v}_{e,k} \quad [2.5.6d]$$

Despejando  $\delta \bar{v}_{i,k}$  de la ecuación [2.5.6c] y reemplazando su valor en la expresión

[2.5.6a] es posible obtener  $\delta \phi_k$  y  $\delta \bar{v}_{i,k}$  en función de  $\eta_k \equiv \frac{\delta n_k}{n}$ . De acuerdo con esto:

$$\delta \phi_k = \frac{m_i}{ek^2} \left\{ (\omega + j\nu_i) \left( \omega - \bar{v}_i \bar{k} + 2j\alpha n - \frac{k^2 C_i^2}{\omega + j\nu_i} \right) \right\} \eta_k \quad [2.5.7]$$

$$\delta \bar{v}_{i,k} = \frac{\bar{k}}{k^2} \left\{ \omega - \bar{v}_i \bar{k} + 2j\alpha n \right\} \eta_k \quad [2.5.8]$$

Reemplazando la expresión [2.5.7] en la [2.5.6d], se obtiene:

$$0 = \Lambda \bar{k} \eta_k - \Omega_e \delta \bar{v}_{e,k} \times \hat{x} - v_e \delta \bar{v}_{e,k} \quad [2.5.9]$$

donde

$$\Lambda = j \frac{m_i}{m_e} k^{-2} \left\{ (\omega + j\nu_i) \left( \omega - \bar{v}_i \bar{k} + 2j\alpha n \right) - k^2 C^2 \right\} \quad [2.5.10]$$

Multiplicando la ecuación [2.5.9] escalar y vectorialmente por  $\hat{x}$  se obtiene la siguiente expresión:

$$\delta \bar{v}_{e,k} = \frac{\Omega_e}{(v_e^2 + \Omega_e^2)} \Lambda \left( \frac{v_e}{\Omega_e} \bar{k} - \bar{k} \times \hat{x} \right) \eta_k \quad [2.5.11]$$

Teniendo en cuenta las aproximaciones dadas por:

$$v_e \ll \Omega_e \quad \text{y} \quad 2\alpha n \ll v_i$$

y reemplazando el valor obtenido de  $\delta \bar{v}_{e,k}$  en [2.5.6b], se obtiene:

$$\begin{aligned} & \left\{ \omega - \bar{k} \bar{v}_e + 2j\alpha n + \frac{j}{k^2} \frac{m_i}{\Omega_e} \frac{m_e}{m_e} (jL^{-1} \hat{z} - \bar{k}) \left( \frac{v_e}{\Omega_e} \bar{k} - \bar{k} \times \hat{x} \right) (\omega^2 - k^2 C^2 - \right. \\ & \quad \left. - 2\alpha n v_i + j v_i \omega - \omega \bar{k} \bar{v}_i - j v_i \bar{k} \bar{v}_i \right\} \eta_k = \\ & \quad = j \int \delta n_k \cdot \bar{k} \delta \bar{v}_{e,k-k} \cdot d^2 k' d\omega \end{aligned} \quad [2.5.12]$$

que es la ecuación de evolución de las fluctuaciones.

Haciendo algunas operaciones sencillas y despreciando el término no lineal, puede verse que la relación de dispersión es un polinomio de grado dos en  $\omega$  con coeficientes complejos. Si definimos  $k_o$  como:

$$k_o = \frac{v_i}{\Omega_e L(1 + \psi)} \quad [2.5.13]$$

dicho polinomio en  $\omega$  puede ser escrito como:

$$a\omega^2 + b\omega + c = 0 \quad [2.5.14]$$

donde

$$a_r = -\frac{k_y k_o}{k^2} \frac{1}{v_i} \quad [2.5.15a]$$

$$a_i = -\frac{\psi}{1+\psi} \frac{1}{v_i} \quad [2.5.15b]$$

$$b_r = 1 + \frac{\bar{k}\bar{v}_i}{v_i} \frac{k_y k_o}{k^2} \cong 1 \quad [2.5.15c]$$

$$b_i = \frac{\psi}{1+\psi} \frac{\bar{k}\bar{v}_i}{v_i} - \frac{k_y k_o}{k^2} \cong -\frac{k_y k_o}{k^2} \quad [2.5.15d]$$

$$c_r = -\frac{\bar{v}_e + \psi\bar{v}_i}{1+\psi} \bar{k} + \frac{k_o k_y}{k^2} \frac{k^2 C^2}{v_i} + 2\alpha n \frac{k_o k_y}{k^2} \quad [2.5.15e]$$

$$c_i = \frac{\psi}{1+\psi} \frac{k^2 C^2}{v_i} + \frac{k_o k_y}{k^2} \bar{k}\bar{v}_i + 2\alpha n \quad [2.5.15f]$$

con

$$\begin{array}{lll} a_r = \text{Re}[a] & b_r = \text{Re}[b] & c_r = \text{Re}[c] \\ a_i = \text{Im}[a] & b_i = \text{Im}[b] & c_i = \text{Im}[c] \end{array} \quad \text{y} \quad [2.5.16]$$

Ahora bien, como:

$$c_r, c_i \ll b_r, b_i \quad [2.5.17a]$$

y:

$$c_r \approx c_i \quad [2.5.17b]$$

$$b_r \approx b_i \quad [2.5.17c]$$

entonces, una de las raíces, digamos,  $\omega_1$ , será mucho mayor que la otra raíz,  $\omega_2$ . Esto permite aproximar dichas raíces como:

$$\omega_1 = -\frac{b}{a} \quad [2.5.18a]$$

$$\omega_2 = -\frac{c}{b} - \left(\frac{c}{b}\right)^2 \frac{a}{b} \quad [2.5.18b]$$

A partir de estas expresiones se encuentra que:

$$\text{Im}(\omega_1) < 0 \quad [2.5.19]$$

siempre, con lo cual la raíz grande es siempre estable. De las expresiones [2.5.15], resulta que si escribimos :

$$\omega_2 = \omega_r + \gamma \quad [2.5.20]$$

entonces:

$$\omega_r = \frac{1}{1+K^2} \left\{ \omega_o - K^2 \bar{k} \cdot \bar{v}_i + \frac{k^2 C^2}{(1+\psi)v_i} \right\} \quad [2.5.21a]$$



$$\gamma = \frac{\psi}{(1 + \psi)v_i} \left\{ \omega_o^2 - \frac{k^2 C^2}{1 + K^2} \right\} + \frac{K}{1 + K^2} (\omega_o - \bar{k} \cdot \bar{v}_i) - 2\alpha n \quad [2.5.21b]$$

donde:

$$\omega_o = \frac{\bar{v}_e + \psi \bar{v}_i}{1 + \psi} \bar{k} \quad [2.5.22]$$

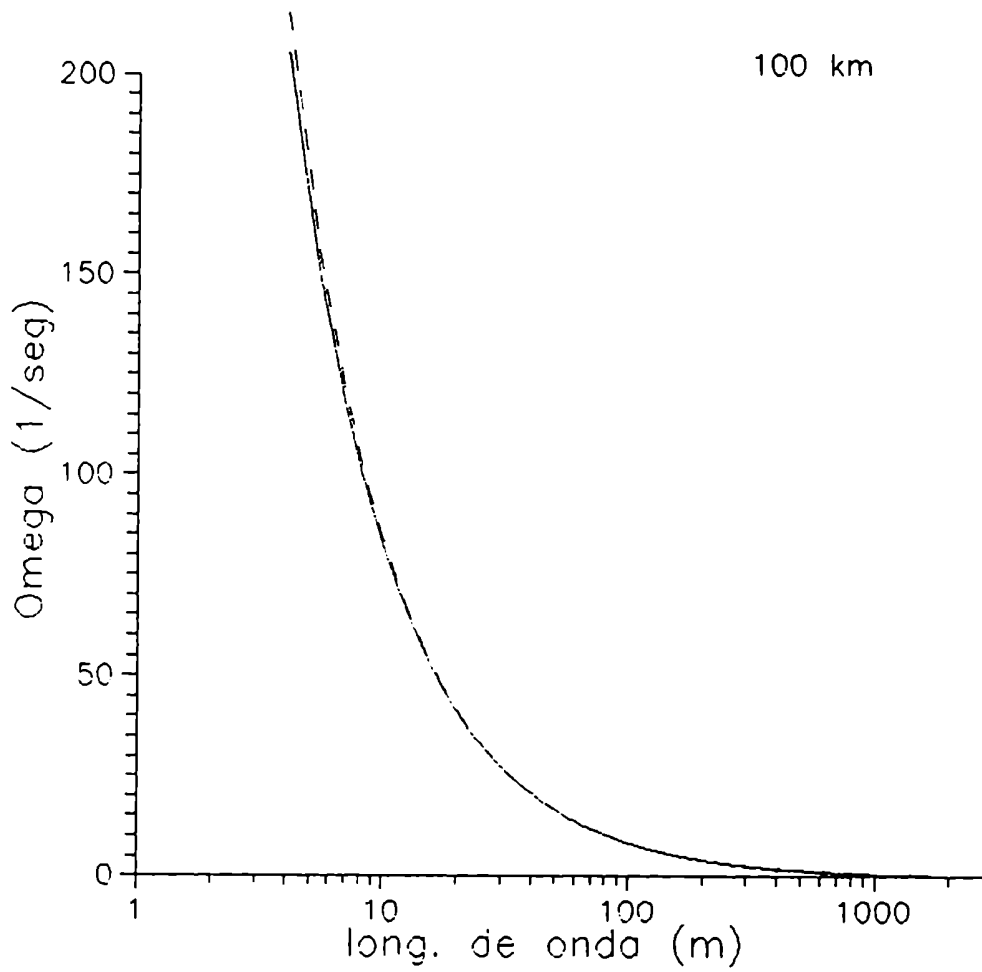
y

$$K = \frac{k_o k_y}{k^2} \quad [2.5.23]$$

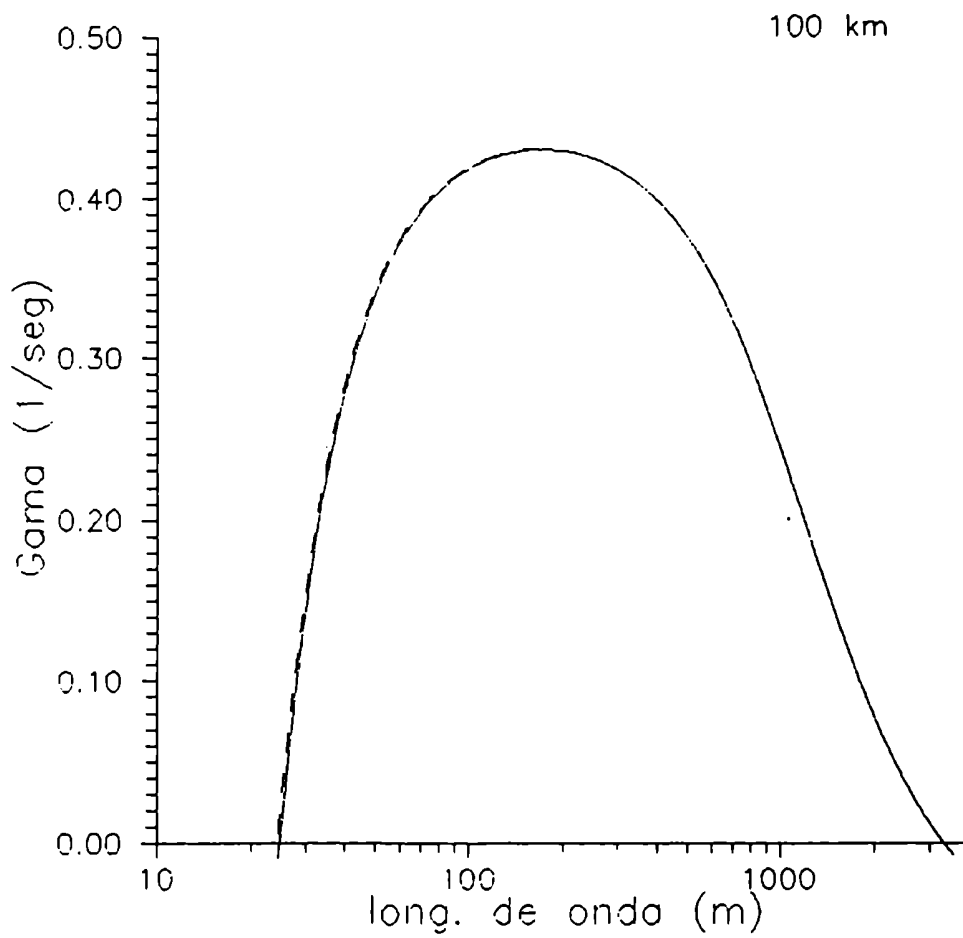
En la figura 2.1a y 2.1b se comparan las componentes real e imaginaria obtenidas de la expresión [2.5.12], en la cual se desprecia el término no lineal, con las expresiones [2.5.21a] y [2.5.21b], respectivamente, a los 100 km de altura, donde solo está presente la inestabilidad de gradiente. En la figura 2.2a y 2.2b se efectúa idéntica comparación a la anterior para una altura de 108 km, donde sólo se observa la inestabilidad de dos haces debido a que el gradiente de densidad electrónica es negativo.

En las figuras 2.1a y 2.1b, correspondientes a los 100 km, se observa un buen acuerdo entre las expresiones graficadas para todo el rango de longitudes de onda en el cual el factor de crecimiento toma valores positivos.

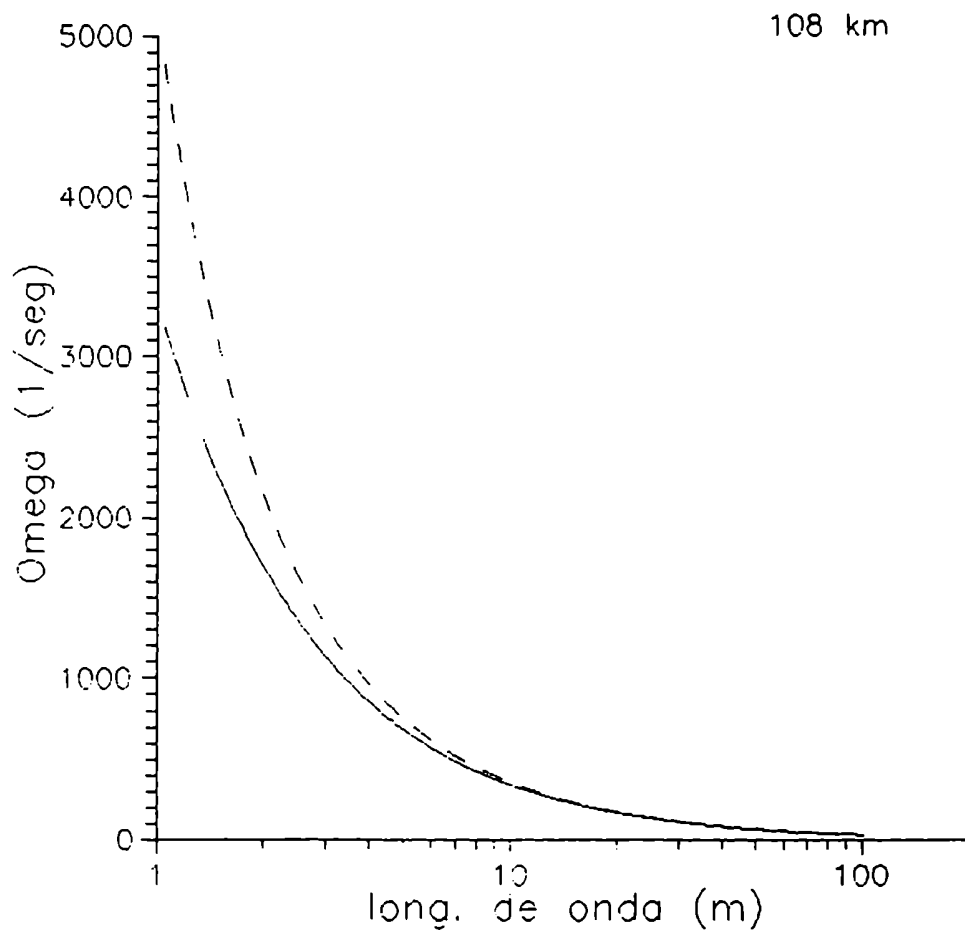
Las figuras 2.2a y 2.2b, correspondientes a los 108 km, muestran un buen acuerdo entre las expresiones graficadas para longitudes de onda por encima los 10 m. Por debajo de este valor se observa un apartamiento que, en principio, no resulta relevante como consecuencia de que en este rango comienza a dejar de ser válido el tratamiento hidrodinámica.



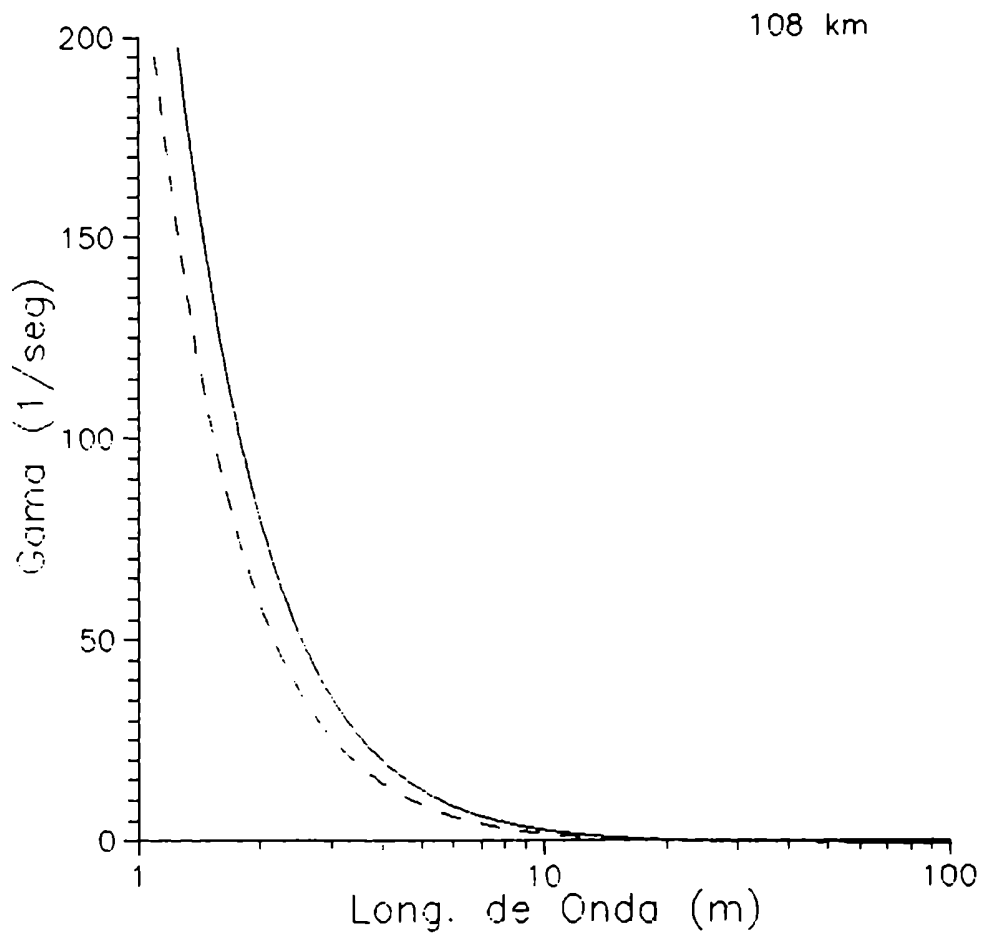
**figura 2.1a:** Componente real de la frecuencia angular en función de la longitud de onda para los 100 km de altura. La línea continua corresponde a la expresión [2.5.12] mientras que la línea discontinua corresponde a la expresión [2.5.21a].



**figura 2.1b:** Componente imaginaria de la frecuencia angular en función de la longitud de onda para los 100 km de altura. La línea continua corresponde a la expresión [2.5.12] mientras que la línea discontinua corresponde a la expresión [2.5.21b].



**Figura 2.2a:** Componente real de la frecuencia angular en función de la longitud de onda para los 108 km de altura. La línea continua corresponde a la expresión [2.5.12] mientras que la línea discontinua corresponde a la expresión [2.5.21a].



**figura 2.2b:** Componente real de la frecuencia angular en función de la longitud de onda para los 108 km de altura. La línea continua corresponde a la expresión [2.5.12] mientras que la línea discontinua corresponde a la expresión [2.5.21b].

Se pueden obtener fácilmente los límites de las expresiones [2.5.21] para los casos de longitudes de onda corta y larga:

Para  $k \gg k_o$  las ecuaciones [2.5.21] se reducen a:

$$\omega_r = \omega_o \quad [2.5.24a]$$

$$\gamma = \frac{\psi}{(1 + \psi)\nu_i} (\omega_o^2 - k^2 C^2) + K(\omega_o - \bar{k} \cdot \bar{v}_i) \quad [2.5.24b]$$

La expresión [2.5.24a] coincide con la obtenida por Farley *et al.* (1978).

