Efecto de la turbulencia sobre el electrochorro ecuatorial

de la Vega, Matías

1991

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

UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES

FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES

Departamento de Física - Laboratorio de Aeronomía y Geomagnetismo

EFECTO DE LA TURBULENCIA SOBRE EL ELECTROCHORRO ECUATORIAL

por Matías de la Vega

Director de Tesis: Prof. Dra. Silvia N. C. Duhau

TESIS PRESENTADA PARA OPTAR AL TITULO DE DOCTOR EN CIENCIAS FISICAS

1991

INDICE

TABLAS

CAPITULO I: INTRODUCCION

I.1 La ionósfera

La ionósfera es un producto de la interacción de la energía solar con la alta atmósfera terrestre. Esta energía, en forma de radiación ultravioleta, rayos X o protones solares de alta energía, ioniza los constituyentes moleculares o atómicos de la alta atmósfera dando lugar a electrones libres y varios tipos de iones positivos. Aunque este proceso tiene lugar en toda la atmósfera, el término "ionósfera", se utiliza para designar la región de la alta atmósfera comprendida entre los 60 y 1000 kilómetros de altura sobre la superficie terrestre donde hay una concentración apreciable de electrones libres. Por debajo de los 60 kilómetros, el nivel de ionización es muy bajo excepto en la región polar en condiciones solares perturbadas. Por sobre los 1000 kilómetros, el nivel de ionización es casi total. Esa zona, compuesta practicamente de protones y electrones se denomina protonósfera.

Debido a la variación con la altura de la composición de la atmósfera, a distintas alturas son absorbidos distintos rangos de longitudes de onda de la radiación incidente, dando lugar a que la inósfera se forme estratificadamente. Se distinguen tres capas principales: D, E y F.

Región D: se halla entre los 60 y 90 kilómetros de altura.

Predominan moléculas pesadas y la radiación ionizante es el ultravioleta cercano y la línea Liman α. El principal ión es el NO^+.

Región E: es la comprendida entre los 90 y 140 kilómetros. Predominan moléculas de peso medio y la radiación ionizante son los rayos X duros. Los iones que predominan son el NO^+ y O_2^+.

Región F: entre los 140 y 1000 kilómetros. Predominan partículas livianas y la radiación ionizante está en el rango del ultravioleta lejano. Se distinguen dos subcapas: F1 entre los 140 y 160 kilómetros donde los iones dominantes son el O^+, NO^+ y O_2^+ la F2 entre los 160 y 1000 kilómetros, donde domina el O^+.

En la figura 1, se muestra un esquema de la ionósfera diurna con sus distintas capas y constituyentes mayoritarios junto con un perfil en altura típico de la concentración electrónica.

La presencia de una zona ionizada en la alta atmósfera fue sugerida por primera vez por Stewart en 1882 quien propuso que las fluctuaciones del campo magnético detectadas a nivel de la superficie terrestre podrían deberse a un sistema de corrientes electricas que fluyera en esa región. A partir de ahí, se desarrolló el modelo de la dínamo terrestre que permite explica la presencia de esas corrientes.

El viento neutro, a alturas ionosféricas, empuja en su movimiento a las partículas cargadas a travez del campo geomagnético. Esto genera fuerzas electromotrices que dan lugar corrientes electricas, cargas de polarización y campos

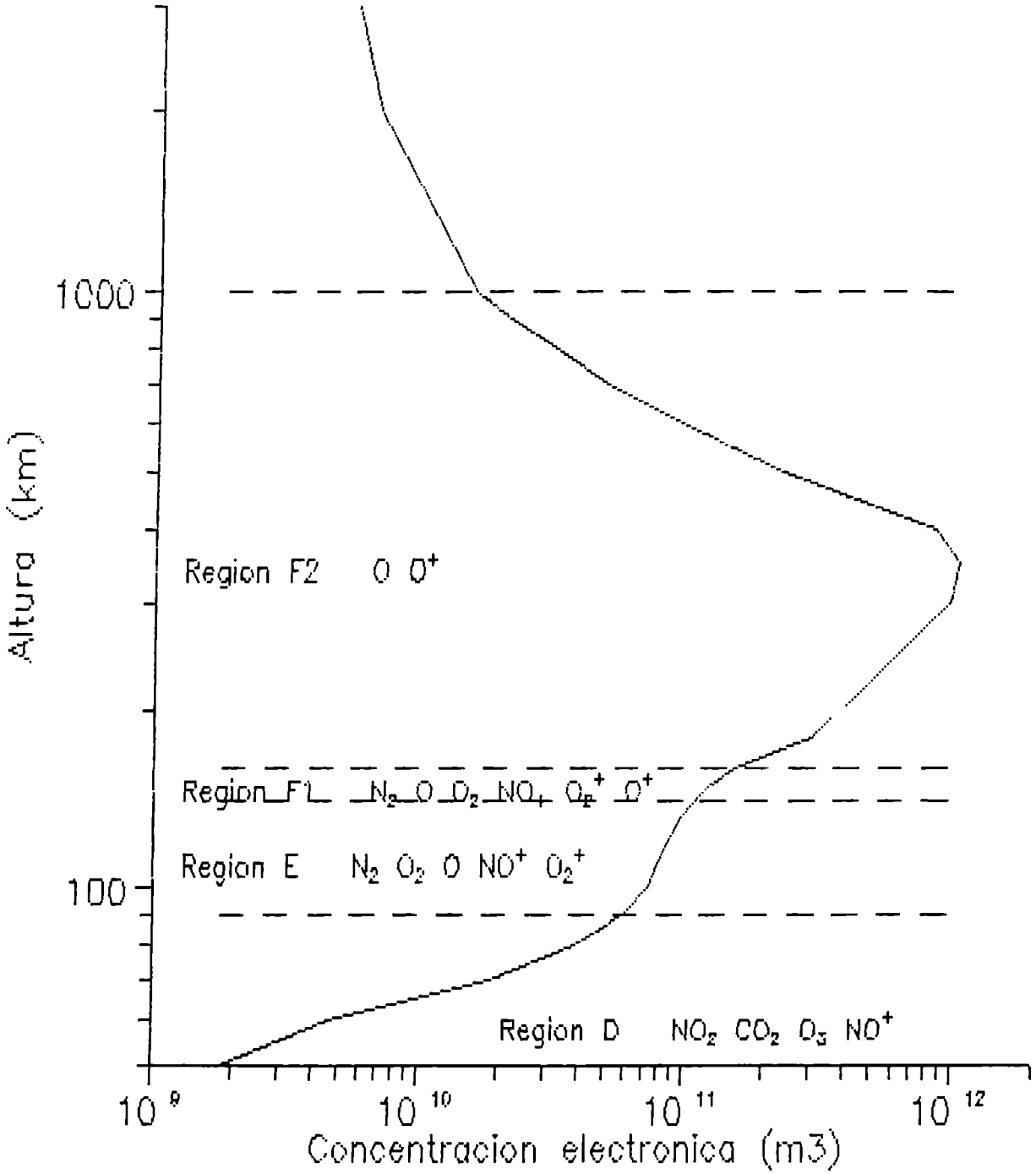


Figura 1: Perfil tipico al mediodia de la concentracion electronica en la ionosfera. Para cada capa se indica los especies neutras e ionicas predominantes.

electrostáticos. A latitudes bajas y medias (menores a 60°) en días quietos, este mecanismo de dínamo terrestre es la principal causa de las corrientes y campos ionosféricos así como de las variaciones detectadas a nivel de tierra del campo magnético.

La zona comprendida entre los 90 y 130 km de altura (región E) es la región más conductora y donde la dínamo es más eficiente. Esa región es muy buena conductora debido al desigual comportamiento de los iones y electrones. Por debajo de los 90 km de altura, tanto iones como electrones tienen una frecuencia de colisión muy alta con las partículas neutras y son arrastrados por estas con la misma velocidad de deriva. Por sobre la región conductora las colisiones con los neutros son despreciables para ambas especies que están muy magnetizadas y se mueven a la misma velocidad de deriva $\overline{E}\times\overline{B}$. En la región conductora, la disparidad entre las frecuencias de colisión con los neutros de iones y electrones, permite a estos últimos moverse con mayor velocidad de deriva $\overline{E}\times\overline{B}$ que los iones.

Los vientos neutros observados que generan la dínamo, tienen naturaleza periódica. Esto sugirió una interpretación de los mismos en términos de mareas atmosféricas similares a las oceánicas, las que se pueden definir simplificadamente como oscilaciones atmosféricas globales de período largo. A diferencia de las mareas oceánicas en que la principal fuente de excitación es la atracción gravitatoria lunar, para las mareas atmosféricas la principal fuente de excitación es la absorción de la radiación

solar. La teoría de mareas atmosféricas clásica, considera pequeños apartamientos lineales de una atmósfera horizontalmente uniforme en equilibrio hidrostático sin disipación; posteriormente se introdujeron efectos viscosos, la interacción con la ionósfera, distintas fuentes de excitación, etc. El sistema de corrientes de la región E -estimado a partir de las variaciones geomagnéticas a nivel de la tierra- es similar al generado por la teoría del dínamo utilizando el modo diurno $S_{1,-2}$ de la teoría de mareas una fase y amplitud apropiada. O sea, ajustando la fase y amplitud de la marea y por ende las corrientes y campos de dínamo para que reproduzcan las variaciones geomagnéticas experimentales.

En el ecuador geomagnético la densidad de corriente se encuentra amplificada un orden de magnitud con respecto al resto de la región E por la presencia de un campo eléctrico vertical (campo secundario) que da lugar a una intensa corriente horizontal de Hall: el electrochorro ecuatorial. El campo eléctric horizontal originado en la dínamo terrestre (campo primario) combinación con el campo geomagnético, que en el dip horizantal, provoca un movimiento inicial vertical de las partículas cargadas. Aunque el movimiento de los iones y electrones es en la misma dirección, sus velocidades de deriva no ya que están guiadas por sus respectivas frecuencias de colisión con los neutros. Esta corriente electrónica vertical provoca una acumulación de carga en la zona superior de la capa conductora y fluye hasta que se genera un campo eléctrico vertical que lo

inhibe, el campo secundario.

I.2 El electrochorro ecuatorial

Se denomina electrochorro ecuatorial a la corriente eléctrica, perteneciente al sistema ionosférico, que circula en el ecuador dip entre los 90 y 130 kilómetros de altura sobre la superficie terrestre en dirección este. La particularidad de esta corriente es la de ser muy intensa, un orden de magnitud mayor a las del resto del sistema de corrientes ionosféricas, a causa, esencialmente, de ser el campo geomagnético horizontal en el dip.

Los primeros indicios de la existencia de la corriente ecuatorial se obtuvieron a partir de los registros de magnetómetros hubicados en tierra. A partir del desarrollo de la tecnica espacial, se empezaron a efectuar mediciones "in situ" mediante cohetes que permitieron conocer detalle las caracteristicas de esta corriente. En forma paralela, a partir de los registros obtenidos mediante ionosondadores, se comprobo la existencia en esa región ionosférica de una zona de scattering anómalo de ondas electromagnéticas provocado por fluctuaciones en la concentración electrónica ("irregularidades") fuertemente correlacionadas con la intensidad del electrochorro ecuatorial. Estas irregularidades fueron estudiadas en profundidad desde fines de la década del 50 desde el observatorio de Jicamarca, Perú, mediante un radar de VHF (50 Mhz, correspondiente a

irregularidades con longitud de onde de 3 metros). A partir de estas observaciones, se concluyó que el electrochorro ecuatorial se encuentra en un estado fuertemente turbulento.

I.2.1 Análisis crítico de los resultados de los modelos teóricos.

Desde mediados de la década del 60 se desarrollaron, con distinto grado de sofisticación, modelos teóricos del electrochorro ecuatorial. Los más importantes son: Suguira y Cain (1966), Untiedt (1967), Suguira y Poros (1969), Richmond (1973), Forbes y Lindzen (1976), y finalmente Stening (1985). Estos modelos, presentan dos puntos en común: por un lado ninguno predice correctamente la hubicación del máximo de corriente altitud, y por otro lado la intensidad de ese máximo se obtiene menos de un factor constante de normalización.

Duhau y otros (1987) desarrollaron un modelo laminar del electrochorro ecuatorial en el cual intervienen parámetros ionosféricos medidos y no interviene ningún factor de "ajuste". Para este modelo, la selección adecuada de la temperatura electrónica permite una notable mejora en la predicción teórica de la hubicación en altitud del máximo de la corriente pero predice una densidad de corriente a la altura del máximo el doble aproximadamente de la experimental. Posteriormente, en otro trabajo, de la Vega y Duhau (1987) encontraron que el intervalo de latitudes donde su modelo no coincide con las mediciones, está

correlacionada con aquel donde el electrochorro está en un estado turbulento. En la figura 2 se muestra la intensidad de la corriente experimental junto con la teórica a una altura fija de 105 kilómetros graficada en función de la latitud. En la parte superior del dibujo se muestra la región inestable del electrochorro (de la Vega y Duhau 1987). Se observa claramente la coincidencia de la región donde el modelo no reproduce las mediciones con la región inestable, esto sugiere una posible influencia de la turbulencia sobre la intensidad del electrochorro.

De lo anterior, se puede inferir que una posible causa de la diferencia entre el modelo teórico del electrochorro de Duhau y otros (1987) y las mediciones puede radicar en que el modelo, al igual que los modelos previos anteriormente sitados, es laminar y no incluye el efecto de la turbulencia sobre la intensidad del electrochorro. Los modelos previos, por tener un parámetro libre que se ajusta -de una manera u otra- a la intensidad del máximo de corriente "esconden" este problema. Al eliminar este grado de libertad, el problema queda al desnudo.

Otras causas alternativas que pueden explicar la diferencia la influencia del viento neutro sobre la corriente ecuatorial, incorrecta elección del modelo de atmósfera neutra o mala elección de los parámetros ionosféricos del modelo.

Con respecto al primer punto: aunque el viento neutro no es bien conocido, se ha podido estimar que su influencia sobre la

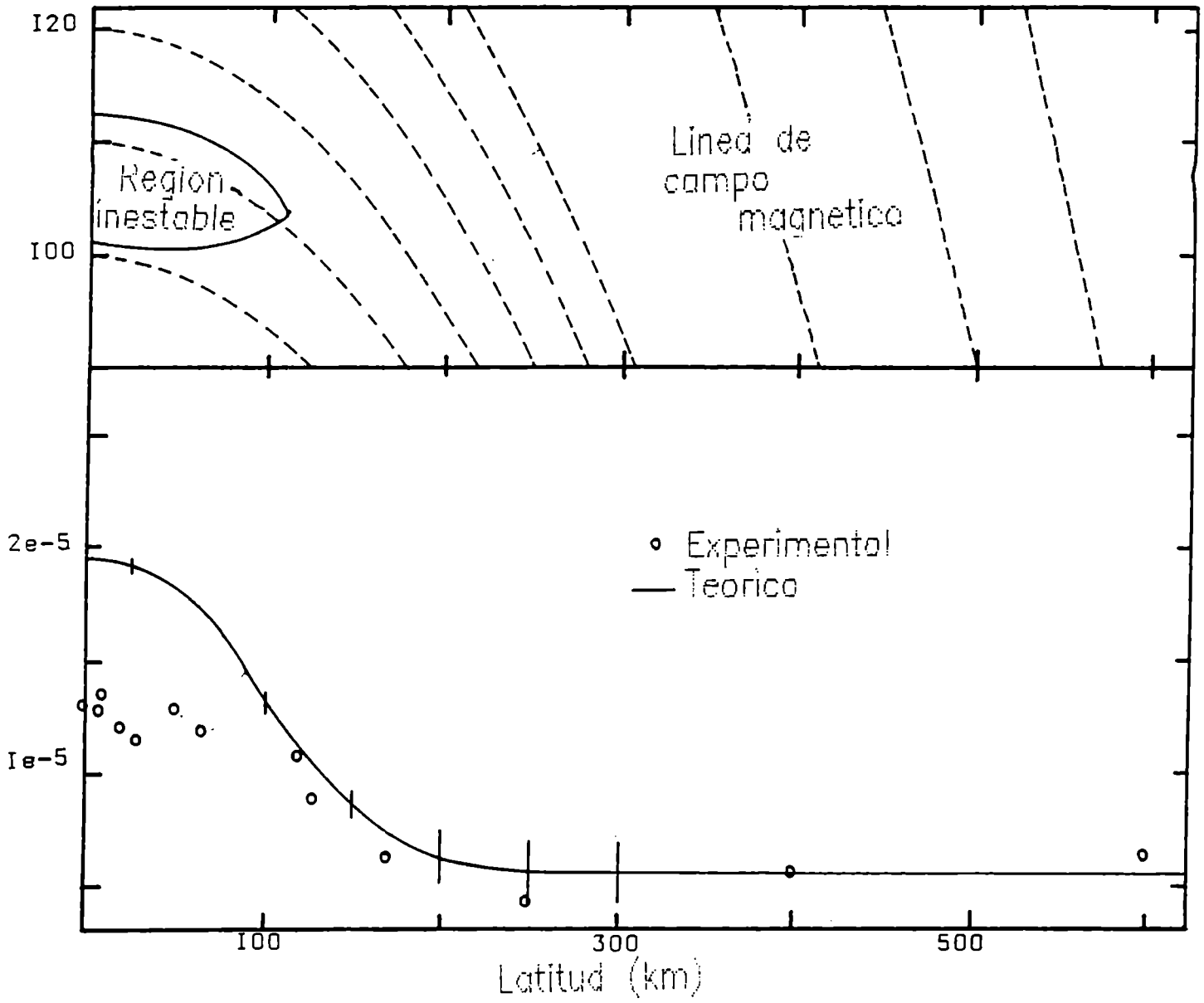


Figura 2: La densidad de corriente en funcion de la latitud a una altura de 105 km. Las barras verticales indican inserteza debido a la contribucion del viento neutro. En la parte superior de la figura se muestra la region inestable en latitud y altura

corriente es menor al 10% a la altura del electrochorro ecuatorial (Duhau y otros 1984). Tambien, se ha establecido que para ajustar lo predicho a lo observado, es necesario variar en el modelo de atmósfera neutra de Jacchia 77 la densidad de los neutros casi un orden de magnitud (Duhau y otros 1984). Esta posibilidad, está muy por encima de cualquier posible error de este modelo, dado que, todos los modelos de atmósfera neutra y las mediciones individuales coinciden dentro de un 10% en el rango de altura considerado (Duhau y Azpiazu 1985).

Con respecto al último punto: la correcta elección de los parámetros ionosféricos que intervienen en el modelo, en el transcurso del trabajo se van a dar los criterios utilizados (ve capítulo III) para garantizar que los mismos sean los adecuados para reproducir las condiciones experimentales.

I.2.2 El factor de normalización

Veamos brevemente el tipo de "normalización" que utilizan los distintos modelos del electrochorro citados en el apartado anterior para las condiciones del ecuador peruano.

El modelo de Sugiura y Cain (1966) al igual que el modelo posterior de Sugiura y Poros (1969) deja como parámetro libre el campo eléctrico primario y le asigna el valor de 2,4 mV/m. Esta asignación se debe a que con este valor el modelo teórico dá una densidad de corriente capaz de producir una variación de la

componente horizontal del campo magnético de 100 γ en la estación de Huancayo (-0,59° de latitud geomagnética).

Untiedt (1967) tambien utiliza como parámetro libre al campo eléctrico primario al que le asigna un valor de 1 mV/m. Este valor sobreviene a partir de ajustar el modelo a escala planetaria del sistema de corrientes Sq con las variaciones magnéticas medidas en tierra. Igualmente, cambia a conveniencia este valor para que ajuste directamente su modelo de densidad de corriente a la experimental.

El modelo de Richmond (1973) utiliza el mismo método que los modelos de Sugiura. El valor del campo primario que asigna es de 0,37 mV/m. La diferencia con en valor asignado por Sugiura de casi un orden de magnitud se debe a que el modelo de Richmond resulta mucho más extenso en la dirección norte-sur (en concordancia con los datos experimentales) por lo cual a igual variación de campo magnético detectada en tierra corresponde menor intensidad de corriente y por ende menor campo eléctrico que la genere.

Forbes y Lindzen (1976) hicieron un modelo tridimensional del electrochorro en el cual el campo eléctrico es en principio una de las variable. Sin embargo de manera implícita lo parametrizaron ya que establecieron como una de las condiciones de contorno de las ecuaciones del mismo que el campo eléctrico lejos del ecuador dip (a los 7 grados) sea coincidente con el campo eléctrico primario que se obtiene de la teoría del dínamo global. El campo primario que obtuvieron de esta forma en el ecuador dip es de 0,5 mV/m.

Stening (1985) tambien deja en su modelo el campo eléctrico primario como variable (esta variación entre los 100 y 110 km de altitud es muy pequeña, solo del 1%.). Pero ajusta el perfil que obtiene del mismo de forma tal que el máximo de corriente predicho por el modelo teórico coincida con el experimental. Esto lo logra con un valor del campo primario de 0,37 mV/m a la altura del máximo de corriente.

Por la manera que se normalizaron los distintos modelos, a partir de algún dato experimental que involucre la densidad de corriente, la corriente integrada en altura o, su efecto total en las variaciones magnéticas medidas en tierra esto no permite detectar la reducción del campo secundario y por ende de la corriente, por efecto de la turbulencia. En el modelo desarrollado por nosotros se utilizó el valor experimental del campo primario medido en la región F para las mismas condiciones solares y geofísicas que los restantes parámetros utilizados. Esta elección se basa en el hecho de que, como discutiremos en la presente tesis, el campo eléctrico primario es constante con la altura y se halla exhaustivamente medido en Jicamarca en la región F. En particular, este campo toma el valor de 0,6 mV/m a baja actividad solar y magnética. Si se introduce este valor en el modelo de Richmond, este predice un valor de densidad de corriente igual al doble del valor experimental.

I.3 La turbulencia en el electrochorro ecuatorial

A partir de los registros de ionosondador, desde mediados de la década del 30 se sabe que la región E ecuatorial es una zona de disperción anómala de ondas electromagnéticas. Este fenómeno se designó como esporádicas E ecuatoriales (E_{e-q}) por su similitud con las esporádicas E (E_s) que se detectan a latitudes medias. Posteriormente se vio que en el ecuador el fenómeno no se producia esporadicamente como a latitudes medias sino que estaba presente más del 90% del tiempo en el horario diurno y que su intensidad está fuertemente correlacionada con la del electrochorro ecuatorial (Matsushita 1951). Esto se confirmó con las experiencias realizadas durante el año geofísico internacional (1956/1967); se observó que los ecos recibidos de una trajectoria transecuatorial de ondas VHF eran dispersadas entre los 95 y 110 kilómetros de altitud, es decir en las alturas correspondientes al electrochorro ecuatorial (Cohen y Bowles 1963).

Esta zona de disperción anómala se ha estudiado ampliamente en el ecuador dip peruano desde 1962 en que se instaló en Jicamarca (a 2° al norte del ecuador dip) un observatorio de radar. Este trabaja con un haz de 49,92 MHz (que detecta estructuras de longitud de onda de 3 metros) y en el espectro obtenido por la retrodisperción del haz en las irregularidades, cada Hz de corrimiento de la señal con respecto al haz enviado (por efecto Doppler) corresponde a una velocidad de fase del

centro dispersor de 3 m/s. Mediante el mismo se determinó que la dispersión de las ondas electromagnéticas produce en irregularidades -fluctuaciones- de la concentración electrónica inmersas en el electrochorro ecuatorial y que estas irregularidades se hallan practicamente alineadas con el campo geomagnético ya que la retrodisperción del haz enviado por el radar solo se produce cuando este está dirigido perpendicular al campo geomagnético o desviado con respecto a la perpendicular en no más de un grado. Por esto, las irregularidades se pueden considerar bi-dimensionales en el plano perpendicular al campo magnético.

Según se deduce de los espectros obtenidos mediante radar de las irregularidades, estas son de dos clases distintas que denominaron tipo I y II. En la figura 3 se muestra un ejemplo caracteristico del eco obtenido en Jicamarca (Balsley 1967) en el cual se detectan ambos tipos de irregularidades. Esta figura, representa la potencia retrodispersada en función del corrimiento Doppler con el haz enfocado hacia el oeste a un ángulo de elevación de 60° al medio día. El corrimiento negativo indica que el movimiento de las irregularidades es hacia el oeste.

El pico más angosto centrado en los 120 Hz de corrimiento Doppler, que corresponde aproximadamente a una velocidad de fase de 360 m/s (que coincide con la velocidad iónico acustica), es el que se denominó irregularidades de tipo I. El otro pico que se observa más ancho y a un corrimiento Doppler menor, que en el

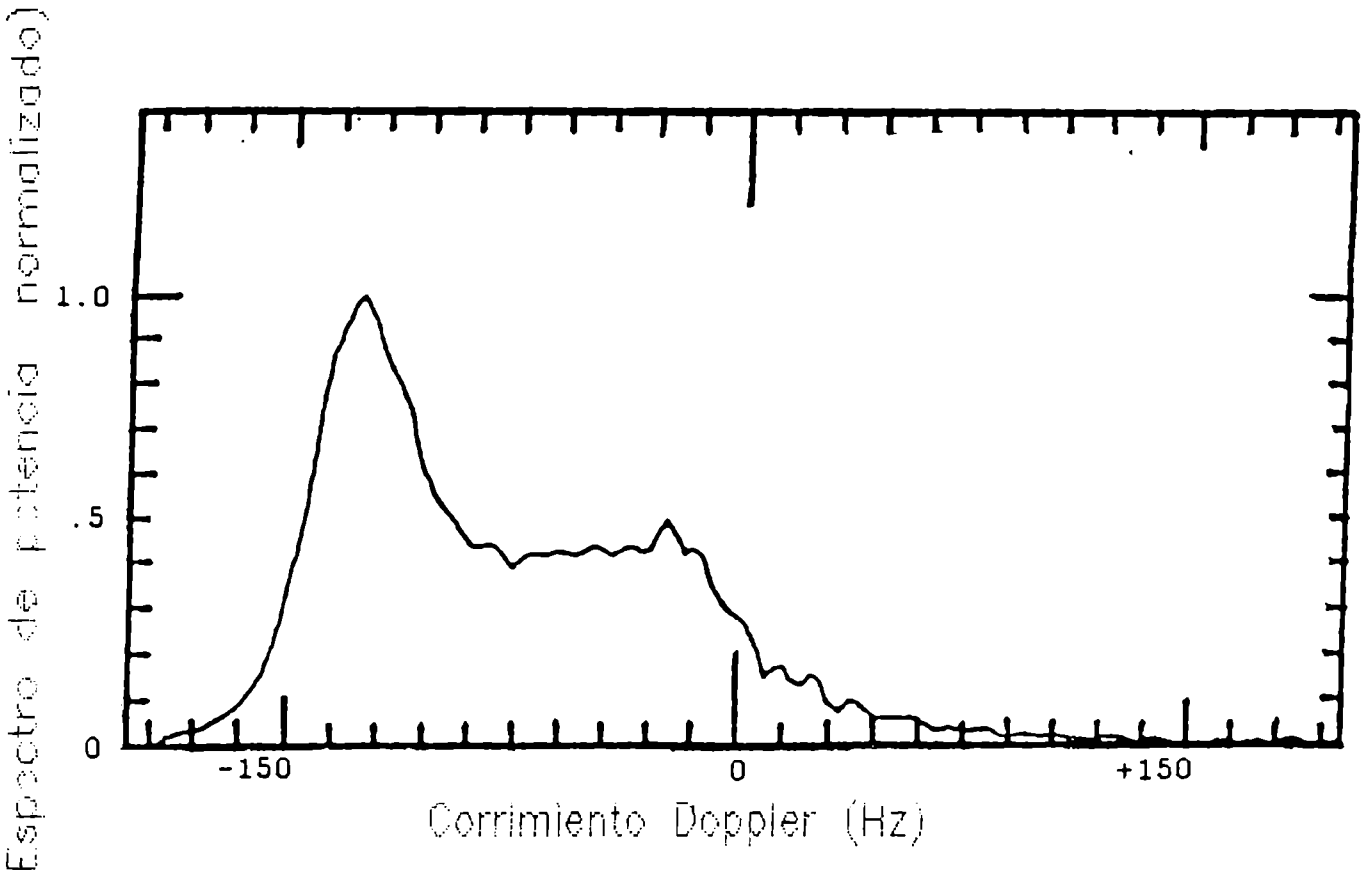


Figura 3: Espectro de potencia obtenido en Jicamarca, Peru 12/ /67 al mediodia (Balsley 1967)

presente caso corresponde a una velocidad de fase de unos 50 m/s se denominó irregularidades de tipo II.