Para la porción del espectro correspondiente a las longitudes de onda larga,  $k \leq k_o$ , la frecuencia viene dada por:

$$\omega_r = \frac{1}{1 + K^2} \{ \omega_o - K^2 \bar{v}_i \bar{k} \} \quad [2.5.25a]$$

y el factor de crecimiento puede ser simplificado como:

$$\gamma = \omega_r K - 2\alpha n \quad [2.5.25b]$$

que coincide con el resultado de Kudeki *et al.* (1985) y Kudeki *et al.* (1987) si suponemos que la velocidad iónica es aproximadamente igual a la velocidad del viento neutro:

$$\bar{v}_i \approx \bar{v}_w \quad [2.5.32]$$

Como, por otra parte, la velocidad de deriva puede expresarse como  $\bar{v}_D = \bar{v}_e - \bar{v}_i$ , de las ecuaciones [2.5.25] se obtiene:

$$\omega_r = -\frac{1}{1 + \left(\frac{k_o k_y}{k^2}\right)^2} \frac{\bar{v}_D \bar{k}}{1 + \psi} - \bar{v}_w \bar{k} \quad [2.5.33a]$$

$$\gamma = -\frac{1}{1 + \left(\frac{k_o k_y}{k^2}\right)^2} \frac{k_o \bar{v}_D \hat{y}}{1 + \psi} + 2\alpha n \quad [2.5.33b]$$

El sistema resultará inestable para los números de onda que verifiquen que su parte imaginaria  $\gamma$  sea positiva. Luego, para hallar el rango para el cual los parámetros ionosféricos hacen al sistema inestable, buscamos las raíces de la ecuación dada por:

$$\gamma = 0. \quad [2.5.35]$$

Dado que las perturbaciones más inestables son aquellas para las cuales  $\bar{k}$  es paralelo a  $\bar{v}_e$ , en lo que sigue nos referiremos a este caso.

Podemos distinguir tres situaciones para las cuales, cualitativamente, la morfología de las ondas inestables es bien diferente:

1. Región de inestabilidad pura de dos haces.
2. Región de inestabilidad pura de gradiente.
3. Región de mezcla de inestabilidades de dos haces y de gradiente

### ***1. Región de Inestabilidad Pura de Dos Haces***

Esta ocurre cuando  $L \ll 0$ . Para este caso, el sistema es inestable solamente para longitudes de onda pequeñas. De las ecuaciones [2.5.30a] y [2.5.30b], la condición para que se desarrolle esta inestabilidad es:

$$C) \frac{v_e + \psi v_i}{(1 + \psi)} \quad [2.5.36]$$

Para valores característicos de la región  $E$  es posible estimar el orden de las longitudes de onda en la cual esta inestabilidad se presenta. De acuerdo con esta estimación, se obtienen longitudes de onda del orden de los 10 metros. Existe un límite superior para los números de onda inestables, ya que a medida que  $k$  aumenta,  $\omega_r$  aumenta linealmente hasta alcanzar el orden de la frecuencia de colisión de los iones con los neutros,  $\nu_i$ . Para estos últimos modos debe ser tenido en cuenta el amortiguamiento de Landau mediante la descripción del movimiento de los iones a través de la ecuación cinética. Al hacer esto, se encuentra un límite superior para los números de onda inestables (Schmidt y Gary, 1973). De acuerdo con esto, la inestabilidad



de dos haces se excita en el rango de longitudes de onda que van desde el metro hasta los veinte metros, aproximadamente.

Este caso ocurre por encima del pico del electrochorro, esto es, a alturas pertenecientes al intervalo comprendido entre los 107 y los 109 km de altura.

## 2. Región de Inestabilidad Pura de Gradiente

Cuando la inestabilidad de dos haces no se encuentra excitada, la ecuación  $\gamma = 0$  tendrá dos raíces positivas si:

$$L > 0 \quad [2.5.37]$$

Esto da origen a un intervalo finito de números de onda para los cuales la inestabilidad de gradiente es excitada. El número de onda correspondiente a la mayor longitud de onda inestable,  $k_M$ , puede obtenerse de manera sencilla aproximando  $\gamma$  por la expresión [2.5.32]:

$$k_M = \frac{k_o}{\sqrt{\frac{(v_e - v_i)k_o}{2\omega(1 + \psi)} - 1}}, \quad [2.5.38]$$

correspondiendo  $k_M$  a longitudes de onda del orden del kilómetro (Kudeki *et al.*, 1985).

Uno de los principales objetivos de la campaña CONDOR (Pfaff *et al.*, 1987) fue el de obtener información acerca de las características de estas ondas "kilométricas".

La inestabilidad pura de gradiente ocurre por debajo del pico de electrochorro.

### 3. Región de Mezcla de Inestabilidades de Dos Haces y de Gradiente

Esta región está comprendida en los intervalos de altura para los cuales se cumple simultáneamente las condiciones [2.5.36] y [2.5.37]. En el caso que nos interesa, esto ocurre a alturas intermedias, es decir, entre las regiones 1 y 2 comentadas arriba (aproximadamente entre los 104 y los 107 km de altura). En este caso, la ecuación  $\gamma = 0$  presenta solamente la raíz  $k_{M}$  dada por la ecuación [2.5.38]. Nuevamente, como el amortiguamiento de Landau es excitado para números de onda grandes, existirá un número de onda máximo correspondiente a una longitud de onda de unos pocos metros.

Finalmente, debe ser notado que, cuando la amplitud de las ondas *primarias* (las que estamos estudiando) es lo suficientemente grande, pueden generarse condiciones favorables para la excitación de las inestabilidades de dos haces y de gradiente, dando origen a perturbaciones, que podemos llamar *secundarias*, con número de onda vertical. En este caso, el espectro final para el rango de longitudes de onda cortas y medias (del orden de los 100 m) puede ser considerado isótropo (Sudan *et al.*, 1973; Sudan y Keskinen, 1984). Pero esto último no es válido para las ondas kilométricas, dado que mediciones *in situ* de las fluctuaciones del campo eléctrico indican que estas fluctuaciones se propagan en la dirección este-oeste en todo el rango de altura en que se hallan presentes (Pfaff *et al.*, 1987).

## 2.6. EL CAMPO ELÉCTRICO Y LA DENSIDAD DE CORRIENTE

Predecir adecuadamente el campo eléctrico de polarización es un problema básico para la comprensión de la electrodinámica de la región  $E$  ecuatorial. En el presente capítulo se examinarán los mecanismos de generación de dicho campo y las predicciones teóricas que se encuentran en la literatura y se las comparará con los resultados experimentales. En particular, se discutirán los efectos de la turbulencia en la reducción del campo eléctrico y la densidad de corriente.

### 2.6.1. EL MODELO LAMINAR

#### 1. La Conductividad Eléctrica

Para el caso laminar se aplica el sistema de ecuaciones [2.2.1], [2.2.2] y [2.4.2]-[2.4.4] teniendo a cuenta que  $\vec{J}_T = 0$ . En lo que sigue mostramos sumariamente como estas ecuaciones son usualmente resueltas.

Desde [2.4.3] y [2.4.4] puede ser obtenida la velocidad de los iones y electrones:

$$\bar{v}_i = \frac{\Omega_i}{\nu_i B} \bar{E} \quad [2.6.1a]$$

$$v_{e,y} = \frac{\nu_e \Omega_e}{B \delta} E_y + \frac{\Omega_e^2}{B \delta} E_z \quad [2.6.1b]$$

$$v_{e,z} = -\frac{\Omega_e^2}{B\delta} E_y - \frac{v_e \Omega_e}{B\delta} E_z \quad [2.6.1c]$$

$$v_{e,x} = -\frac{\Omega_e}{v_e B} E_x \quad [2.6.1d]$$

donde  $\delta = v_e^2 + \Omega_e^2$

Introduciendo estas expresiones en las ecuaciones [2.2.1] y [2.2.2], en el sistema de referencia donde la velocidad del viento neutro es  $\bar{v}_w$ , se obtiene:

$$\bar{J} = \bar{\sigma} \cdot (\bar{E} + \bar{v}_w \times \bar{B}) \quad [2.6.2]$$

donde  $\bar{J}$  es la densidad de corriente,  $\bar{E}$  es el campo eléctrico,  $\bar{B}$  el campo magnético terrestre y  $\bar{\sigma}$  es el tensor de conductividad que tiene la forma :

$$\bar{\sigma} = \begin{bmatrix} \sigma_0 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_P & -\sigma_H \\ 0 & \sigma_H & \sigma_P \end{bmatrix} \quad [2.6.3]$$

En esta última expresión  $\sigma_0$ ,  $\sigma_P$  y  $\sigma_H$  representan las conductividades directa, de Pedersen y de Hall, respectivamente. De acuerdo con Chapman (1956), estas conductividades dependen de la densidad electrónica  $n$ , del campo magnético terrestre  $B$ , de las frecuencias de colisión  $\nu_{e,i}$  y de las frecuencias de ciclotrón  $\Omega_{e,i}$  según las siguientes expresiones:

$$\sigma_o = \frac{en}{B} \left( \frac{\Omega_i}{\nu_i} + \frac{\Omega_e}{\nu_e} \right) \quad [2.6.4a]$$

$$\sigma_P = \frac{en}{B} \left( \frac{\nu_i \Omega_i}{(\nu_i^2 + \Omega_i^2)} + \frac{\nu_e \Omega_e}{(\nu_e^2 + \Omega_e^2)} \right) \quad [2.6.4b]$$

$$\sigma_H = \frac{en}{B} \left( \frac{\Omega_i^2}{(\nu_i^2 + \Omega_i^2)} + \frac{\Omega_e^2}{(\nu_e^2 + \Omega_e^2)} \right) \quad [2.6.4c]$$

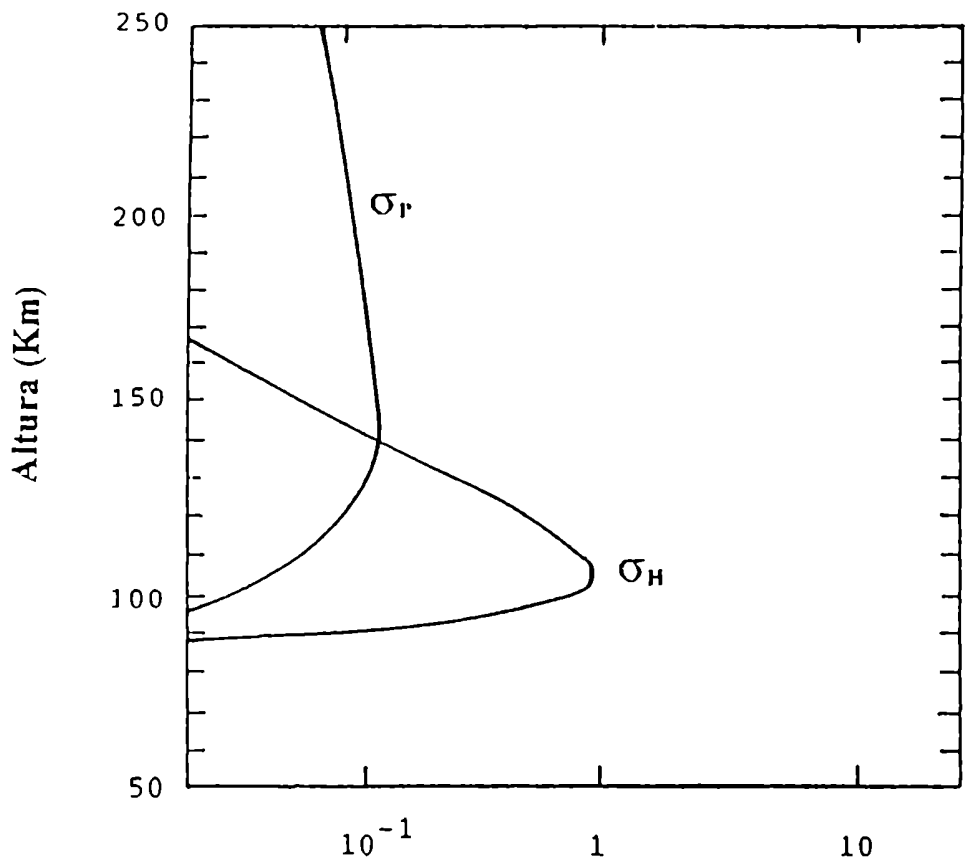
donde el subíndice  $e$  se refiere a los electrones y el  $i$  a los iones.

## 2. Variación de $\vec{\sigma}$ con la Altura

Como las frecuencias de colisión  $\nu_i$  y  $\nu_e$  son proporcionales a la densidad neutra, la cual varía fuertemente con la altura al igual que la densidad electrónica, es de esperar que las componentes de  $\vec{\sigma}$  exhiban también una fuerte variación con la altura.

En la figura 2.3 puede observarse que de las conductividades transversales a la dirección del campo geomagnético, la conductividad de Hall predomina sobre la de Pedersen en la región  $E$ , mientras que la relación se invierte para la región  $F$ , lo cual indica que ambas regiones deben presentar comportamientos electrodinámicos bien diferenciados.

Estas relaciones permiten escribir, para el caso de la región  $E$ , las expresiones de las velocidades iónica y electrónica y de las componentes del tensor de conductividad de forma simplificada, como:



**figura 2.3:** Perfiles típicos de la conductividad de Hall ( $\sigma_H$ ) y de Pedersen ( $\sigma_P$ ) en la ionósfera, según Baker y Martin (1953). Los valores han sido normalizados con respecto al valor máximo de  $\sigma_H$ .

$$v_{i,y} = \frac{\Omega_i}{\nu_i} \frac{E_z}{B} \quad [2.6.5a]$$

$$v_{e,y} = \frac{E_z}{B} \quad [2.6.5b]$$

$$v_{e,z} = -\frac{\nu_e}{\Omega_e} \frac{E_z}{B} - \frac{E_y}{B} \quad [2.6.5c]$$

$$v_{e,x} = \frac{\Omega_e}{\nu_e} \frac{E_x}{B} \quad [2.6.5d]$$

$$\sigma_H = \frac{en}{B} \quad [2.6.6a]$$

$$\sigma_P = \frac{\Omega_i}{\nu_i} (1 + \psi) \sigma_H \quad [2.6.6b]$$

$$\sigma_O = \frac{\Omega_e}{\nu_e} \sigma_H \quad [2.6.6c]$$

A partir de estas relaciones y de las condiciones dadas por [2.4.1], se sigue que:

$$\sigma_P \approx \varepsilon \sigma_H \approx \varepsilon^2 \sigma_O \quad [2.6.7]$$

De acuerdo con las expresiones presentadas, para obtener el valor de las conductividades es necesario conocer las frecuencias de colisión de iones y electrones y la densidad de plasma. Para computar  $\nu_i$  debe ser empleado un modelo termosférico como el J77 (Jacchia, 1977) o el MSIS (Hedin *et al.*, 1979), mientras que para  $\nu_e$  es también necesario conocer la temperatura

electrónica  $T_e$ . En el presente trabajo  $T_e$  se obtuvo, para condiciones geomagnéticas de día quieto, del modelo semiempírico de Duhau y Aspiazu (1985).

## 2.6.2. APLICACIONES DEL MODELO LAMINAR

El primer modelo teórico presentado, empleando la expresión [2.6.2], supone la validez de la siguiente hipótesis (Sugiura y Cain, 1966; Sugiura y Poros, 1969):

$$J_z = 0 \quad [2.6.8]$$

dentro de la región  $E$ . Este procedimiento conduce a resultados cualitativos que sostienen un buen acuerdo con los resultados experimentales. Sin embargo, para alcanzar un acuerdo cuantitativo es necesario emplear el sistema completo de ecuaciones, lo cual complica la matemática del problema.

Ahora bien, ya que  $\sigma_o$  es grande comparada con las otras componentes del tensor de conductividad, el sistema de ecuaciones puede ser considerablemente simplificado si se tiene en cuenta que las líneas de campo geomagnético actúan como "cables" conductores perfectos. Es decir que, para este caso, resulta buena la aproximación  $E_x = 0$  (Dougherty, 1963) y, de acuerdo con esta hipótesis, las líneas de campo geomagnético resultan ser equipotenciales. Esta aproximación ha sido cuidadosamente evaluada por Richmond (1973), quien encontró que por encima de los 95 km de altura no se introducen diferencias apreciables en la distribución del potencial electrostático, siendo menores que el 5% por debajo de aquella altura. Con esta aproximación es simple resolver el problema integrando [2.2.2] a lo largo de una línea de campo



geomagnético y asumiendo que la contribución de la corriente paralela a las líneas es nula ya que es antisimétrica alrededor del ecuador.

Al mediodía las variables electrodinámicas ionosféricas están en su máximo y sus derivadas temporales son pequeñas en comparación con las derivadas espaciales. Si asumimos que el sistema se encuentra en estado estacionario, la derivada temporal es equivalente a la derivada este-oeste y es una práctica usual despreciar esta última en las ecuaciones de este modelo. De hecho, Gagnepain *et al.* (1976) encontró que para frecuencias menores a  $4 \text{ día}^{-1}$  los resultados difieren menos de un 10% del correspondiente a frecuencia cero, para la cual  $E_y$  es constante con la altura. Más aún, las mediciones efectuadas con radar de dispersión incoherente de esta componente del campo eléctrico confirma este resultado (ver, p.e., Woodman, 1970). Luego, las derivadas este-oeste pueden ser ignoradas al mediodía.

Haciendo esta aproximación, obtenemos (ver, p.e., Richmond, 1973; Duhau *et al.*, 1987):

$$E_y = cte. \quad [2.6.9]$$

$$E_z = \frac{1}{\Sigma_p} (E_y \Sigma_H - U) \quad [2.6.10]$$

$$J_z = -\sigma_H E_y + \sigma_p (E_z + Bv_w) \quad [2.6.11]$$

$$J_y = \sigma_H (E_z + Bv_w) \quad [2.6.12]$$

donde  $\Sigma_{P,H}$  y  $U$  son las integrales a lo largo de una línea de campo geomagnético de  $\sigma_{P,H}$  y  $B\sigma_P v_w$ , respectivamente.

Resumiendo, si son provistas la conductividad eléctrica y la distribución del viento neutro,  $E_z$ , el campo eléctrico secundario, y  $J_y$ , la densidad de corriente correspondiente al electrochorro, pueden ser hallados a partir de  $E_y$ , el campo eléctrico primario.

El camino apropiado para seleccionar estos parámetros ha sido extensamente discutido por Stening (1985, 1986) y Duhau *et al.* (1987).

### ***El Campo Eléctrico Primario $E_y$***

Los valores de  $E_y$  empleados en los diferentes modelos presentes en la literatura y las asunciones que fundamentan dichos valores pueden resumirse como sigue:

(i) Sugiura y Cain (1966) y Sugiura y Poros (1969): 0.24 mV/m, valor que permite obtener del modelo teórico una densidad de corriente capaz de producir una variación de la componente horizontal del campo magnético de 100  $\gamma$ .

(ii) Richmond (1973b) y Stening (1985): 0.37 mV/m, valor que se obtiene luego de normalizar el perfil de corriente teórica de forma tal de hacerlo coincidir con el valor medido de la corriente en el pico del electrochorro.

(iii) Forbes y Lindzen (1976): 0.5 mV/m, obtenido al imponer, en un modelo de electrochorro tridimensional, que el campo este-oeste lejos del ecuador (a siete grados del dip) coincida con el campo eléctrico primario producido por el efecto de dínamo global.

(iv) Duhau *et al.* (1987): 0.6 mV/m, que es el valor obtenido desde la velocidad iónica vertical medida por Fejer *et al.* (1979) a 300 km de altura en condiciones de día geomagnéticamente quieto.

Luego, el campo eléctrico primario que permite ajustar la densidad de corriente, obtenida teóricamente, a su valor experimental es significativamente menor que el valor de dicho campo obtenido a partir de las mediciones de la velocidad de deriva iónica a alturas correspondientes a la región *F*.

Sin embargo, de acuerdo con la teoría, el campo eléctrico primario debería ser constante con la altura. Además, por encima de los 160 km,  $E_y$  está relacionado con la velocidad de deriva iónica,  $v_z$ , a través una expresión muy simple (ver, p.e., Prakash y Muralikrishna, 1981):

$$E_y = B v_z \quad [2.6.13]$$

de forma que la velocidad de los iones medida por efecto Doppler da una medición directa del campo eléctrico primario, obteniéndose de esta manera mediciones altamente confiables de este parámetro.

Por lo tanto, podría pensarse que, o bien las líneas de campo geomagnético no son equipotenciales y, como consecuencia, el campo primario no es constante con la altura, o bien que

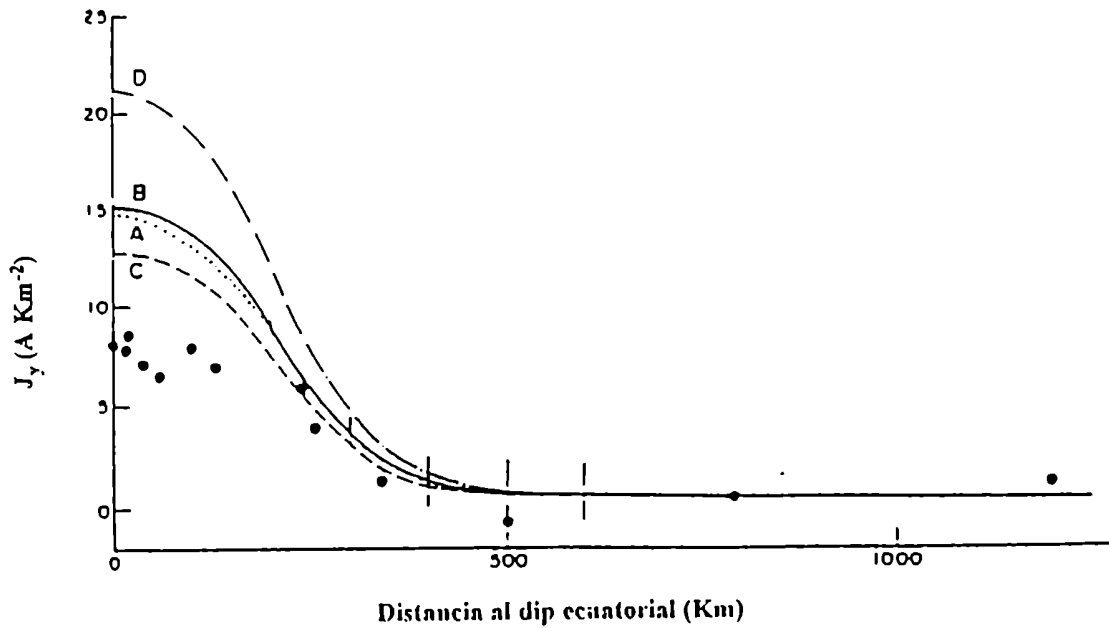
existe algún mecanismo, que no se ha incluido en el modelo, y que reduce el campo eléctrico secundario o de polarización.

Por otra parte, el campo eléctrico primario generado a través de la dínamo, debido a la alta conductividad a lo largo de la línea de campo geomagnético, es mapeado sobre la ionosfera superior, aun para pequeñas estructuras (ver, p.e., La Belle, 1985), permaneciendo el campo eléctrico irrotacional. Esto sugiere que la hipótesis de equipotencialidad no puede ser violada.

### **2.6.3. EL MODELO TURBULENTO**

#### ***1. Evidencias Experimentales de la Influencia de la Turbulencia en el Electrochorro***

Algún indicio de que el campo eléctrico secundario resulta reducido por la turbulencia puede verse en la figura 2.4, donde se muestra el perfil latitudinal de la intensidad del electrochorro a los 106 km de altura. En esta figura se puede notar que, mientras que la discrepancia entre los perfiles latitudinales medido y teórico es mayor que el 60% sobre el dip, este desacuerdo decrece con la latitud coincidiendo ambos perfiles más allá de los 250 km del dip ecuatorial. Esto explica el acuerdo entre el campo eléctrico medido en el dip a alturas de la región  $F$ , 0.6 mV/m, y el valor obtenido por Forbes and Lindzen (1976), 0.5 mV/m, a varios grados del dip. Dicho acuerdo indica que durante días geomagnéticamente quietos, durante el mediodía, el campo eléctrico es generado básicamente por acción de la dínamo a las alturas correspondientes a la región  $E$  y mapeado por la región  $F$  a lo largo de las líneas de campo geomagnético. También



**figura 2.4:** Perfil latitudinal de la intensidad del electrochorro a los 106 km del altura. Los círculos indican los valores medidos por Davies *et al.* (1967), Maynard (1967) y Shuman (1970), mientras que las curvas corresponden a los resultados del modelo teórico obtenido por Duhau *et al.* (1987) para distintos perfiles de densidades electrónicas obtenidos simultáneamente por esos autores.

implica que el mecanismo que reduce la corriente actúa sobre un angosto intervalo angular alrededor del dip.

Si el campo secundario es reducido en el ecuador, es de esperar que la densidad de corriente eléctrica medida sea menor que el valor teórico de la misma magnitud correspondiente al flujo laminar, sin que ocurra lo mismo fuera de la latitud ecuatorial. Luego, el valor de la *amplificación* del electrochorro, definida como el cociente entre las densidades de corriente integrada en el centro,  $I_T$ , y en el borde del electrochorro,  $I_P$ , respectivamente, predicho por el modelo laminar a partir de las ecuaciones [2.6.2]-[2.6.5] debería ser bastante mayor que su valor medido. Fambitakoye *et al.* (1976) han inferido estos parámetros a partir de las variaciones geomagnéticas diarias. El resultado se muestra en la figura 2.5. Se puede notar que en todos los casos reportados los puntos experimentales caen por encima de la curva teórica. Así, el modelo laminar predice una amplificación mayor que la experimental. Los autores sugieren que la razón de esta discrepancia puede deberse a la reducción de la densidad de corriente del electrochorro debida a la turbulencia producida por la inestabilidad de gradiente.

Más recientemente, fueron medidas simultáneamente *in situ* por Pfaff *et al.* (1987) las fluctuaciones del campo eléctrico y de la densidad electrónica, junto con la velocidad de fase obtenida por mediciones de radar efectuadas por Kudeki *et al.* (1987), en Jicamarca, Perú. En estos datos se pueden distinguir claramente las tres zonas de inestabilidad comentadas en la sección 2.5: por encima de los 106 km, altura a la cual el gradiente de la densidad electrónica cambia de signo, pasando a ser negativo, fueron detectadas irregularidades primarias producidas por la inestabilidad de dos haces; por debajo de los 103 km se observó estructuras

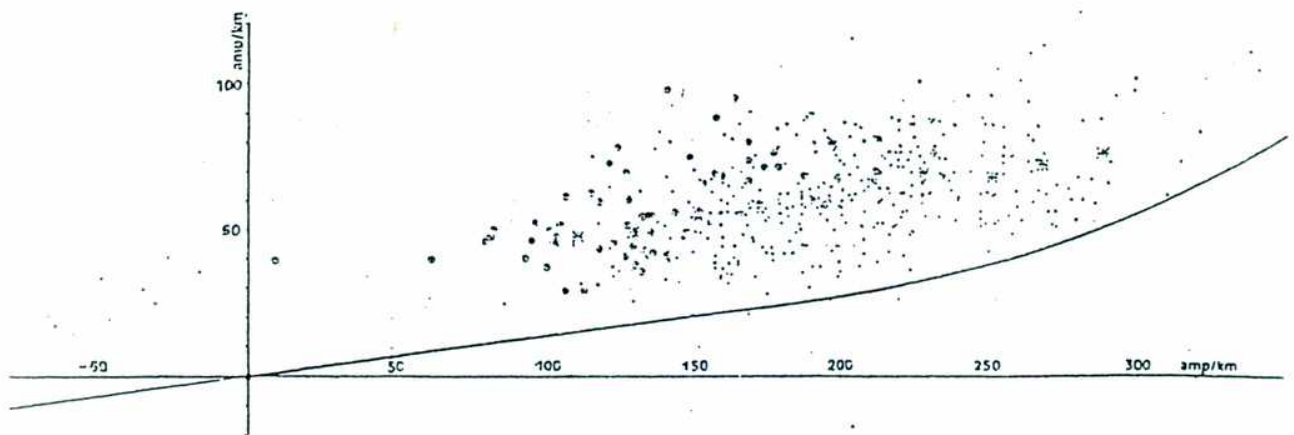


figura 2.5: La línea continua representa el valor teórico de  $I_p$  vs.  $I_T$ . Los puntos representan los valores experimentales de la misma cantidad (Fambitacoye *et al.*, 1976).

correspondientes a la inestabilidad de gradiente; y entre los 103 y los 106 km estructuras correspondientes a los dos tipos de inestabilidad.

En la figura 2.6 se muestra la componente horizontal de las fluctuaciones del campo eléctrico correspondiente a la inestabilidad de dos haces y en la figura 2.7 las fluctuaciones de dicho campo correspondiente a la inestabilidad de gradiente, acompañados ambos casos por los respectivos espectros. Puede notarse que el valor máximo del espectro correspondiente a la inestabilidad de dos haces es dos órdenes de magnitud menor que el espectro correspondiente a la inestabilidad de gradiente. Esto implica que sólo la turbulencia debida a la inestabilidad de gradiente absorbe energía suficiente como para reducir sustancialmente el campo eléctrico de polarización.

## ***2. Contribución de la Turbulencia a la Densidad de Corriente Eléctrica***

De las ecuaciones [2.5.6a]-[2.5.6d], las componentes de Fourier de  $\delta\vec{v}$  pueden ser halladas como una función de  $\delta n$  y, empleando lo obtenido en la ecuación [2.4.6b], se obtiene la siguiente expresión de contribución de la turbulencia a la densidad de corriente:

$$\bar{J}_T = \frac{en^2}{B} \frac{v_i}{\Omega_i(1+\psi)} T \quad [2.6.14]$$

donde

$$T = \left\langle \int \frac{\bar{k} \times \hat{b}}{k} \eta_k^2 \cos \alpha_k \cos^2 \phi_k dk d\omega \right\rangle \quad [2.6.15]$$



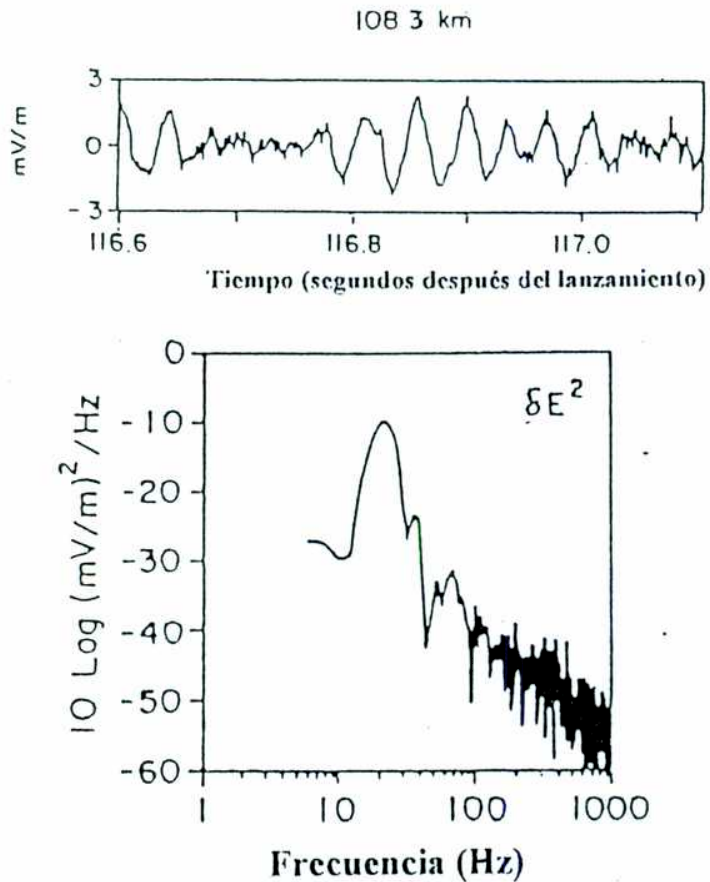


figura 2.6: Componente horizontal de las fluctuaciones del campo eléctrico correspondiente a la inestabilidad de dos haces y el espectro de potencia obtenido a partir de dichas fluctuaciones.

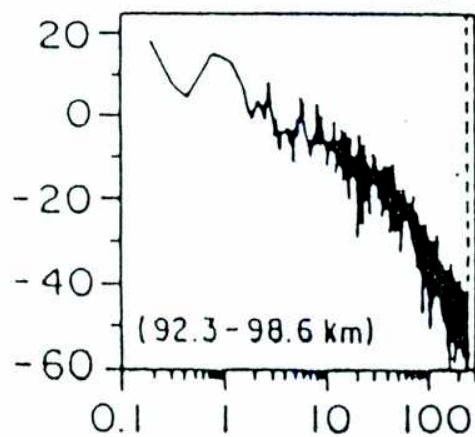
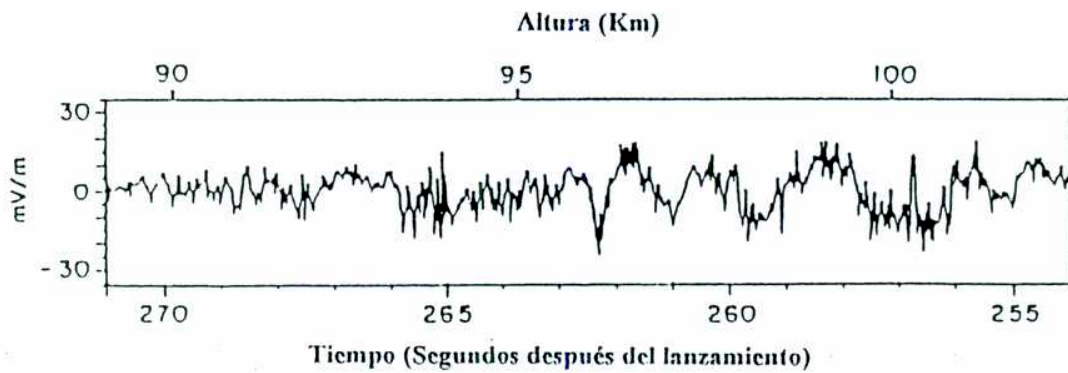


figura 2.7: Componente horizontal de las fluctuaciones del campo eléctrico correspondiente a la inestabilidad de gradiente y el espectro de potencia obtenido a partir de dichas fluctuaciones.

$$\text{con } \eta_k = \frac{\delta n_k}{n}$$

En esta última expresión,  $\delta n_k$  representa la amplitud de la componente de Fourier de la fluctuación de la densidad con número de onda  $\vec{k}$ ,  $\alpha_k$  el ángulo entre el número de onda y la dirección este-oeste y  $\phi_k$  es la diferencia de fase entre  $\delta n_k$  y  $\delta v_k$  que está dada por:

$$\text{tg} \phi_k = \frac{k_o}{k} \quad [2.6.16]$$

## 2.7. MECANISMOS DE REDUCCIÓN DEL CAMPO ELÉCTRICO SECUNDARIO

### *1. Inestabilidad de Dos Haces*

El primer mecanismo de reducción del campo eléctrico y de la densidad de corriente del electrochorro fue propuesto por Rogister (1971) haciendo intervenir en dicho mecanismo a la inestabilidad de dos haces.

Rogister supone válida la ecuación [2.6.8] para el intervalo de alturas en el cual circula el electrochorro. Si a esta expresión se la combina con la ecuación [2.4.6b], se obtiene:

$$\langle \delta v_{e,z} \delta n \rangle + n v_{e,z} = n v_{i,z} \quad [2.7.1]$$

Se puede ver que a medida que la turbulencia aumenta se desarrolla un flujo negativo de electrones. Luego, para preservar la neutralidad de carga, el flujo positivo de iones verticales  $nV_{i,z}$  debe decrecer, lo que a su vez implica que el campo eléctrico secundario debe disminuir. Por lo tanto, la velocidad de deriva este-oeste de los electrones también disminuye hasta que los modos más inestables correspondientes a la propagación horizontal son estabilizados. Luego, las ondas que se propagan en la dirección este-oeste son amortiguadas, y en este caso, de la ecuación [2.6.13] se sigue (Rogister y Jamin, 1975):

$$\bar{J}_T = \sigma_T E_z \hat{z} \quad [2.7.2]$$

con

$$\sigma_T = \frac{en}{B} \frac{v_i \langle \eta^2 \rangle}{\Omega_i (1 + \psi)} \mathbf{v}_{e,y} \quad [2.7.3]$$

siendo  $\hat{z}$  el versor en la dirección vertical y  $\langle \eta^2 \rangle = \int \eta_k^2 dk d\omega$ . Luego, la contribución de la turbulencia a la densidad de corriente puede ser interpretada como un incremento de la conductividad de Pedersen en la dirección vertical, de forma tal que el tensor de conductividad puede ser ahora escrito como:

$$\bar{\sigma} = \begin{bmatrix} \sigma_0 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_P & -\sigma_H \\ 0 & \sigma_H & \sigma_P + \sigma_T \end{bmatrix} \quad [2.7.4]$$

forma que reemplaza a la presentada en la ecuación [2.6.3].

Para computar  $\sigma_T$  debe ser conocido el nivel de turbulencia  $\langle \eta^2 \rangle$ , el cual depende de la cantidad de energía que es transferida desde el flujo medio hacia la turbulencia. En la teoría resumida en el presente párrafo se asume que dicha cantidad de energía es justo la necesaria para reducir la deriva este-oeste al valor marginal de la inestabilidad de dos haces, el cual, teniendo en cuenta las ecuaciones [2.5.3b] y [2.6.5a]-[2.6.5d], puede expresarse, en el sistema de referencia fijo al viento neutro, como:

$$E_z = C(1 + \psi)B \quad [2.7.5]$$

## ***2. Inestabilidad de Gradiente***

Desde los más tempranos experimentos con radar de dispersión ha sido observada una asimetría en la señal obtenida (ver, p.e., Cohen y Bowles, 1965; Fejer *et al.*, 1976) cuyo origen actualmente es asignado a las asimetrías en las perturbaciones del campo asociadas a las ondas kilométricas.

Para explicar este fenómeno Kudeki *et al.* (1985) han propuesto el siguiente mecanismo de saturación no lineal de las ondas kilométricas: el movimiento electrónico vertical asociado con la propagación de la fluctuación de la densidad en forma de onda primaria sinusoidal provoca un transporte neto de electrones hacia abajo dentro de la capa del electrochorro, el cual conduce a una reducción del campo eléctrico vertical de polarización o campo eléctrico secundario.

En este caso la ecuación [2.7.4] es válida para un valor de la conductividad anómala, de acuerdo con la expresión [2.6.14], dada por:

$$\sigma_T = \frac{en}{2B} \frac{v_i}{\Omega_i(1+\psi)} \frac{\delta n_k}{n^2} v_{e,y} \cos^2 \phi_k \quad [2.7.6]$$

donde  $\delta n_k$  es la amplitud de la fluctuación de la densidad correspondiente al número de onda  $k$  que se asume como el único número de onda excitado.

También es posible escribir  $\sigma_T$  como función de  $\delta E_k$ , la amplitud de la componente este-oeste de la fluctuación del campo eléctrico, como:

$$\sigma_T = \frac{1}{2} \sigma_P \frac{\delta^2 E_k}{E_z^2} \quad [2.7.7]$$

La reducción del campo eléctrico es equivalente a la generación de un campo inducido vertical  $E_{i,z}$  opuesto al campo laminar  $E_{L,z}$  de forma tal que el campo eléctrico total en la dirección vertical, para el caso en que la turbulencia se encuentra totalmente desarrollada, se puede escribir como:

$$E_z = E_{L,z} - E_{i,z} \quad [2.7.8]$$

En este sentido, los autores asumen que la corriente vertical generada por la acción global permanece inalterada. Luego, haciendo el balance del flujo neto debido a la acción de la onda con el producido por el campo inducido y tomando en cuenta las ecuaciones [2.6.5a]-[2.6.5d] y [2.7.7], se sigue la siguiente condición:

$$\delta E_k^2 + 2 \left( \frac{\Omega_e}{\nu_e} E_{i,z} - \frac{1}{2} E_z \right)^2 = \frac{1}{2} E_{L,z}^2 \quad [2.7.9]$$

Dicha condición define una elipse en el plano  $(\delta E_k, E_{i,z})$ . Esta expresión indica la existencia de un límite superior para  $\delta E_k$  dado por:

$$\delta E_{k,max} = \frac{1}{\sqrt{2}} E_{L,z} = \sqrt{2} E_z \quad [2.7.10]$$

Ahora bien, si en lugar de la condición asumida respecto de la corriente vertical se sostiene la condición de divergencia de la densidad de corriente nula (expresión [2.2.2]), es posible demostrar que la expresión [2.7.10] sigue siendo válida si la amplitud de la perturbación puede considerarse constante a lo largo de la línea de campo geomagnético que tiene su altura máxima a la altura de interés (Duhau y Hurtado de Mendoza, 1996).

Esta última condición requiere que la equipotencialidad no se viole para la perturbación, lo cual es válido para el caso de las ondas kilométricas (La Belle, 1985).

## 2.8. ECUACIONES PARA LAS VARIABLES AMBIENTALES INCLUYENDO LA TURBULENCIA

De acuerdo con el mecanismo no lineal descrito en la sección anterior, las ecuaciones para las variables ambientales son formalmente las mismas para el flujo laminar y para el

turbulento, siempre que para este último caso el tensor de conductividad [2.6.3] sea reemplazado por el [2.7.4], con  $\sigma_T$  dado por [2.7.6] para el caso de la inestabilidad de gradiente.

El espectro es isótropo para los rangos de longitudes de onda corta e intermedia (ver, p.e., Sudan y Keskinen, 1979, 1984). En este caso, la expresión [2.6.15] implica que la contribución de la turbulencia a la conductividad de Pedersen es también isótropa. Sin embargo, dicha contribución es despreciable, por lo que la ecuación [2.7.4] permanece válida, para su aplicación a la predicción de la intensidad del electrochorro.

Las expresiones [2.6.9] y [2.6.12] son las mismas para los casos laminar y turbulento, pero la expresión [2.6.10] debe ser reemplazada por (De la Vega y Duhau, 1989):

$$E_z = \frac{1}{\Sigma_P + \Sigma_T} (E_y \Sigma_H - U) \quad [2.8.1]$$

donde  $\Sigma_T$  la integral a lo largo de una línea de campo de  $\sigma_T$ . De esta forma, en la ecuación [2.6.11] se debe efectuar el siguiente reemplazo:

$$\sigma_P \rightarrow \sigma_P + \sigma_T \quad [3.5.2]$$



Aclaremos que, dado que en el intervalo de alturas en el que circula el electrochorro (entre los 90 y los 110 Km) las dos especies iónicas predominantes, el  $O_2^+$  y el  $NO^+$ , poseen número atómico próximo, se puede concluir que sus frecuencias de ciclotrón y de colisión poseen también valores próximos. Esto hace posible, para dicho intervalo de alturas, trabajar con una única especie iónica de número atómico igual al promedio y carga eléctrica igual en magnitud a la carga electrónica, lo cual simplifica las ecuaciones de forma considerable. De acuerdo con esto, la densidad numérica  $n_i$  de la única especie iónica considerada debe entenderse como (Duhau *et al.*, 1987):

$$n_i = n(O_2^+) + n(NO^+) \quad [2.2.5]$$

Definimos la velocidad media de las partículas cargadas,  $\vec{V}$ , como:

$$\vec{V} = \frac{n_i \bar{v}_i + \alpha n_e \bar{v}_e}{n_i + \alpha n_e} \quad [2.2.6]$$

En esta última ecuación,

$$\alpha = \frac{m}{Z_i M} \quad [2.2.7]$$

donde  $m$  y  $M$  son las masas del electrón y del protón, respectivamente, y  $Z_i$  el número atómico igual a 31 que, como ya se explicó, representa el número atómico promedio entre el  $O_2^+$  y el  $NO^+$

## **CAPÍTULO 3: APLICACIÓN DEL MODELO**

De lo dicho hasta aquí, para confirmar el mecanismo desarrollado en el capítulo anterior es necesario determinar:

1. En qué medida el campo eléctrico de polarización es reducido por la turbulencia y si dicha reducción alcanza un valor compatible con la condición de saturación dada por la expresión [2.7.10].