Estos dos tipos de irregularidades se presentan en distintos rangos de alturas y en los espectros obtenidos con mas resolución se observa que presentan un caracter turbulento. Mediciones más recientes se efectuaron en Jicamarca utilizando pulsos cortos, esta técnica permitio obtener una resolución del orden del kilómetro, en esa escala los espectros, muestran que la evolución de las irregularidades es turbulenta: la forma del espectro de la señal retrodispersada y el corrimiento Doppler medio cambian rápidamente tanto con la altitud como con el tiempo. En la figura 4a, reproducción de la figura 1 de Fejer y otros 1976 (corresponde a la señal enviada verticalmente por lo cual un corrimiento positivo indica que la irregularidad tiene velocidad de fase hacia abajo y uno negativo hacia arriba), se muestra un ejemplo de los espectros obtenidos con esta técnica. La figura muestra la evolución durante 26 segundos de las irregularidades resueltas cada 750 metros. Cada espectro corresponde a un tiempo de integración de 5,2 segundos.

La figura 4b, reproducción de la figura 3 del trabajo anteriormente mencionado, muestra una ampliación de una porción de los espectros anteriores integrando en tiempos de solo 1,3 segundos los ecos recibidos. En los espectros centrales del sectos B, se observa que el pico de -120 Hz cambia en 1,3 segundos a +120 Hz o sea que en ese tiempo una irregularidad (de tipo I en este

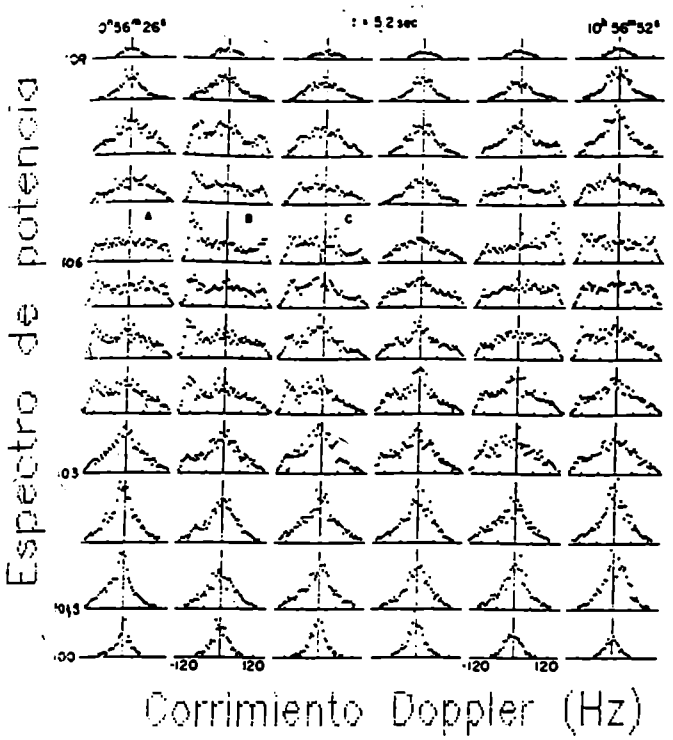


Figura 4a: Espectro de potencia obtenido en Jicamarca, Peru el 15/1/73. El tiempo de integracion de cada espectro es de 5,2 s. Cada linea corresponde a la altura consignada a la izquierda (Fejer y otros 1976)

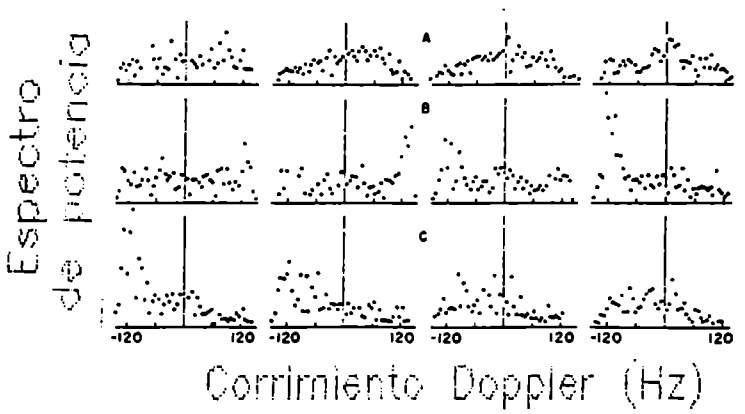


Figura 4b: Detalle de la figura anterior; el tiempo de integracion es de 1,3 s. Los cuatro espectros indicados con A, corresponden al unico espectro indicado con A en la figura 4a; lo mismo vale para B y C (Fejer y otros 1976)

caso) cambia de dirección. Esto da una idea más acabada de la rapidez de las variaciones.

Las fluctuaciones observadas en los espectros anteriores, como ya fue dicho, corresponden a una longitud de onda del orden del metro. Con la introducción a principios de los años 80 de una técnica interferométrica en Jicamarca, se detectaron estructuras de longitud de onda mucho mayores, del orden del kilómetro (Farley y otros 1981). Es decir que el electrochorro se halla en en estado fuertemente turbulento con estructuras que varían espacialmente entre el metro y algunos kilómetros.

I.4 Objetivos y alcance del trabajo

Eliminadas otras posibles causas que expliquen la discrepancia entre el modelo teórico laminar y las mediciones, en el presente trabajo, se analizan exhaustivamente la relación entre la turbulencia y el flujo medio y la forma de incluir términos que dependan del nivel de fluctuaciones en las ecuaciones hidrodinámicas a fin de encontrar las herramientas que permitan resolver las discrepancias entre el modelo teórico y las observaciones experimentales. Una cuidadosa selección de los parámetros del modelo, permite luego, aplicar esas herramientas a la predicción del campo eléctrico secundario y de la corriente contrastarla con los valores experimentales.

En el capítulo II se elabora el modelo teórico del campo

electrochorro. Para completar el modelo se presenta tambien un modelo del nivel de fluctuaciones. En el capítulo III se dan los valores de los distintos parámetros requeridos por el modelo del electrochorro y se discute el porqué de la elección de los mismos. En el capítulo IV se muestra la implementación del modelo desarrolllado en el capítulo II utilizando los parámetros presentados en el capítulo III y se discuten los resultados obtenidos comparandolos con los valores experimentales disponibles. Finalmente en el capítulo V se hace una síntesis de los principales resultados obtenidos y las conclusiones que se sacan de los mismos. Tambien, se recalcan puntos que se desarrollaron en la tesis que sugieren nuevas líneas de investigación.

CAPITULO II: MODELO TEORICO

El electrochorro ecuatorial circula entre los 90 y 110 kilómetros de altura, lo que corresponde a la región E de la ionósfera; en esta, la concentración electrónica depende de la hora y de la altura, ya que por un lado la radiación incidente depende del ángulo cenital solar y por otro, la concentración de neutros está estratificada con la altura. El cociente de la concentración de electrones a neutros es del orden de 10^{-7} a la hora de máxima intensidad de corriente, el mediodía, siendo máxima la densidad alrededor de los 107 kilómetros. La concentración cambia abruptamente al amanecer y al atardecer, pero alrrededor del mediodía la variación es muy suave.

Hay dos especies iónicas predominantes: O_2^+ y NO^+ que poseen número atómico muy próximo y por ende sus frecuencias de ciclotrón y colisión con las especies neutras lo son tambien Esto justifica suponer que la región de interes está compuesta de una sola especie iónica de número atómico intermedio (31) de concentración $n_i=n(O_2^+)+n(NO^+)$ y de carga de magnitud igual la electrónica (Duhau y otros 1987).

Debido al bajo nivel de ionización, las colisiones entre las partículas cargadas son despreciables frente a las colisiones de estas con las neutras, por lo tanto las frecuencias de colisión

electrónica (ν_e) y iónica (ν_i) son la suma de las frecuencias de colisión de los electrónes (e) y iones (i) con las distintas especies neutras presentes.

El estudio de este sistema, involucra distintas escalas tanto temporales como espaciales. Por un lado hay fenómenos como el electrochorro ecuatorial cuya escala de variación está determinada por la acción de la radiación solar sobre la ionósfera tanto en la generación del campo eléctrico como en la formación de la capa ionizada. Mientras que por otro lado existen estructuras mucho más pequeñas producidas por inhomogeneidades localizadas. Esto conduce a que se puedan distinguir básicamente tres escalas, a las que denominaremos: macroscópica, microscópica y cinética, respectivamente.

La escala de variación temporal macroscópica al mediodía del orden de la hora y la variación espacial es del orden de los 1000 kilómetros en la dirección del electrochorro (este-oeste) y de un kilómetro en la escala vertical. Los fenómenos que se dan en esta escala pueden ser tratados mediante un sistema de ecuaciones de tipo fluido (hidromagnéticas). Insertos en esta corriente hay procesos cuya escala de variación es mucho más pequeña como la propagación de ondas con longitudes caracteristicas del orden entre 1 y 10^3 metros y períodos entre 10^{-4} y 1 segundo, esta otra escala, mucho mas pequeña que la macroscópica pero en la cual aún

valen ecuaciones hidromagnéticas la llamaremos microscópica.

Finalmente, hay una tercera escala que involucra fenómenos más pequeños comparables con el camino medio de los iónes (0,15 metros), esta es la escala cinética. Por ejemplo, el estudio de ondas de longitud de onda menores al metro o el efecto de sobrecalentamiento electrónico por posibles efectos dinámicos se realiza en este nivel (St-Maurice y otros 1981). En esta escala, aún vale la hipótesis del contínuo, pero es necesario recurrir a la ecuación de Boltzman, la cual es válida puesto que dadas las frecuencias en juego, las colisiones pueden ser tratadas como binarias.

De acuerdo a lo arriba sintetizado, describiremos los fenómenos de escala macro y microscópica con el mismo sistema de ecuaciones, pero separando las distintas variables del sistema en una parte microscópica (de variación rápida, turbulenta) y una parte macroscópica (de variación lenta) que se obtiene haciendo promedios sobre las variables en una escala grande con respecto a la microscópica y chica con respecto a la macroscópica.

Esto permite representar las distintas variables como: $A=\langle A\rangle+\delta A$ donde el primer término es el valor de la variable promediado en la forma definida anteriormente y el segundo, la parte microscópica, una fluctuación de la magnitud A de valor medio núlo pero de correlación, $\langle\delta A\delta A\rangle$, en general distinto de cero (se va a tomar isótropa y homogenea).

A los efectos del estudio de estas fluctuaciones microscópicas los valores medios macroscópicos, <A>, de las distintas magnitudes del problema se suponen constantes. Esta aproximación es muy buena considerando las variaciones temporales y espaciales en la dirección este-oeste, respecto de la cual se definio esta escala; en la dirección vertical las distancias caracteristicas de variación de las variables macroscópicas son del orden del kilómetro, esto lleva a que los gradientes en la escala microscópica sean muy pequeños y puedan despreciase. La única excepción es la concentración electrónica para la cual se considerará la variación vertical ya que este gradiente aunque pequeño es el que, en ciertas condiciones, genera la turbulencia.

Por otro lado, el efecto de la turbulencia de escala microscópica sobre las ecuaciones a escala macroscópicas será tenido en cuenta, como se propone en la presente tesis, por una contribución "anómala" al valor laminar del tensor de conductividad.

II.1 Ecuaciones generales

La configuración de campos presentes (al mediodía) y el sistema de coordenadas utilizados es el siguiente (ver figura 5): el campo geomagnético terrestre ($\bar{B}$) es horizontal y dirigido hacia el norte (versor $\hat{z}$). El campo eléctrico primario -de origen tidal-

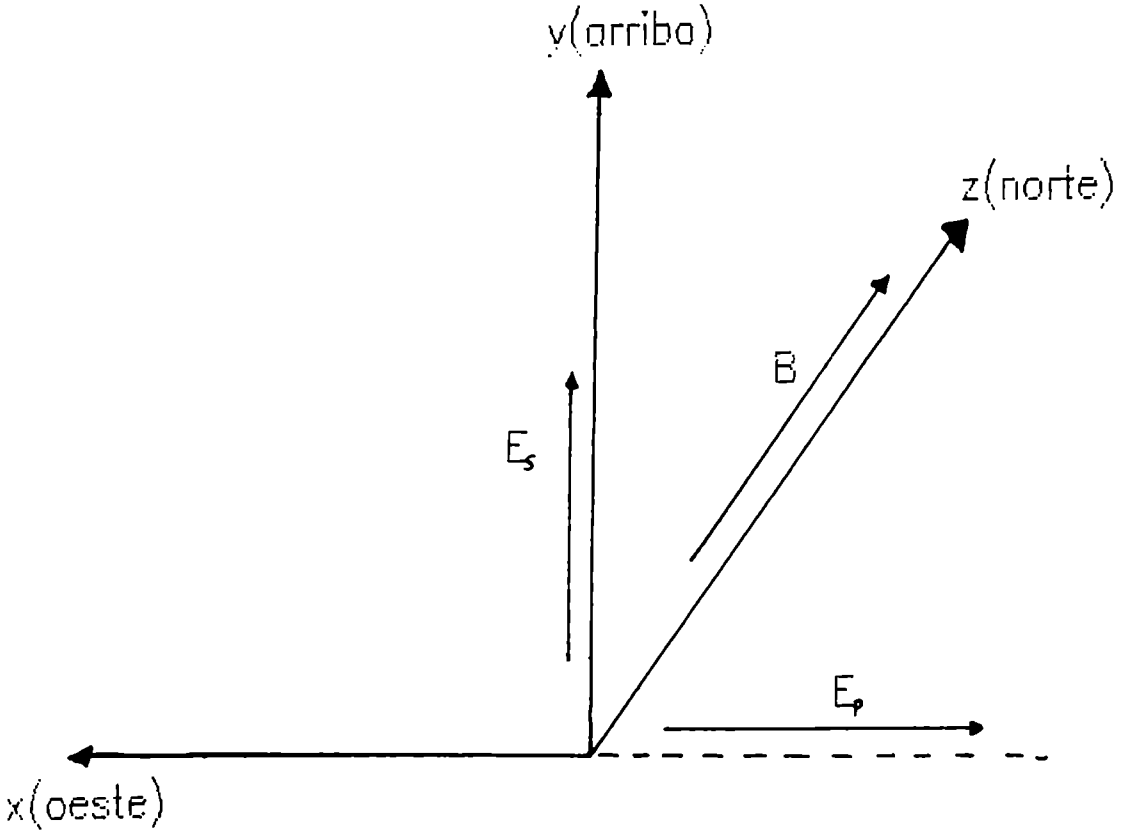


Figura 5: Sistema de coordenadas utilizado en el modelo de Sgiura y Cain.

(E_p) apunta en la dirección este (versor $-\hat{x}$) y el campo eléctrico secundario -de polarización- (E_s) apunta en la dirección vertical ($\hat{y}$). El electrochorro ecuatorial es la componente $\hat{x}$ de la densidad de corriente generada por esta configuración.

Las ecuaciones hidromagnéticas a dos fluidos de conservación de masa y momento para i,e apropiadas para describir este sistema son:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + n\,\bar{\nabla}.\bar{v}_i = Q_i - P_i \qquad (2.1)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \bar{\nabla}.(n\,\bar{v}_e) = Q_e - P_e \qquad (2.2)$$

$$m_i \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial t} = \frac{-\bar{\nabla} p_i}{n} + e\,\bar{E} - m_i\,\nu_i\,\bar{v}_i \qquad (2.3)$$

$$0 = \frac{-\bar{\nabla} p_e}{n} - e\,\bar{E} - m_e\,\Omega_e\,\bar{v}_e \times \hat{z} - m_e\,\nu_e\,\bar{v}_e \qquad (2.4)$$

donde $\bar{v}_{i,e}$ es la velocidad, $Q_{i,e}$ y $P_{i,e}$ son los coeficientes de producción y recombinación, $m_{i,e}$ es la masa, $p_{i,e}$ la presión y $\Omega_{i,e}$ la frecuencia de ciclotrón.

Las suposiciones que se han hecho en este sistema de ecuaciones son: i) ya que las longitudes caracteristicas estudiar son mucho mayores que la longitud de apantallamiento de Debye ($\cong 10^{-3}$m) se supone cuasineutralidad ($n_e = n_i \equiv n$); ii) desprecia la inercia de los electrones ya que las frecuencias de colisión y de ciclotrón electrónica son mucho mayores que las

frecuencias caracteristicas; iii) los iones se suponen desmagnetizados ya que la frecuencia de colisión iónica es mucho mayor que la de ciclotrón; iv) el efecto del gradiente en la concentración influye esencialmente a la componente electrónica; v) se considera que el principal efecto no lineal se produce en la componente electrónica (Sudan 1983); vi) se considera nula la velocidad del viento neutro ya que es mucho menor que la de los electrones y se ha comprobado que su contribución al fenómeno del electrochorro ecuatorial es despreciable (Duhau y otros 1987).

En el apendice A se dan los términos usados de producción y combinación apropiados para la región en estudio al mediodía.

Como solo es apreciable el gradiente de la densidad, resulta:

$$\bar{\nabla} p_{i,e} = C_{i,e}^2 \, m_i \, \bar{\nabla} n \qquad (2.5)$$

donde $C_{i,e}^2 = k_B T_{i,e} / m_i$ con k_B la constante de Boltzman y T la temperatura. La raiz de $C_i^2 + C_e^2$ es la velocidad iónico acústica (C). Con esta suposición adicional, las ecuaciones de movimiento quedan expresadas como:

$$\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial t} = - C_i^2 \frac{\bar{\nabla} n}{n} + \frac{e}{m_i} \bar{E} - \nu_i \bar{v}_i \qquad (2.6)$$

$$0 = - \frac{m_i}{m_e} C_e^2 \frac{\bar{\nabla} n}{n} - \frac{e}{m_e} \bar{E} - \Omega_e \bar{v}_e \times \hat{z} - \nu_e \bar{v}_e \qquad (2.7)$$

El valor medio del campo eléctrico en la dirección del versor

$\hat{x}$, se identifica con el campo de origen tidal E_p y el valor medio del campo según $\hat{y}$ con el campo secundario E_s.

La densidad de corriente está dada por: $\bar{J} = e\, n\, (\bar{v}_i - \bar{v}_e)$ el valor medio de esta magnitud está dado por:

$$\langle\bar{J}\rangle = \langle\bar{J}\rangle_L + \langle\bar{J}\rangle_T \tag{2.8}$$

donde

$$\langle\bar{J}\rangle_L = e\, \langle n\rangle\, (\langle\bar{v}_i\rangle - \langle\bar{v}_e\rangle)$$

y

$$\langle\bar{J}\rangle_T = e\, (\langle\delta n \delta\bar{v}^i\rangle - \langle\delta n \delta\bar{v}^e\rangle)$$

o sea que la densidad de corriente esta compuesta por una parte laminar dada por los valores medios de n y $\bar{v}_{i,e}$ y otra turbulenta proveniente de las correlaciones de los términos fluctuantes: $\langle\delta n \delta\bar{v}^{i,e}\rangle$.

II.2 Modelo laminar

II.2.1 La densidad de corriente

A efectos de la descripción en la escala macroscópica, la turbulencia fue ignorada en los modelos previos (ver por ej.

Stening 1985); es decir, se supuso el flujo laminar. Esto, equivale a considerar solo los valores medios de la densidad de corriente dados por la expresión (2.8). Tomando el valor medio de las ecuaciones de mavimiento de $_{i,e}$ resulta:

$$0 = - C_i^2 \, L^{-1} \, \hat{y} + \frac{e}{m_i} \langle \bar{E} \rangle - \nu_i \langle \bar{v}_i \rangle \qquad (2.9)$$

$$0 = - \frac{m_i}{m_e} C_e^2 \, L^{-1} \, \hat{y} - \frac{e}{m_e} \langle \bar{E} \rangle - \Omega_e \langle \bar{v}_e \rangle \times \hat{z} - \nu_e \langle \bar{v}_e \rangle \qquad (2.10)$$

donde $L = \langle n \rangle / \partial \langle n \rangle / \partial y$ es la longitud caracteristica (constante) del gradiente de la concentración electrónica.

En estas ecuaciones el término de las presiones es totalmente despresiable (para $_i$ el cociente del primer término al segundo usando los valores caracteristicos de la tabla A da: $9 \; 10^{-6}$ igualmente para $_e$ es: $5 \; 10^{-6}$). Despejando de estas ecuaciones $\langle \bar{v}_{i,e} \rangle$:

$$\langle \bar{v}_i \rangle = \frac{\Omega_i}{\nu_i B} \langle \bar{E} \rangle \qquad (2.11)$$

$$\left[-\frac{\nu_e \Omega_e}{\rho} \langle E_x \rangle + \frac{\Omega_e^2}{\rho} \langle E_y \rangle \right] \hat{x}$$

$$\langle \bar{v}_e \rangle = \left[-\frac{\Omega_e^2}{\rho} \langle E_x \rangle - \frac{\nu_e \Omega_e}{\rho} \langle E_y \rangle \right] \hat{y} \qquad (2.12)$$

$$- \frac{\Omega_e}{\nu_e B} \langle E_z \rangle \hat{z}$$

aqui, ρ está dado por: $B(\nu_e^2+\Omega_e^2)$

Como en la región de interes $\nu_i \gg \Omega_i$, $\Omega_e \gg \nu_e$ y $\langle E_x \rangle$ $\langle E_y \rangle$ (ver tabla A para valores típicos) de estas ecuaciones se ve que la velocidad electrónica está dirigida practicamente en la dirección $\hat{x}$ y que la componente iónica en esta dirección es muy pequeña.

La densidad de corriente debida a los valores medios, se obtiene reemplazando en la ecuación (2.8) para la parte laminar las expresiones de $\langle \bar{v}_i \rangle$ y $\langle \bar{v}_e \rangle$ dadas por las ecuaciones (2.11) y (2.12):

$$\langle \bar{J} \rangle_L = \bar{\bar{\sigma}} \quad \langle \bar{E} \rangle \qquad (2.13)$$

donde $\bar{\bar{\sigma}}$, el tensor de conductividad de Chapman (1956), está dado por:

$$\bar{\bar{\sigma}} = \begin{pmatrix} \sigma_P & -\sigma_H & 0 \\ \sigma_H & \sigma_P & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_O \end{pmatrix} \tag{2.14}$$

aca σ_P es la conductividad de Pedersen, σ_H la de Hall y σ_O la directa y están dadas por:

$$\sigma_P = \frac{e\langle n\rangle}{B} \left(\frac{\Omega_i}{\nu_i} + \frac{\nu_e \Omega_e}{(\nu_e^2+\Omega_e^2)} \right) \tag{2.15}$$

$$\sigma_H = \frac{e\langle n\rangle}{B} \frac{\Omega_e^2}{(\nu_e^2+\Omega_e^2)} \tag{2.16}$$

$$\sigma_O = \frac{e\langle n\rangle}{B} \left(\frac{\Omega_i}{\nu_i} + \frac{\Omega_e}{\nu_e} \right) \tag{2.17}$$

II.2.2 El campo eléctrico

La densidad de corriente dada por la expresión (2.13) queda completamente especificada dados: $\Omega_{i,e}$,$\nu_{i,e}$, $\langle n\rangle$, $\bar{B}$ y $\langle\bar{E}\rangle$ (el valor medio de la velocidad tambien queda completamente determinado dadas estas variables). Excepto el campo eléctrico secundario $\langle E_y\rangle$, las otras variables del problema se van a considerar parámetros dados, algunos experimentalmente y otros modelados (ver capítulo siguiente).

En lo que sigue se discriben dos modelos que relacionan $\langle E_y$

con los parámetros del problema, el modelo de Sugiura y Cain (1966) que fue el primero en proponerse y el de Richmond (1973) que incorporó los avances posteriores conservando la simplicidad. En ambos modelos se considera a $\langle E_x \rangle$ constante con la altura ya que, como se puede ver en el apendice B, su variación es muy suave y es despreciable. Tambien, estos modelos, fueron desarrollados originalmente por Sugiura y Cain y por Richmond sin tener en cuenta la contribución de los términos fluctuantes, es decir tomando $\langle \bar{J} \rangle = \langle \bar{J} \rangle_L$.

II.2.2.1 Modelo de Sugiura y Cain

Este modelo, se basa en considerar que la región conductora esta limitada en altura a una estracha franja alrededor de los 105 km (con un ancho de unos 30 km) estando la densidad de corriente totalmente inhibida de circular fuera de esa región. Como la corriente no tiene posibilidad de circular hacia arriba en esta estrecha franja, se considera que en toda la región la densidad de corriente vertical es nula. De la ecuación (2.13) resulta entonces:

$$\langle E_y(y) \rangle = - \frac{\sigma_H}{\sigma_P} \langle E_x \rangle \qquad (2.18)$$

aca $\sigma_{P,H,} = \sigma_{P,H}(y)$ da la dependencia en la altura.

Este modelo es el mas simple, pero como mostró Untiedt (1967)

la introducción de la corriente vertical, aunque esta sea de pequeña magnitud, lleva a una predicción del sistema de corrientes bastante más cercano a lo observable (Sugiura y Poros 1969). Sin embargo el modelo permite describir bien las características cualitativamente.

II.2.2.2 Modelo de Richmond

A partir de las ecuaciones de continuidad de iones y electrones (2.1) y (2.2) se obtiene la ecuación de conservación de la carga $\bar{\nabla}.\langle\bar{J}\rangle = 0$. Esta condición que es exacta, reemplaza a la de corriente vertical nula ($\langle J_y \rangle = 0$) y se utiliza para encontrar una relación entre los campos primario y secundario. Para simplificar los cálculos, es conveniente pasar a un sistema de coordenadas que siga la dirección del campo geomagnético terrestre en vez del sistema anteriormente usado.

El sistema de coordenadas geomagnético tiene el versor $\hat{x}$ en la dirección oeste, el versor $\hat{y}$ en la dirección localmente perpendicular al campo geomagnético y el versor $\hat{z}$ en la dirección local del campo geomagnético (ver figura 6). El tensor de conductividad sigue estando dado por la expresión (2.14) ya que en el ecuador geomagnético donde fue deducido ambos sistemas de coordenadas coinciden localmente.

La aproximación introducida por Richmond que permite

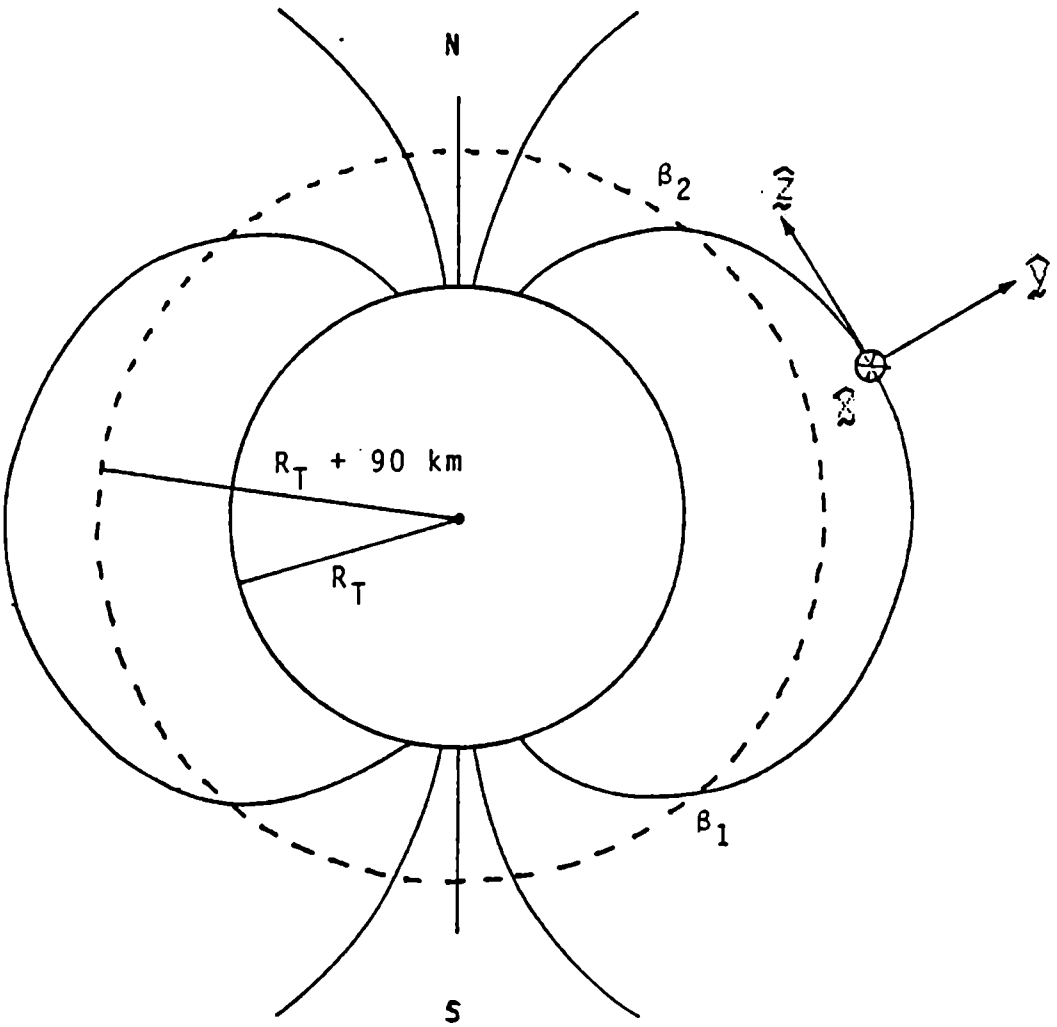


Figura 6: Sistema de coordenadas dipolar utilizado en el modelo de Richmond.

simplificar considerablemente el modelo de Untiedt (1967) consiste en tomar la conductividad paralela al campo geomagnético infinita ya que es mucho mayor que la de Pedersen o la de Hall (ver tabla A). Como la densidad de corriente paralela al campo magnético viene dada por $\sigma_0 \langle E_z \rangle$ esto lleva a que el campo paralelo sea nulo para que la densidad de corriente no diverja. De la ley de Faraday al ser $\langle E_z \rangle$ nulo en el modelo, resulta que tanto $\langle E_x \rangle$ como $\langle E_y \rangle$ multiplicados por sus correspondientes factores de forma son constantes en la dirección del campo geomagnético (Richmond 1973). En el apendice B se muestra que tomar $\langle E_x \rangle$ constante tambien en la dirección vertical es una buena aproximación.

La relación para $\langle E_y \rangle$ sale de integrar $\bar{\nabla}.\langle \bar{J} \rangle$ a lo largo de una linea de campo geomagnético desde la base de la región conductora (donde $\langle \bar{J} \rangle = 0$) hasta el punto conjugado del otro lado del ecuador geomagnético (β_1 y β_2 en la figura 6). Como a lo largo de ese camino el campo eléctrico es constante, resulta:

$$\langle E_y(y) \rangle = - \frac{\Sigma_H}{\Sigma_P} \langle E_x \rangle \qquad (2.19)$$

donde $\Sigma_{P,H}$ están dados por integrales de $\sigma_{P,H}$ a lo largo de una linea de campo magnético y la dependencia en y está dada en estas integrales por el máximo valor y que toma la linea de campo en su recorrido, es decir su valor en el ecuador geomagnético(Richmond 1973).

II.3 Modelo turbulento

II.3.1 La densidad de corriente

Este modelo que fue desarrollado por de la Vega y Duhau (1989), se obtiene de la ecuación (2.8) de la densidad de corriente, la parte turbulenta de la densidad es:

$$\langle \bar{J} \rangle_T = e \left(\langle \delta n \delta \bar{v}_i \rangle - \langle \delta n \delta \bar{v}_e \rangle \right) \qquad (2.20)$$

En el punto II.6 mostraremos que la principal contribución de los términos de correlación proviene de la componente vertical del flujo electrónico está dada por:

$$\langle \bar{J} \rangle_T = \frac{e \langle n \rangle \beta}{2B} \langle (\delta n / \langle n \rangle)^2 \rangle \langle E_y \rangle \hat{y} \equiv \sigma_T \langle E_y \rangle \hat{y} \qquad (2.21)$$

donde $\langle (\delta n / \langle n \rangle)^2 \rangle$ es el nivel de turbulencia.

Esta contribución de la corriente fue originalmente propuesta por Rogister (1971) en el marco de un mecanismo propuesto por él para saturar las inestabilidades de tipo 1 que se desarrollan en el electrochorro.

Esta contribución a la densidad de corriente se puede interpretar como una modificación por efecto de la turbulencia de la compónente de Pedersen de la densidad de corriente vertical en el tensor de conductividad. Es decir que la densidad de corriente

total, se puede tomar como:

$$\langle \bar{J} \rangle = \bar{\bar{\sigma}}_T \quad \langle \bar{E} \rangle \tag{2.22}$$

con $\bar{\bar{\sigma}}_T$ dada por:

$$\bar{\bar{\sigma}}_T = \begin{pmatrix} \sigma_P & -\sigma_H & 0 \\ \sigma_H & \sigma_P + \sigma_T & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_O \end{pmatrix} \tag{2.23}$$

Para poder dar una forma explícita a σ_T hace falta determinar el término de correlación $\langle (\delta n/\langle n \rangle)^2 \rangle$ a partir de la relación de dispersion que describe la interacción no lineal de las inestabilidades del sistema. Esto se va a desarrollar en el punto II.7.

II.3.2 El campo eléctrico

En forma similar a lo desarrollado en el punto II.2.2 para el campo eléctrico en el régimen laminar se obtiene el campo electrico en la aproximación turbulenta. Para ello, se utiliza el tensor de conductividad dado por (2.23) que tiene en cuenta la contribución de la parte fluctuante a la densidad de corriente. El modelo de Sugiura y Cain así modificado por la contribucion turbulenta queda:

$$<E_y(y)> = - \frac{\sigma_H}{\sigma_P \ (1 + \sigma_T/\sigma_P)} <E_x> \qquad (2.24)$$

y el de Richmond con esta modificación por la turbulencia (de la Vega y Duhau 1989):

$$<E_x(y)> = - \frac{\Sigma_H}{\Sigma_P \ (1 + \Sigma_T/\Sigma_P)} <E_x> \qquad (2.25)$$

donde Σ_T es la integral de la contribución turbulenta σ_T a lo largo de una linea de campo geomagnético similar a $\Sigma_{P,H}$.

II.4 El estado turbulento

En este punto estudiaremos como se generan los movimientos microscópicos turbulentos a partir del movimiento global macroscópico. Se parte de considerar que el sistema está el estado laminar y estudiar si las fluctuaciones que en principio son pequeñas (de origen térmico por ejemplo) y al azar, crecientes con el tiempo.

Como la presión del plasma es mucho menor que la densidad de presión magnética ($4\pi[p_e+p_i]/B^2$ 1) se puede suponer que estas perturbaciones son electrostáticas, es decir: $\delta\bar{E} = -\bar{\nabla}\delta\phi$, $\delta\bar{B}$ 0; tambien a partir de la evidencia experimental se puede suponer que son bidimensionales, desarrollandose en el plano normal al campo geomagnético (Bowles y otros 1960).

$$\bar{E}(x,y,t) = \langle\bar{E}\rangle - \bar{\nabla}\delta\phi(x,y,t)$$

$$\bar{v}_{i,e}(x,y,t) = \langle\bar{v}_{i,e}\rangle + \delta\bar{v}^{i,e}(x,y,t)$$

$$n(x,y,t) = \langle n(y)\rangle + \delta n(x,y,t)$$

Las ecuaciones para las fluctuaciones se obtienen de las ecuaciones (2.1), (2.2), (2.6) y (2.7) restando las ecuaciones correspondientes al estado laminar:

$$\frac{\partial\delta n}{\partial t} + \langle n\rangle\, \nabla.\delta\bar{v}^{i} + \langle\bar{v}_i\rangle.\bar{\nabla}\delta n = -\, 2\alpha\langle n\rangle\delta n \tag{2.26}$$

$$\frac{\partial\delta n}{\partial t} + \langle n\rangle\, \bar{\nabla}.\delta\bar{v}^{e} + \langle n\rangle\, L^{-1}\, \delta\bar{v}^{e}.\hat{y} + \langle\bar{v}_e\rangle.\bar{\nabla}\delta n$$
$$+ \nabla.(\delta\bar{v}^{e}\delta n) = -2\alpha\langle n\rangle\delta \tag{2.27}$$

$$\frac{\partial\delta\bar{v}^{i}}{\partial t} = -\, \frac{C_i^2}{\langle n\rangle}\, \bar{\nabla}\delta n - \frac{e}{m_i}\, \bar{\nabla}\delta\phi - \nu_i\, \delta\bar{v}^{i} \tag{2.28}$$

$$0 = -\, \frac{m_i}{m_e}\, \frac{C_e^2}{\langle n\rangle}\, \bar{\nabla}\delta n + \frac{e}{m_e}\, \bar{\nabla}\delta\phi - \Omega_e\, \delta\bar{v}^{e} \times \hat{z} - \nu_e\, \delta\bar{v}^{e} \tag{2.29}$$

donde en las ecuaciones de continuidad se usó la simplificación de los términos de producción y recombinación que se puede ver en el apendice A.

Se va a trabajar con la transformada de Fourier de estas ecuaciones. Se define a la transformada y antitransformada F_k y

F_k^{-1} como:

$$F_k[\delta A(\bar{r},t)] \equiv \int \delta A(\bar{r},t)\ \exp[-j(\bar{k}.\bar{r}-\omega t)]\ d^2r\ dt\ 1/(2\pi)^3 = \delta A_k$$

$$F_k^{-1}[\delta A_k] \equiv \int \delta A_k\ \exp[j(\bar{k}.\bar{r}-\omega t)]\ d^2k\ d\omega = \delta A(\bar{r},t)$$

donde k representa a $[\bar{k},\omega]$, el vector de onda y la frecuencia.

Aplicandole el operador F_k al sistema de ecuaciones (2.26)-(2.29) resulta:

$$-j\,\omega\,\delta n_k + j\,\langle n\rangle\,\bar{k}.\delta\bar{v}_k^i + j\,\delta n_k\,\langle\bar{v}_i\rangle.\bar{k} = -2\,\alpha\ \langle n\rangle\,\delta n_k \qquad (2.30)$$

$$-j\,\omega\,\delta n_k + j\,\langle n\rangle\,\bar{k}.\delta\bar{v}_k^e + \langle n\rangle\,L^{-1}\,\delta\bar{v}_k^e.\hat{y} + j\,\delta n_k\,\langle\bar{v}_e\rangle.\bar{k}$$
$$+ j\int \delta n_{k'}\,\bar{k}.\delta\bar{v}_{k-k'}^e\,d^2k'\,d\omega' = -2 \qquad (2.31)$$

$$j\,\omega\,\delta\bar{v}_k^i = -j\,\frac{C_i^2}{\langle n\rangle}\,\bar{k}\,\delta n_k - j\,\frac{e}{m_e}\,\bar{k}\,\delta\phi_k - \nu_i\,\delta\bar{v}_k^i \qquad (2.32)$$

$$0 = -j\,\frac{m_i}{m_e}\,\frac{C_e^2}{\langle n\rangle}\,\bar{k} + j\,\frac{e}{m_e}\,\bar{k}\,\delta\phi_k - \Omega_e\,\delta\bar{v}_k^e \times \hat{z} - \nu_e\,\delta\bar{v}_k^e \qquad (2.33)$$

Despejando $\delta\bar{v}_k^i$ de (2.32) y reemplazando en (2.30) resultan las expresiones para $\delta\phi_k$ y $\delta\bar{v}_k^i$ en función de $\delta n_k/\langle n\rangle \equiv \eta_k$:

$$\delta\phi_k = [\ (\omega + j\,\nu_i)(\omega - \langle\bar{v}_i\rangle.\bar{k} + j\,2\,\alpha\,\langle n\rangle)$$
$$- k^2\,C_i^2\ ]\ \frac{m_i}{e\,k^2}\,\eta_k \qquad (2.34)$$

$$\delta\bar{v}_k^i = \frac{\bar{k}}{k^2}\,(\omega - \langle\bar{v}_i\rangle.\bar{k} + j\,2\,\alpha\,\langle n\rangle)\,\eta_k \qquad (2.35)$$

Reemplezando la expresión para $\delta\phi_k$ en la ecuación de movimiento de los electrones resulta:

$$0 = M\,\eta_k\,\bar{k} - \Omega_e\,\delta\bar{v}_k^e \times \hat{z} - \nu_e\,\delta\bar{v}_k^e \qquad (2.36)$$

con M dado por:

$$M = j\,k^{-2}\frac{m_i}{m_e}\,[\,(\omega + j\,\nu_i)(\omega - \langle\bar{v}_i\rangle.\bar{k} + j\,2\,\alpha\,\langle n\rangle)\quad k^2C^2\,] \qquad (2.37)$$

Multiplicando (2.36) escalarmente por $\hat{z}$, vectorialmente por $\hat{z}$ y combinando con la ecuación original (2.36) se obtiene $\delta\bar{v}_k^e$ función de η_k:

$$\delta\bar{v}_k^e = \bar{f}_k\,\eta_k \qquad (2.38)$$

con $\bar{f}_k$ dado por:

$$\bar{f}_k = \frac{M\,\Omega_e}{(\nu_e^2+\Omega_e^2)}\,(\,\frac{\nu_e}{\Omega_e}\,\bar{k} - \bar{k}\times\hat{z}) \qquad (2.39)$$

como $\nu_e \ll \Omega_e$, $2\alpha\langle n\rangle \ll \nu_i$, y $\langle\bar{v}_i\rangle$ es aproximadamente igual a la velocidad del viento neutro que se consideró nulo, se puede aproximar a $\bar{f}_k$ por:

$$\bar{f}_k \cong \frac{j}{k^2\Omega_i}\left(\frac{\nu_e}{\Omega_e}\bar{k} - \bar{k}\times\hat{z}\right)\left(\omega^2 - k^2 C^2 - 2\alpha\langle n\rangle\nu_i + j \quad\right) \qquad (2.40)$$

se conservó el término en ν_e/Ω_e ya que la contribución a orden más bajo al calcular $\bar{f}_k.\bar{k}$ proviene de él; en otros casos, se justifica despreciar ese término.

La ecuación de evolución no lineal de las fluctuaciones se obtiene reemplazando la expresión para $\delta\vec{v}_k$ en la ecuación de continuidad de los electrones:

$$\left(\omega - \bar{k}.\langle\bar{v}_e\rangle + j\,2\,\alpha\,\langle n\rangle + [j\,L^{-1}\,\hat{y} - \bar{k}].\bar{f}_k\right) \int \eta_k\,\eta_{k-k'}\,\bar{k}.\bar{f}_{k-k'}\,d^2k'd\omega' \equiv NL \qquad (2.41)$$

reemplazando la expresión aproximada para $\bar{f}_k$ (2.40) en el miembro izquierdo resulta:

$$\left\{\omega - \left[\frac{\bar{k}.\langle\bar{v}_e\rangle}{1+\psi} - \frac{k_x\,L^{-1}}{k^2\,\Omega_i}\,\frac{\omega^2-k^2C^2-2\alpha\langle n\rangle\nu_i}{1+\psi}\right] - j\left[\frac{\psi}{(1+\psi)\nu_i}(\omega^2-k^2C^2) + \omega\,\beta\,\frac{k_x L^{-1}}{k^2} + 2\alpha\langle n\rangle\right]\right\}\eta_k = \frac{1}{1+\psi}\,NL \qquad (2.42)$$

donde $\psi = \nu_i\nu_e/\Omega_i\Omega_e$ y $\beta = \nu_i/\Omega_i(1+\psi)$.

Como el tercer término es completamente despreciable frente al segundo y considerando que linealmente vale que $Re[\omega] \quad Im[\omega]$ entonces, la relación de dispersión completa se puede expresar como:

$$(\omega_k) \eta_k = \frac{1}{1+\psi} NL \qquad (2.43)$$

donde:

$$Re[\omega_k] = \frac{\bar{k}.<\bar{v}_e>}{1+\psi} \qquad (2.44)$$

$$Im[\omega_k] = \frac{\psi}{\nu_i(1+\psi)}(Re^2[\omega_k] - k^2C^2) + Re[\omega_k]\,\beta\,\frac{k_x L^{-1}}{k^2} - 2\alpha<n> \qquad (2.45)$$

El miembro derecho de la relación de dispersión (2.43) es una corrección cuadrática a la relación lineal dada por el miembro izquierdo. A orden lineal, $Re[\omega_k]$ da las autofrecuencias de oscilación y $Im[\omega_k]$ el factor de crecimiento, si $Im[\omega_k]>0$, las perturbaciones son crecientes y el sistema inestable.

Para conservar el miembro derecho a orden cuadrático, se debe tomar $\bar{f}_k=\bar{f}(\bar{k},\omega)$ linealizado, es decir reemplazar por $\bar{f}(\bar{k},\omega_k)$. Usando las mismas aproximaciones usadas hasta ahora resulta:

$$(\omega - \omega_k) \eta_k = \int \eta_k\, \eta_{k-k'}\, V_{k,k'}\, d^2k'\, d\omega' \qquad (2.46)$$

$$V_{k,k'} = \frac{\beta}{1+\psi}\,(\bar{k}-\bar{k}').<\bar{v}_e>\,\frac{\bar{k}.([\bar{k}-\bar{k}']\times\hat{z})}{|\bar{k}-\bar{k}'|^2} \qquad (2.47)$$

Del primer término de la ecuación (2.45) se ve que el electrochorro es inestable linealmente frente a pequeñas

perturbaciones cuando la velocidad electrónica supera a la velocidad iónico acústica (esta es la inestabilidad de dos haces), siendo los modos mas inestables aquellos con vector de onda paralelo a la velocidad media electrónica. Como esta está casi completamente dirigida en la dirección oeste, esta será la dirección de los modos mas inestables. Estos modos están excitados para longitudes de ondas pequeñas. Frente a longitudes de ondas largas, el sistema tambien es inestable cuando el gradiente de la concentración electrónica es positivo (en general, la condición de inestabilidad es que el gradiente de la concentración debe ser paralelo al campo electrico), ésta es la inestabilidad de gradiente de la deriva dada por el tercer término de la ecuación (2.45). Los otros dos términos restantes de (2.45) son estabilizantes, el primero por difusión a travez de las lineas del campo magnético y el cuarto por efecto de la recombinación.

Debido a estas inestabilidades, la amplitud de las perturbaciones crece con el tiempo. A cierto desarrollo de las mismas, va a empezar a pesar el término no lineal dando lugar a una fuerte interacción entre los distintos modos que va a generar un estado turbulento homogeneo, estac[illegible] isotropo [illegible] el plano perpendicular al campo geomagnético (ver por e.j. Keskinen y otros 1979). En este estado, es que determinaremos los términos de correlación $<\delta n \delta \bar{v}^{\iota,\theta}>$ que contribuyen a $<\bar{J}>$.

Esta argumentación del caracter isótropo de la turbulencia

vale para los modos con longitudes de onda menores las dimensiones caracteristicas del sistema que se puede considerar del orden de la variación vertical (1 km).

De las expresiones (2.35) y (2.38) se ve que $\delta\vec{v}_k$ es proporcional a η_k, entonces los términos de correlación buscados serán proporcionales a $\langle\eta_k\eta_k\rangle$ y se obtendrán a partir de la relación completa no lineal para η_k (2.46).

Si en la ecuación para ω_k en el régimen lineal se hubieran considerado perturbaciones con una componente paralela al campo magnético, en esa ecuación en vez de ψ aparecería $\psi(1+k_{\parallel}[\Omega_e/\nu_e]^2)$ (Fejer y Kelley 1980); como $\Omega_e \gg \nu_e$ se ve que estos modos son fuertemente amortiguados linealmente y no se propagan. Por esto es que la turbulencia se puede considerar bidimensional en el plano perpendicular al campo geomagnético.

II.5 Teoría cinética de la inestabilidad de dos haces

El termino lineal de inestabilidad de dos haces la aproximación hidromagnética según se vio en el punto anterior, divergente para longitudes de onda tendiendo a cero. Esto se debe a que para las longitudes de onda del orden del metro, esta se hace comparable al camino libre medio de los iones por lo que se debe tener en cuenta el amortiguamiento de Landau. Para su correcto tratamiento, se requiere entonces utilizar teoría

cinética para los iones.

Para describir la componente iónica se utiliza la ecuación de Boltzman con el término de colisiones BGK. La ecuación linealizada para estudiar pequeñas perturbaciones es (ver por ej. Krall y Trivelpiece 1973):

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{v}.\bar{\nabla} \right) \delta f + \frac{e}{m} \delta\bar{E}.\bar{\nabla}_v\langle f\rangle = - \nu \left(\delta f - \frac{\delta n}{\langle n\rangle} \langle f\rangle \right) \qquad (2.48)$$

donde la función de distribución de iones está dada por: $f=\langle f(v)\rangle+\delta f(\bar{v},\bar{r},t)$, n es la concentración ionica ($n=\langle n\rangle+\delta n$), $\bar{v}$ la velocidad iónica a escala cinética, y la frecuencia de colisión de los iones con los neutros. A la perturbación en el campo electrico, $\delta\bar{E}$ se la toma electrostática, o sea $\delta\bar{E}=-\bar{\nabla}\delta\phi$. Operando con F_k sobre (2.48) y despejando δf_k resulta:

$$\delta f_k = \left(\nu \frac{\delta n_k}{\langle n\rangle} \langle f\rangle + j \frac{e\delta\phi_k}{m} \bar{k}.\bar{\nabla}_v\langle f\rangle \right) (\nu - j[\omega - \bar{k}.\bar{v}])^{-1} \qquad (2.49)$$

La integral $\delta n_k = \int \delta f_k \, d^3v$ se puede obtener directamente de (2.49) ya que solo $\langle f\rangle$ tiene dependencia en $\bar{v}$ (aparte del término en el denominador). Se supone que $\langle f\rangle$ es Maxwelliana con valor medio nulo: $\langle f\rangle=\langle n\rangle(\zeta/\pi)^{3/2}\exp[-v^2\zeta]$ con $\zeta \equiv m/2k_BT_i$. Considerando los modos mas inestables, es decir aquellos con vector de onda paralelo a $\hat{x}$. Integrando la ecuación (2.49) y despejando δn_k obtiene:

$$= - \frac{BC_i^2}{\Omega_i} \left[1 + \frac{j\nu_i}{k\sqrt{2}C_i} Z[\frac{\omega+j\nu_i}{k\sqrt{2}C_i}]\right] \times$$

$$\left[1 + \frac{\omega+j\nu_i}{k\sqrt{2}C_i} Z[\frac{\omega+j\nu_i}{k\sqrt{2}C_i}]\right]^{-1} \eta k \qquad (2.50)$$

donde Z[..] es la función de dispersión de plasma.

La parte electrónica se sigue describiendo como en el punto anterior con las ecuaciones hidrodinámicas, entonces siguiendo los mismos pasos que los dados a continuación de la ecuación (2.34) usando la expresión anterior de $\delta\phi k$ y sin tener en cuenta el término no lineal, resulta la relación de dispersión lineal, con iones cinéticos:

$$\left[\omega - k \langle v_e \rangle + j\, 2\, \alpha \langle n \rangle + A' \left[j \frac{k}{\Omega_e L} - \frac{\nu_e k^2}{\Omega_e^2} \right]\right] = 0 \qquad (2.51)$$

donde A' está dado por:

$$A' = -j\frac{m_i}{m_e} \left\{ C_e^2 + C_i^2 \left[1 + \frac{j\nu_i}{k\sqrt{2}C_i} Z[\frac{\omega+j\nu_i}{k\sqrt{2}C_i}]\right] \times \right.$$

$$\left. \left[1 + \frac{\omega+j\nu_i}{k\sqrt{2}C_i} Z[\frac{\omega+j\nu_i}{k\sqrt{2}C_i}]\right]^{-1} \right\} \qquad (2.52)$$

II.6 Contribución turbulenta a la densidad de corriente

Según se vio, la contribución turbulenta a la densidad de corriente está dada por: $\bar{J}_T = e(\langle \delta n \delta \bar{v}^i \rangle - \langle \delta n \delta \bar{v}^e \rangle)$ (ver ecuación 2.8).

Veamos como se expresa la contribución del término genérico $<\delta$ en el espacio de Fourier.

$$<\delta n(\bar{r},t)\delta\bar{v}(\bar{r},t)> = <F_k^{-1}[\delta n_k]\ F_{k'}^{-1}[\delta\bar{v}_{k'}]> =$$

$$\iint \exp[j(\bar{k}+\bar{k}').\bar{r}-j(\omega+\omega')t]<\delta n_k\delta\bar{v}_{k'}>\ d^2k d\omega\ d^2k' d\omega' \qquad (2.53)$$

Por ser la turbulencia estacionaria y homogenea, el término de correlación de la densidad en el espacio de Fourier se expresa como: $<\eta_k\eta_{k'}^*>=I_k\delta(k-k')$ donde I_k es el espectro de potencia isotropo y * es el complejo conjugado. El término de correlación $<\delta n_k\delta\bar{v}_{k'}>$ va estar dado en esta aproximación por:

$$<\delta n_k\delta\bar{v}_{k'}> = \bar{g}(k')\ <\eta_k\eta_{k'}> = \bar{g}(k')\ I_k\ \delta(k+k') \qquad (2.54)$$

donde $\bar{g}(k)$ es el factor de proporcionalidad entre η_k y (ver ecuaciones (2.35) y (2.38)) y se usó que por ser δn real es $\eta_k=\eta_{-k}^*$; reemplazando (2.54) en la relación original (2.53) resulta:

$$<\delta n\delta\bar{v}> = \int \bar{g}(-k)\ I_k\ d^2k\ d\omega \qquad (2.55)$$

Los términos $\delta\bar{v}_k^{t,e}$ de (2.35) y (2.38) estan dados aproximadamente por:

$$\delta\bar{v}_k^t = \frac{\bar{k}.<\bar{v}_e>}{1+\psi}\ \frac{\bar{k}}{k^2}\ \eta_k \qquad (2.56)$$

$$\vec{v}_k^e = \frac{\nu_i}{\Omega_i} \frac{\bar{k}.<\bar{v}_e>}{1+\psi} \frac{\bar{k}\times\hat{z}}{k^2} \eta_k \qquad (2.57)$$

Como $\nu_i \gg \Omega_i$ se desprecia la parte iónica, y la velocidad electrónica media se aproxima por: $<\bar{v}_e> \simeq \frac{<E_y>}{B}\hat{x} \equiv <v_e>\hat{x}$; entonces la contribución turbulenta a la densidad de corriente esta dada por:

$$j_T = \frac{e<n>\beta}{2B} <(\delta n/<n>)^2> <E_y> \hat{y} \equiv \sigma_T <E_y> \hat{y} \qquad (2.58)$$

donde el nivel de turbulencia $<(\delta n/<n>)^2>$ está dado por:

$$<(\delta n/<n>)^2> = 2\pi \int |\bar{k}| \; I_k \; d|\bar{k}| \; d\omega \qquad (2.59)$$

II.7 El nivel de turbulecia

En el marco de las aproximaciones hechas hasta el momento, el término de fluctuacion $<\eta_k^* \eta_k>$ se puede obtener a partir de la relación de dispersión (2.46) multiplicando ambos miembros de la ecuación por η_k^* y haciendo el promedio <..>. Esto conduce a un complejo problema de clausura ya que en el miembro derecho queda un término de correlación $<\eta_k \eta_{k'} \eta_{k''}>$; en la ecuación para este término de correlación aparece la correlación de cuatro η_k y así sucesivamente.