2. Investigar el rango de longitudes de onda que involucran para su crecimiento energía suficiente como para producir la reducción aludida en el punto anterior.

En el presente capítulo, se compararán las densidades de corriente medidas con los perfiles de la misma magnitud obtenidos de la teoría para tres casos: dos de ellos en el ecuador magnético en Jicamarca, Perú, donde el gradiente de la densidad electrónica cambia de signo en las vecindades del pico del electrochorro, y un caso en el ecuador magnético en Thumba, India, donde los dos perfiles del gradiente de la densidad electrónica, medidos durante el ascenso y el descenso del mismo vuelo, presentan distintas propiedades (los vuelos tomados y sus condiciones se detallan más abajo).

### **3.1 PARÁMETROS DEL MODELO**

Los parámetros involucrados en el modelo empleado en este trabajo son la densidad y la temperatura electrónica, la densidad de corriente horizontal, el campo eléctrico primario, los

parámetros correspondientes a la atmósfera neutra, la velocidad del viento neutro, las frecuencias de colisión y ciclotrón y el campo geomagnético.

En el intervalo de alturas considerado, las frecuencias de ciclotrón y el campo geomagnético se pueden considerar constantes a diferencia del resto de los parámetros, los cuales dependen fuertemente de la hora y de las condiciones solares y geomagnéticas.

Como comentamos en el capítulo anterior, no se ha efectuado un experimento en el cual todos estos parámetros hayan sido medidos de manera simultánea. La solución a dicho problema consiste en encontrar un conjunto de parámetros medidos en diferentes experimentos efectuados en diferentes días pero en 'condiciones equivalentes', es decir, durante días correspondientes a las mismas condiciones de actividad solar y terrestre. Lo anterior implica considerar al experimento controlable, esto es: encontrar el conjunto de variables que determinan el estado del sistema y su evolución.

Para el caso en que el sistema de interés se encuentra en estado cuasiestacionario, en un sistema de referencia fijo al Sol, dichas variables serán las siguientes:

- (i) Aquellas que sitúan el punto de observación sobre la Tierra.
- (ii) Aquellas que cuantifican la cantidad de energía depositada en la ionósfera como consecuencia de la interacción Sol-Tierra.

La complejidad que implica este último punto se debe, en gran medida, al hecho de que parte de la energía solar depositada en la baja atmósfera y aun en tierra retorna a la atmósfera superior como fenómenos de albedo, retrodispersión y ondas. Luego, la respuesta del sistema a la

entrada de energía solar no es instantánea y su estado actual dependerá de valores previos de las variables que cuantifican la interacción Sol-Tierra. Al presente, este problema está lejos de ser resuelto.

### ***1. Constituyentes neutros***

Sin embargo, teniendo en cuenta modelos semiempíricos de atmósfera neutra como el J77 (Jacchia, 1977) o el MSIS (Hedin *et al.*, 1979), es posible predecir la densidad de los componentes mayoritarios de la atmósfera neutra superior (con la excepción del oxígeno atómico; ver, p.e., Gobbi *et al.*, 1992) con un error menor al 10%. También las temperaturas son reproducidas con un error similar con excepción de la región  $F$  ecuatorial, donde existe una fuerte interacción entre la ionósfera y la atmósfera neutra (Spencer, 1979; Raghavarao, 1992).

En particular, el modelo J77, que fue el empleado en este capítulo, predice la composición atmosférica y la temperatura de los componentes neutros usando como variables el índice representativo de la actividad solar, el  $F_{10.7}$ , y el índice representativo de la actividad geomagnética, el  $K_p$ . Este modelo requiere un solo parámetro de entrada, conocido como temperatura exosférica,  $T_\infty$ , del cual se obtienen los perfiles mencionados. La expresión que determina dicho parámetro es:

$$T_\infty = 1.02T_{1/2} \quad [3.1.1]$$

donde  $T_{1.2}$  es una temperatura que depende de la actividad solar. En su determinación intervienen el  $F_{10.7}$  del día de interés y un promedio de los  $F_{10.7}$  sobre un período de seis rotaciones solares, empleando para dicho promedio funciones de peso empíricas. Para el vuelo 14.176, se tomó  $T_{1.2} = 750$  °K.

En la determinación del factor 1.02 se tuvieron en cuenta la ubicación geográfica, la época del año y la hora. De todo esto resulta:

$$T_{\infty} = 765^{\circ} K$$

Dicho modelo permite efectuar correcciones debidas a la actividad geomagnética. Sin embargo, dada la casi nula actividad de los días escogidos, dichas correcciones no han sido necesarias.

## ***2. Temperatura Electrónica***

Uno de los parámetros más variables con las condiciones ionosféricas es la temperatura electrónica; sin embargo, ha sido encontrado que para días quietos, definidos como aquellos en los cuales se cumple a lo largo de todo el día:

$$A_p \leq 7 \quad \text{y} \quad K_p \leq 1^+, \quad [3.1.2]$$

la temperatura electrónica al mediodía depende principalmente de la actividad solar.

Luego, los datos han sido seleccionados para dichas condiciones, dadas las cuales puede ser empleado el modelo semiempírico de Duhau y Aspiazu, (1985) que permite determinar éste parámetro. En dicho modelo, la dependencia de la temperatura electrónica con la altura viene dada por:

$$T_e = T_n \left( 1.20 + \frac{0.52}{1 + \left[ \frac{h - 106.35}{12.44} \right]^2} \right) \quad [3.1.3]$$

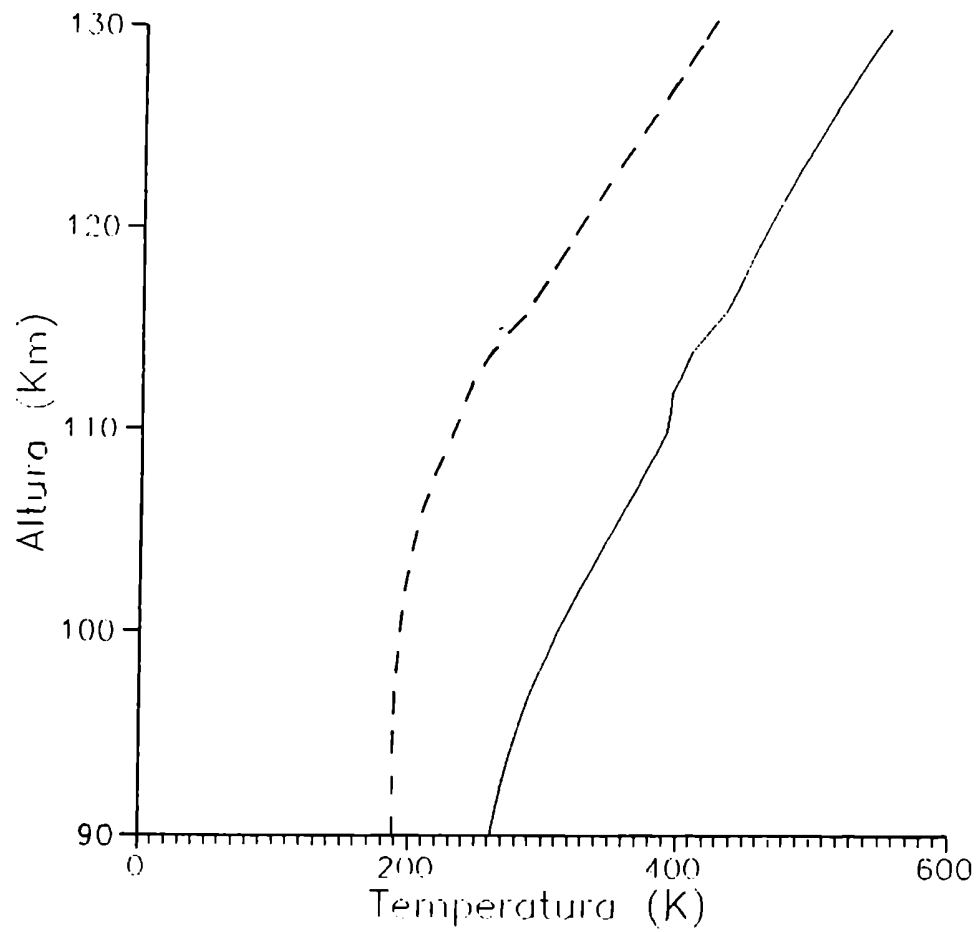
donde  $h$  es la altura en kilómetros y los coeficientes del modelo, dependientes de la actividad solar, corresponden a  $F_{10.7} = 74.3$ .

De la expresión anterior, dada la temperatura de los componentes neutros,  $T_n$ , obtenida como se explicó en el párrafo anterior, resulta el perfil de temperaturas que se muestra en la figura 3.1. Dado que  $T_n = T_i$ , en dicha figura se observa el fuerte desequilibrio térmico entre iones y electrones.

### 3. Frecuencias de Colisión

La frecuencia de colisión entre los electrones y las partículas neutras depende de la temperatura electrónica y de los componentes mayoritarios de la atmósfera neutra como (Banks, 1966a):

$$\nu_{e,n} = (0.2n(N_2)[1 - 0,00012T_e]T_e + 1.8n(O_2) [1 + 0.036\sqrt{T_e}]\sqrt{T_e} + 2.8n(O)\sqrt{T_e})10^{-16} \quad [3.1.4]$$



**figura 3.1:** Perfiles de temperatura. La línea continua corresponde al perfil de temperatura iónica, mientras que la línea discontinua al perfil de temperatura electrónica.

Y la frecuencia de colisión entre los iones y los neutros viene dada por (Banks, 1966b):

$$\nu_{i,n} = (8.3n(O_2) + 9.0n(N_2) + 7.6n(O))10^{-16} \quad [3.1.5]$$

Las tres especies neutras mayoritarias consideradas en el modelo  $N_2$ ,  $O_2$  y  $O$  representan, para el intervalo de alturas de interés, el 99.5% del total de los neutros.

En la figura 3.2 se muestran los perfiles de frecuencia obtenidos a partir de este modelo y las correspondientes frecuencias de ciclotrón.

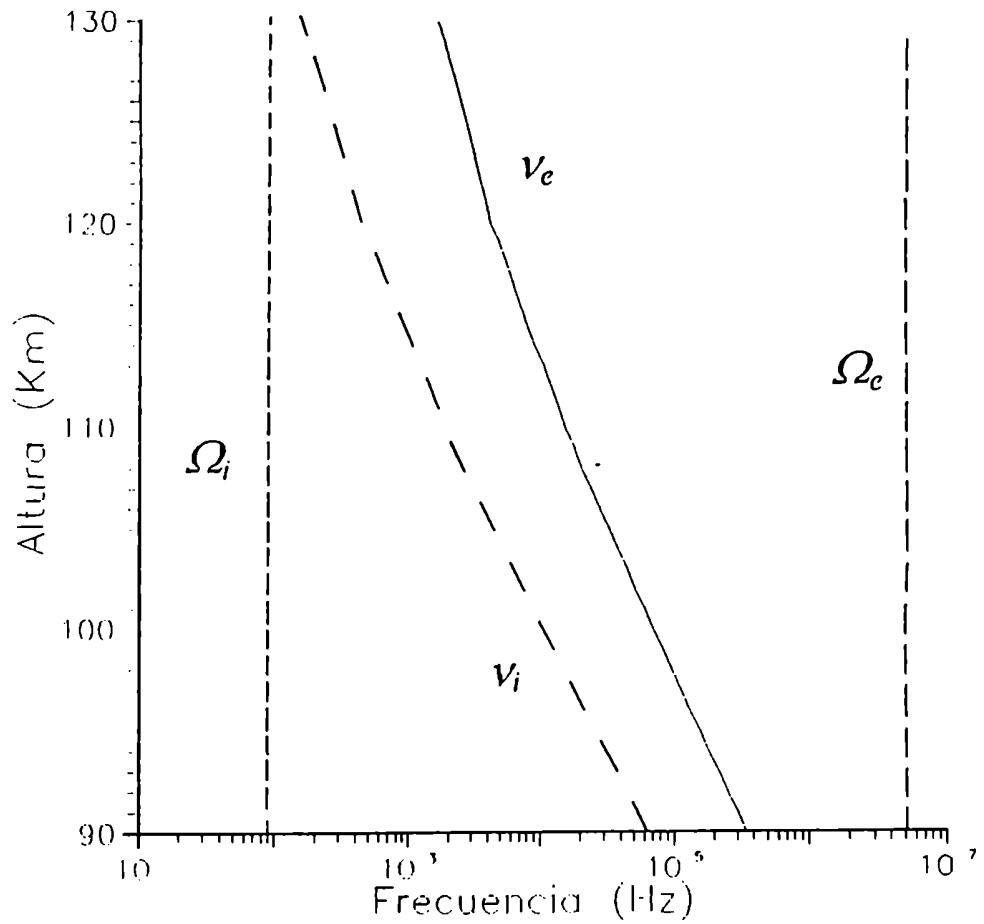
#### ***4. El Viento Neutro***

Mientras que en la región  $F$  los vientos son generados por procesos propios de dicha región, en la región  $E$  la energía que genera el viento neutro proviene de alturas inferiores, propagándose hasta alcanzar la región  $E$  en forma de ondas tidales (Chapman y Lindzen, 1970). Luego, la forma de introducir el viento neutro cuando se intenta modelar la electrodinámica ionosférica difiere en ambas regiones.

En la región  $E$  es bien conocido que existe un mecanismo de realimentación entre el viento neutro y el campo eléctrico como consecuencia de que la fuerza de arrastre ejercida por los iones es comparable con el resto de las fuerzas que producen los vientos (Richmond, 1989).

Dado que en la actualidad no existe una teoría general que tome en cuenta la fuerza de arrastre que los iones ejercen sobre los componentes neutros en forma autoconsistente con las ecuaciones MHD para las partículas cargadas y la ecuación de momento para dichos componentes





**figura 3.2:** Perfiles de frecuencia.  $\nu_i$ : frecuencia de colisión ión-neutro;  $\nu_e$ : frecuencia de colisión electrón-neutro;  $\Omega_i$ : frecuencia de ciclotrón de los iones;  $\Omega_e$ : frecuencia de ciclotrón de los electrones.

neutros, lo que se suele hacer es tomar una distribución de vientos específica a partir de la cual es posible obtener el campo eléctrico y la densidad de corriente eléctrica.

De acuerdo con esto último, para estimar la influencia del viento neutro sobre los perfiles de densidad de corriente, se han utilizado en este trabajo los siguientes perfiles medidos de la velocidad de viento neutro en el ecuador magnético (ver figura 3.3):

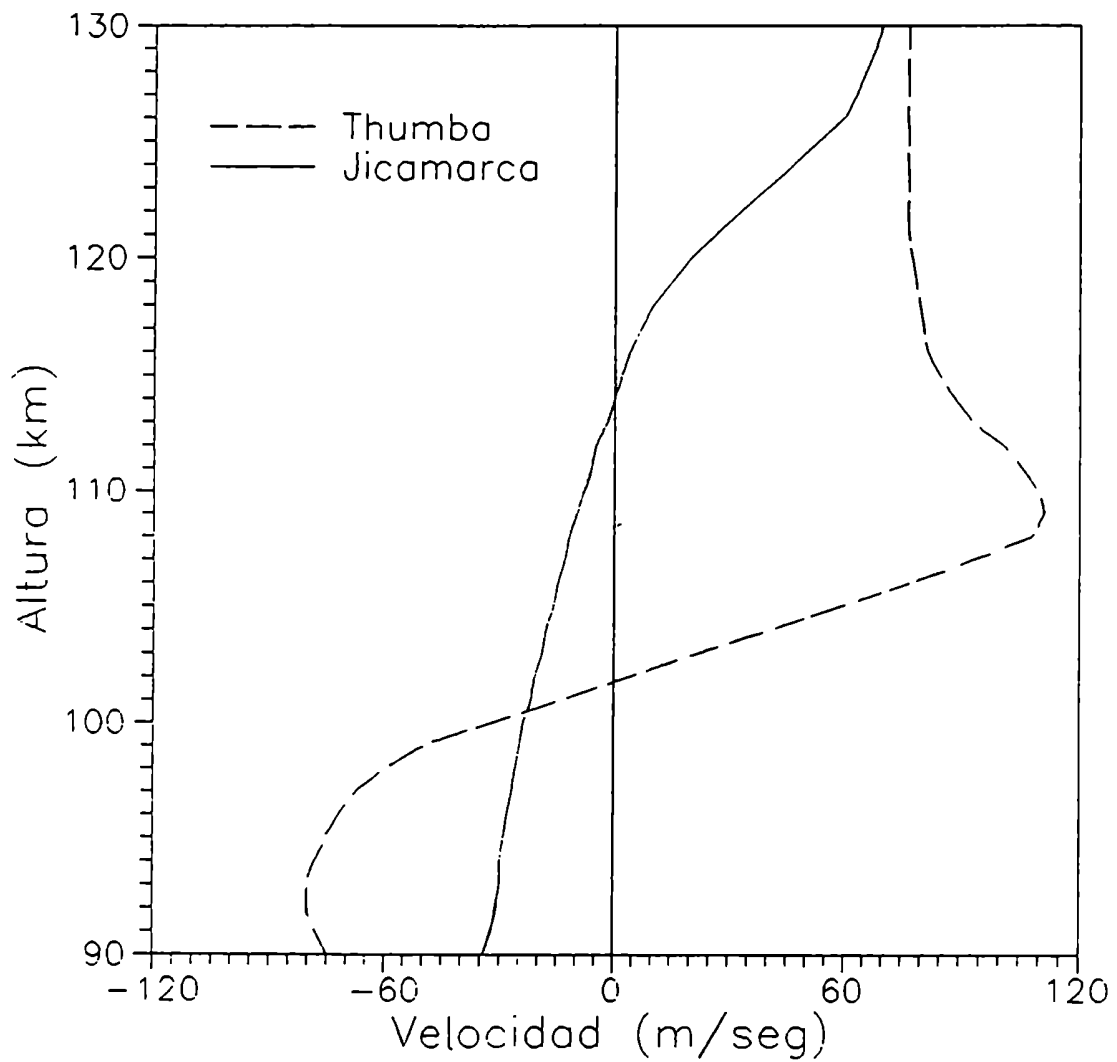
(i) Para Jicamarca, Perú, el perfil obtenido por Bedinger (1977).

(ii) Para Thumba, India, el perfil obtenido por Rees *et al.* (1976).

## 3.2 RESULTADOS Y DISCUSIÓN

La forma del perfil vertical laminar de la densidad de corriente del electrochorro depende fuertemente de la densidad electrónica (ver, p.e., Duhau *et al.*, 1985; Stening, 1986). Ahora bien, la condición de excitación de la inestabilidad de gradiente también depende de éste parámetro. Luego, para poder establecer alguna conclusión acerca de la reducción del electrochorro causada por la turbulencia, debe ser cuidadosamente analizada la correlación entre los perfiles verticales de la densidad de corriente y la densidad electrónica. Con este fin, hemos seleccionado tres casos en los cuales ambos parámetros han sido medidos simultáneamente:

(i) Los vuelos 14.179, para la densidad electrónica, y 14.176 para la densidad de corriente, ambos sobre Jicamarca, Perú (Aikin y Blume, 1968; Maynard, 1967).



**figura 3.3:** En línea continúa se observa el perfil de velocidades del viento neutro medido por Bedinger (1977) en Jicamarca, Perú. En línea discontinua se observa el perfil de velocidades del viento neutro medido por Rees *et al.* (1976) para Thumba, India.

(ii) Los vuelos 14.177, para la densidad electrónica, y 14.171 para la densidad de corriente, ambos sobre Jicamarca, Perú (Aikin y Blume, 1968; Maynard, 1967).

(iii) El vuelo UNH 52-2 sobre Thumba, India (Maynard y Cahill, 1965).

Todos fueron efectuados en horarios cercanos al mediodía y en condiciones de baja actividad geomagnética.

La intensidad del electrochorro depende linealmente del campo eléctrico primario. Luego, para detectar una reducción de la densidad de corriente causada por la turbulencia, el valor del campo primario debe ser cuidadosamente seleccionado. Una elección adecuada, como ya se comentó, consiste en tomar el valor de dicho campo medido en la región  $F$  por el radar de dispersión incoherente (Duhau *et al.*, 1985).