Evidencias empíricas indican que no son aplicables los métodos de la turbulencia débil donde se considera exclusivamente

la propagación de modos cuasimonocromáticos; el espectro de potencia de las fluctuacines muestra que el máximo coincide con la autofrecuencia del resultado lineal y que el ancho del espectro e. del orden de esta autofrecuencia y mucho mayor que el factor de .:imiento lineal (Sudan y Keskinen 1979). Esto sugiere fuertes interacciones entre las ondas que conducen a un amortiguamiento no lineal mucho mayor que el lineal y por ende a usar métodos de la turbulencia fuerte.

II.7.1 Aproximación de interacción directa

La aproximación de interacción directa (AID) para la turbulencia fuerte, permite obtener el término de correlac orden mas bajo de una expansión en potencias de un parámetro que mide el apartamiento de las fluctuaciones del sistema de comportamiento Gaussiano, autoconsistente con las no linealidades del sistema (DuBois 1981).

En lo que sigue se indica como se obtiene esta aproximac siguiendo el tratamiento heuristico de Kadomtsev (1965). Se parte de considerar que las fluctuaciones estan dadas por:

$$\eta_k = \eta_k^0 + \eta_k^1 \qquad (2.60)$$

donde $|\eta_k^1| << |\eta_k^0|$ y η_k^0 es la parte de la fluctuación generada linealmente, mientras que η_k^1 es la amplitud inducida por el batido

de las demas oscilaciones.

Se supone válida la aproximación de fases al azar: para dos modos η_k^0 distintos, $\langle\eta_k^0\eta_{k'}^0\rangle = I_k\delta(k+k')$ y la correlación de un número impar de η_k^0 es cero.

El principal efecto que introducen los términos de orden superior sobre η_k^1 es un amortiguamiento adicional Γ_k mucho mayor que el lineal, $\mathrm{Im}[\omega_k]$. Es decir que η_k^1 está dada por:

$$\eta_k^1 = (\omega - \omega_k + \Gamma_k)^{-1} \int \eta_{k'}^0 \, \eta_{k-k'}^0 \, V_{k,k'} \, d^2k' \, d\omega' \qquad (2.61)$$

Multiplicando la ecuación original de evolución de η_k (2.46) por η_k^* y desarrollando el miembro derecho según (2.60) conservando solo los términos a orden más bajo en η_k^1 resulta:

$$(\omega - \omega_k) \langle\eta_k^*\eta_k\rangle = \int V_{k,k'} \, d^2k' d\omega' \Big[\langle\eta_k^{0*}\eta_{k'}^0\eta_{k-k'}^1\rangle$$

$$+ \langle\eta_k^{0*}\eta_{k'}^1\eta_{k-k'}^0\rangle + \langle\eta_k^{1*}\eta_{k'}^0\eta_{k-k'}^0\rangle\Big] \qquad (2.62)$$

el término $\langle\eta_k^{0*}\eta_{k'}^0\eta_{k-k'}^0\rangle$ no figura ya que nulo en la aproximación de fases al azar; solo quedan las correlaciones inducidas por η_k^1.

Al reemplazar η_k^1 dado por (2.61) en la ecuación anterior, pueden quedar términos de correlación del tipo $\langle\eta_1^0\,\eta_2^0\,\eta_3^0\,\eta_4^0\rangle$ que se expresan como $\langle\eta_1^0\eta_2^0\rangle\langle\eta_3^0\eta_4^0\rangle + \langle\eta_1^0\eta_3^0\rangle\langle\eta_2^0\eta_4^0\rangle + \langle\eta_1^0\eta_4^0\rangle\langle\eta_3^0\eta_2^0\rangle$ ya que en esta aproximación de pequeño apartamiento de la Gausiana, el cumulante de cuarto orden se toma nulo (ver por ej. Beran 1963).

Finalmente, en el espíritu de la teoría de renormalización, se toma $\eta_k^0 = \eta_k$ con lo cuál (2.62) queda:

$$(\omega - \omega_k) I_k = \frac{1}{2} \int \frac{|W_{k,k'}|}{(\omega - \omega_k + \Gamma_k)^*} I_{k'} I_{k-k'} \, d^2k' d\omega'$$

$$+ I_k \int \frac{W_{k,k-k'} W_{k'-k,k}}{\omega - \omega' - \omega_{k-k'} + \Gamma_{k-k'}} I_{k'} \, d^2k' d\omega'$$

donde se usó que $\langle \eta_k^* \eta_{k'} \rangle = \delta(k-k') I_k$ y $W_{k,k'} = V_{k,k'} + V_{k,k'-k}$.

El segundo miembro de la expresión anterior, proporcional a I_k, se identifica con el factor de autoamortiguamiento Γ_k quedando el par de ecuaciones acopladas para I_k y Γ_k:

$$- \omega_k + \Gamma_k|^2 I_k = \frac{1}{2} \int |W_{k,k'}|^2 I_{k'} I_{k-k'} \, d^2k' d\omega' \qquad (2.63)$$

$$= - \int \frac{W_{k,k-k'} W_{k'-k,k}}{\omega - \omega' - \omega_{k-k'} + \Gamma_{k-k'}} I_{k'} \, d^2k' d\omega' \qquad (2.64)$$

II.7.2 Solución del sistema de ecuaciones AID

EL sitema de ecuaciones integrales acopladas para I_k y Γ_k en general extremadamente dificil de resolver, Sudan (1983) propuso una solución de la forma:

$$I_k = I_{k,\omega} = I_k \, (2\pi\Gamma_k)^{-1/2} \exp\left[-(\omega-\omega_k)^2/2\Gamma_k^2\right] \qquad (2.65)$$

con $j\,\Gamma_k = \frac{1}{2\pi} \int \Gamma_{k,\omega_k} \, d\theta$ donde θ es el ángulo que forma $\bar{k}$ con el

eje $\hat{x}$.

Es decir, en vez de tomar una delta centrada en ω_k como se hace habitualmente en turbulencia debil, tomó una Gaussiana de ancho Γ_k, el valor medio angular de la corrección Γ_k evaluada en la autofrecuencia Para esta elección, que no parece descabellada, se basó en resultados obtenidos de la simulación numérica del sistema efectuados previamente (Keskinen y otros 1979).

Usando este ansatz, Sudan obtuvo:

$$\Gamma_k = d\,\beta\,\langle v_\theta\rangle\, k^2\, I_k^{1/2} \qquad (2.66)$$

$$I_k^{1/2} = \frac{\bar{k}^{4/3}}{2d\beta\langle v_\theta\rangle}\left[A\,(k_o^{-2/3} - k^{-2/3}) + \frac{B}{2}\,(k_o^{4/3} - k^{4/3})\right] \qquad (2.67)$$

aquí, $d \cong 1$ es una constante, k_o es un núme de onda correspondiente a la longitud de onda larga de corte. A y B estan dados por:

$$A = \frac{d\beta\langle v_\theta\rangle}{2L(1+\psi)} - 2\alpha\langle n\rangle \qquad B = \frac{\psi}{\nu_i(1+\psi)}\left[C^2 - \frac{1}{2}\left(\frac{\langle v_\theta\rangle}{1+\psi}\right)^2\right]$$

Sudan para obtener estos resultados, tuvo en cuenta que la teoría original de la AID presenta el inconveniente de mezclar las escalas grandes con las chicas. Toma como interaccion resonante la interacción entre dos modos, uno de longitud de onda larga y otro chica, en vez de considerar que el segundo está evolucionando

adiabaticamente en los gradientes producidos por el primero. Sudan resolvio esto siguiendo la sugerencia de Kadomtsev de considerar que las fluctuaciones con escalas de longitud k'^{-1} mayores del orden de $(zk)^{-1}$ no interactuan resonantemente con fluctuaciones de escala caracteristica k^{-1} (z es un factor ≤ 1).

II.7.3 Razonamiento cualitativo

Los resultados dados por las ecuaciones (2.73) y (2.74) de las ecuaciones AID se pueden obtener cualitativamente a partir de razonamientos del tipo de Kolmogorof de teoría de cascadas (Sudan 1983). Se parte de considerar que hay dos efectos principales, por un lado está la tasa de crecimiento (o decaimiento) lineal de inestabilidades, por otro, hay un flujo no lineal de energía travez del espectro entre las estructuras turbulentas de distinta dimensión. En el estado estacionario, la energía ingresa a longitudes de onda larga e iguala la disipación a longitudes de onda corta. A travez de las estructuras turbulentas, la energía se transfiere de la porción inestable del espectro a la región donde las ondas son amortiguadas linealmente.

Este mecanismo es aplicable a la inestabilidad de tipo II; linealmente, a longitudes de ondas largas (aproximadamente 600 m) se excita el espectro y a longitudes de onda de aproximadamente 80 m el espectro ya está amortiguado; la fuerte interacción

lineal produce la excitación forzada de ondas en la región del espectro linealmente amortiguado (hasta el metro aproximadamente) provocando la saturación de las ondas de la región linealmente inestable. Este argumento no es utilizable si por algún motivo hay un mecanismo lineal que excite las ondas a longitudes de ondas cortas como seria el caso de las alturas donde está excitada la inestabilidad de tipo 1.

Esta argumentación puede expresarse cuantitativamente como sigue: el nivel de fluctuación suponiendo que la dependencia en está normalizada a 1 (como se supuso en (2.65)) está dado por

$$<(\delta n/<n>)^2> = \int I_k \, d^2k \, d\omega = 2\pi \int |\bar{k}| \, I_k \, d|\bar{k}| \qquad (2.68)$$

En un rango Δk del espectro del orden de $k/2\pi$, el nivel de fluctuación será

$$(\delta n/<n>)^2_{\Delta k} = 2\pi \int_k |\bar{k}| \, I_k \, d|\bar{k}| \cong k^2 \, I_k \qquad (2.69)$$

De (2.57), el módulo de la velocidad en orden de magnitud $\delta v \cong \beta <v_\theta> (\delta n/<n>)$, entonces la contribución proveniente del rango Δk está dado por:

$$\delta v_{\Delta k} \cong \beta <v_\theta> (\delta n/<n>)_{\Delta k} \cong \beta <v_\theta> k \, I_k^{1/2} \qquad (2.70)$$

El argumento clásico de la teoría de mixing length es que la tasa de crecimiento de una estructura (Γ_k) está dada por la

inversa del tiempo que le lleva al material de la estructura moverse una distancia del orden del largo característico de la misma (k^{-1}):

$$\Gamma_k \cong (\tau_k)^{-1} \cong k\ \delta v_{\Delta k} \cong \beta\ \langle v_e \rangle\ k^2\ I_k^{1/2} \qquad (2.71)$$

La tasa de pérdida de energía en el intervalo Δk, está dada por: $\varepsilon_k\ \Gamma_k$, donde ε_k es la energía total de una estructura dada, siendo proporcional a $(\delta v_{\Delta k})^2$. La tasa de ganancia o pérdida de energía en el mismo ancho de banda Δk por el proceso lineal de crecimiento (o amortiguamiento) está determinada por la tasa lineal de crecimiento (o amortiguamiento) $Im[\omega_k]$ promediada todos los ángulos para el número de onda $\bar{k}$:

$$\langle Im[\omega_k] \rangle_{ang.} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} Im[\omega_k]\ d\theta \cong A - k^2\ B \qquad (2.72)$$

En el estado estacionario la densidad de energía espectral debe ser constante en cualquier intervalo k. Entonces, debe ser:

$$\frac{d}{dk} (\varepsilon_k\ \Gamma_k) = \frac{1}{k} \langle Im[\omega_k] \rangle_{ang}\ \varepsilon_k \qquad (2.73)$$

Integrando esta ecuación con Γ_k dado por (2.71) entre k_o, número de onda que corresponde a las longitudes de onda largas donde $I_{k_o} = 0$ y k (correspondiente a I_k) se obtiene la expresión (2.67) con d=1.

II.7.4 Nivel de turbulencia en la aproximación AID

El nivel de turbulencia $<(\delta n/<n>)^2>$ necesario para determinar la contribución turbulenta a la conductividad σ_T puede ahora obtenerse de la ecuación (2.68) integrando entre k_o el corte correspondiente a las longitudes de onda largas y k_{max}, el número de onda máximo donde I_k no es nulo. El factor a integrar I_k la aproximación AID está dado por la ecuación (2.67).

$$<(\delta n/<n>)^2> = 2\pi \left(\frac{A}{\beta<v_e>k_o}\right)^2 \{ G(k_{max}/k_o) - G(1) \} \qquad (2.74)$$

donde G(x) está dada por

$$G(x) = -\frac{3}{2}\left(\frac{2s+1}{2s}\right)^2 x^{-2/3} - \frac{1}{2s^2} + \frac{x^2}{8s^2} + \frac{\ln x}{s}$$

$$+ \frac{3}{4}\left(\frac{2s+1}{s}\right)x^{-4/3} - \frac{3}{2}\left(\frac{2s+1}{2s^2}\right)x^{2/3} \qquad (2.75)$$

aquí, s está dado por: $A/(Bk_o^2)$.

CAPITULO III: PARAMETROS DEL MODELO

En el capítulo anterior se presentó el modelo teórico del electrochorro ecuatorial, para implementarlo es necesario, en principio, contar con mediciones simultáneas de todos los parámetros involucrados en el mismo: las frecuencias de colisión los neutros y de ciclotrón de iónes y electrones, la velocidad iónico acústica, el valor medio de la concentración electrónica, el campo geomagnético terrestre y finalmente el valor medio del campo eléctrico primario.

En la región de interés las frecuencias de ciclotrón y el módulo del campo geomagnético se pueden considerar constantes, pero los otros parámetros son fuertemente dependientes de la hora y de las condiciones solares y geomegnéticas. Por otra parte, existen mediciones simultáneas de todos los parámetros involucrados. Sin embargo puede introducirse el concepto de "condiciónes equivalentes" de la ionósfera como aquellas en las que pueden definirse todas las variables solares y terrestres de los cuales dependen estos parámetros y estos son iguales (Duhau Azpiazu 1981). Nótese que de acuerdo al resultado de estas autoras esto es posible en el estado actual solo para actividad magnética muy bajá. La elección de estas condiciones está condicionada por la disponibilidad de datos experimentales del electrochorro

ecuatorial.

Los datos experimentales de mediciones del electrochorro ecuatorial que se han encontrado en la bibliografía no son muy abundantes, afortunadamente las mediciones mas sistemáticas rresponden a actividad magnética muy baja. Estas fueron realizadas a mediados de la década del 60 (baja actividad solar) fueron realizadas sobre el ecuador magnético peruano en una campaña donde se midio la corriente ecuatorial "in situ" mediante cohetes. Los datos obtenidos durante la misma fueron dados a conocer por Maynard (1967) , por Davis y otros (1967) y por Shuman (1970). Los datos generales sobre estos vuelos son los dados en la tabla de la página siguiente. Allí, M se refiere a los vuelos reportados por Maynard, D a los reportados por Davis y otros y S a los reportados por Shuman. La hora local en la zona peruana es UT+5 horas. E la tabla B se dan las condiciones geomagnéticas y solares correspondientes a estas mediciones.

Para determinar las frecuencias de colisión, la velocidad iónico acustica y la concentración electrónica se necesita disponer de la temperatura electrónica. De acuerdo a lo dicho en la introducción hay un fuerte desequilibrio térmico entre los electrónes y los neutros (ver por ej. Duhau y Azpiazu 1981). Hasta el momento se desconoce el mecanismo que produce este efecto y no hay modelos teóricos que den adecuadamente la temperatura electrónica. Lo ideal sería disponer de mediciones simultaneas de

autor	vuelo	ditancia al ecuador	día	hora
M	65-5	57 km N	12/3/65	1600 UT
M	65-4	60 km N	12/3/65	1330 UT
M	65-3	500 km N	10/3/65	1600 UT
M	65-2	800 km N	9/3/65	1636 UT
D	14.160	1200 km N	8/3/65	1535 UT
D	14.171	18 km S	16/3/65	1615 UT
D	14.172	5 km N	18/3/65	0604 UT
D	14.176	0 km	18/3/65	1601 UT
D	14.174	100 km N	24/3/65	1624 UT
D	14.173	240 km N	26/3/65	1541 UT
D	14.175	130 km S	27/3/65	1608 UT
D	14.70	40 km N	29/3/65	1547 UT
S	NK1	15 km N	20/3/65	1628 UT
S	NK2	40 km S	22/3/65	0744 UT
S	NK3	255 km N	25/3/65	1600 UT
S	NK4	360 km S	28/3/65	1548 UT

la corriente ecuatorial y la temperatura electrónica para garantizar que ambas tengan las mismas condiciones solares, geomagnéticas, etc.; este no es el caso para las mediciones citadas del electrochorro ecuatorial. Duhau y Azpiazu (1981) hallaron que los valores de la temperatura electrónica medidas días en que los índices geomegnéticos A_p y K_p fueran:

$$A_p \leq 7 \qquad K_p \leq 1^{+} \tag{3.1}$$

durante todo el dia, dependen esencialmente de la actividad solar y que fijando estas dos variables el perfil de la temperatura electrónica en función de la altura es reproducible pudiendo ser usado en forma confiable. Utilizando este resultado Duhau y Azpiazu (1985) formularon un modelo semiempírico en que T_e depende analíticamente de $F_{10.7}$, al mediodía local y para muy baja actividad magnética.

En base a lo anterior, la metodología de trabajo adoptada la siguiente: se toma la medición de la densidad de corriente que corresponda a un dia en el cual los índices geomagnéticos A_p y K_p cumplan la condición (3.1). Con esto, se garantiza que la temperatura electrónica a usar en el modelo se corresponda a las mismas condiciones de la medición del electrochorro ecuatorial se usa el modelo de Duhau y Azpiazu para igual actividad solar (igual índice $F_{10.7}$).

La medición del electrochorro ecuatorial que mejor

aproxima a la condición dada por (3.1) es el vuelo 14.176 de Davis y otros (ver tabla B el dia 13/3/65). Esta medición fue realizada exactamente en el ecuador magnético peruano en el momento en que el magnetómetro de la estación terrena de Huancayo indicaba un máximo de corriente (Davis y otros 1967). Con esto quedan fijadas las condiciones a usar para determinar los otros parámetros; en resumen estas condiciones son:

condiciones solares	baja actividad solar
condiciones geomagnéticas	dia muy quieto
hora local	11,30 hs.
latitud	11,5° S
longitud	89,4° E

III.1 Campo geomagnético y frecuencias de ciclotrón

Como es habitual en estos casos al campo geomagnético terrestre se lo aproxima por uno dipolar. Entonces, una linea de campo magnético está dada por la ecuación:

$$\frac{H + RT}{\cos^2\lambda} = cte. \qquad (3.2)$$

donde H es la altura medida desde la superficie terrestre, RT el radio medio terrestre (6370 km) y λ es la latitud magnética; el valor de la constante está dado por la altura a la que la linea de

campo en cuestion atraviesa el ecuador geomagnético (cte.=H[λ=0]+RT). El ángulo entre la dirección radial y la normal al campo magnético, la declinación magnética I, está relacionado con la latitud magnética por:

$$\mathrm{tg}\ I \quad 2\ \mathrm{tg}\ \lambda \qquad (3.3)$$

La intensidad del campo dipolar va como $(H+RT)^{-3}$, en la de interes (90km $\leq$ H $\leq$ 120km) la variación de la misma es menor al 2% y se la va a tomar constante (de valor $2{,}93\times10^{-5}$ tesla). Con el valor constante de campo magnético la frecuencia de ciclotrón de los electrones es de 5.15×10^{6} s^{-1} tambien constante; para la componente iónica se tomó el promedio de los números atómicos de las dos especies iónicas presentes (NO^{+} y O_2^{+}) lo cual la frecuencia de ciclotrón iónica resulta de 9.05×10^{2} s^{-1}.

III.2 La concentración electrónica y su gradiente

Para elegir la concentración electrónica en el presente trabajo se tendrá en cuenta que este parámetro fue medido en forma casi simultanea con la densidad de corriente, durante la campaña de 1965. Por lo tanto usaremos directamente estos datos. El vuelo 14.179 reportado por Aikin y Blumle (1968), donde se midio la concentración electrónica, se corresponde con la medición de la corrriente seleccionada. Esta medición en lo único que difiere con

la de densidad de corriente es en que se realizó media hora despues, pero por ser mediodia, cuando los parámetros ionosféricos varían suavemente, esta diferencia horaria significativa.

En la figura 7 se puede ver el perfil en altura de la concentración electrónica correspondiente al vuelo 14.179 (Aikin y Blumle 1968). En la figura 8 se muestra el gradiente de la concentración electrónica obtenido numericamente de la concentración.

III.3 Frecuencias de colisión

La frecuencia de colisión entre las partículas neutras y los electrónes está relacionada con la temperatura electrónica y la concentración de los neutros por la expresión (Banks1966a):

$$= \left\{ 0,2\ n(N_2)\ \{1,0 - 0,00012\ T_e\} T_e + 1,8\ n(O_2)\ \{1,0 + 0,036\ \sqrt{T_e}\}\sqrt{T_e} + 2,8\ n(O)\ \sqrt{T_e} \right\} 10^{-16} \qquad (3.4)$$

La frecuencia de colisión entre las partículas neutras y los iónes (dentro del modelo que considera una sola especie ionica de número atómico 31) está dada por (Banks 1966b):

$$\nu_{in} = \left\{ 8,3\ n(O_2) + 9.0\ n(N_2) + 7,6\ n(O) \right\} 10^{-16} \qquad (3.5)$$

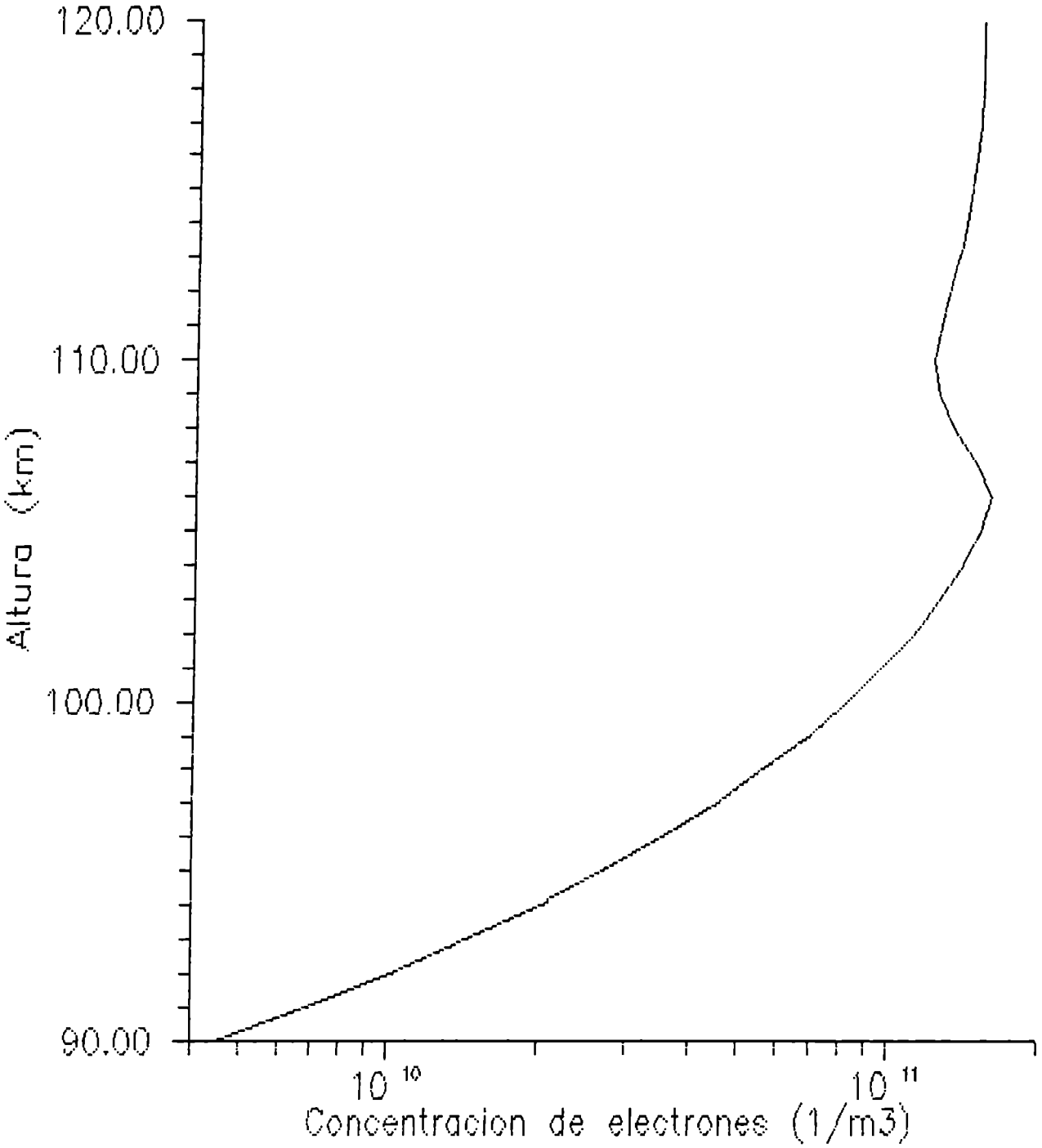


Figura 7: Perfil de la concentracion electronica (vuelo 14.179 de Aikin y Blumle)

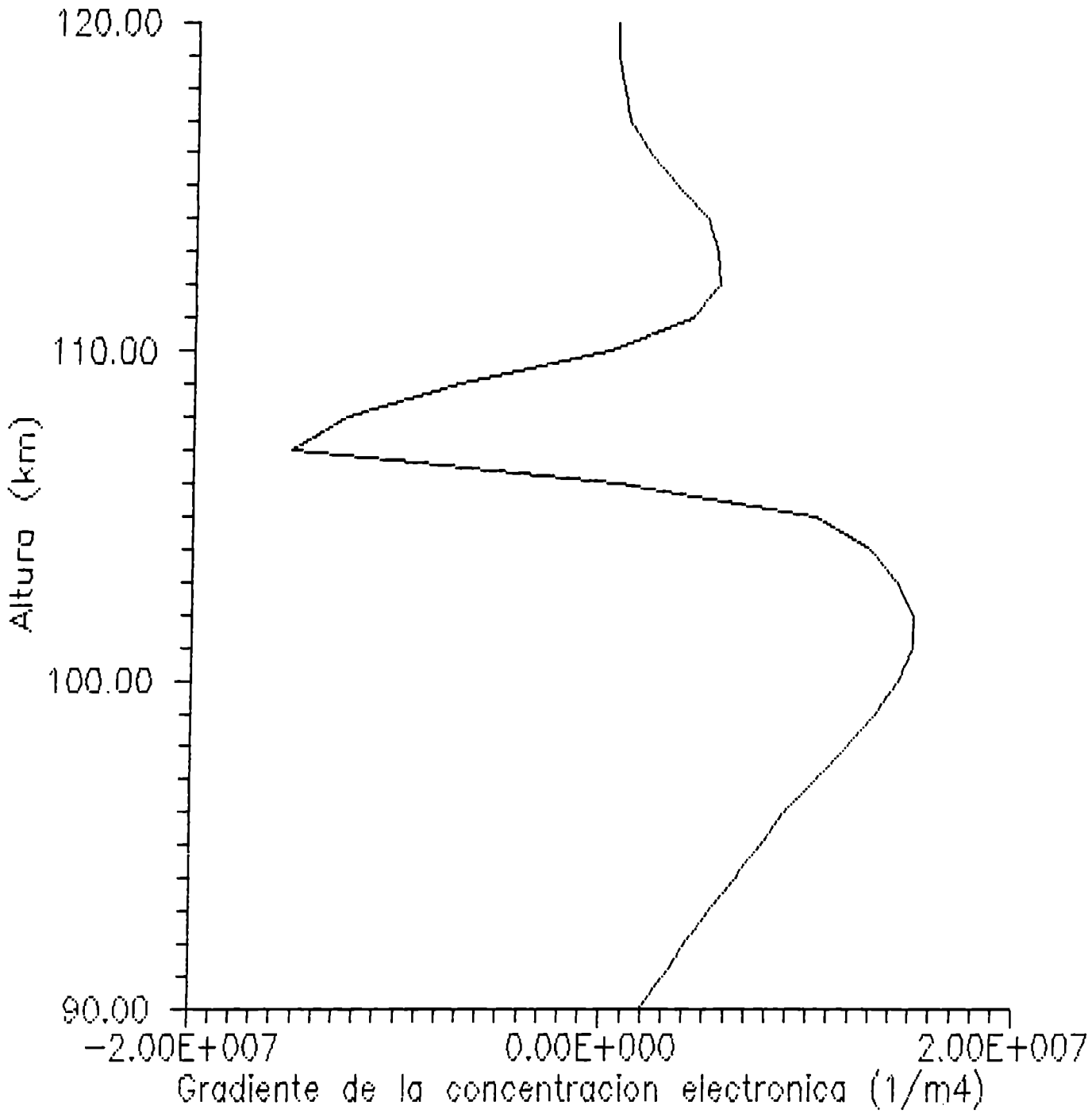


Figura 8: Perfil del gradiente de la concentracion electronica de la figura 8, obtenido numericamente

En estas expresiones se consideran las colisiones de los electrones y iones solo con las tres especies mayoritarias neutras (N_2, O_2 y O) ya que a las alturas de interes ellas constituyen aproximadamente el 99,5 % del total de los neutros. Estas fórmulas se obtienen a partir del término de colisiones de Boltzman usando como función de distribución una maxwelliana y con secciones eficaces empíricas (Banks 1966a,b).