Sobre Jicamarca puede ser inferido de los datos mostrados por Fejer *et al.* (1979) un valor de  $(0.6 \pm 0.1)$  mV/m, valor que, para las condiciones ionosféricas seleccionadas, presenta un buen acuerdo con el valor de 0.5 mV/m predicho desde la teoría de dínamo por Forbes y Lindzen (1976) para alturas correspondientes a la región  $E$ .

Finalmente, como se señaló más arriba, los perfiles medidos de velocidad del viento neutro en el ecuador magnético por Bedinger (1977) en Perú y por Rees *et al.* (1976) en India han sido empleados para estimar la influencia del viento neutro sobre los perfiles de densidad de corriente.

### ***1. Densidad de Corriente en Perú***

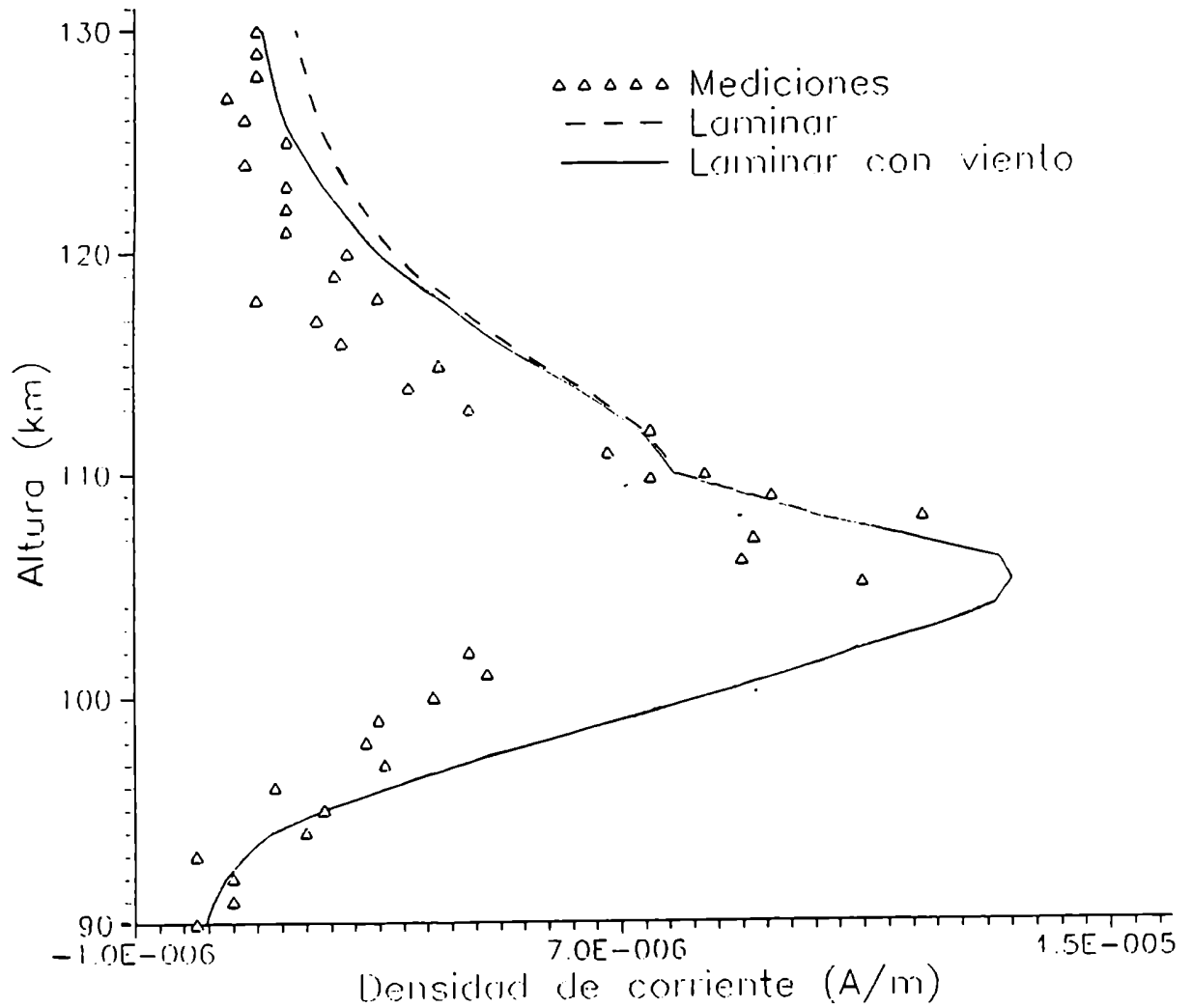
En la figura 3.4 se muestran los perfiles laminares de la densidad de corriente del electrochorro en el ecuador, sobre Perú, correspondientes a los vuelos 14.179, para la densidad electrónica, y 14.176 para la densidad de corriente, con y sin considerar la contribución del viento

neutro. El valor de campo primario tomado fue  $E_p = 0.5$  mV/m, valor obtenido de ajustar el máximo de la densidad de corriente al máximo valor medido. Se incluyen los valores experimentales de la densidad de corriente. Se puede ver que el efecto del viento neutro es considerable solamente por encima de los 120 km de altura.

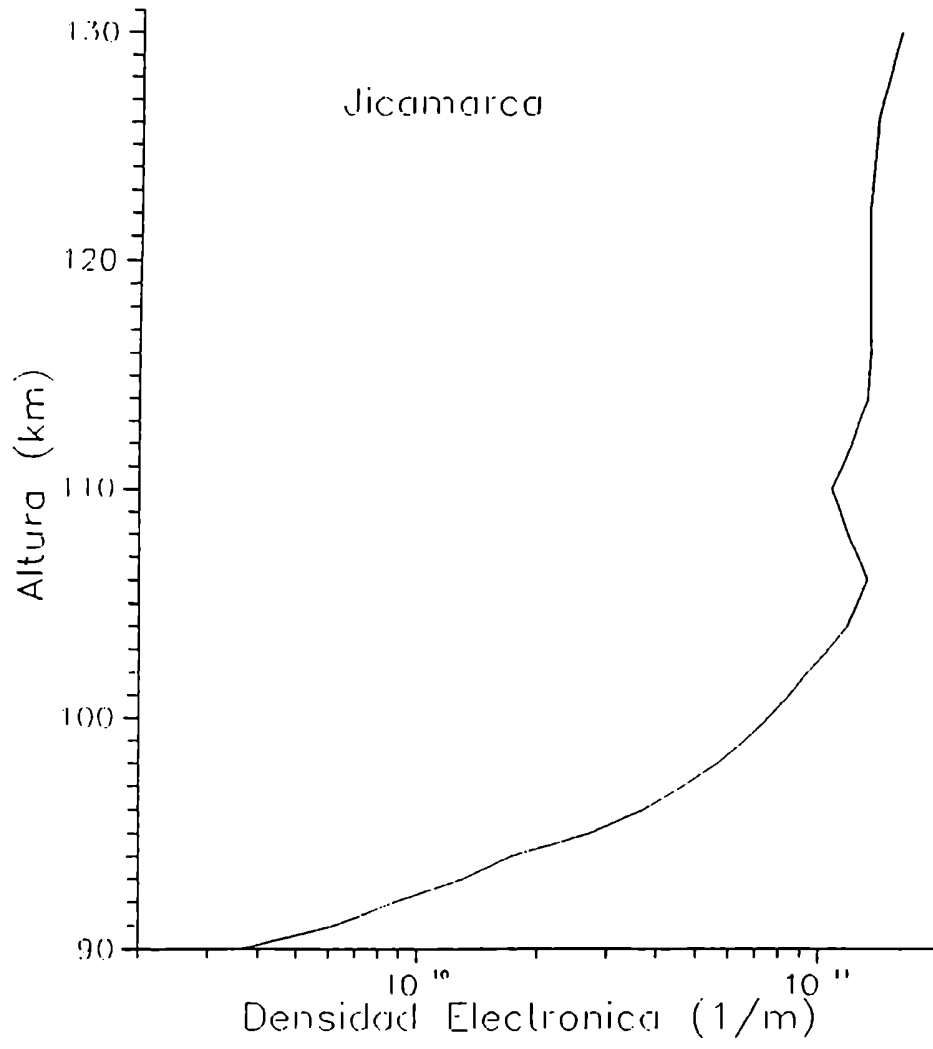
En la figura 3.5a se muestra el perfil de la densidad electrónica simultáneamente medido con la densidad de corriente medida que se muestra en la figura 3.4. Para poder interpretar la relación entre estos dos perfiles se debe tener en cuenta que la inestabilidad de gradiente es excitada si el gradiente de la densidad apunta en el mismo sentido que el campo eléctrico vertical. Como la densidad de corriente ha sido medida con una sonda DC, puede asignarse a este parámetro un error menor a un 5% y es de esperar una significativa correlación entre ambos perfiles.

En la figura 3.5b se muestran los perfiles de densidad de corriente predichos por los modelos de flujo laminar y flujo turbulento saturado. Se puede ver, además, que todos los puntos experimentales caen entre ambos perfiles. También se muestra en esta figura el perfil de densidad de corriente que corresponde al valor marginal de la inestabilidad de dos haces para el campo eléctrico vertical (ver, p.e., Rogister, 1973; Kelley, 1989).

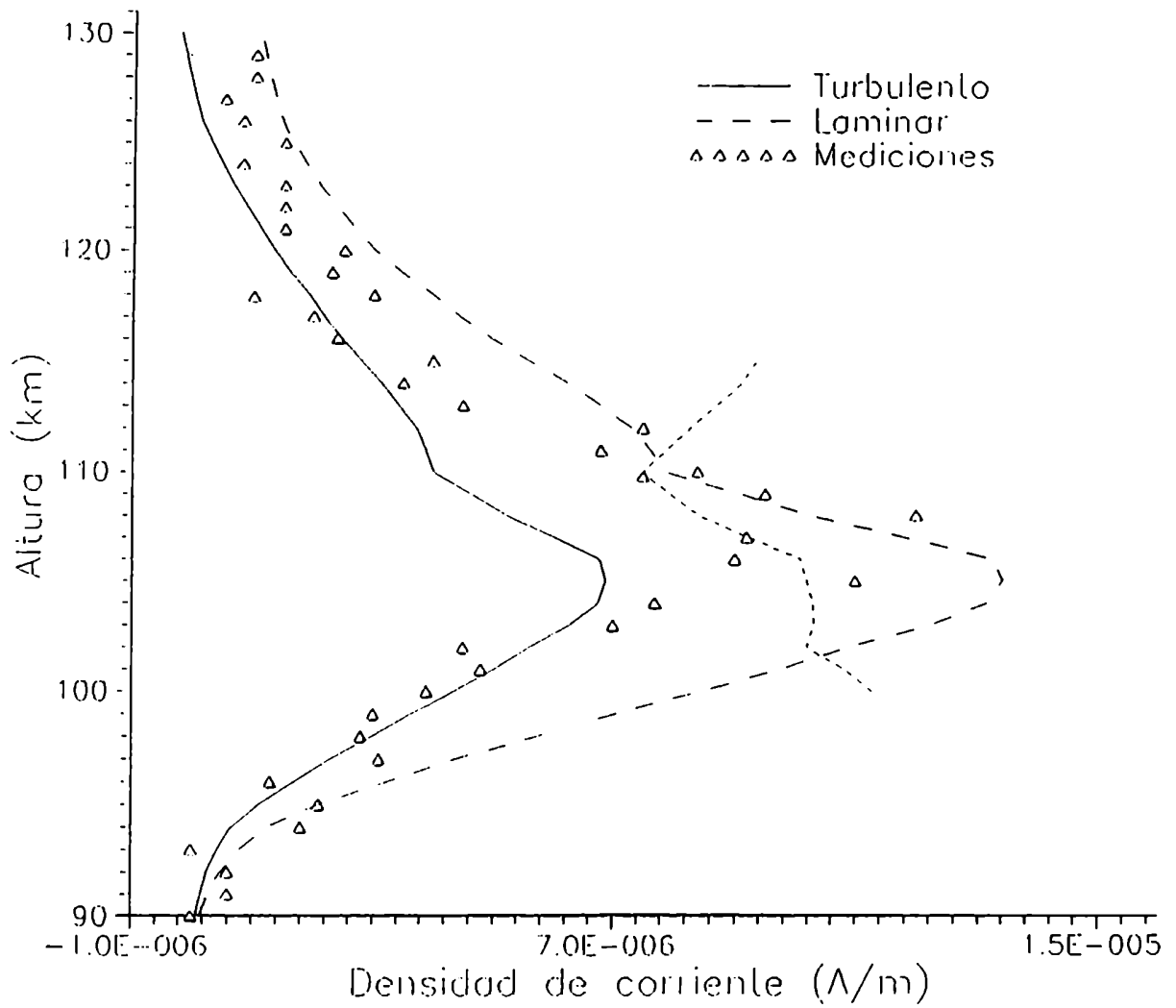
Si las líneas de campo geomagnético son equipotenciales respecto de las fluctuaciones del campo eléctrico, la posibilidad de que el flujo turbulento alcance el valor de saturación a alguna altura del ecuador magnético dependerá de la extensión a lo largo de la línea de campo geomagnético sobre la cual la inestabilidad de gradiente se encuentra excitada y que tiene su apogeo a dicha altura.



**figura 3.4:** Perfiles de densidad de corriente para Jicamarca predichos a partir del modelo laminar (línea discontinua) y lo mismo pero considerando la contribución del viento neutro (línea sólida). Los triángulos representan los datos experimentales. Se muestra también la densidad de corriente umbral para la inestabilidad de dos haces.



**figura 3.5a:** Perfil de densidad electrónica simultáneamente medido con la densidad de corriente de la figura 3.4.



**figura 3.5b:** Perfiles de densidad de corriente para Jicamarca para los casos de flujo laminar (línea discontinua) y flujo turbulento saturado (línea sólida)



De acuerdo con el criterio arriba mencionado, entre los 95 y los 105 km, donde el gradiente de la densidad es positivo, la corriente medida cae sobre el perfil correspondiente al régimen de turbulencia saturada. Por encima de esta altura, los datos tienden al perfil laminar y caen sobre éste entre los 108 y los 112 km de altura. Esto coincide con el hecho de que el gradiente de la densidad es muy pequeño o negativo entre los 106 y los 110 km.

Por último, entre los 111 y los 115 km de altura la densidad de corriente medida es apreciablemente menor que su valor laminar pero se encuentra siempre por encima del valor correspondiente a la turbulencia saturada. Este hecho puede ser atribuido, o bien a la turbulencia o bien a la contribución del viento neutro. De acuerdo con la primera posibilidad, el gradiente de la densidad es positivo en dicho intervalo de alturas, pero la densidad de corriente no es capaz de alcanzar el valor de saturación pues la correspondiente línea de campo geomagnético atraviesa alturas estables. De acuerdo con la segunda posibilidad, podemos encontrar el mismo perfil asumiendo un perfil de viento neutro que alcanza una amplitud de 150 m/s, el cual es dos veces el valor máximo medido (Bedinger, 1977).

Se puede ver, además, que en el intervalo de alturas en el cual el gradiente de la densidad electrónica es negativo, todos los puntos correspondientes a los valores medidos están cerca o caen sobre el perfil laminar, aun aquellos que están por encima del valor marginal de la inestabilidad de dos haces. Este hecho es indicativo de que las ondas generadas por la inestabilidad de dos haces, las cuales serían las únicas ondas primarias excitadas en este intervalo de alturas, no contribuye significativamente a la reducción de la densidad de corriente del electrochorro.

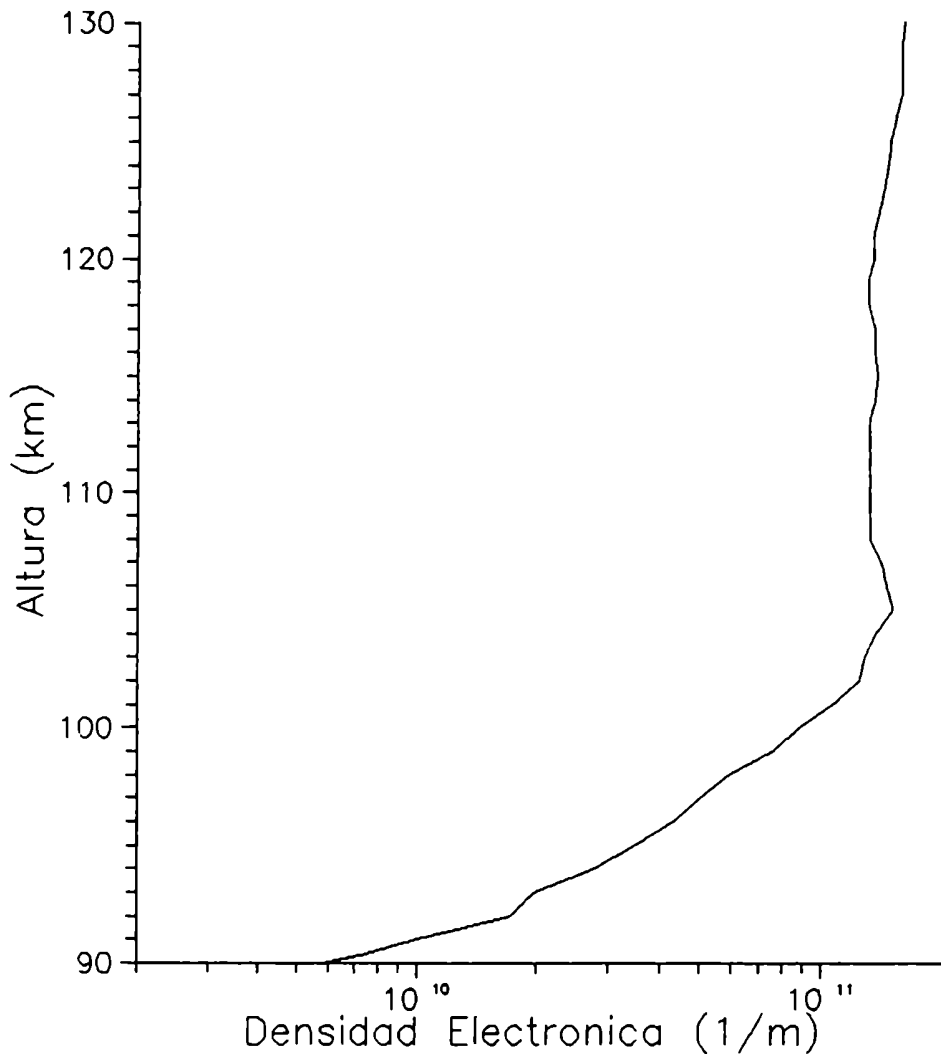
Las figuras 3.6, correspondientes a los vuelos 14.177, para la densidad electrónica, y 14.171 para la densidad de corriente, ambos sobre Jicamarca, básicamente, confirman los resultados obtenidos en el análisis de la serie de datos anteriores.

## **2. Densidad de Corriente en India**

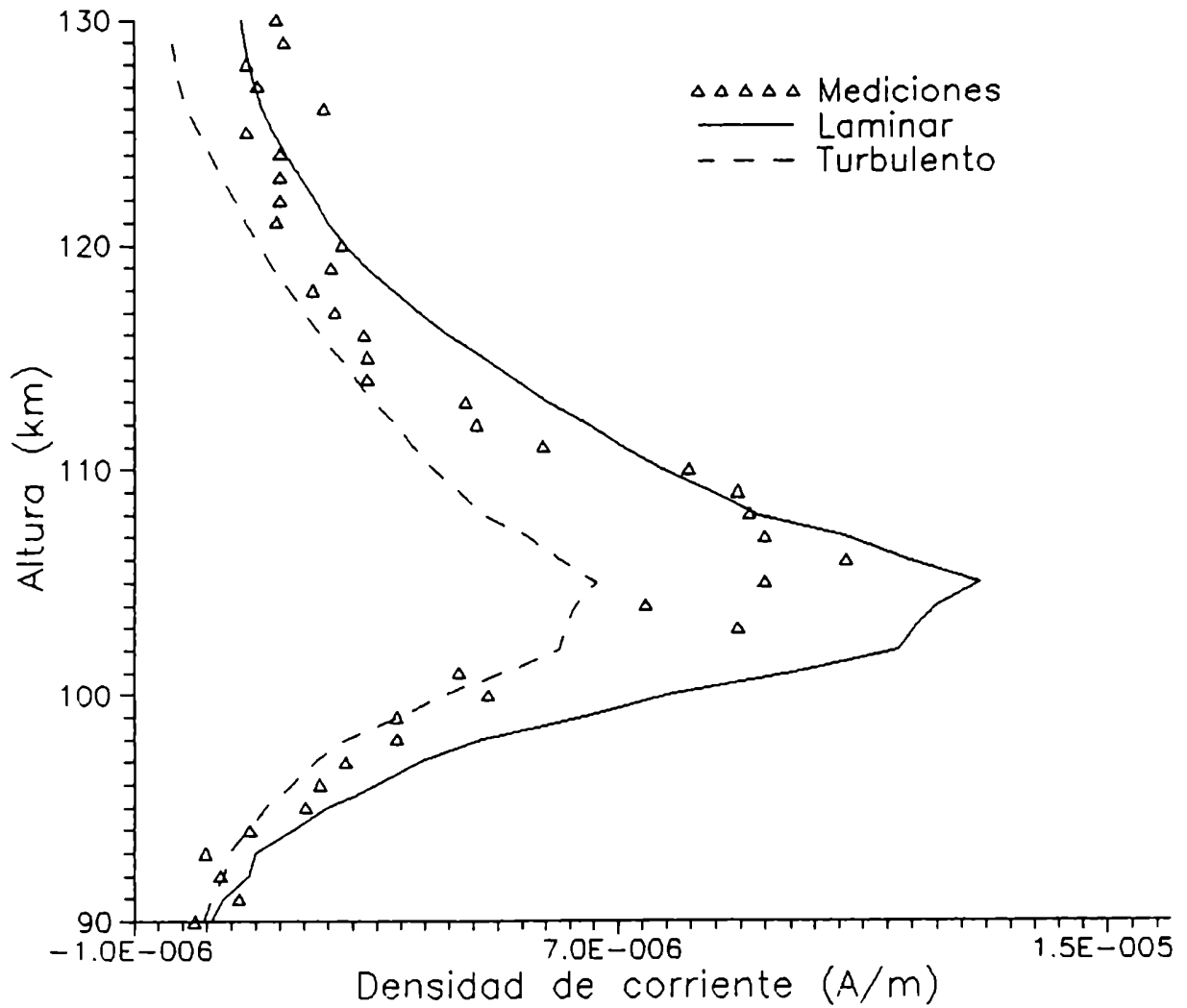
En la figura 3.7 se muestran los perfiles laminares de la densidad de corriente del electrochorro sobre Thumba, con y sin considerar la contribución del viento neutro, calculados empleando un campo primario  $E_{\phi} = 0.4$  mV/m, junto con los datos experimentales. En la figura 3.8a se muestra el perfil de densidad electrónica (línea sólida). Se puede notar que, a diferencia de lo visto para el caso de Jicamarca, aquí el efecto del viento neutro es apreciable por encima de los 100 km de altura. Ya que el viento neutro no ha sido simultáneamente medido con la densidad de corriente, se debe ser cuidadoso en la interpretación de los resultados por encima de dicha altura.

En este caso se presenta una dificultad adicional. Solamente la densidad de corriente ha sido medida con sonda de Lagmuir no siendo presentado por los autores el perfil de alturas de la densidad electrónica. Como es bien conocido, el cociente entre la corriente y la densidad electrónica no es constante con la altura (ver, por ej., Maynard, 1967 y Subbaraya *et. al.*, 1983). Luego, estos datos nos dan la forma pero no el valor absoluto de la densidad.

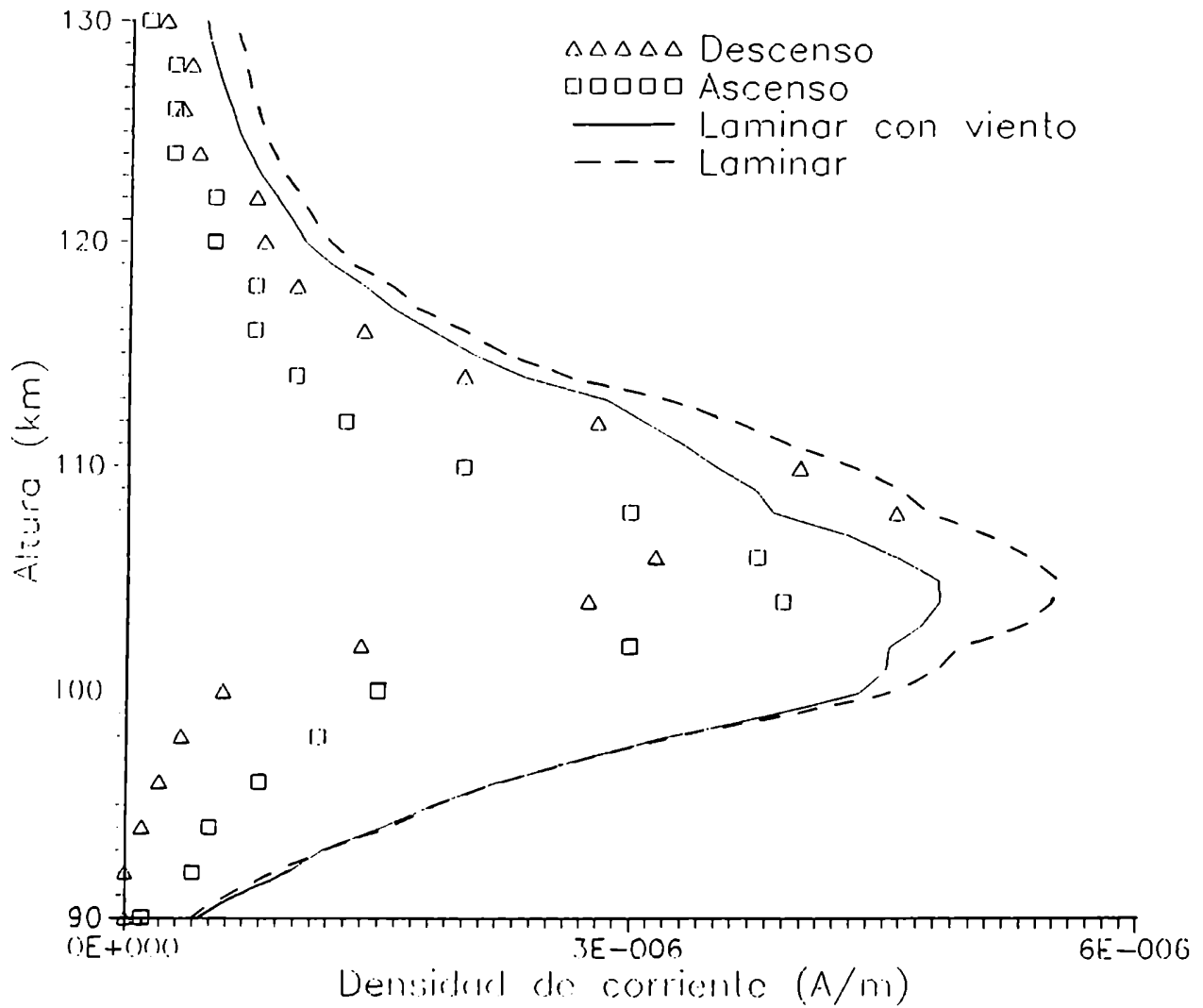
De esta forma, en la figura 3.8a se muestra, como ya se dijo, el perfil de densidad electrónica predicho por el modelo teórico (Franco, 1993) para las condiciones del experimento, junto con los perfiles correspondientes a la corriente de sonda para el descenso y el ascenso, estos últimos normalizados al valor teórico a los 110 km de altura.



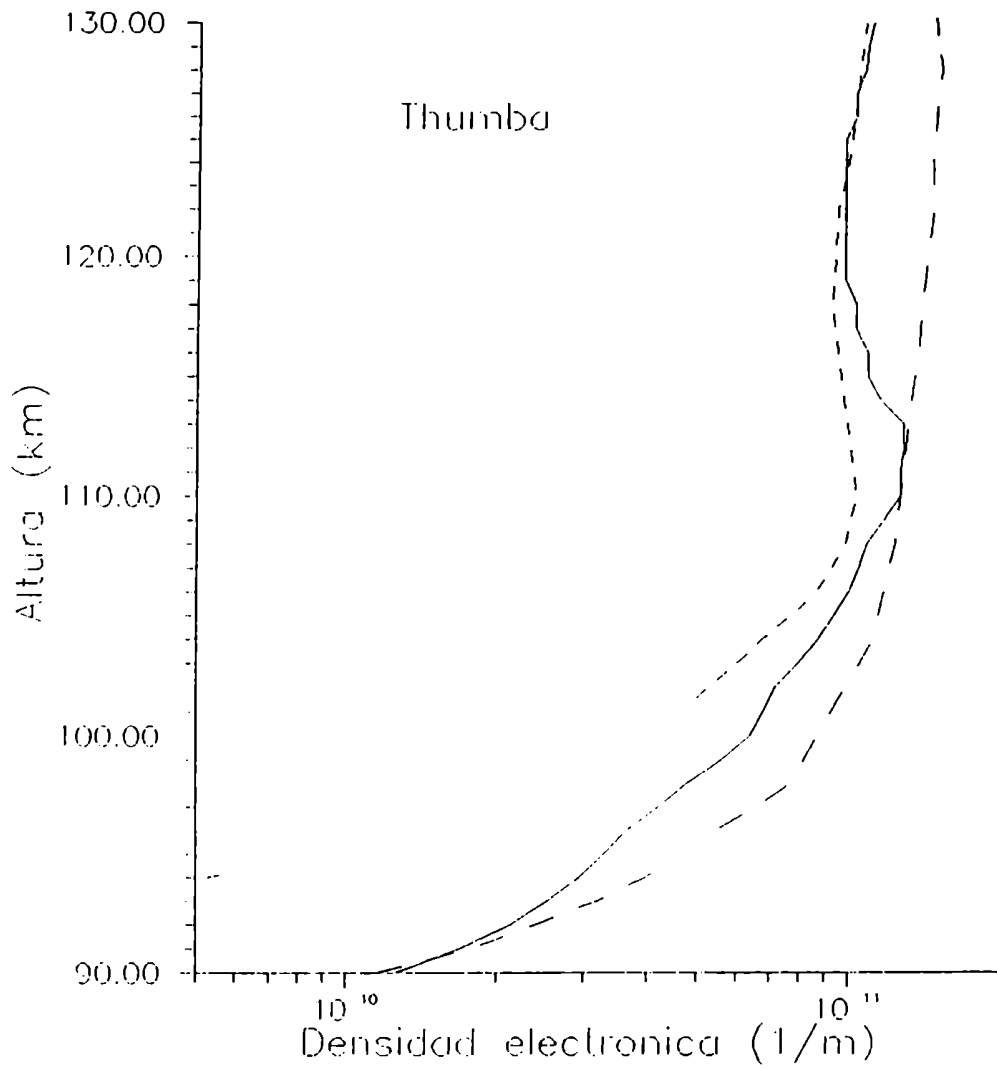
**figura 3.6a:** Perfil de densidad electrónica correspondiente al vuelo 14.177.



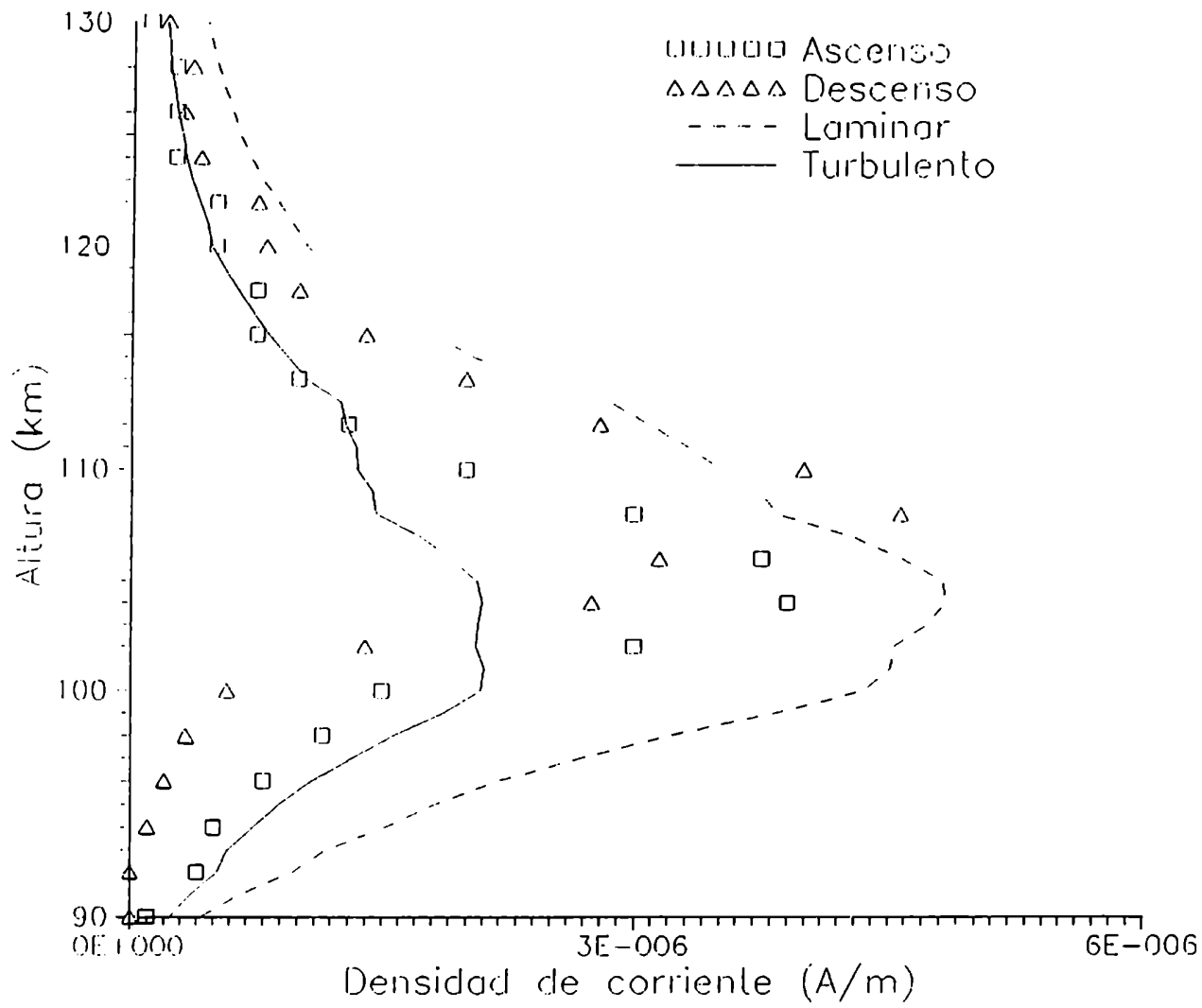
**figura 3.6b:** Perfiles de densidad de corriente en Jicamarca, para los casos de flujo laminar (línea sólida) y flujo turbulento saturado (línea discontinua) obtenidos a partir de la densidad de corriente correspondiente al vuelo 14.177. Los triángulos representan los valores experimentales obtenidos del vuelo 14.171.



**figura 3.7:** Perfiles de densidad de corriente para Thumba predichos a partir del modelo laminar (línea discontinua) y lo mismo pero considerando la contribución del viento neutro (línea sólida). Los triángulos representan los datos experimentales.



**figura 3.8a:** Perfil teórico de densidad electrónica (línea sólida) junto con los correspondientes obtenidos por sonda de corriente (línea discontinua) para la subida y la bajada del cohete.



**figura 3.8b:** Perfiles de densidad de corriente para Thumba para los casos de flujo laminar (línea discontinua) y flujo turbulento saturado (línea sólida).

En la figura 3.8b se muestran los perfiles de altura de la densidad de corriente predichos por los modelos de flujo laminar y turbulento saturado. Se puede notar en esta figura que todos los puntos experimentales caen entre ambos perfiles por encima de los 102 km de altura y son menores que el perfil turbulento por debajo de esta altura, estando los datos correspondientes al descenso casi sobre éste.

Comparando las figuras 3.8a y 3.8b, podemos observar que la fuerte variación de la densidad electrónica entre los datos correspondientes al descenso y al ascenso está correlacionada con una fuerte variación en la corriente del electrochorro, correspondiendo la mayor densidad electrónica a la mayor densidad de corriente por debajo de los 102 km, lo cual no se cumple por encima de esta altura. Este resultado es compatible con el hecho de que para el ascenso, el gradiente de la densidad electrónica es positivo para todas las alturas observadas, mientras que para el descenso éste se hace claramente negativo entre los 108 y los 120 km de altura.

Se encontró que, en los intervalos en los cuales el gradiente de la densidad electrónica es positivo y, a su vez, pertenecen a una altura donde la línea geomagnética que pasa por él no atraviesa zonas de inestabilidad de gradiente no excitadas, la densidad de corriente medida cae sobre los perfiles obtenidos para el caso de turbulencia saturada, de acuerdo con el criterio dado por la ecuación [2.7.10]. Y, donde dicho gradiente es muy pequeño o negativo, los valores medidos de la densidad de corriente tienden a caer sobre los perfiles obtenidos para el caso laminar. Se puede concluir, entonces:



1. El campo eléctrico secundario en el ecuador magnético es reducido por efecto de la turbulencia generada por la inestabilidad de gradiente, en buen acuerdo con la teoría no lineal de Kudeki *et al.* (1985).

2. Las ondas primarias generadas por la inestabilidad de dos haces no contribuyen apreciablemente a la reducción del campo eléctrico secundario o de polarización.

Estos resultados son coherentes con el hecho de que los espectros medidos contienen en el rango de las longitudes de onda kilométrica una energía dos órdenes de magnitud mayor que en el rango de las longitudes de onda del orden del metro.

## CAPÍTULO 4: INTERPRETACIÓN DE LOS ESPECTROS DE FLUCTUACIÓN DEL CAMPO ELÉCTRICO

Como vimos en los capítulos anteriores, las irregularidades en el electrochorro están dominadas por las ondas kilométricas excitadas por la inestabilidad de gradiente. De acuerdo con esto, Kudeki *et al.* (1985) asociaron a estas ondas la producción de corrientes no lineales que pueden reducir sustancialmente el campo eléctrico vertical o de polarización. De hecho, se ha mostrado en el capítulo anterior que, a través de este fenómeno, la turbulencia juega un papel fundamental en la forma del perfil de densidad de corriente del electrochorro, lo cual hace relevante el estudio de las propiedades de las ondas kilométricas para la comprensión de su estructura.

En el presente capítulo, tomando en cuenta los resultados teóricos y experimentales ya mencionados junto con algunos elementos de la teoría de turbulencia fuerte para plasmas de baja presión desarrollada por Sudan y Keskinen (1977, 1979), se presenta un conjunto de ecuaciones del cual es posible, a partir de los espectros de potencia obtenidos de las fluctuaciones este-oeste del campo eléctrico, inferir la longitud de onda dominante, el campo eléctrico de polarización y la velocidad del viento neutro. Para la determinación de la longitud de onda dominante se introduce el concepto de longitud de onda con máxima velocidad de crecimiento.

Como se verá, los resultados obtenidos de dicho modelo son consistentes con los datos tomados de mediciones *in situ* y mediciones de radar. A la luz de estos resultados, se

discuten también las propiedades generales del estado no lineal del flujo electrónico saturado como consecuencia de la inestabilidad de gradiente.

#### 4.1. EL ESTADO DE SATURACIÓN Y EL CAMPO DE POLARIZACIÓN

Si se introduce [2.3.5] en [2.1.2] se obtiene:

$$\nabla \cdot (\bar{J}_L + \bar{J}_T) = 0 \quad [4.1.1]$$

donde  $\bar{J}_{L,T}$  están dadas por las expresiones [2.3.6a] y [2.3.6b], respectivamente.

Es posible integrar la ecuación [4.1.1] a lo largo de una línea de campo geomagnético que tenga su apogeo a la altura de interés, asumiendo que el campo eléctrico ambiental y el campo eléctrico fluctuante son constantes a lo largo de dicha línea de campo.

Haciendo esto, se encuentra:

$$E_{\perp} = (E_{\perp}^L / 2) \left[ 1 + \sqrt{1 - (2\epsilon^2 / E_{\perp}^L)^2} \right] \quad [4.1.2a]$$

En esta expresión, todas las variables dependen de la altura  $z$ ,  $E_z^L$  es la componente vertical del campo eléctrico laminar, positiva hacia arriba, dada por la expresión [3.2.3], mientras que  $\varepsilon$  cumple:

$$\varepsilon^2 = - \frac{\int \sigma_p \langle \delta^2 E \rangle dl}{2\Sigma_p} \quad [4.1.2b]$$

donde  $dl$  es un desplazamiento diferencial a lo largo de una línea de campo geomagnético. Luego,  $E_z$  se hace mínimo cuando  $\varepsilon$  toma su máximo valor, que es aquel que anula la raíz de la expresión [4.1.2a]. De acuerdo con esto:

$$E_z = \frac{E_z^L}{2} \quad [4.1.2c]$$

Las ecuaciones [4.1.2a] y [4.1.2c] son equivalentes a las relaciones [2.7.9] y [2.7.10] encontradas por Kudeki *et al.* (1985) asumiendo nula la densidad de corriente vertical, para el caso en que se puede suponer en la ecuación [4.1.2b] que la propiedad de equipotencialidad de las líneas de campo geomagnético se sostiene para las fluctuaciones consideradas, con lo cual, la expresión [4.1.2b] se reduce a:

$$\varepsilon = \frac{E_z^L}{\sqrt{2}} \quad [4.1.2d]$$

Respecto de esto último, y de acuerdo con La Belle (1985), es posible afirmar que el campo eléctrico se mapea a lo largo de las líneas de campo geomagnético para longitudes de onda por encima de los 200 m.

Cuando la turbulencia se desarrolla, la energía resulta compartida entre el campo eléctrico de polarización y el campo eléctrico fluctuante. La turbulencia alcanza el estado estacionario cuando la energía almacenada en las fluctuaciones satura de acuerdo con la ecuación [2.7.10]. En esta situación, el campo de polarización del electrochorro es reducido a la mitad de su valor laminar (ecuación [4.1.2c]), resultado que se encuentra en buen acuerdo con lo mostrado en el capítulo anterior para Jicamarca, Perú, y para Thumba, India.