Estas expresiones para las frecuencias de colisión fueron verificadas experimentalmente por Itikawa (1971) dando buenos resultados.

Para completar la evaluación de las frecuencias de colisión hace falta dar la temperatura electrónica y la concentración de los neutros.

III.3.1 Temperatura electrónica

El perfil de temperatura electrónica que se va a utilizar, como ya se dijo, se obtuvo del modelo de Duhau y Azpiazu (1985). Este modelo es válido cuando las condiciones geomagnéticas cumplen las condiciones dadas por (1) como es el caso del vuelo 14.176 seleccionado y reproduce adecuadamente la temperatura electrónica si se le da como entrada al modelo la actividad solar. La dependencia de la temperatura electrónica con la altura está dada por la expresión:

$$T_e = T_n \left\{ \frac{0,52}{1+[\frac{H-106,35}{12,44}]^2} + 1,2 \right\} \qquad (3.6)$$

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 ecuación (3.6), con la temperatura de los neutros que se va a presentar en el siguiente punto, resulta el perfil de temperatura electrónica que se puede ver en la figura 9.

III.3.2 Concentración de los neutros y temperatura iónica

Existen distintos modelos disponibles que dan la composic de la atmósfera neutra; todos ellos y las medic individuales coinciden dentro de un error del 10 % la región en estudio (Alcaydé y otros 1974). En el presente trabajo se utilizó el modelo semiempírico J77 (Jacchia 1977) del cual se obtuvo el perfil en altura de las especies neutras mayoritarias y la temperatura de los neutros. Se utilizó este modelo por sencillez ya que dado un solo parámetro de entrada salen automaticamente los perfiles en altura necesarios; este parámetro es la temperatura exosférica (T_∞). Esta está dada en J77 por:

$$T_\infty = 1,02 \times T_{1/2} \qquad (3.7)$$

donde $T_{1/2}$ es una temperatura relacionada con la actividad solar,

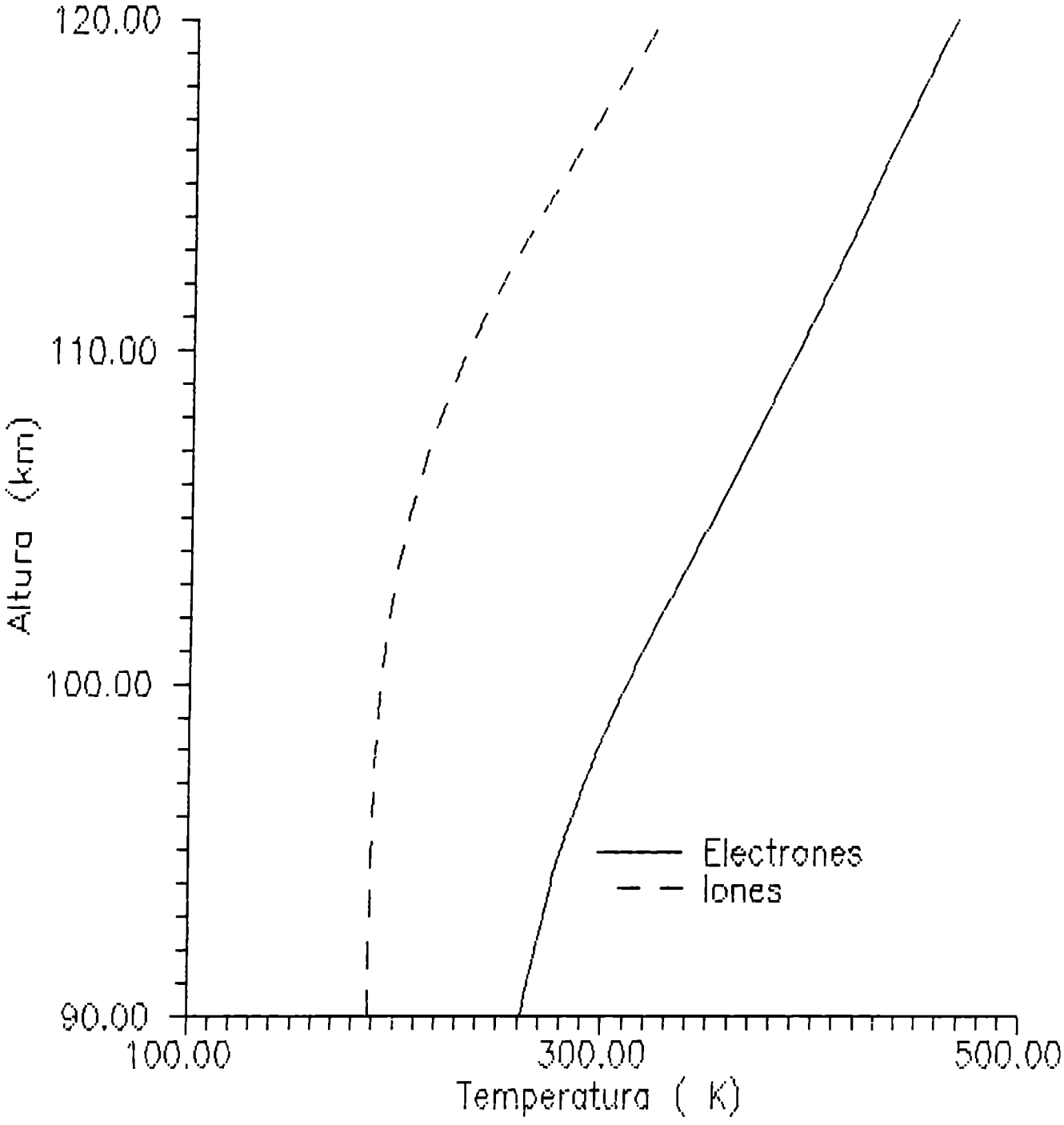


Figura 9: Perfil de la temperatura de iones y electrones, obtenidas de los modelos de Jacchia (1977) y Duhau y Azpiazu (1985) respectivamente

en su determinación interviene el $F_{10.7}$ del dia de interes y un promedio de los $F_{10.7}$ sobre un período de seis rotaciones solares, para el vuelo 14.176 toma un valor de 750°K; en la determinación del factor 1,02 interviene la hubicación geográfica, la época del año y la hora; con esto resulta T_∞=765. El modelo permite hace correcciones por la actividad geomagnética, pero dada la casi nula actividad del dia de interes no se realizaron. En forma practica, los perfiles en altura de interes se obtuvieron interpolando linealmente los valores proporcionados por el modelo entre T_∞ 800°K y T_∞ = 700°K.

En la figura 9 se muestra el perfil altura de la temperatura iónica que es la misma que la de los neutros. Allí, se observa claramente el fuerte desequilibrio térmico entre los electrónes y los iónes.

III.3.3 Frecuencias de colisión y conductividades

A partir de las ecuaciones (3.4) y (3.5) usando los valores de T_e, $n(N_2)$, $n(O_2)$ y $n(O)$ presentados en los dos puntos anteriores se obtuvieron las frecuencias de colisión. En la figura 10 se puede ver el perfil en altura de las mismas.

En el modelo teórico tambien interviene la conductividad de Hall y la de Pedersen, estas se obtuvieron de las ecuaciones (2.19) y (2.18) del capítulo II usando las frecuencias de colisión

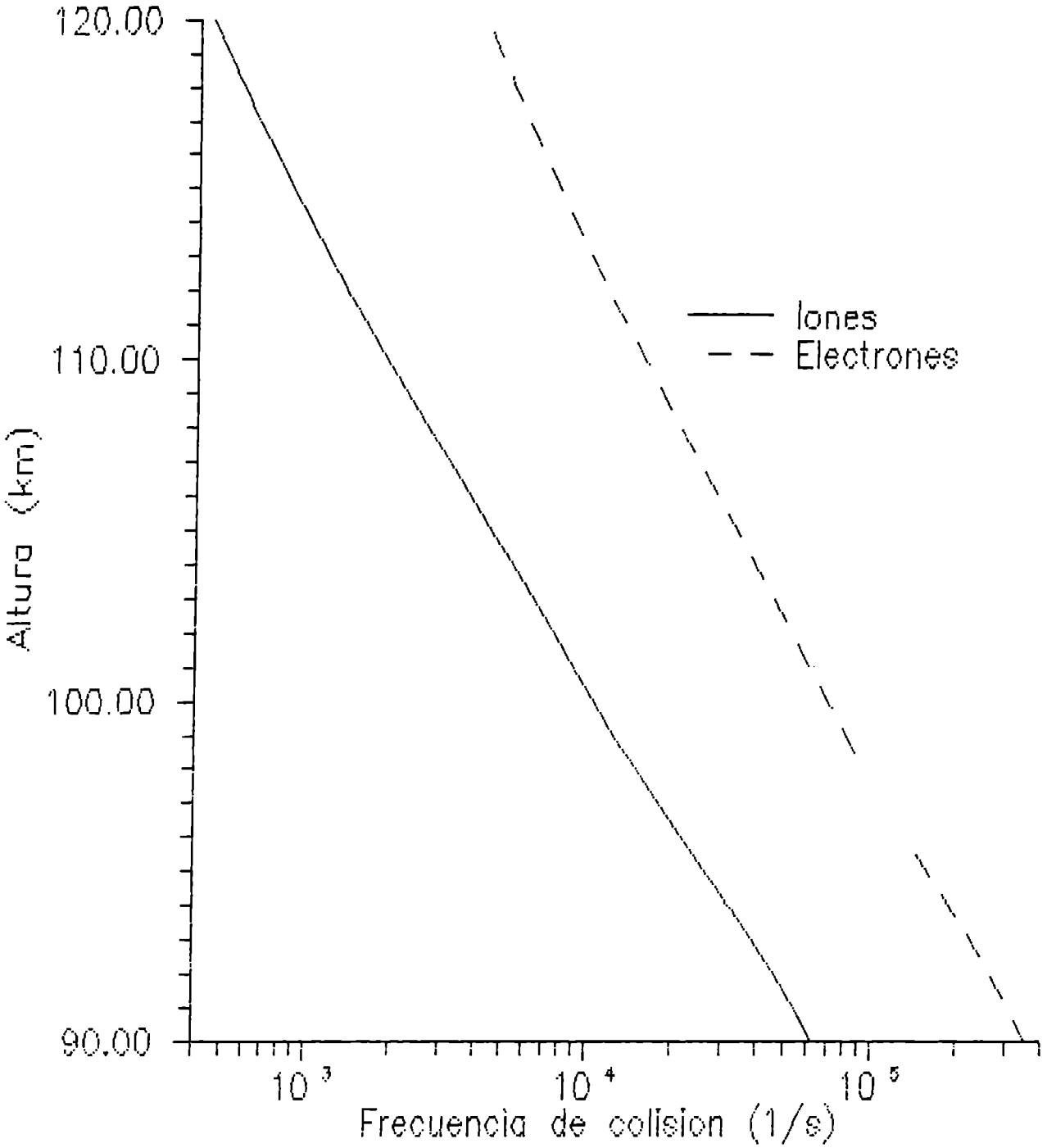


Figura 10: Perfil de las frecuencias de colision de iones y electrones

anteriores y la concentración electrónica dada en el punto 3.2. El perfil en altura obtenido se puede ver en la figura 11.

III.4 Velocidad iónico acústica

La velocidad iónico acustica usada se obtuvo de las temperaturas electrónica y iónica dadas en los puntos III.3.1 III.3.2. El perfil en altura se puede ver en la figura 12.

III.5 Campo eléctrico primario

El último parámetro que falta dar para cerrar el modelo es el campo electrico primario. Este, fue profusamente medido el ecuador peruano en la década del 70 usando el radar de dispersión incoherente instalado en Jicamarca.

Las mediciones realizadas en Jicamarca corresponden la velocidad iónica vertical que están relacionadas con el campo eléctrico primario por la ecuación: $E_{primario}=2.5\cdot 10^{-5}$ (velocidad iónica vertical) (ver por ej. Woodman 1970) y corresponden los 300 km de altura. Entre los 250 y 400 kilómetros de altura donde vale la relación anterior, experimentalmete se sabe que este campo es constante ya que la velocidad iónica lo es (Woodman 1970). En el apédice B se estima la variación en altura de este campo, encontrandose que es aproximadamente del 6% entre los 300 y 100

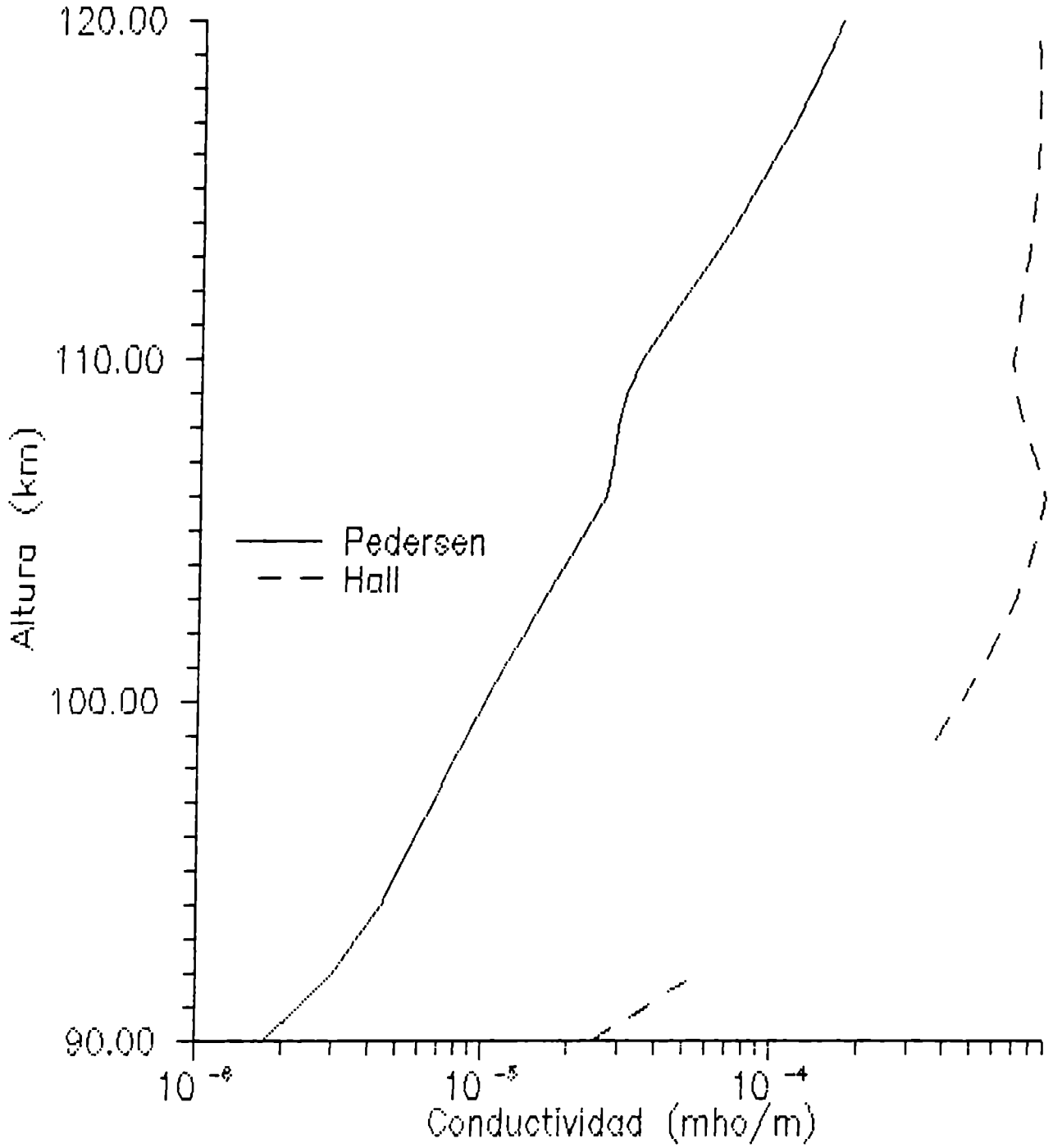


Figura 11: Perfil de las conductividades de Pedersen y de Hall calculadas con las frecuencias de colision de la figura 10 y la concentracion electronica de la figura 7.

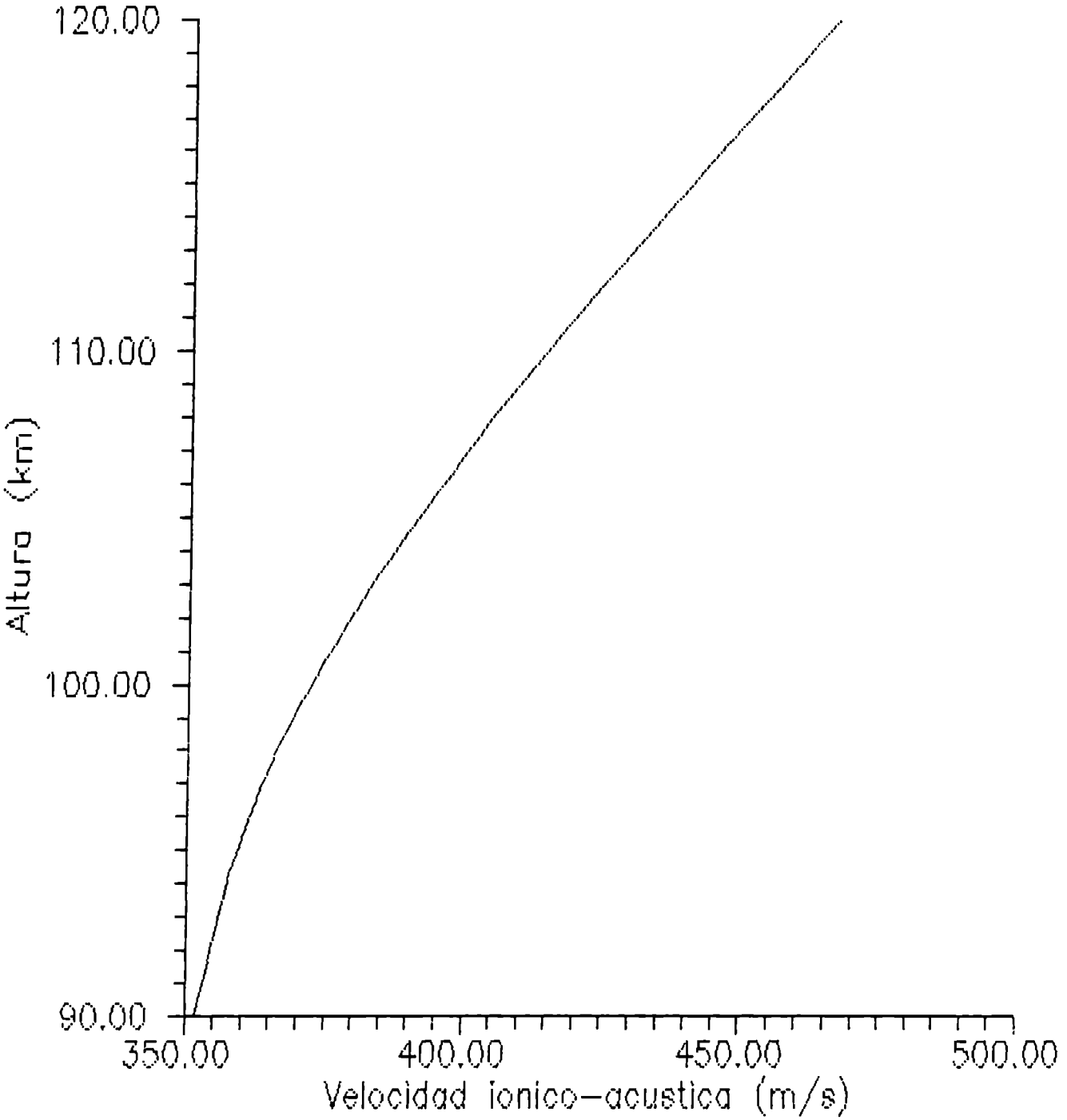


Figura 12: Perfil de la velocidad ionico acustica, obtenida a partir de los perfiles de temperatura de la figura 9.

kilómetros; en la figura 13 se muestra el resultado de una simulación numérica (Duhau y otros 1987) donde observa este mismo efecto.

Los datos usados por nosotros son los publicados por Fejer y otros (1979) que corresponden a mediciones realizadas durante el equinoccio de marzo en el período de baja actividad solar de 1975 y 1976. Estas mediciones corresponden en su mayoría a dias geomagnéticamente quietos (Fejer y otros 1979).

En la figura 14 (reproducción de la figura 1 del trabajo original de Fejer y otros 1979) se muestra el campo eléctric primario en función de la hora. El valor usado por nosotros es de 0,6 ± 0.088 mV/m y corresponde al valor de esta figura a las 11,30 horas para condiciones equinoxiales; el el valor corresponde a la dispersión en las mediciones que se observa en la misma figura (de la Vega y Duhau 1989).

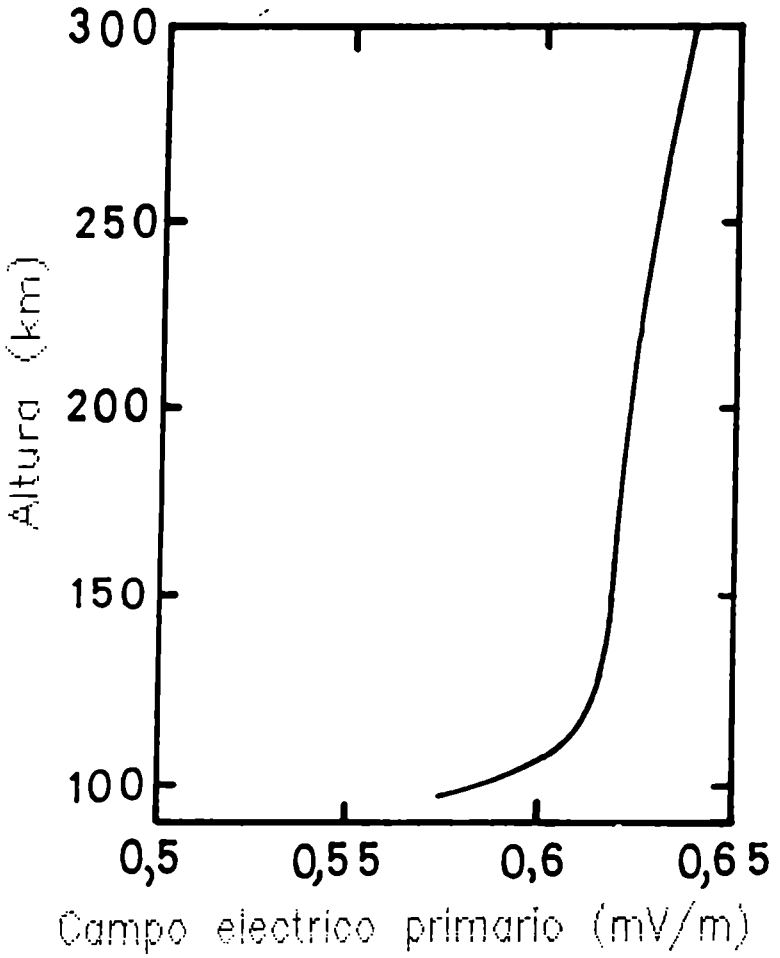


Figura 13: Perfil del campo electrico primario simulado numericamente (Duhou y otros 1987).

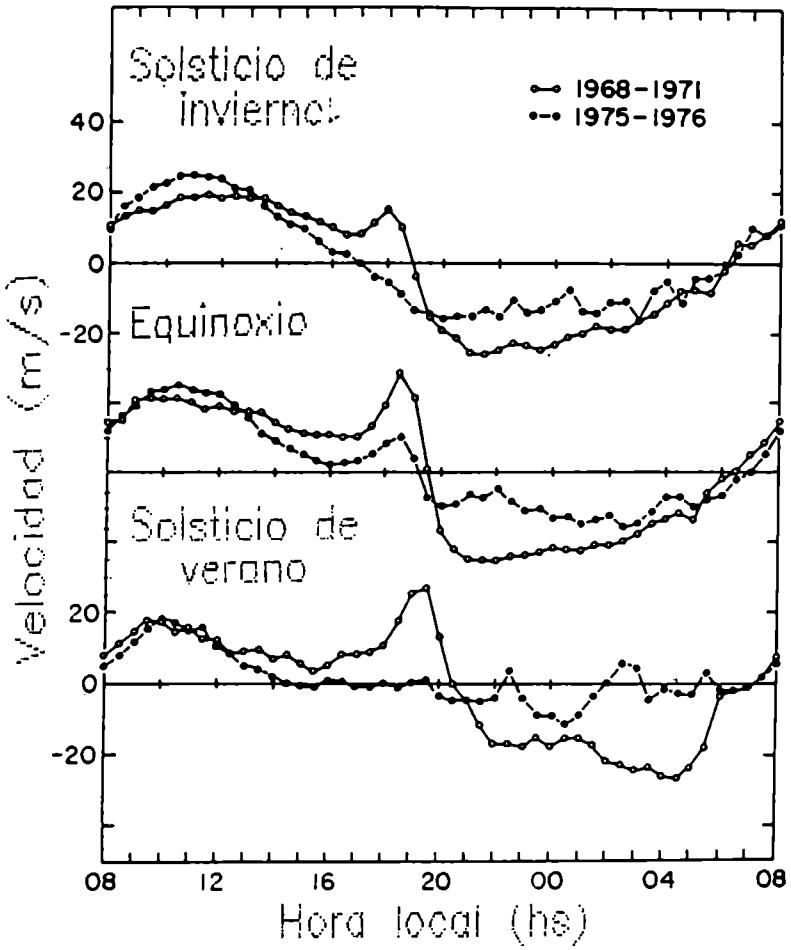


Figura 14: Velocidad de deriva vertical medida en Jicamarca, Peru, en funcion de la hora para las distintas estaciones año (Fejer y otros 1979).