## 4.2 FLUCTUACIONES DEL CAMPO ELÉCTRICO

En el estado estacionario no lineal, para el caso de la turbulencia fuerte, el espectro de frecuencia para cada longitud de onda puede ser representado por una función resonante. Por simplicidad, esta puede ser elegida como una gaussiana (Sudan y Keskinen, 1977, 1979; ver también Sudan, 1983). Asumiendo esta distribución espectral, el valor medio del cuadrado de las fluctuaciones del campo eléctrico para una onda de longitud  $\lambda_n$  es:

$$\langle \delta E_n^2 \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon_n^2 \exp[(f - f_n)/2\Gamma_n^2] df \quad [4.2.1a]$$

En esta expresión,  $\Gamma_n$  es la razón de crecimiento no lineal (*eddy growth rate*) válida para el régimen de turbulencia fuerte y puede ser interpretada en términos de la teoría de *mixing length* de Kolmogoroff como la inversa del tiempo en que un elemento de fluido recorre la estructura (Kulrsrud y Sudan, 1982; ver también Sudan, 1983):

$$\Gamma_n = \frac{v_D}{\lambda_n} \quad [4.2.1b]$$

donde, como antes,  $v_D$  es la velocidad de deriva electrónica. Para el caso de una onda dispersiva, definida como aquella para la cual las autofrecuencias lineales  $f$  cumplen la condición  $\partial f / \partial \lambda \neq 0$ , dichas autofrecuencias siguen siendo válidas en el desarrollo no lineal (Sudan, 1983). Entonces, en el sistema de referencia fijo a los iones, la velocidad de fase  $v_{ph,n} = f_n \lambda_n$  está dada por (Kudeki *et al.*, 1985):

$$v_{ph,n} = \frac{v_D}{(1 + \psi) \left\{ 1 + \left( \frac{\lambda_n}{\lambda_o} \right)^2 \right\}} \quad [4.2.2]$$

con:

$$\lambda_o = \frac{\Omega_i}{\nu_i} L(1 + \psi) \quad [4.2.3]$$

Aquí,  $L = n(\partial n / \partial z)^{-1}$  y  $\psi = \nu_e \nu_i / (\Omega_e \Omega_i)$ , con  $n$  la densidad numérica de los electrones,  $\nu_e$ ,  $\nu_i$  y  $\Omega_e$ ,  $\Omega_i$  las frecuencias de colisión con las partículas neutras de iones y electrones y sus frecuencias de ciclotrón, respectivamente.

Para expresar  $v_D$  de manera simple, asumimos que la porción del espectro correspondiente a las longitudes de onda larga está bien representado por un número discreto de paquetes de onda. Después de realizar la integral de la ecuación [4.2.1a] para cada onda, sumando sobre el espectro y tomando  $v_D = E_z / B$  junto con la ecuación [4.1.2c], se obtiene (Duhau y Huratado de Mendoza, 1996):

$$v_D = \frac{\sqrt{2\pi}}{B} \sum_n \Gamma_n \varepsilon_n^2 \quad [4.2.4]$$

expresión que permite obtener  $v_D$  a partir del espectro de potencia.

### 4.3. LOS DATOS Y LOS RESULTADOS

El espectro de las fluctuaciones del campo eléctrico ha sido obtenido por Pfaff *et al.* (1987a) durante el vuelo 33.027 efectuado desde Punta Lobos. Para la obtención de los

parámetros necesarios correspondientes a la atmósfera neutra se empleó el modelo MSIS (Hedin *et al.*, 1979), para lo cual fueron requeridos los siguientes datos:

Latitud geomagnética (Norte): 0.5°

Longitud geomagnética (Este): 282.5°

F<sub>10.7</sub> (días previos): 103.0

F<sub>10.7</sub> (promedio de 3 meses): 129.2

Día del año: 71

Tiempo local: 10:34

Ap diario: 53

3-H-Ap para tiempo corriente: 80

3-H-Ap para 3 horas antes: 18

3-H-Ap para 6 horas antes: 27

3-H-Ap para 9 horas antes: 15

Promedio 3-H-Ap entre 12 y 33 horas antes: 29.1

Promedio 3-H-Ap entre 36 y 59 horas antes: 6.6

Del vuelo mencionado se obtuvieron los espectros de potencia para cuatro intervalos de altura, como se muestra en la figura 4.1 y en la Tabla II. Se han ajustado funciones gaussianas para los picos que, en dicho espectro, transportan energía apreciable. En la figura 4.2 se muestra un ejemplo de dicho ajuste. Los valores obtenidos por este camino para  $f_n$ ,  $\Gamma_n$  and  $\varepsilon_n$  se muestran en la Tabla I.



Altitud (km) n =	$\log \epsilon_n^2 ((mV/m)^2/Hz)$				$\Gamma_n (Hz)$				$f_n (Hz)$			
	1	2	3	4	1	2	3	4	1	2	3	4
90.4- 96.9	8.5	4.0		4.0	0.15	0.30		0.60	1.00	2.00		4.00
90.6- 97.1	9.0	3.8		1.5	0.20	0.40		0.80	1.40	3.00		5.30
92.0- 98.4	13.0	5.0		5.0	0.15	0.30		0.60	1.10	1.80		4.00
92.3- 98.6	12.0	12.0			0.15	0.30			0.80	1.20		
93.7- 99.8	11.0	11.0	5.0	-	0.20	0.40	0.60		0.60	1.00	1.80	
93.9-100.0	18.0	9.0	4.0		0.15	0.30	0.45		0.70	1.30	2.40	
95.2-101.3	17.5	8.0	8.0		0.11	0.20	0.30		0.38	0.80	1.40	
95.5-101.4	20.0			-	0.15				0.43			

Parámetros de la función gaussiana que ajustan el espectro de fluctuaciones del campo eléctrico.

**Tabla I**

Caso	$\lambda$ ( m )	$\Gamma_T$ ( Hz )	$V_D$ ( m/s )	$V_T$ ( m/s )	$V_w$ ( m/s )
A up	462	0.20	98	118	15
A-down	330	0.30	104	118	15
B-up	462	0.26	131	102	12
B-down	577	0.24	144	102	12
C-up	711	0.21	166	80	40
C-down	610	0.29	195	80	36
D-up	1150	0.13	166	51	29
D-down	1016	0.18	209	51	23

Valores de la longitud de onda y ancho correspondientes al máximo principal, velocidad de deriva, velocidad de deriva umbral para la inestabilidad de gradiente y velocidad del viento neutro obtenidos del modelo

**Tabla II**

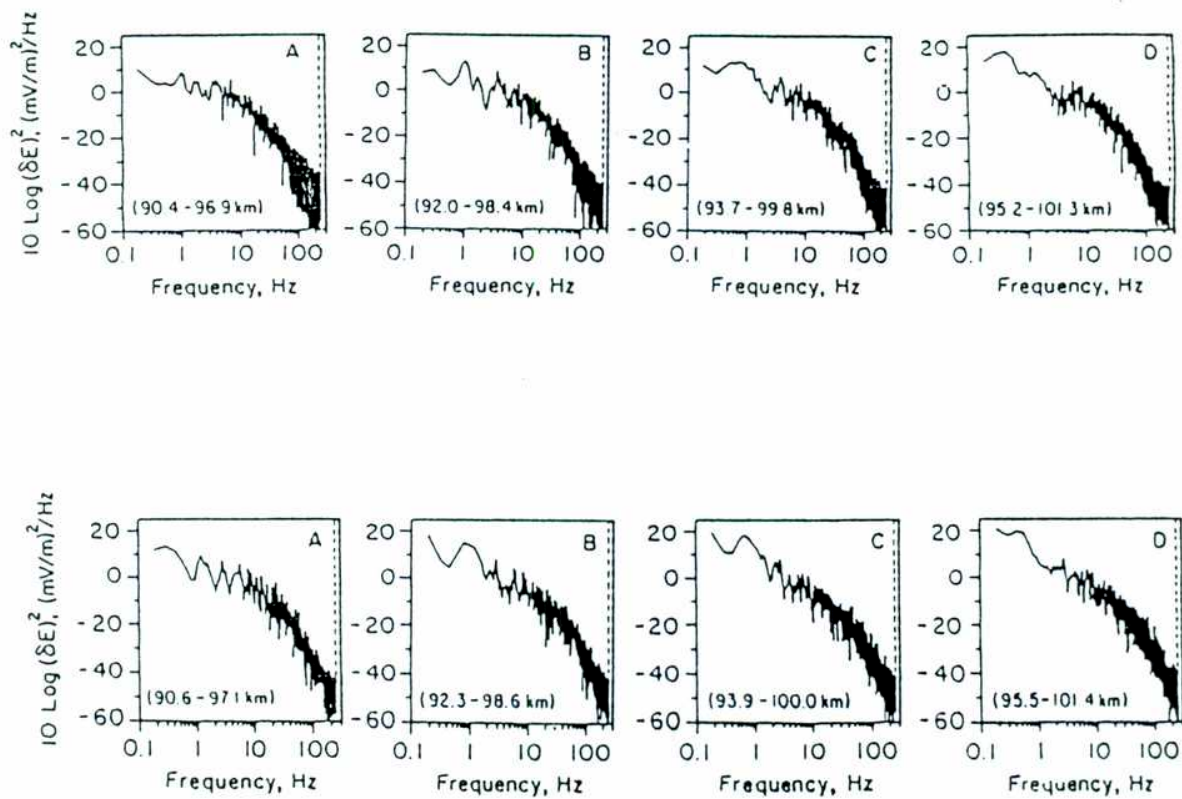
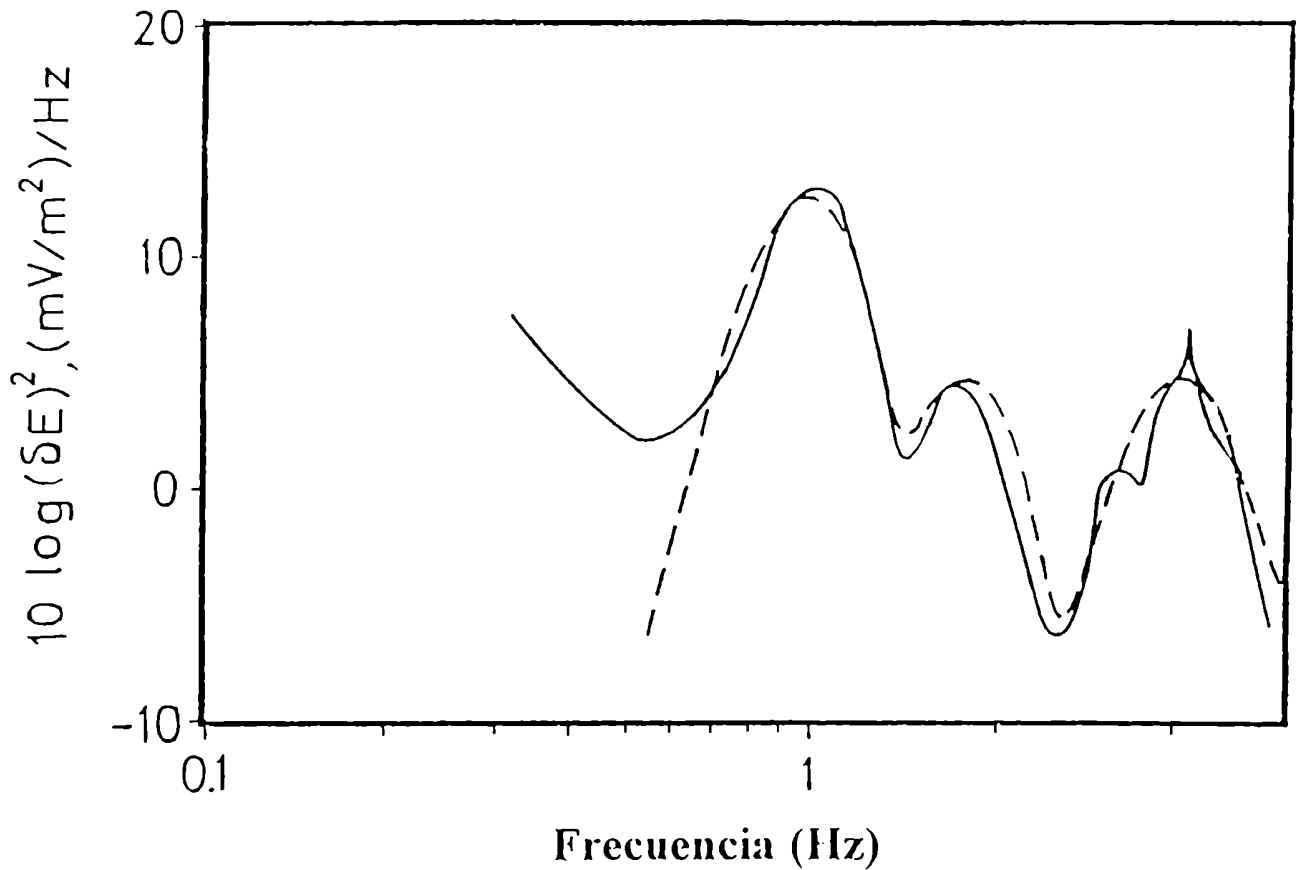


figura 4.1: Espectros de potencia para dos series de cuatro intervalos de altura, correspondientes al ascenso y descenso del cohete, respectivamente



**figura 4.2:** Espectro de las fluctuaciones de campo eléctrico en el rango de baja frecuencia. Línea llena: obtenido del perfil de altura de la fluctuación campo eléctrico este-oeste (Experimento Cóndor, Punta Lobos, Pfaff *et al.*, 1987), caso B de tabla I. Línea discontinua: suma de funciones gaussianas que mejor ajustan este espectro.

En el sistema de coordenadas fijo al cohete, la frecuencia observada para el armónico  $n$  está relacionada al número de onda por medio de la ecuación (Pfaff *et. al.*, 1987):

$$f_{obs,n} = (v_R - v_{ph,n} - v_w) / \lambda_n \quad [4.3.1]$$

En esta expresión,  $v_R$  y  $v_w$  son las componentes en la dirección este-oeste de la velocidad del cohete y del viento neutro (nótese que en la ecuación de arriba ha sido asumido que  $v_w = v_i$ ).

Es posible reescribir la ecuación [4.3.1] como:

$$\lambda_n = (v_R - v_{ph,n}^T) / f_n \quad [4.3.2]$$

donde  $v_{ph,n}^T$  es la velocidad de fase en el sistema de coordenadas fijo a la Tierra. Luego, desde [4.2.2]:

$$v_w = v_{ph,n} - v_{ph,n}^T \quad [4.3.3]$$

Si bien la energía es dinámicamente compartida por varios modos, el modo fundamental transporta, en promedio, más del 50 % de la energía total. Esto permite asumir que la velocidad de deriva obtenida por Kudeki *et al.* (1987) puede ser interpretada como la velocidad de fase del modo correspondiente a  $n=1$  en el sistema de referencia fijo a Tierra (ver figura 4.3).

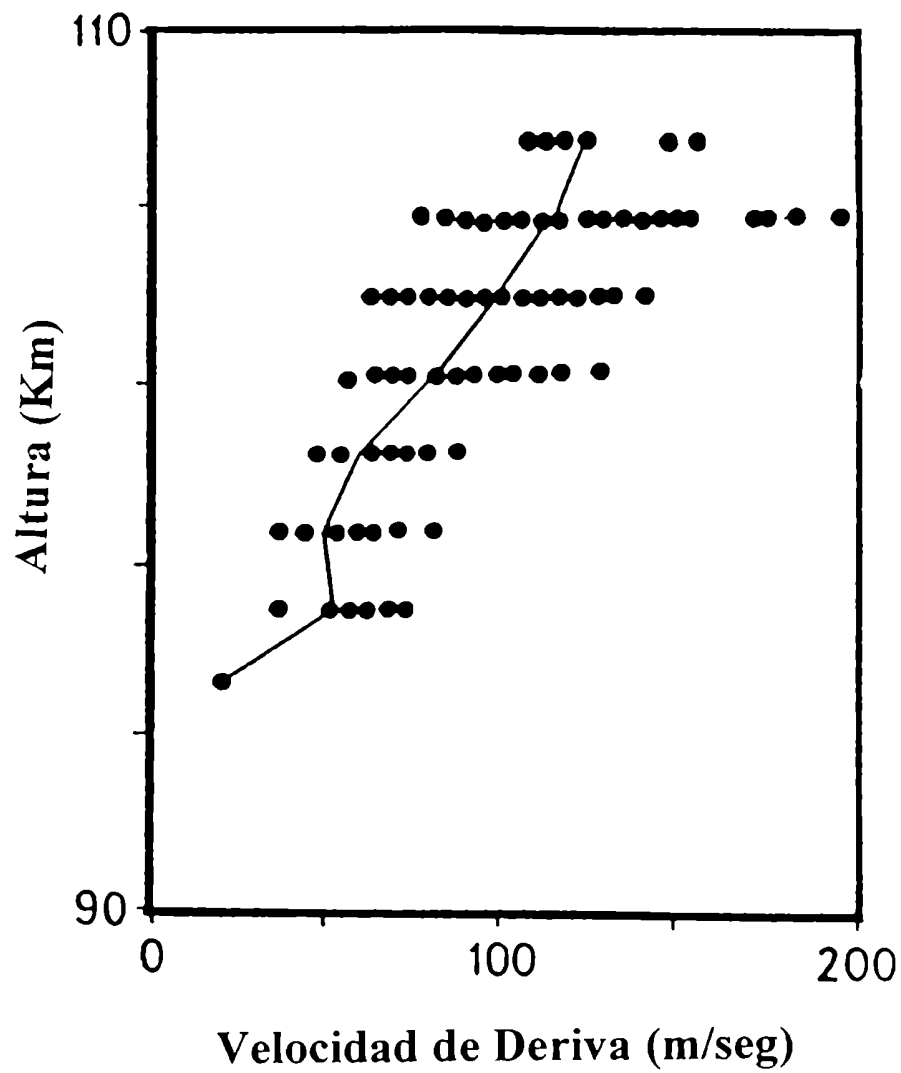


figura 4.3: Perfil de la velocidad de deriva oeste promedio obtenido de un interferómetro de fase durante el experimento Cóndor (Kudeki *et al.*, 1987). Los puntos corresponden al tiempo total de observación (15 minutos).

De esta forma, a partir de la ecuación [4.3.2], puede ser inferida la longitud de onda del modo fundamental empleando los valores de  $f_n$  mostrados en la Tabla I y la velocidad de fase obtenida por Kudeki *et al.* (1987). Se puede notar que, dado que la velocidad de fase en los intervalos de altura considerados (ver Tabla II) son del orden del 10 % de la componente este-oeste de la velocidad del cohete ( $v_R = 482$  m/s), la frecuencia medida por el cohete es básicamente determinada por su velocidad. Luego, la validez de la expresión:

$$f_{obs,n} \cong n f_{obs,1} \quad [4.3.4]$$

significa (ver ecuación [4.3.2]) que las longitudes de onda sucesivas son armónicos de la fundamental, esto es, de  $\lambda_1$ . Luego, como consecuencia, surge de forma inmediata de la ecuación [4.2.1b] que:

$$\Gamma_n \cong n \Gamma_1 \quad [4.3.5]$$

Por otra parte,  $v_D$  puede ser obtenida introduciendo en la expresión [4.2.4] los correspondientes parámetros observados. Los resultados se muestran en la Tabla II. Se puede ver que dichos valores están un 20 % por debajo de los obtenidos por Pfaff *et al.* (1987a).

Ahora bien, si se tiene en cuenta que estos últimos valores son calculados a partir de un perfil de alturas laminar de la densidad de corriente del electrochorro obtenido de las variaciones geomagnéticas observadas simultáneamente en Huancayo, puede pensarse que los valores de la velocidad de deriva electrónica, proporcionales al campo eléctrico de polarización, resultan sobreestimadas en la región donde actúa la inestabilidad de gradiente y subestimada por encima de esta región.

Conociendo  $v_D$  y  $\lambda_n$ , tanto la velocidad del viento neutro,  $v_w$ , como el ancho espectral correspondiente al modo fundamental,  $\Gamma_1$ , pueden ser calculados a partir de [4.2.1b] y [4.3.3], respectivamente. Estos resultados se muestran en la Tabla II. Puede observarse que el valor predicho para  $\Gamma_1$  sobreestima sistemáticamente los valores experimentales de dicha magnitud, mientras que los valores del viento están dentro del rango esperable. Notemos que en Pfaff *et al.* (1987a) todas las estimaciones presentadas se realizan tomando un viento neutro constante de 80 m/seg.

Por otra parte, la velocidad de deriva electrónica umbral para la inestabilidad de gradiente está dada por (ver, p.e., Kelley, 1989):

$$v_T = \frac{2an}{k_o} (1 + \psi) \left\{ 1 + \left( \frac{\lambda}{\lambda_o} \right)^2 \right\} \quad [4.3.6]$$



donde  $\alpha$  es el coeficiente de recombinación electrón-ion. Esta velocidad es pequeña comparada con el valor laminar de la velocidad de deriva del electrochorro (el doble de la velocidad de deriva de la Tabla II). Los resultados indican que la velocidad de deriva umbral toma valores inferiores a la velocidad de deriva ambiental (excepto en el caso A donde es apenas menor la ambiental). Luego, a pesar de que la velocidad de deriva es reducida por la turbulencia, la condición de contorno sobre la densidad de corriente (ecuaciones [4.1.1] y [4.1.2a]) limita la reducción de la velocidad de deriva y, por lo tanto, la del campo eléctrico de polarización a valores que están por encima del valor umbral que determina la inestabilidad de gradiente.