CAPITULO IV: IMPLEMENTACION DEL MODELO Y DISCUSION

En el presente capítulo, presentaremos los resultados obtenidos al implementar numéricamente el modelo del electrochorro ecuatorial desarrollado en los dos capítulos anteriores y se va a comparar con la densidad de corriente ecuatorial medida condicion ionosférica equivalente.

En el capítulo II se vio que para determinar el campo eléctrico secundario, que el genera al electrochorro ecuatorial, es necesario tener en cuenta que la turbulencia provoca un flujo turbulento vertical de electrones. Este efecto se representa como una contribución anómala al tensor de conductividad clásico de Chapman. La variación del campo eléctrico secundario por este efecto turbulento produce una variación de la velocidad media horizontal de deriva que produce a su vez modificación de la intensidad del electrochorro (con relacion al caso no turbulento) sin modificar la dependencia funcional de esta corriente con las variables del sistema. Este efecta puede explicar la diferencia de intensidad enunciada en el capitulo introductorio.

Para realizar esto utilizaremos los dos modelos que relacionan el campo electrico secundario con el primario que supone dado y las otras variables del problema, presentados en el

capítulos II.

El modelo de Sugiura y Cain, en el cual, como dijimos, el campo electrico secundario sale de imponer la condición de que la densidad de corriente vertical sea nula, provee relaciones locales por lo que el campo electrico secundario solo depende de la turbulencia presente en la posición donde se impone la condicion de densidad de corriente vertical nula. Como el nivel de turbulencia depende a su vez de la velocidad electrónica, necesario resolver un sistema de ecuaciones acopladas lo cual haremos en forma iterativa.

En el otro (modelo de Richmond), el campo eléctric secundario se obtiene a partir de la condición mas real de que la divergencia de la densidad de corriente es nula junto con pedir la condición de equipotencialidad de las líneas campo geomagnético. En este caso, el campo eléctrico secundario depende de la turbulencia a todo lo largo de la linea de campo geomagnético. E este sentido es una teoría no local y por ello es mas dificil de implementar ya que para hacerlo es necesario dar el nivel de turbulencia en todo un rango de alturas en forma simultanea.

4.1 La región inestable

Para determinar el nivel de turbulencia es necesario estudiar la región linealmente inestable ya que la turbulencia es generada

por dos procesos de distinta naturaleza que se excitan distintos rangos de número de onda (k) y a distinta altura (H).

4.1.1 Longitud de onda larga

En la aproximación hidromagnétic el electrochorro ecuatorial es linealmente inestable cuando el factor de crecimiento $\mathrm{Im}[\omega_{\bar{k}}] = \gamma(H,\bar{k})$ dado por la ecuación 2.40 del capítulo II es positivo. En esa expresión la dependencia con el número de onda es explícita mientras que la dependencia con la altura está dada implícitamente por la dependencia de v_{ea}, $\langle v_i$ Cs, etc. esta según lo presentado en el capítulo III.

Se determino la zona inestable para los modos con número de onda paralelo a la velocidad de deriva, es decir $\bar{k}$ en la direcc oeste ya que son los modos mas inestables. En la figura 15a muestra $\gamma(H,\bar{k})$ entre los 90 y 120 km de altura y longitudes de onda entre 5 y 4905 m; la separación entre cada curva es de 100 m, la escala vertical correspondiente a γ está normalizada a Se observan dos zonas inestables hubicadas en diferentes rangos de altura y longitudes de onda. La zona que corresponde al indicado por A en la figura y que se observa solo en la primer curva alrededor de la altura donde el electrochorro ecuatorial tiene máxima intensidad (109 km) es producida por la inestabilidad de dos haces y será estudiada en la siguiente sección.

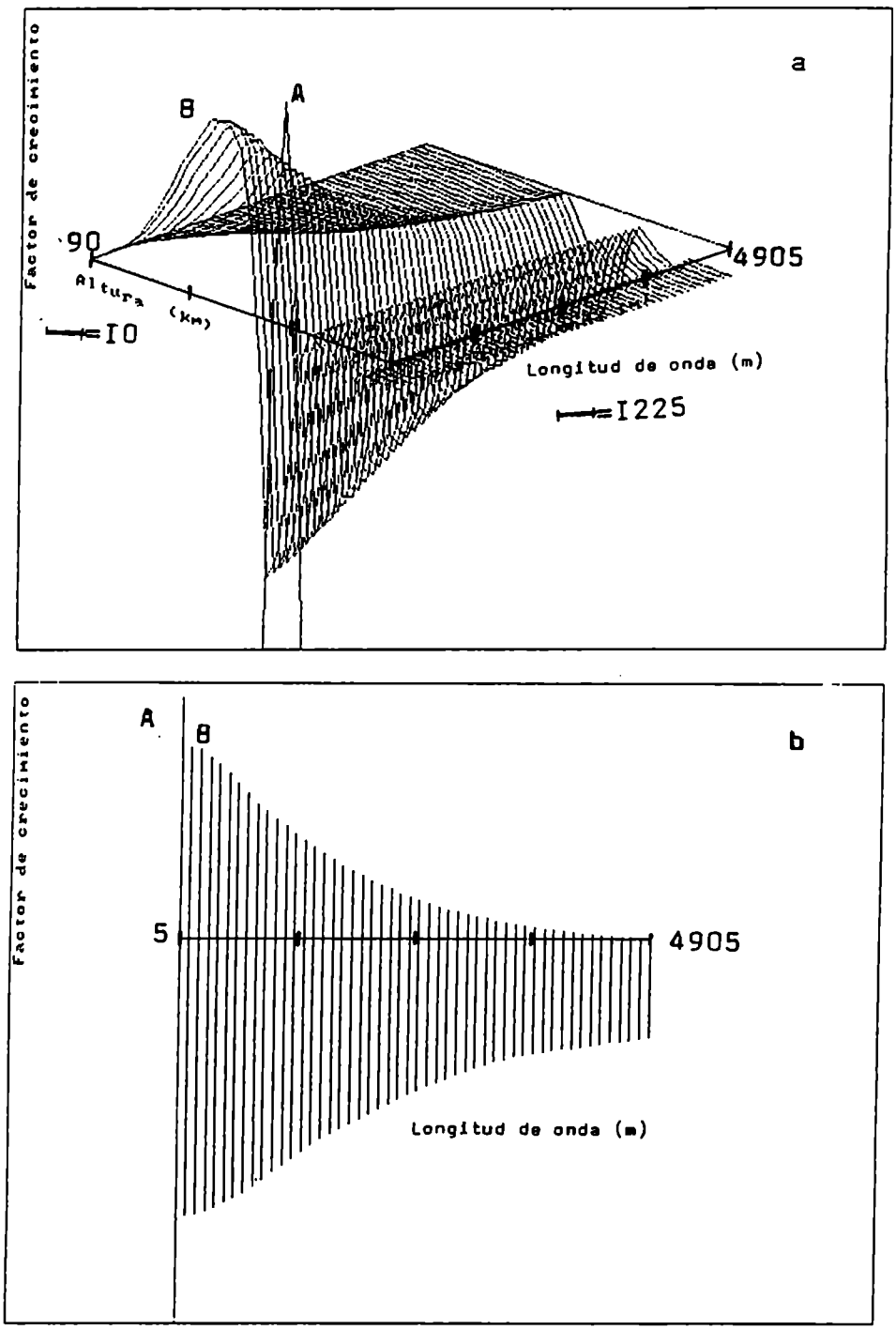


Figura 15: El factor de crecimiento (normalizado) γ en funcion de la longitud de onda, λ, y la altura. a) visto en perspectiva y b) proyeccion sobre el plano γ, λ.

La principal zona inestable que se observa en la figura 15a es la que corresponde al máximo indicado por B en la figura, esta zona es generada por la inestabilidad de gradiente de la deriva Esta zona coincide con aquella donde el gradiente de concentración electrónica es positivo (ver figura 8). El máximo de esta zona corresponde a una longitud de onda entre 100 y 200 m y inestable entre los 90 y 106 km de altura. En esta región disminuye para longitudes de onda menores a los 100 m, la primer curva graficada (correspondiente a m) ya es negativo saliendo de escala por eso no se observa. La zona existante partir de los 112 km de altura es estable ya que si bien γ vuelve a crecer no llega a valores positivos.

La figura 15b es una proyección de la figura 15a sobre el plano perpendicular a la altura; se ha marcado con A y B los picos correspondientes a la figura 15a. De esta figura se puede ver que la zona correspondiente al máximo B es inestable hasta longitudes de onda del orden de los 4600 m.

El máximo B está a una altitud de 101 km. El detalle de a esta altitud en función de la longitud de onda se muestra la figura 16. Allí se observa en detalle lo mencionado anteriormente de que para longitudes de onda menores a 100 m γ disminuya y hace negativo (estable) para longitudes de onda menores a 10.8 m. Tambien se aprecia que el máximo está a una longitud de onda de 110 m y que si bien el sistema es estable para longitudes de onda

mayores a 3700 m el γ se hace despreciable ya a los 500 m. Esto indica que para los modos mas inestables es una buena aproximación considerar la zona ecuatorial homogenea ya que la escala de variación vertical es mucho mayor que la longitud de onda de esos modos. Sin embargo se introduce un error al tomar la región como homogenea para los modos del orden del km, error que es pequeño debido a que el factor de crecimiento de esos modos es pequeño.

En la figura 16 se puede ver junto el factor de crecimiento obtenido de la teoría hidrodinámica, el mismo obtenido cinéticamente a partir de la ecuación 2.51 del capítulo II. No se observa mayor diferencia entre ambos ya que se están considerando longitudes de onda largas en los cuales los efectos cinéticos son despreciables.

4.1.2 Longitud de onda corta

Un estudio hidrodinámico de las inestabilidades similar al presentado en el punto anterior pero para longitudes de onda pequeña se muestra en la figura 17. En la figura 17a se graficó $\gamma(H,\bar{k})$ en el mismo rango de alturas que 15a pero para longitudes de onda entre 1 y 25,5 m con un paso entre curva y curva de 0,5 m.

En esta figura se observan las mismas zonas inestables que en la figura 15a solo que el máximo indicado con A en el dibujo se ve ahora con mas detalle y la zona correspondiente al máximo marcado

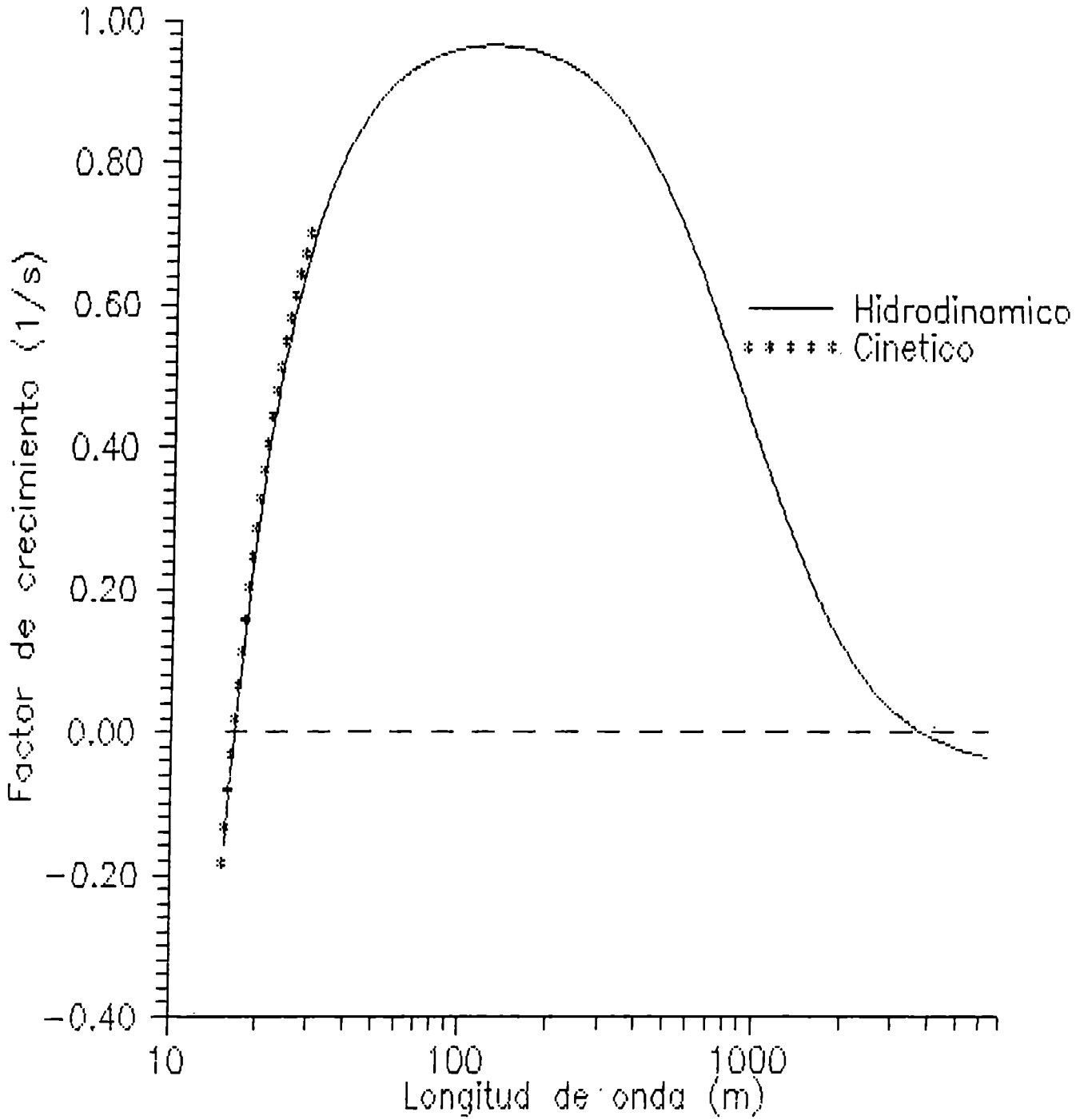
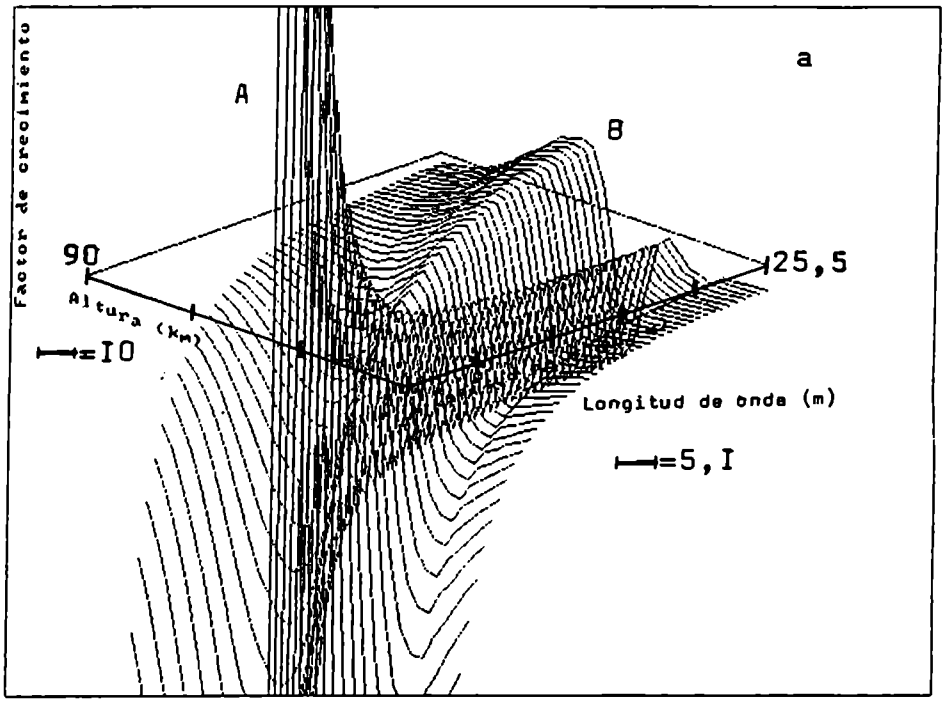


Figura 16: Factor de crecimiento en funcion de la longitud de onda a los 101 km de altura



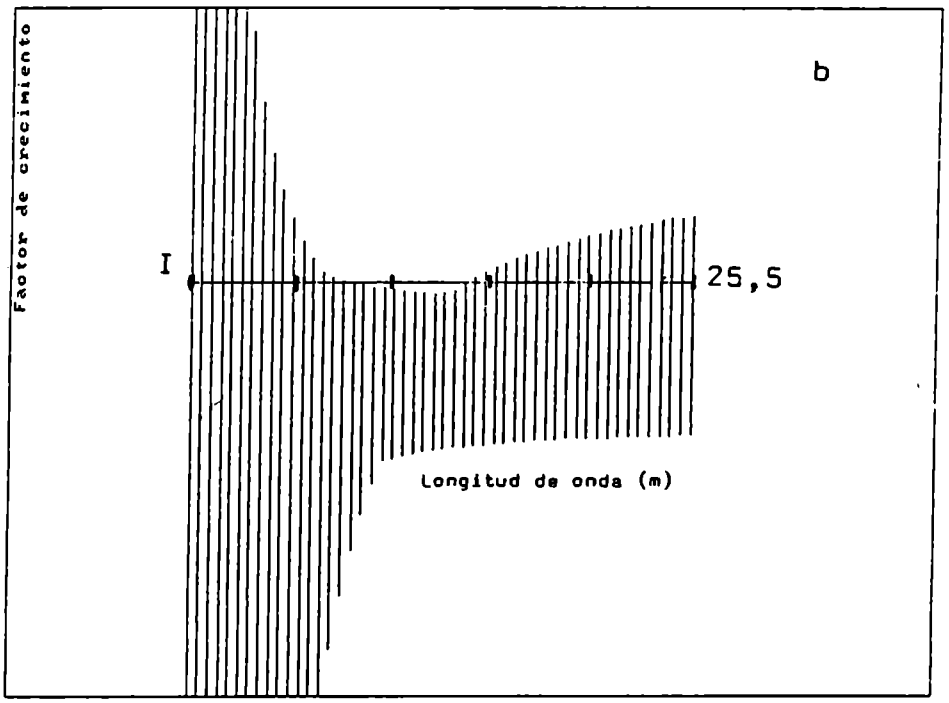


Figura 17: El factor de crecimiento (normalizado) como en la figura 15 pero para longitud de onda mas pequeña

con B se ve en la región de nacimiento como factor positivo. La primer región inestable se halla entre los 107,5 y 110 km de altura mientras que la otra entre los 94 y 105,5 km (para las curvas correspondientes a los máximos).

La figura 17b es similar a la 15b pero para las longitudes de onda cortas. Se observa que la mínima longitud de onda a la que está excitada linealmente la inestabilidad de gradiente de la deriva es de 14 m mientras que la máxima longitud de onda a la que está excitada la inestabilidad de dos haces es de 8,5 m.

Como se puede ver de ambas figuras 17, el factor de crecimiento para la inestabilidad de dos haces en la aproximación hidrodinámica diverge cuando la longitud de onda se aproxima a 0. El tratamiento cinético de esta inestabilidad (dado por la ecuación 2.51 del capítulo II) se muestra en la figura 18. En esta figura se ve que ambos tratamientos coinciden para longitudes de onda mayores a 9 m y que incluso cualitativamente, el tratamiento hidromagnético es capaz de describir la situación hasta una longitud de onda de 3 m pero falla para longitudes de onda menores.

Con el tratamiento cinético que incluye el amortiguamiento de Landau el factor de crecimiento no diverge, sino que se observa que posee un máximo para una longitud de onda de 2,6 m y que la mínima longitud de onda inestable es de 1,9 m. Tambien se ve una pequeña variación en la longitud de onda máxima.

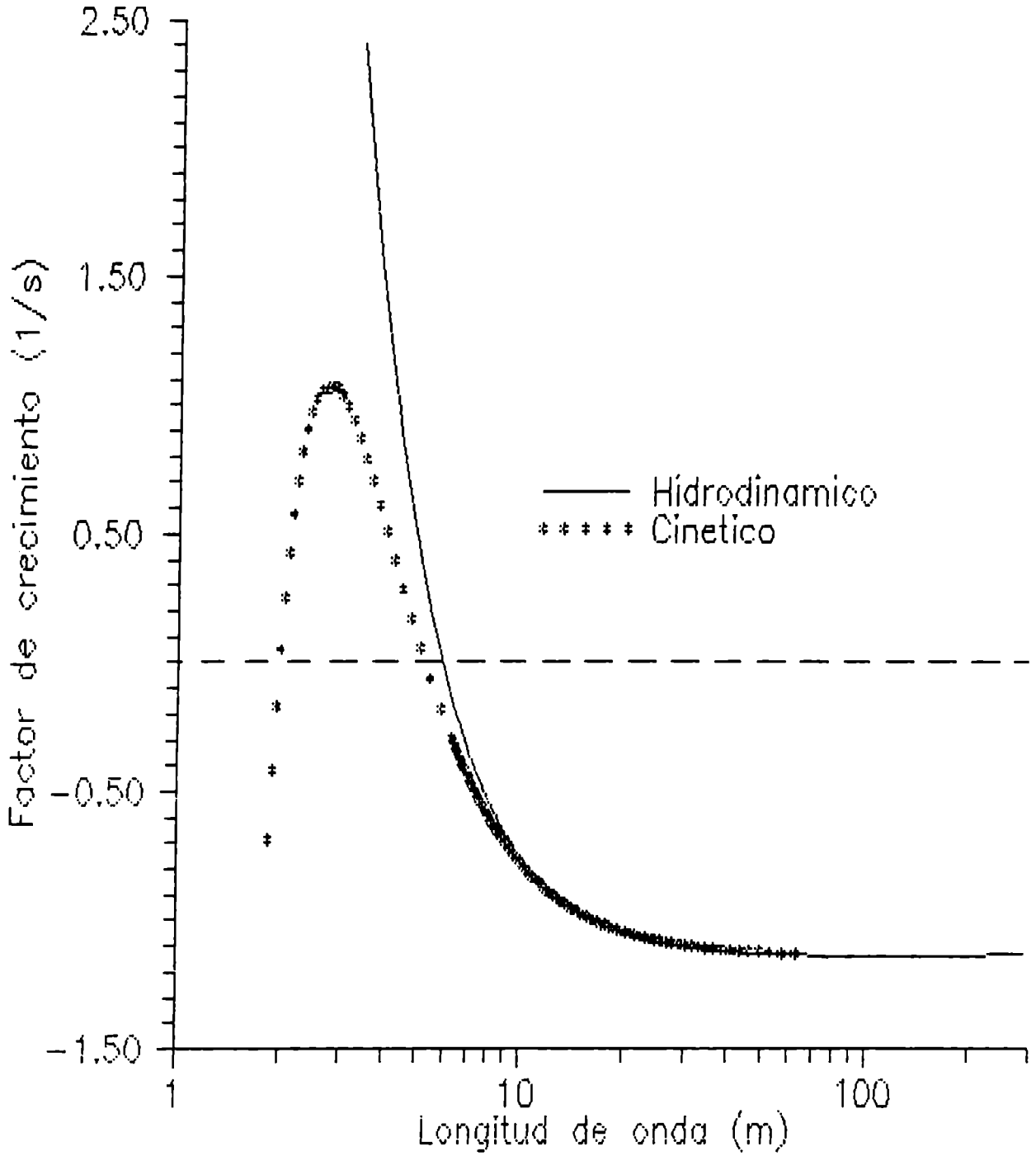


Figura 18: Factor de crecimiento en funcion de la longitud de onda a los 109 km de altura

Se viene hablando de dos inestabilidades: de gradiente de la deriva y de dos haces pero en realidad (si bien corresponden a distintos procesos físicos) estas inestabilidades están descriptas por dos términos distintos de una única relación de disperción, terminos que son dominantes a distintas longitudes de onda. Esto implica que aunque domine uno de los términos de inestabilidad el otro está influenciando tambien, lo que puede observarse en la figura 19 donde se graficó el γ correspondiente a la inestabilidad de dos haces predicho por la teoría cinética despreciando el gradiente en la concentración electrónica en un caso incluyendolo en el otro; se observa que ambas curvas concuerdan cualitativamente, pero que la presencia del gradiente actua como elemento estabilizador (ya que a los 109 km de altura es negativo) disminuyendo el valor de γ y sobre todo disminuyendo el rango de longitudes de onda inestables.