Respecto de la longitud de onda, si definimos la longitud de onda correspondiente a la onda con mayor velocidad de crecimiento,  $\lambda_{max}$ , como aquella que resulta de la condición dada por:

$$\frac{\partial}{\partial \lambda} \lambda \gamma = 0 \quad [4.3.7]$$

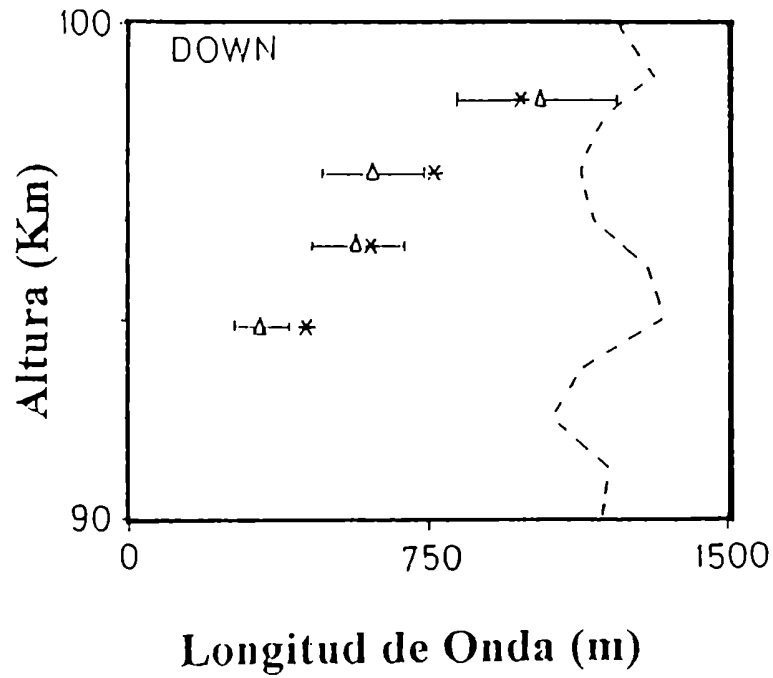
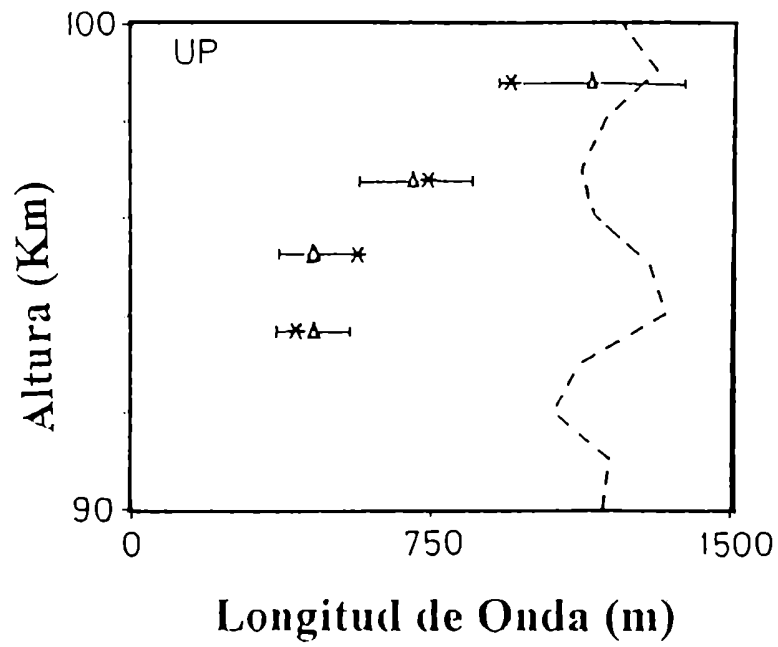
donde  $\gamma$  es la razón de crecimiento correspondiente al régimen lineal, la solución obtenida de esta ecuación tiene la forma:

$$\frac{\lambda_{max}}{\lambda_o} = \{\Lambda^2 + 4\Lambda\}^{\frac{1}{2}} - \Lambda - 1 \quad [4.3.8]$$

con

$$\Lambda = -\frac{v_D k_o}{4an(1 + \psi)} \quad [4.3.9]$$

Puede verse en la figura 4.4 que los valores obtenidos a partir de las expresiones [4.3.7]-[4.3.9] mantienen un buen acuerdo con los valores experimentales. La longitud de onda se incrementa rápidamente con la altura, como se observa en los gráficos obtenidos de mediciones de espectrómetros de fase temporal por Kudeki *et al.* (1987). Su valor a la altura del pico del electrochorro puede ser predicho introduciendo, en la ecuación [4.3.8],  $v_D \cong 400$  m/s (valor que, como indican nuestros resultados, es un 20 % menor al valor dado por el perfil de altura presentado por Pfaff *et al.*, (1987)). De esta forma, se encuentra  $\lambda_l = 2$  km, valor que concuerda con la estimación de 2 a 2.5 km reportada por Kudeki *et al.* (1987) a los 105.75 km de altura.



**figura 4.4:** Longitud de onda del modo fundamental. Triángulos: obtenido de los espectros de campo eléctrico. Asteriscos: longitud de onda de máxima velocidad de crecimiento.

## RESUMEN Y CONCLUSIONES

La posibilidad de que la turbulencia fuerte, que se desarrolla a horas diurnas en la región  $E$  ecuatorial, reduzca sustancialmente la intensidad del electrochorro fue sugerida por Fambitacoye *et al.* (1976). Nuevas evidencias fueron presentadas por Duahu *et al.* (1987) y De la Vega y Duhau (1989). Sin embargo, estos trabajos no han aportado evidencias directas sobre la existencia de este fenómeno, por lo cual éste se encontraba aún en discusión.

En la presente tesis se desarrolló un modelo de electrochorro que incluye en las ecuaciones MHD la contribución de la turbulencia en base a los espectros medidos de la fluctuación de campo eléctrico vertical. De la aplicación de dicho modelo y de los resultados teóricos acerca del régimen no lineal, se mostró que sólo la inestabilidad de gradiente es capaz de reducir sustancialmente la intensidad de la densidad de corriente del electrochorro.

En función de lo anterior fueron obtenidas las características básicas del fenómeno de reducción turbulenta y de las ondas producidas a partir de la inestabilidad de gradiente, encontrándose que:

1. Las ondas crecen tomando energía del campo eléctrico de polarización y saturan a la máxima amplitud compatible con la condición de divergencia de la densidad de corriente nula. En este estado estacionario de saturación, la casi totalidad de la energía es tomada por la ondas kilométricas, como sugieren Kudeki *et al.* (1985).

2. El espectro de potencia de dichas ondas resulta bien descrito por funciones resonantes (Keskinen y Sudan, 1977, 1979). Estas funciones tienen su máximo valor a las frecuencias predichas por la teoría lineal (Kulrsrud y Sudan, 1982; Sudan, 1983). El ancho de las funciones resonantes es sobreestimado por la inversa del tiempo que emplea un elemento de fluido en recorrer la estructura (*eddy turnover time*).

3. La longitud de onda del modo fundamental permanece cercano a la longitud de onda lineal que se caracteriza por poseer la mayor velocidad de crecimiento. Los primeros armónicos de este modo fundamental son también excitados.

Resulta claro que el mecanismo de saturación es de naturaleza no local ya que depende de las condiciones de contorno. Otro mecanismo de naturaleza no local ha sido reportado por Ronchi *et al.* (1991). En presencia de un cizallamiento constante vertical, una perturbación representada por un paquete de ondas incrementa en el tiempo su número de onda hasta alcanzar un corte de origen difusivo (*diffusional cutoff*) a partir del cual la energía es disipada. Se puede ver que dicho mecanismo conduce a una onda que resulta isotrópica en el plano perpendicular a las líneas de campo geomagnético. Este último puede explicar la razón de que Ronchi *et al.* (1991) encuentran que la potencia del espectro de fluctuaciones del campo eléctrico horizontal es cuatro veces menor que el valor medido. Esto es, en su simulación numérica la energía es distribuida isotrópicamente en el plano normal a las líneas de campo geomagnético, mientras que, de acuerdo con los datos experimentales (Prakash y Pal, 1985; Pfaff *et al.*, 1985, 1987) obtenidos en la región  $E$  ecuatorial, la energía se concentra en una sola dimensión.

En el estado estacionario saturado, la longitud de onda kilométrica dominante puede ser explicada asumiendo que en el régimen no lineal de turbulencia fuerte los esfuerzos de corte, producto del perfil de velocidades, evitan el crecimiento de las estructuras de pequeña escala que resultan primeramente excitadas (Ronchi *et al.*, 1991).

Los resultados obtenidos en este trabajo sugieren que la energía fluye directamente del flujo medio a la onda de mayor velocidad de crecimiento. Esta onda y sus primeros armónicos almacenan la energía disponible.

En principio, ambos caminos, el desarrollado por Ronchi *et al.* (1991) y el aquí presentado, son posibles ya que en ambos casos se preserva la energía total del sistema. Este problema debería ser investigado por medio de una teoría capaz de estimar la amplitud de las perturbaciones de pequeña escala producidas por los modos de larga escala, como fue sugerido por Hamza and Sudan (1995).

En el electrochorro ecuatorial, la energía total del sistema es determinada por la condición de contorno sobre el campo eléctrico horizontal. Esta condición conduce a un perfil de velocidades de deriva en régimen laminar muy por encima del valor umbral para la inestabilidad de gradiente. Entonces, aún pensando que la onda crece tomando su energía del campo eléctrico ambiental, dicho campo mantiene todavía su valor por encima del umbral cuando la onda almacena una energía comparable a la energía transportada por el flujo medio. En este estado, el crecimiento de la onda es limitado por la condición de contorno sobre la densidad de corriente. Luego, un mecanismo de saturación de naturaleza no local puede ser una característica general del comportamiento de un plasma cuando es forzado por las

condiciones de contorno lejos del estado umbral correspondiente a alguna inestabilidad de naturaleza hidrodinámica.

## REFERENCIAS

Aikin, A.C. and L.J. Blume, Rocket measurements of the E-region electron concentration distribution in the vicinity of the geomagnetic equator, *J. Geophys. Res.*, 73, 1617, 1968.

Alcaydé, D., P. Bauer and J. Fontanari, Long term variations of thermospheric temperature and composition, *J. Geophys. Res.*, 79, 629, 1974.

Baker, W.G. and D.F. Martin, Electric current in the ionosphere, I. The conductivity, *Philos. Trans. R. S. London Ser. A*, 246, 281, 1953.

Balsley, B.B., Electric fields in the equatorial ionosphere: a review of techniques and measurements, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 35, 1035, 1973.

Balsley, B.B., Some characteristics of non-two-stream irregularities in the equatorial electrojet, *J. Geophys. Res.*, 74, 2333, 1969.

Banks, P., Collisional frequencies and energy transfer: electrons, *Planet. Space Sci.*, 14, 1085, 1966a.

Banks, P., Collisional frequencies and energy transfer: ions, *Planet. Space Sci.*, 14, 1105, 1966b.

Bedinger, J.F., Observation of neutral winds an equatorial electrojet, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 39, 241 1977.

Bowles, K.L., R. Cohen, G.R. and Balsley, Radar echoes from field-aligned ionization above the magnetic equator and their resemblance to auroral echoes, *J. Geophys. Res.*, 65, 1853, 1960.

Buneman, O., Excitation of field aligned sound waves by electron stream, *Phys. Rev. Lett.*, 10, 285, 1963.

Chapman, S., The electrical conductivity of the ionosphere: a review, *Nuovo Chimento Suppl. 4, Ser. X, 4*, 1385, 1956.

Chapman, S. and R.S. Lindzen, Atmospherics tides: thermal and gravitational. Gordon and Breach, New York, 1970.

Cohen R. and K.L. Bowles, Secondary irregularities in the equatorial electrojet, *J. Geophys. Res.*, 72, 885, 1967.

Davies, T.N., K. Burrows and J.D. Stolarik, A latitude survey of the equatorial electrojet with rocket-borne magnetometers, *J. Geophys. Res.*, 72, 1845, 1967.

Dougherty, J.P., *J. Geophys. Res.*, 238, 83, 1963.

Duhau, S., Hydromagnetic equations for collisionless plasmas in strong magnetic fields, *J. Plasma Phys.*, 32, 23, 1984.



Duhau, S. and A. Osella, Evidence of mutual induction between the ionosphere at the earth at equatorial latitudes, *J. Geophys. Res.* 90, A5, 4434, 1985.

Duhau, S. and M.C. Aspiazu, Empirical model of the E-region electron temperature around noon and at low magnetic activity, *Planet. Space Sci.*, 33, 909, 1985.

Duhau, S., M. de la Vega and M.C. Aspiazu, Effect of the electron temperature in the electron number density and dynamics of the equatorial E-region, *Planet. Space Sci.*, 35, 1, 1987.

De la Vega, M. and S. Duhau, A comparison between the experimentally and theoretically determined equatorial electrojet electric field, *J. Geophys. Res.*, 94, 12061, 1989.

Duhau, S., Electrodynamics of the equatorial ionosphere in the context of the equatorial electrojet process, *Trends in Geophys. Res.*, 2, 1993.

Duhau, S. and D. Hurtado de Mendoza, An explanation of the kilometer scale wave in the equatorial electrojet, *Geophys. Res. Lett.*, 23, 2185, 1996.

Fambitakoye, O., P.N. Mayaud and A.D. Richmond, An empirical and theoretical study of equatorial electrojet, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 38, 113, 1976.

Farley, D.T., A plasma instability resulting in field-aligned irregularities in the ionosphere, *J. Geophys. Res.*, 68, 6083, 1963.

Farley, D.T., B.G. Fejer and B.B. Balsley, Radar observations of two-dimensional turbulence in the equatorial electrojet. 3. Nighttime observations of type 1 waves, *J. Geophys. Res.*, 83, 5625, 1978.

Fejer, B.G., D.T. Farley, B.B. Balsley and R.F. Woodman, Vertical structure of the VHF backscattering region in the equatorial electrojet and the gradient drift instability, *J. Geophys. Res.*, 80, 1313, 1975.

Fejer, B.G., D.T. Farley, B.B. Balsley and R.F. Woodman, Radar observations of two-dimensional turbulence in the equatorial electrojet, *J. Geophys. Res.*, 81, 130, 1976.

Fejer, B.G., D.T. Farley, R.F. Woodman and C. Calderon, Dependence of equatorial F-region vertical drift on season and solar cycle, *J. Geophys. Res.*, 84, 5792, 1979.

Forbes, J.M. and R.S. Lindzen, Atmospheric solar tides and their electrodynamic effects, II, The equatorial electrojet, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 38, 911, 1976.

Franco, E., Determinación del NO en la región E de la ionósfera. Tesis de Licenciatura presentada en el Dpto. de Física de la FCEyN-UBA, 1993.

Gagnepain, J., M. Crochet and A.D. Richmond, Comparison of equatorial electrojet models, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 39, 1119, 1977.

Gobbi, D., H. Takahashi, B.M. Clemensha and P. Batista, Airglow determination of O density between 90 to 130 km, *Planet. Sp. Sci.*, 40, 775, 1992.

Hamza, A.M. and R.N. Sudan, Subgrid modeling of convective turbulence in weakly ionized collisional plasma by renormalization group analysis, *J. Geophys. Res.*, 100,

3669-3680, 1995.

Hedin, A.E., C.A. Reber, N.W. Spencer and H.C. Brinton, A model of temperature and composition of the upper atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **84**, 1, 1979.

Hoh, F.C., Instability of a Penning-type discharge, *Phys. Fluids*, **6**, 1184, 1963.

Jacchia, L.G., Thermospheric temperature, density and composition: new model, Smith. Astrophys. Obs. Spec. Rep. 375, Cambridge, Mass, 1977.

Kelley, M.C., The Earth's ionosphere, Academic Press, California, San Diego, 1989

Keskinen, M.J., R.N. Sudan and R.L. Ferch, Temporal and spatial power spectrum studies of numerical simulations of type II gradient drift irregularities in the equatorial electrojet, *J. Geophys. Res.*, **84**, 1419, 1979.

Kudeki, E., D.T. Farley and B.G. Fejer, Long wavelength irregularities in the equatorial electrojet, *Geophys. Res. Lett.*, **9**, 684, 1982.

Kudeki, E., D.T. Farley and B.G. Fejer, Theory of spectral asymmetries and nonlinear currents in the equatorial electrojet, *J. Geophys. Res.*, **90**, 429-436, 1985.

Kudeki, E., B.G. Fejer, D.T. Farley and Ch. Hanuise, The Condor equatorial electrojet campaign: radar results, *J. Geophys. Res.*, **92**, 13561-13577, 1987.

Kulrsrud, R.M. and R.N. Sudan, On the relation between Kolmogorov's theory and direct interaction in two-dimensional plasma turbulence, *Comments Plasma Phys. Contr. Fusion*, **7**, 47, 1982.

La Belle, J., Mapping of electric field structures from the equatorial F-region to the underlying E-region, *J. Geophys. Res.*, **90**, 4341, 1985.

Maynard, N.C., Measurement of ionospheric current off the coast of Peru, *J. Geophys. Res.*, **72**, 1963, 1967.

Maynard, N.C. and L.J. Cahill, Measurement of the equatorial electrojet over India, *J. Geophys. Res.*, **70**, 5923, 1965.

Pfaff, R.F., M.C. Kelley, B.G. Fejer, M.C. Maynard and K.D. Baker, *In situ* measurements of wave electric fields in the equatorial electrojet, *Geophys. Res. Lett.*, **9**, 688, 1982.

Pfaff, R.F., M.C. Kelley, B.G. Fejer, N.C. Maynard, L.H. Brace, B.G. Ledley, L.G. Smith and R.F. Woodman, Comparative in-situ studies of the unstable day-time equatorial E-region, *J. atmos. terr. Phys.*, **47**, 791, 1985.

Pfaff, R.F., Rocket studies of plasma turbulence in the equatorial and auroral electrojets, Ph.D. thesis, Cornell Univ., Ithaca, N.Y., 1986.

Pfaff, R.F., M.C. Kelley, E. Kudeki, B.G. Fejer and K.D. Baker, Electric field and plasma density measurements in the strongly driven daytime equatorial electrojet. 1. The unstable layer and gradient drift waves, *J. Geophys. Res.*, **92**, 13578-13596, 1987a.

Pfaff, R.F., M.C. Kelley, E. Kudeki, B.G. Fejer and K.D. Baker, Electric field and plasma density measurements in the strongly driven daytime equatorial electrojet. 2. Two

stream waves, *J. Geophys. Res.*, 92, 13597-13612, 1987b.

Prakash, S. and S. Pal, Electric fields and electron density irregularities in the equatorial electrojet, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 47, 853-866, 1985.

Raghavarao, R., presented to the *Int. Workshop on thr IEEY Data Org. and Analysis*, Brasil, 1992.

Richmond, A.D., Equatorial electrojet. I. Development of a model including winds and inestabilities, *J. Atmos. Terr. Phys*, 35, 1083, 1973a.

Richmond, A.D., Equatorial electrojet. II. Use of the model to study the equatorial ionosphere, *J. Atmos. Terr. Phys*, 35, 1105, 1973b.

Rishbeth, H. and O.K. Garriot, Introduction to ionospheric Physics, Int. Geophys. Ser., Vol. 14, Academic Press, New York, 1969.

Register, A., *J. Geophys. Res.*, Nonlinear theory of Type I irregularities in the equatorial electrojet, 76, 7754, 1971.

Ronchi, C., R.N. Sudan and D.T. Farley, Numerical simulations of large-scale plasma turbulence in the daytime equatorial electrojet, *J. Geophys. Res*, 96, 21263, 1991.

Schmidt, M.J. and S.P. Gary, Density gradients and the Farley-Buneman instability, *J. Geophys. Res.*, 78, 8261, 1973.

Shuman, B.M., Rocket measurement of the equatorial electrojet, *J. Geophys. Res.*, 75, 3889, 1970.

Simon, A., Instability of a partially ionized plasma in crossed electric magnetic field, *Phys. Fluids*, 6, 382, 1963.

Spencer, N.W., G.R. Carignan, C.G. Mayr, H.R. Niemann, F. Theis and L.E. Wharton, *Geophys. Res. Lett.*, 6, 444, 1979.

Subbaraya, B.H., S. Prakash and S.P. Gupta, Electron density in the equatorial lower ionosphere from Langmuir probe experiments conducted at Thumba during the years 1966-1978, Scientific Report, Bangalore, 1983.

Sudan, R.N., Akinrimisi and D.T. Farley, Generation of small-scale irregularities in the equatorial electrojet, *J. Geophys. Res.*, 78, 240-248, 1973.

Sudan, R.N. and M.J. Keskinen, Theory of strongly turbulent two-dimensional convection of low pressure plasma, *Phys. Rev. Lett.*, 38, 1869, 1977.

Sudan, R.N. and M.J. Keskinen, Theory of strongly turbulent two-dimensional convection of low-pressure plasma, *Phys. Fluids*, 22, 2305-2314, 1979.

Sudan, R.N., Unified theory of type I and type II irregularities in the equatorial electrojet, *J. Geophys. Res.*, 88, 4853, 1983.

Sudan, R.N. and M.J. Keskinen, Unified theory of the power spectrum of intermediate wavelenght ionospheric electron density fluctuations, *J. Geophys. Res.*, 89., 9840, 1984.

Sugiura, M. and J.C. Cain, A model equatorial electrojet, *J. Geophys. Res.*, 71, 1869, 1966.

Sugiura, M. and D.J. Poros, An improved model equatorial electrojet with a meridional current system, *J. Geophys. Res.*, 74, 4025, 1969.

Woodman, R.F., Vertical drift velocities and the east-west electric fields at the magnetic equator, *J. Geophys. Res.*, 75, 6249, 1970.