4.2 Modelo de la densidad de corriente incluyendo efectos de turbulencia

El electrochorro ecuatorial está dado por la componente oeste-este (en la dirección $\hat{x}$ del sistema de coordenadas que viene usando) de la expresión (2.22). Como la contribución del término de Hall es mucho mayor que la del término de Pedersen (con los parámetros de la tabla A la diferencia resulta casi tres

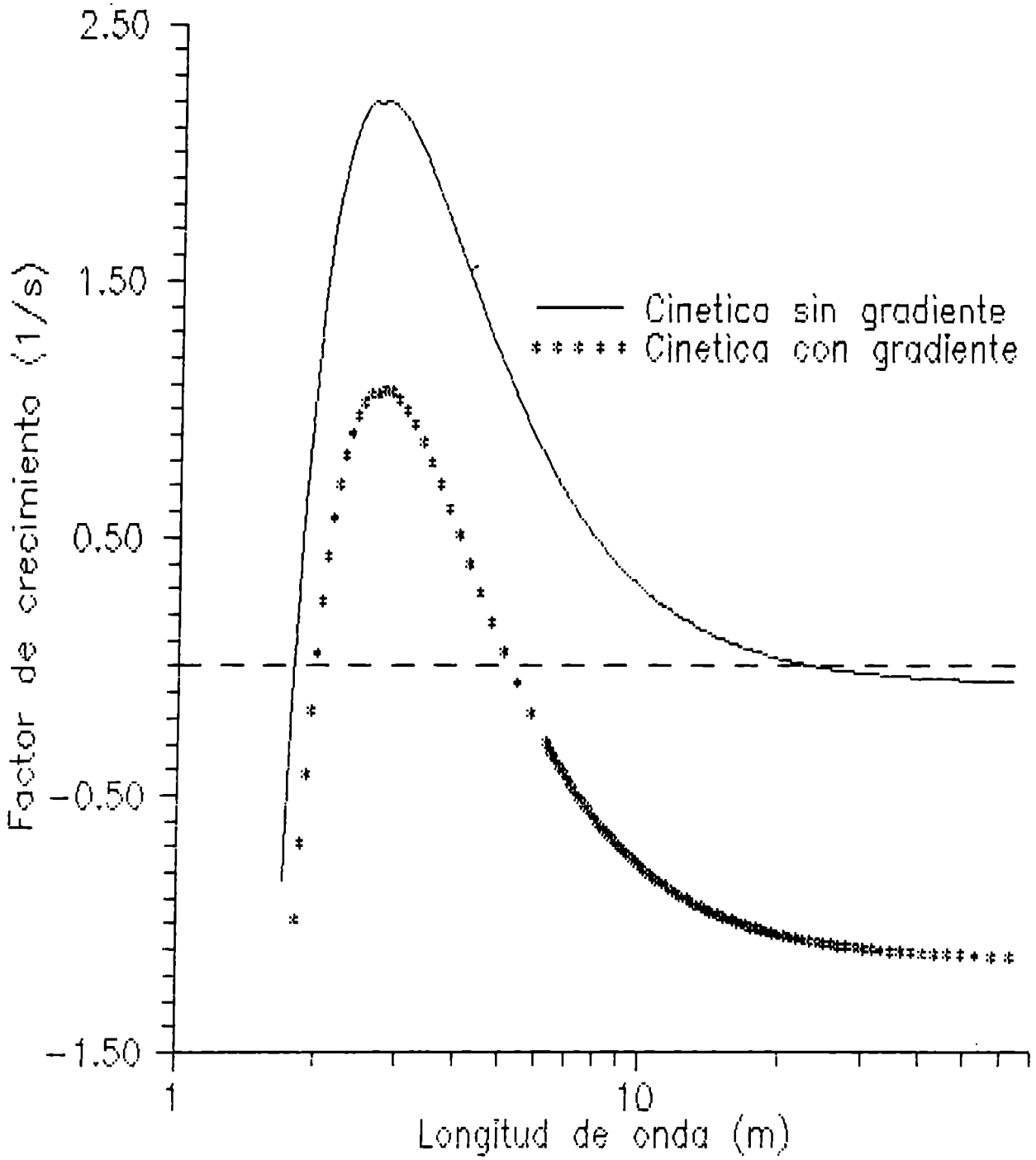


Figura 19: Factor de crecimiento en funcion de la longitud de onda a los 109 km de altitud

ordenes de magnitud mayor: $8\ 10^{-6}$ a $1{,}4\ 10^{-8}$ A/m^2) la densidad de corriente ecuatorial se puede expresar:

$$\langle J_x \rangle = -\sigma_H \langle E_s \rangle \cong -e \langle n \rangle \langle v_e \rangle \qquad (4.1)$$

donde la segunda igualdad es válida ya que, como se vio en el capítulo II, la contribución turbulenta $\langle n\bar{v} \rangle$ es despreciable para la componente $\hat{x}$ de la densidad de corriente. De aquí es inmediato que:

$$\langle v_e \rangle = \frac{\sigma_H \langle E_s \rangle}{e \langle n \rangle} \qquad (4.2)$$

esta expresión de la velocidad electrónica es la que se va a usar al calcular el nivel de turbulencia.

4.2.1 Modelo de Sugiura y Cain modificado

Las ecuaciones que se usaron en el modelo de Sugiura y Cain modificado son: la ecuación (2.24) que relaciona el campo primario con el secundario; la (2.74) que conecta el nivel de turbulencia con la velocidad electrónica; la anteriormente presentada (4.2) que conecta la velocidad electrónica con el campo eléctrico secundario y finalmente la (2.21) que da la contribución anómala al tensor de conductividad (σ_T) en función del nivel de turbulencia.

El modelo se implementó de la siguiente manera: se tomó el nivel de turbulencia nulo con lo cual el campo secundario (no turbulento) está dado por: $\langle E_S \rangle^{nt} = -\sigma_H/\sigma_P \langle E_P \rangle$ con este campo se calculó la velocidad de deriva y con esta el nivel de turbulencia y el término de conductividad turbulenta. Con este último término se volvio a determinar el campo secundario pero ahora de la expresión turbulenta completa 2.24: $\langle E_S \rangle \quad \langle E_S \rangle^{nt}/(1+\sigma_T/\sigma_P)$. Se repitio iterativamente este procedimiento hasta obtener un campo eléctrico secundario estable (con 10 iteraciones como término medio, se obtuvo que se repiten los valores del campo secundario con una precisión de 6 cifras decimales). Una vez obtenido el campo eléctrico secundario, de 4.1 se obtuvo la densidad de corriente ecuatorial.

El esquema iterativo usado se puede resumir como:

1 $\langle(\delta n/n)^2\rangle = 0$

2 $\sigma_T = 0$

3 $\langle E_s\rangle^{nt} = -\sigma_H/\sigma_P \ \langle E_P\rangle$

4 $\langle E_s\rangle = \langle E_s\rangle^{nt}$

5 $\langle v_e\rangle = \sigma_H \ \langle E_s\rangle/(e\langle n\rangle)$

6 $\langle(\delta n/n)^2\rangle = F(\langle v_D\rangle)$ 2.74

7 $\sigma_T = f(\langle(\delta n/n)^2\rangle)$ 2.21

8 $\langle E_s\rangle = \langle E_s\rangle^{nt}/(1+\sigma_T/\sigma_P)$

9 se repite el paso 5 hasta que $\langle(\delta n/n)^2\rangle$ converja

10 $\langle J_x\rangle^{nt} = -\sigma_H \ \langle E_s\rangle^{nt}$

11 $\langle J_x\rangle = -\sigma_H \ \langle E_s\rangle$

Este procedimiento es válido a las alturas donde es correcto usar el término de fluctuaciones dado por la aproximación AID, decir donde no estén excitadas longitudes de onda pequeñas. Como se vió en el punto anterior esto es correcto por debajo de los 106 km de altura.

En la expresión para el nivel de turbulencia AID 2.74 aparte de otros parámetros, figura el número de onda mínimo y máximo inestables. Para el número de onda mínimo, tomo el correspondiente a la máxima longitud de onda linealmente excitada esto según se dijo, introduce un pequeño error ya que para esas longitudes de onda el medio no es isótropo. Para el límite de número de onda mas grande se tomo el correspondiente

longitud de onda de dos metros ya que si bien el mecanismo AID excita no linealmente longitudes de onda pequeñas, por debajo de ese valor las ondas son fuertemente amortiguadas por efectos cinéticos.

Entre los 106 y 110 km de altura donde se halla excitada la inestabilidad de dos haces y no es válida la aproximación AID se tomó el nivel de turbulencia como dado, con ese valor, determinó directamente el término de conductividad turbulento 2.21 y a partir de este el campo eléctrico secundario y la densidad de corriente. El valor elejido es de $<(\delta n/n)^2>=10^{-3}$ constante en toda la región donde está excitada la inestabilidad de dos haces. Este valor estimativo del nivel de turbulencia en esta región es el reportado por Bowles y otros (1963) a partir de evidencia empírica. Por sobre los 110 km de altura, donde el análisis lineal de inestabilidades indica estabilidad, se tomó nula esta contribución.

Todos los otros parámetros que intervienen en este modelo, son los dados en el capítulo III que aseguran que las condic del mismo sean las mismas que la del dia de la medición del electrochorro ecuatorial con la que compararemos las predicciones. Los resultados obtenidos se muestran en la figura 20. Los puntos corresponden al valor experimental (vuelo 14.176 reportado por Davis y otros 1967), la curva rayada sale del modelo tomando todo el perfil en altura el nivel de turbulencia nulo por eso se

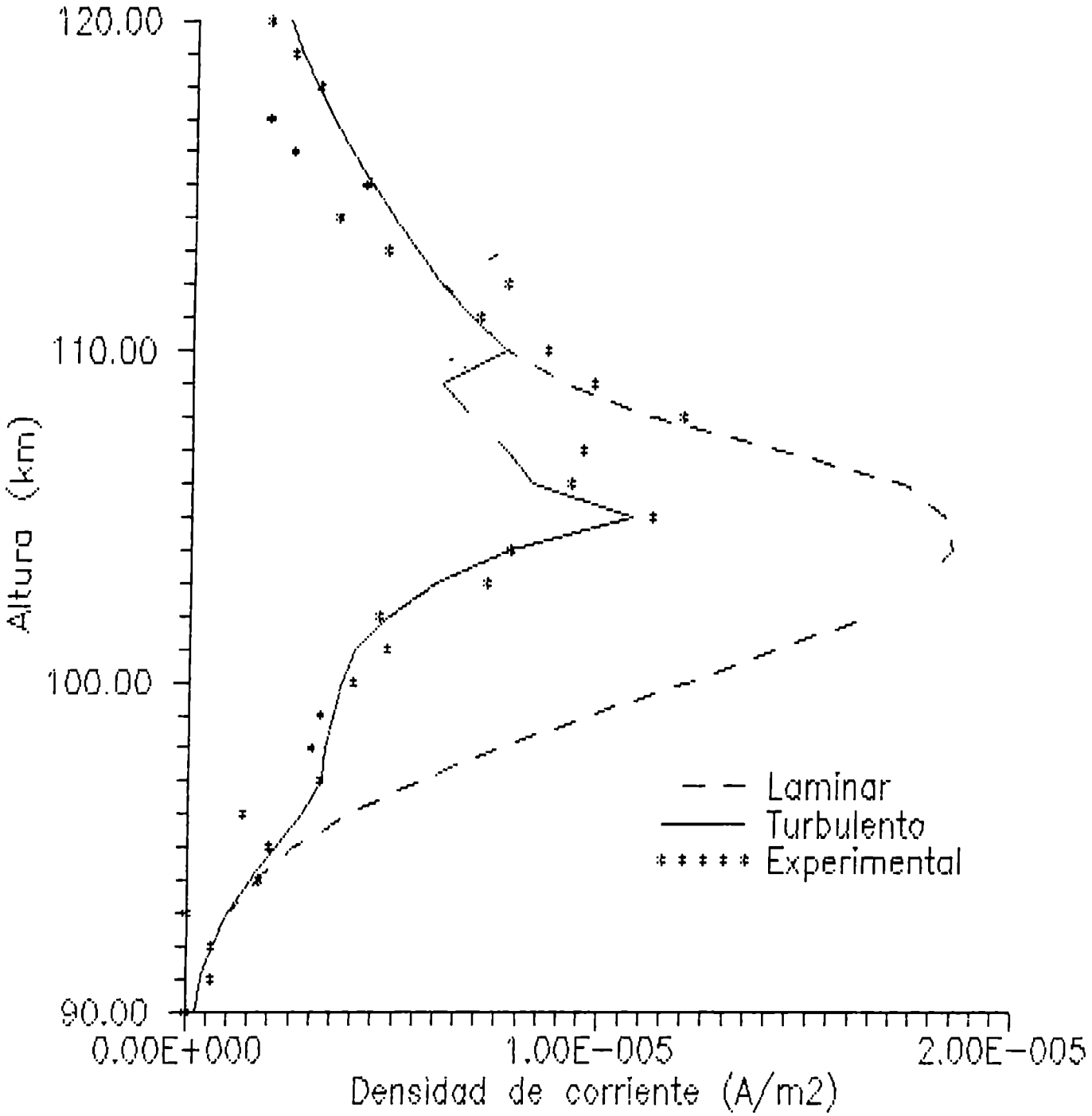


Figura 20: Perfil de la densidad de corriente. Modelo de Sugiura y Cain junto con datos experimentales

lo llama modelo laminar; finalmente, el modelo turbulento anteriormente descripto corresponde a la curva continua.

Comparando los datos con el modelo laminar se observa que este modelo difiere apreciablemente con el perfil experimental entre los 95 y 109 km de altura siendo la diferencia de intensidad a la altura correspondiente al máximo del doble aproximadamente. El modelo turbulento disminuye drasticamente en relación al laminar la intensidad y se ve que concuerda con la curva experimental a excepción de las alturas comprendidas entre los 106 y 109 km donde se usó un valor estimativo del nivel de turbulencia. Aparentemente, el nivel de turbulencia usado en esta zona es correcto en orden de magnitud pero un poco sobredimensionado ya que produce un efecto de reducción de la corriente excesivo. Las discontinuidades que se observan la curva del modelo turbulento son producto de este valor 'ad hoc' introducido.

Con respecto a la hubicación del máximo, en el perfil experimental está hubicado alrededor de los 107 km, en el modelo laminar a los 105 km de altura y en el modelo turbulento puede determinar con exactitud ya que está ubicado en la donde solo se usó el valor estimativo del nivel de turbulenc Lo que si se puede afirmar en el caso turbulento es que se halla por sobre lós 104 km y debajo de los 110 km de altura y que el efecto de la turbulencia no solo disminuye la intensidad sino que deforma

el perfil en altura con relación al laminar lo que puede afectar la hubicación del máximo.

En resumen, el tomar en cuenta la contribución turbulenta el modelo de Sugiura y Cain reduce apreciablemente la densidad de corriente con relación al modelo laminar y reproduce adecuadamente los datos experimentales de la zona donde válida la aproximación AID.

4.2.2 Modelo de Richmond modificado

En el modelo de Richmond el campo eléctrico es constante a lo largo de las líneas de campo geomagnético, debido a esto es mas apropiado, como ya dijimos, utilizar un sistema de coordenadas dipolar. La relación entre las componentes del campo eléctrico las direcciones oeste-este y perpendicular verticalmente las líneas de campo geomagnético, que en el ecuador geomagnético coinciden con el campo eléctrico primario y secundario respectivamente, está dado en este modelo por la expresión 2.25 que involucra integrales a lo largo de una linea de campo magnético de distintos parámetros. Esto requiere dependencia de esos parámetros no solo con la altura como el modelo de Sugiura y Cain sino tambien con la latitud. Sin embargo, como la región de interes involucra unos pocos grados en latitud (no mas de cuatro) consideraremos estos parámetros constantes

iguales a los ecuatoriales presentados en el capítulo III.

El electrochorro ecuatorial en el sistema de coordenadas dipolar sigue dado por la relación 2.22, y es válida la aproximación de despreciar el término de Pedersen:

$$\langle J_{\tilde{y}} \rangle = - \sigma_H \langle E_{\tilde{y}} \rangle \qquad (4.3)$$

En este sistema de coordenadas, la relación 3.3 entre la dirección vertical y la normal al campo geomagnético dipolar e.

$$\langle E_{\tilde{y}} \rangle = \langle E^{vertical} \rangle / \cos I \qquad (4.4)$$

donde se usó la aproximación de Richmond de tomar la componente del campo eléctrico paralelo a la línea de campo geomagnético nula. De la ecuación 3.2 de la línea de campo geomagnético dipolar, resulta que la linea que pasa por el ecuador geomagnético a los 120 km de altura cruza el límite de la región conductora (90 km) a 3,9 grados del ecuador con lo cual de 3.3 resulta cosI=0,9908. Como este es el mínimo valor que puede tomar cosI la zona de interes, se justifica aproximar a $\langle E_{\tilde{y}} \rangle$ por la componente vertical y utilizar la teoría desarrollada el capítulo III para la contribución turbulenta a la densidad de corriente. La velocidad electrónica en la misma aproximación está dada por:

$$\langle v_e \rangle = \sigma_H \langle E_y \rangle / (e\langle n \rangle) \qquad (4.5)$$

en esta expresión aunque no esté expresamente indicado la notación σ_H y $\langle n \rangle$ dependen de la altitud y $\langle E_y \rangle$ a travez de la conexión de la linea de campo depende de la altura y de la latitud.

El modelo de Richmond modificado se implementó en forma similar al de Sugiura y Cain modificado. Se parte considerando el nivel de turbulencia nulo en toda la zona ecuatorial. De la relación 2.25 se obtiene el valor de $\langle E_y \rangle$ para la linea de campo geomagnético que pasa a la altura H_e sobre el ecuador geomagnético. Con este campo, de la relación 4.5 se obtiene la velocidad de deriva en cada punto a lo largo de la linea de campo geomagnético. Con estas velocidades, para cada punto de la linea se determinó (de la ecuación de análisis lineal de estabilidad 2.45) si estaba excitada la inestabilidad de gradiente de la deriva, en cuyo caso se calculó el nivel de turbulencia de la aproximación AID (ecuación 2.74) estaba excitada la inestabilidad de dos haces en cuyo caso se asignó un nivel de turbulencia al punto constante de 10^{-3}, finalmente si el punto es estable el nivel de turbulencia asignado es nulo. Una vez obtenido el nivel de turbulencia en cada punto a lo largo de la linea de campo geomagnético en cuestión, de la relación 2.21 se determinó en cada uno de esos puntos la contribución turbulenta a la

conductividad σ_T. Se integró σ_T a lo largo de la linea de campo geomagnético en cuestión y con este valor se volvio a recalcular $\langle E_y \rangle$. Como en el modelo de Sugiura y Cain modificado se procedió iterativamente hasta obtener una buena converjencia de $\langle E_y \rangle$, este, finalmente, de 4.3 se obtuvo la densidad de corriente ecuatorial.

En la figura 21 se muestra el resultado. Se observa que la densidad de corriente del caso turbulento es mucho menor a la laminar y que reproduce aproximadamente el perfil experimental aunque no tan bien como el modelo de Sugiura y Cain modificado en las zonas donde no está excitada la inestabilidad de dos haces. El brusco salto que se producía en el modelo de Sugiura y Cain modificado en la zona donde está excitada la inestabilidad de dos haces ahora se ve suavizado al sumar contribuciones a lo largo de la linea de campo geomagnético. Por el mismo motivo, el perfil turbulento es menor al laminar en las alturas donde localmente hay excitada ninguna inestabilidad.

En la figura 22 se muestra el perfil de nivel de turbulencia sobre el ecuador dip. Hasta los 105 km de altura es el obtenido del modelo AID utilizando la velocidad electrónica autoconsistente que resulta del modelo de Richmond modificado (el obtenido del modelo de Sugiura y Cain modificado es similar). Por sobre los 105 km está graficado el modelo propuesto por nosotros sobre la base experimental. Se ve que en orden de magnitud ambas magnitudes

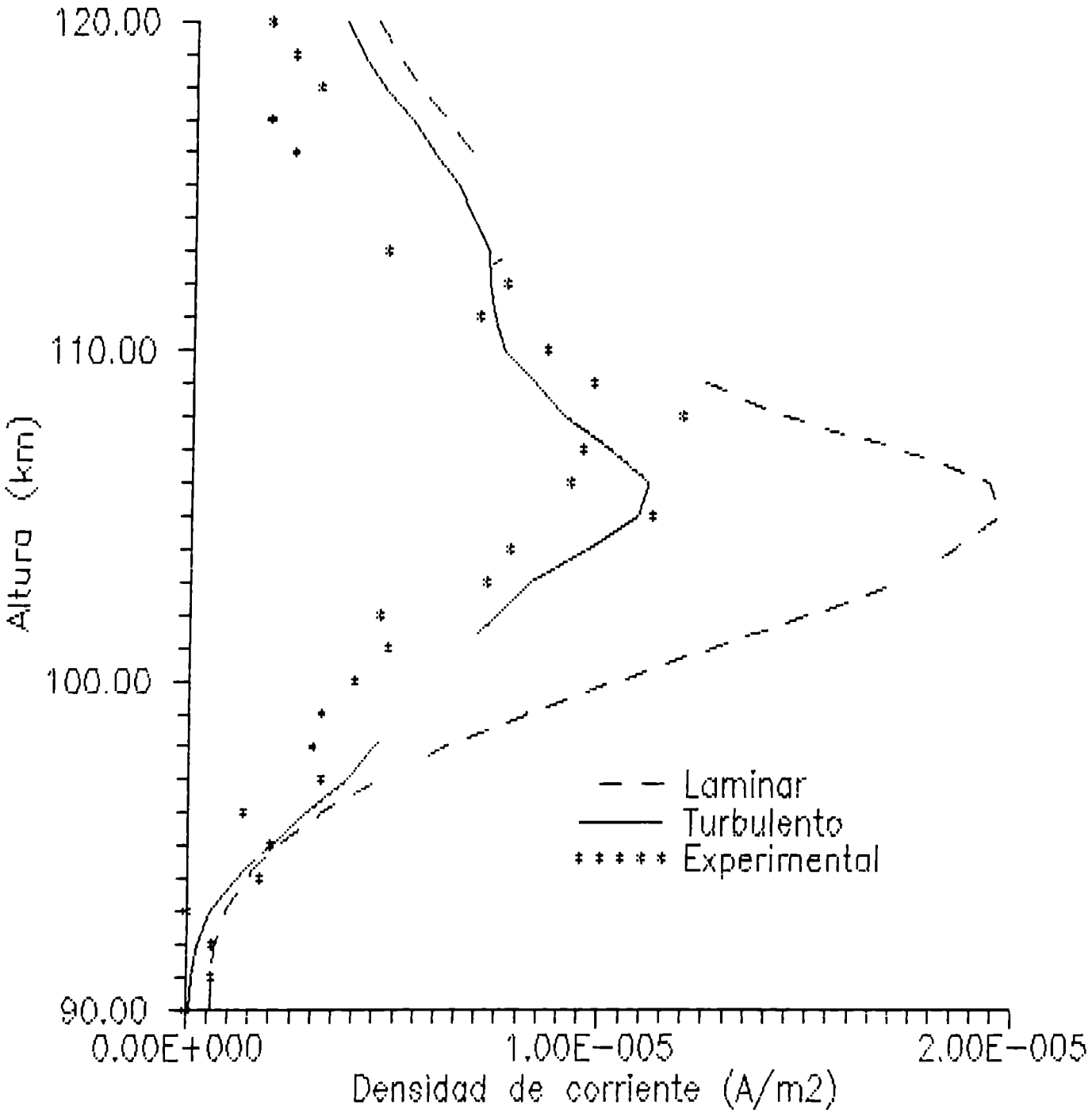


Figura 21: Perfil de la densidad de corriente. Modelo de Richmond

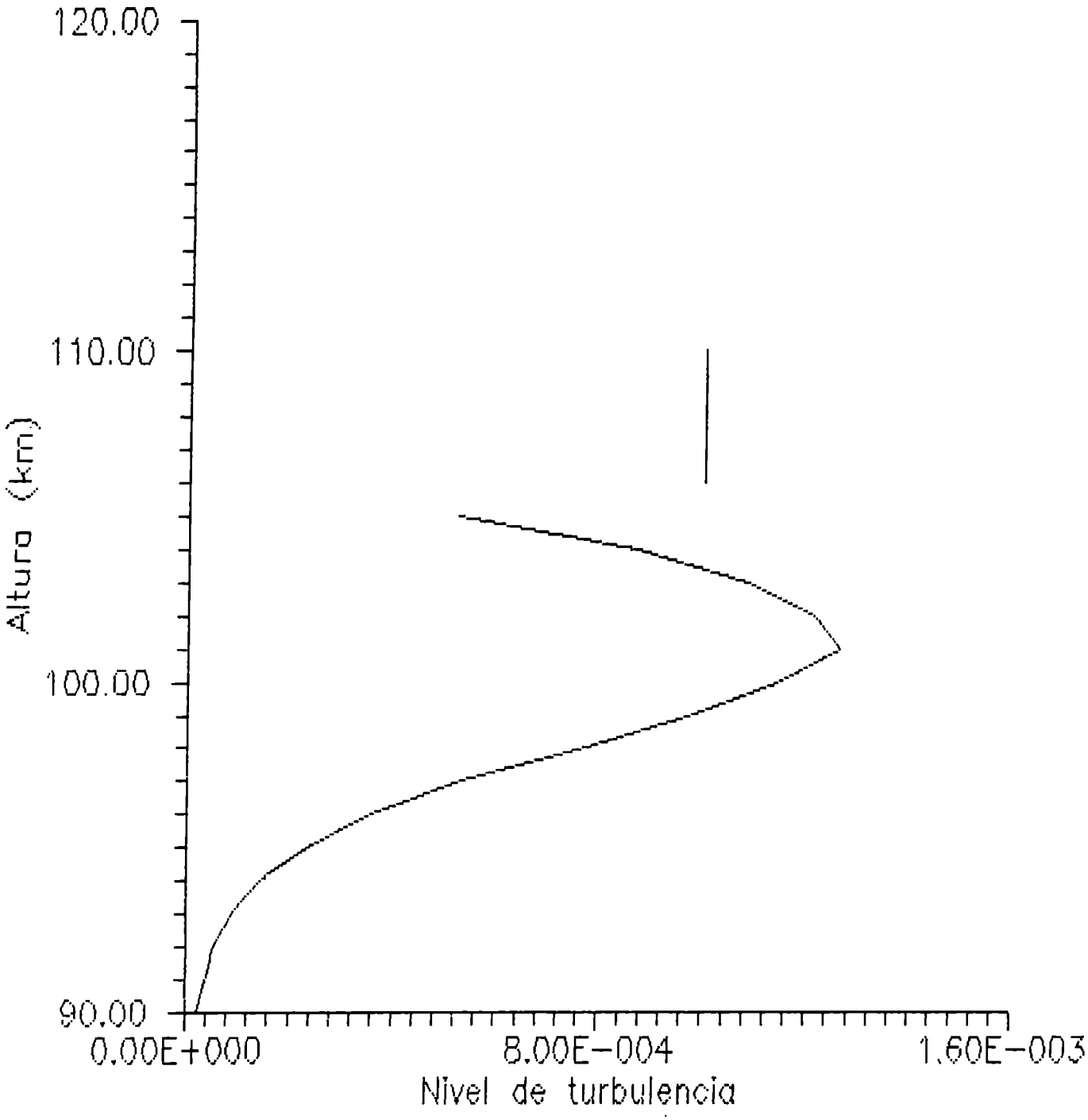


Figura 22: Perfil del nivel de turbulencia sobre el ecuador obtenido en la presente tesis.

concuerdan lo que refuerza la confianza en el modelo usado. El máximo del nivel de turbulencia obtenido del modelo AID vemos que coincide con la altura del máximo del gradiente de la concentración electrónica (ver la figura 8), es decir de la fuente de la turbulencia que describe el modelo AID.

En la figura 23 se muestra el perfil del campo eléctrico secundario que se obtuvo de este modelo sobre el ecuador dip junto con el obtenido del mismo modelo sin tener en cuenta la turbulencia. Este campo se utilizará en el próximo punto para estudiar la validez de la hipótesis de la equipotencialidad de las lineas de campo geomagnético.

4.3 La hipótesis de equipotencialidad

Para estudiar la hipótesis de equipotencialidad, se calculó el perfil de densidad de corriente a diferentes latitudes a partir del campo eléctrico calculado en el ecuador dip presentado en el punto anterior siguiendo las lineas de campo geomagnético y se lo comparó con perfiles medidos. Los cálculos se hicieron en todos los casos con los parámetros dados en el capítulo III, las mediciones, en cambio, con que fueron comparadas bien corresponden a la misma hora y parecida actividad solar en general difieren en la actividad geomagnética (ver tabla B).

Si bien la concentración electrónica no varia mucho en los

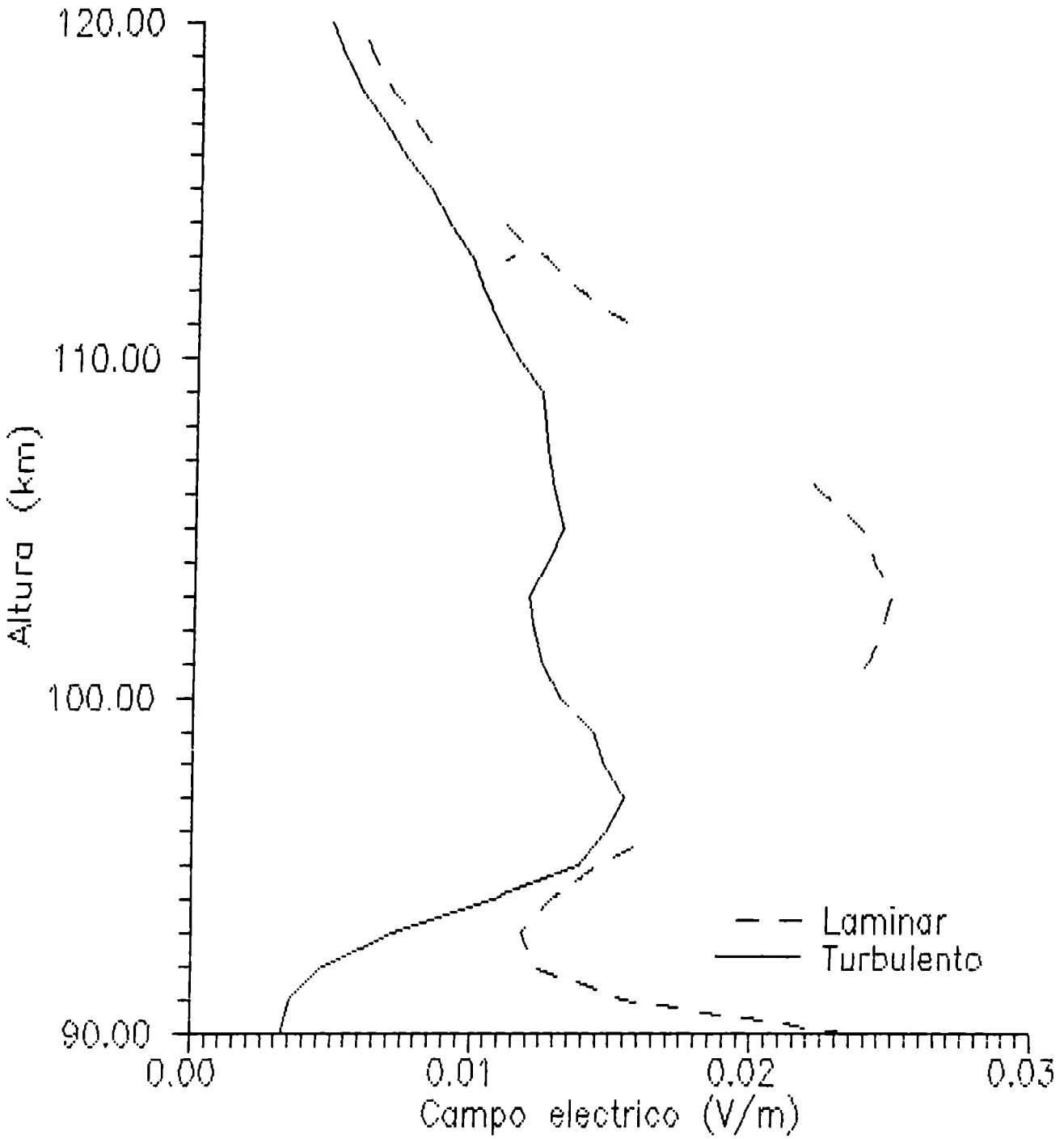


Figura 23: Perfil del campo electrico secundario ecuatorial obtenido en la presente tesis

diferentes vuelos (Aikin y Blumle 1968) el campo eléctrico primario puede variar apreciablemente. De las mediciones del campo eléctrico primario efectuadas en Jicamarca (Fejer y otros 1979 figura 5) se puede estimar que el campo varia en mas o en menos hasta un 15% por efecto de la actividad geomagnética. Si se toma en consideración la contribución turbulenta, el electrochorro ecuatorial es lineal con el campo eléctrico primario y este del 15% se arrastra en los resultados del modelo teórico de la corriente. Por ello los resultados que se presentan en esta sección no se puede decir que sean concluyentes.

De los vuelos presentados el capítulo III seleccionaron: 65-5 (57 km del ecuador dip), 14.174 (100 km), 14.175 (130 km), 14.173 (240 km) y NK3 (255 km). Otras medicione. fueron descartadas por no corresponder al mismo horario, ser muy lejanas al ecuador dip por lo cual tiene importancia incluir el efecto del viento neutro o son demasiado cercanas al ecuador dip como para servir a los fines de comparar la equipotencialidad.

En las figuras 24 a 27 se muestran las mediciones y resultado del modelo teórico para los cuatro primeros vuelos nombrados, la figura 28 se muestra el modelo teórico solamente ya que del vuelo NK3 solo se dispone del valor de la densidad de corriente integrada en altura. En todos los casos se observa una notable disminución de la corriente al incluir el efecto de la turbulencia que la aproxima a los valores experimentales. Si se considera una

disminución del orden del 15% del campo eléctrico primario por ser dias perturbados geomagnéticamente, el ajuste es muy bueno. En el caso del vuelo NK3 la corriente integrada es de 0,0772 A/m (Shuman 1970) frente a 0,14 A/m y 0,0909 A/m del modelo teórico laminar y turbulento respectivamente. En todos los casos excepto el vuelo 14.175 el modelo teórico turbulento se aproxima notablemente a los valores experimentales.

No pudimos inferir ningún motivo sobre la causa de que el modelo teórico correspondiente a el vuelo 14.175 difiere un orden de magnitud de la medición pero es llamativo el hecho que vuelo sea el único que corresponda a una latitud al sur del ecuador dip.

Con las limitaciones señaladas por la falta de mediciones las mismas condiciones, se puede afirmar que el campo eléctric del ecuador dip proyectado a otra latitud siguiendo la linea de campo geomagnético puede reproducir la densidad de corriente a la latitud en cuestión adecuadamente, es decir que la condición de equipotencialidad de las líneas de campo geomagnético es válida.

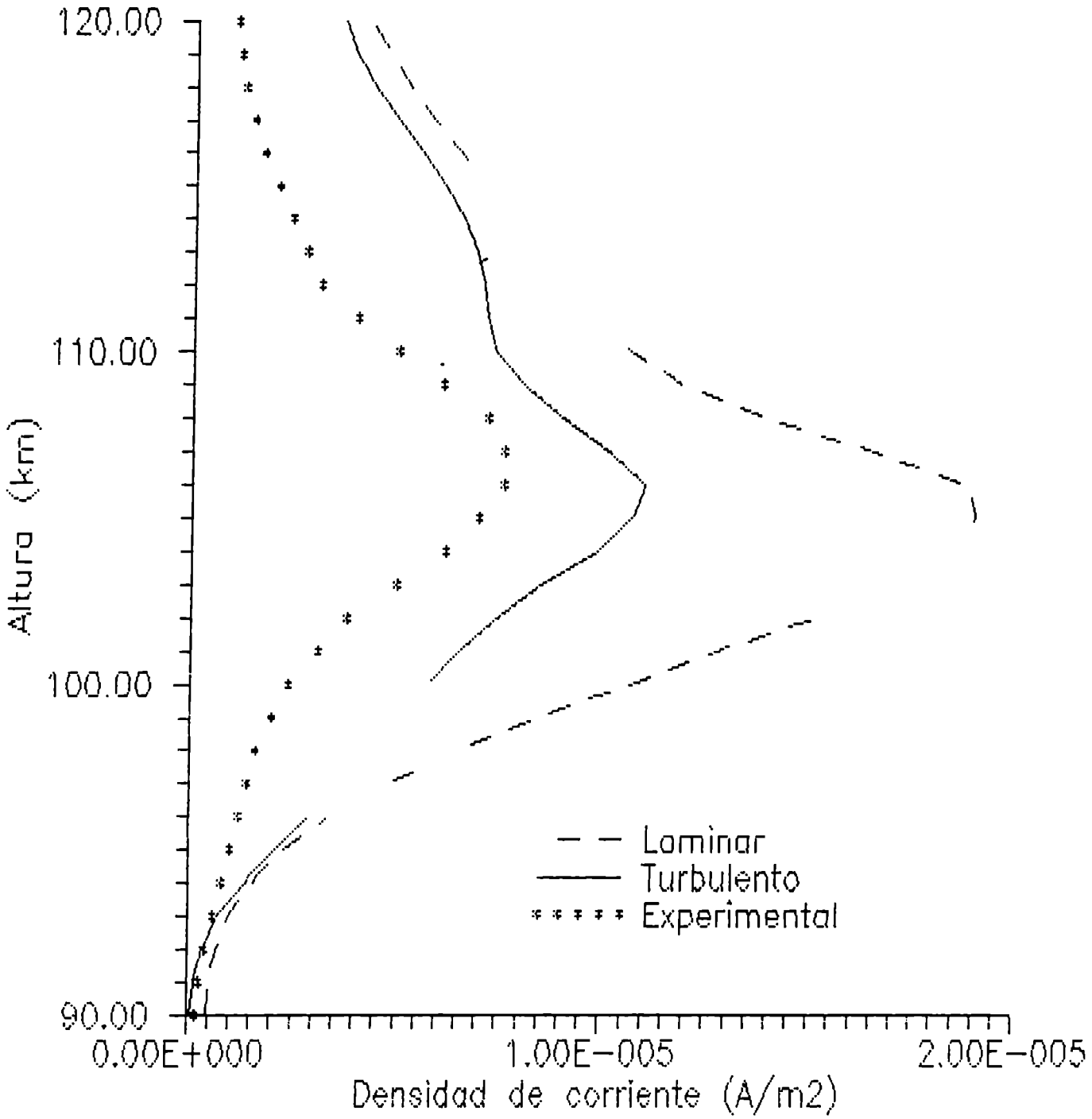


Figura 24: Perfil de la densidad de corriente a los 57 km del ecuador

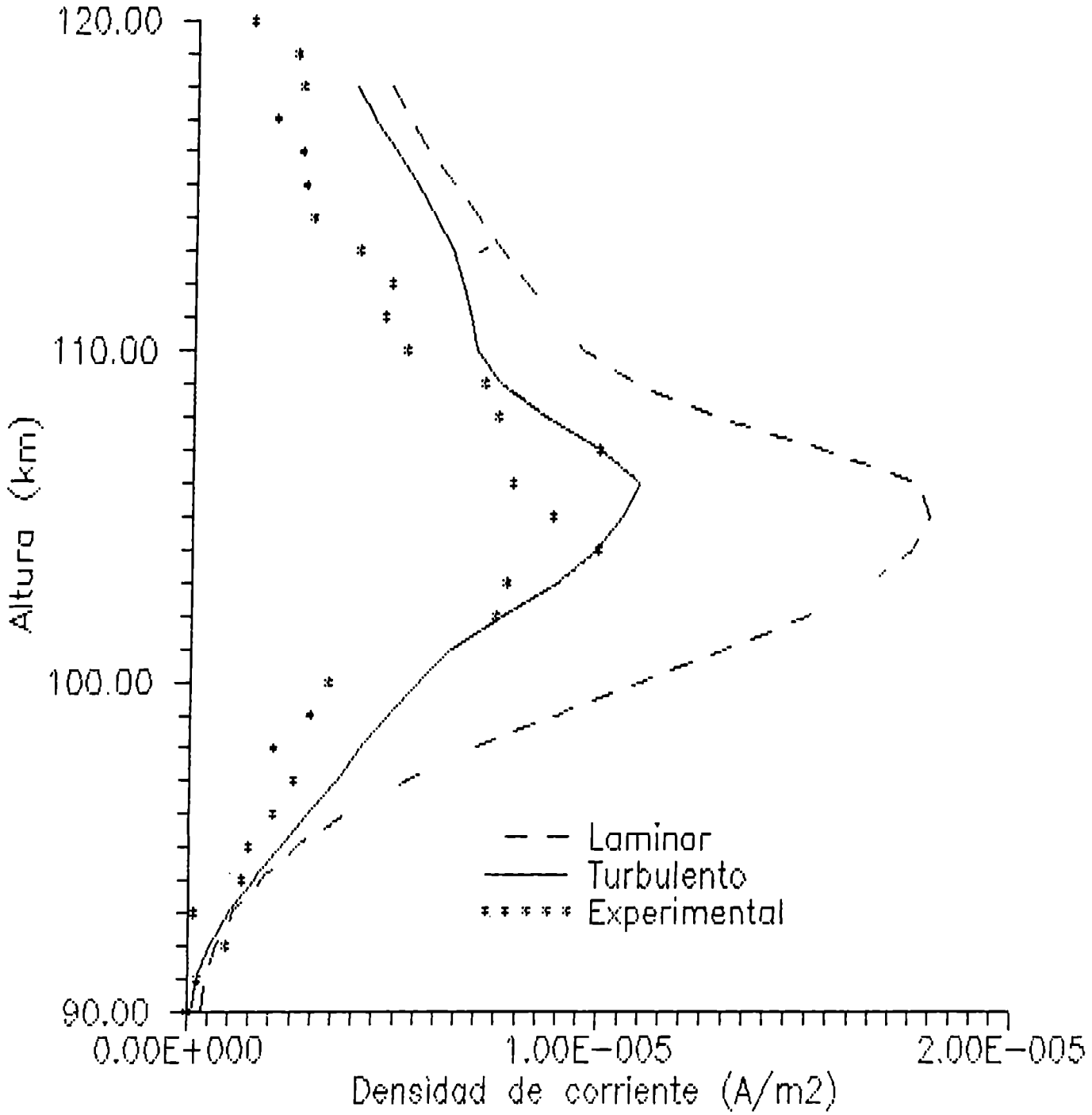


Figura 25: Perfil de la densidad de corriente a los 100 km del ecuador

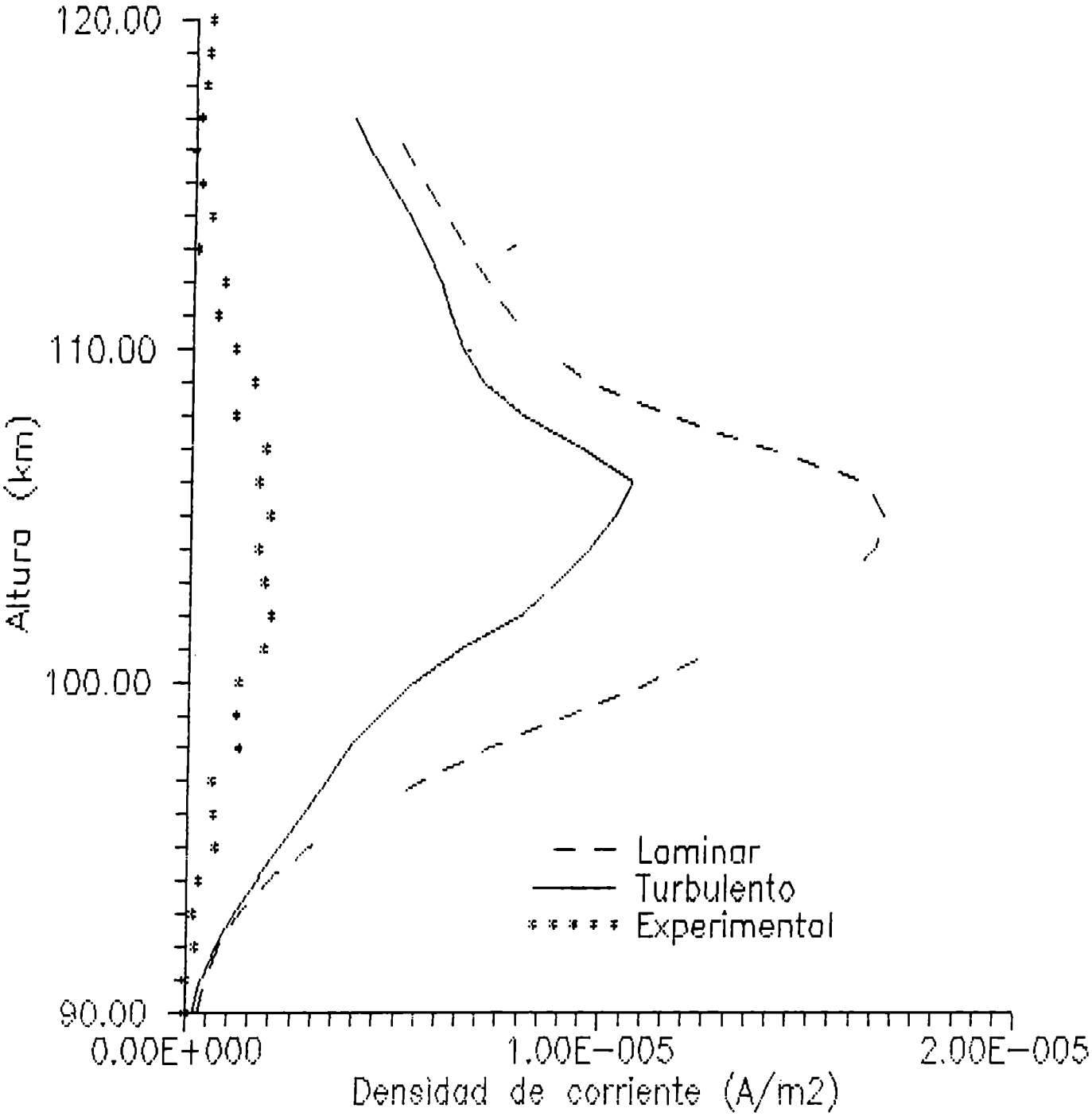


Figura 26: Perfil de la densidad de corriente a los 130 km del ecuador

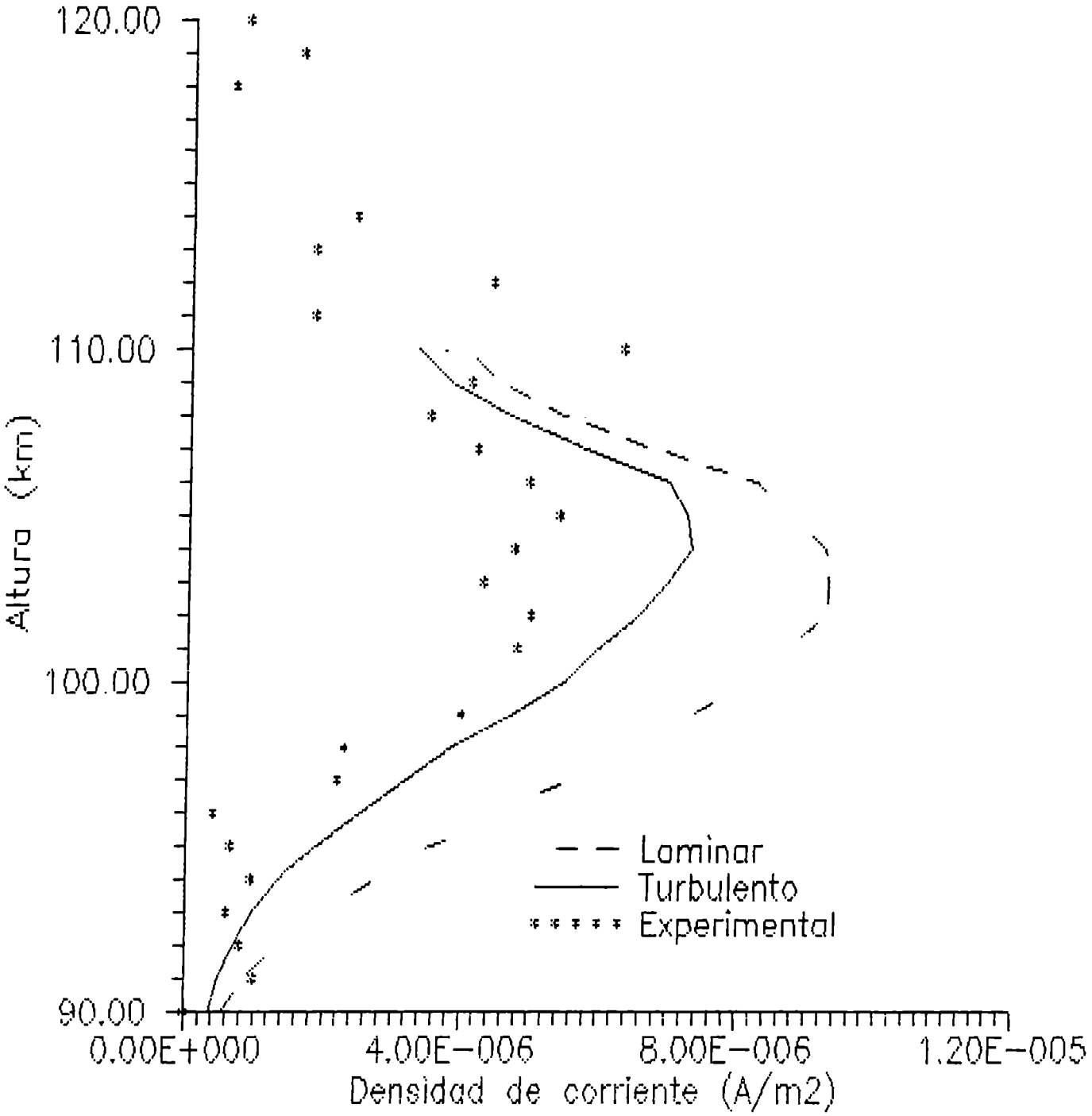


Figura 27: Perfil de la densidad de corriente a los 240 km del ecuador

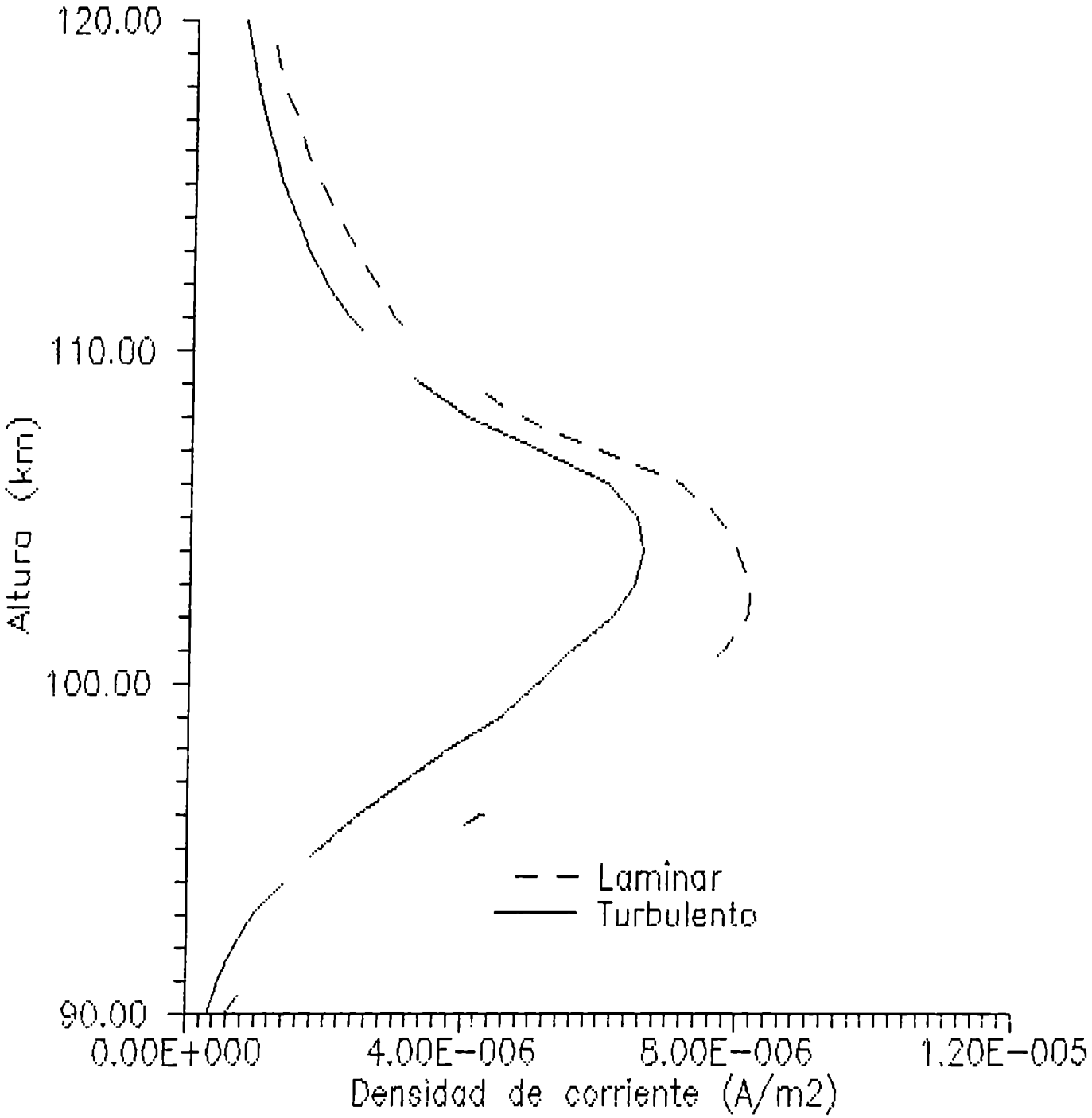


Figura 28: Perfil de la densidad de corriente a los 255 km del ecuador

CAPITULO V: SINTESIS Y CONCLUSIONES

En el presente trabajo se incorporó una conductividad anómala al tensor de conductividad de la región E de la zona ecuatorial, que depende de las fluctuaciones turbulentas de la densidad electrónica. Dichas fluctuaciones fueron predichas a partir de la teoría hidromagnética utilizando la aproximación de interacción directa entre los 90 y 106 km de altitud donde este última teoría es válida; entre los 107 km y 109 km fué nec introducir un valor estimativo del nivel de fluctuaciones.

Este tratamiento permitió inferir que las hipótesis hechas en el modelo son aplicables para describir correctamente el electrochorro ecuatorial y obtener las siguientes conclusiones:

- A falta de mediciones simultaneas, es adecuado utilizar valores experimentales de los parámetros del modelo obtenidos en condiciones equivalentes. En el estado actual, esto solo es válido para baja actividad solar.

La inclusión de la contribución turbulenta al tensor de conductividad permite obtener un buen acuerdo entre el experimento y la teoría, mostrando la validez de considerar que todo el efecto de la turbulencia se refleja en una disminución de la conductividad de Pedersen, tal como fuera sugerido por Rogister

(1971).

- El nivel de turbulencia está bien predicho entre los 90 y 106 km de altitud por la teoría de la aproximación de interacción directa.

- En la zona donde no es válida la aproximación de interacción directa, un valor de 0.001 para el nivel de turbulencia conduce a una buena estimación.

- Se comprobo la validez de la hipótesis de equipotencialidad.

De acuerdo a lo anterior, entre otras, quedan abiertas las siguientes lineas de investigación:

1) Es necesario estudiar la cuantificación de la actividad magnética, para poder utilizarla como variable de la cual dependan los parámetros ionosféricos.

2) Se debe desarrollar un modelo cinético no lineal para describir la turbulencia en la zona entre los 107 y 109 km de altura.

3) El éxito en la aplicación de la aproximación de interacción directa estimula a extender su uso a otras situaciones físicas y a

intentar utilizar aproximaciones a orden superior para sistemas más fuertemente turbulentos.

4) En toda teoría futura, como por ejemplo la que surja para explicar el problema del calentamiento electrónico, será posible simplificar las ecuaciones involucradas usando la condición de equipotencialidad de las líneas de campo geomagnétic

REFERENCIAS

Aikin, A. C., y L. J. Blumle, "Rocket measurements the E-region electron concentration distribution in the vicinity of the geomagnetic ecuator", J. Geophys. Res., 73, 1617, 1968.

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

Azpiazu, M. C., y S. Duhau, "Daytime E-region ion and nitric oxide densities", J. Phys. D, 15, 933, 1982.

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

Balsley, B. B., "A new type of electron density irregularity in the equatorial electrojet: observations and interpretation", Tesis Doctoral, Universidad de Colorado, 1967.

Banks, P., "Collision Frequencies and energy transfer: electrons", Planet. Space Sci., 14, 1085, 1966a.

Banks, P., "Collision Frequencies and energy transfer: ions", Planet. Space Sci., 14, 1105, 1966b.

Beran, M. J., "Statistical continuum theories", Interscience Publishers, New York, 1963.

Bowles, K. L., B. B. Balsley, y R. Cohen, "Field-aligned E-region irregularities identified with acoustic plasma waves", J.

Geophys. Res., 68, 2485, 1963.

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

Chapman, S., "The electrical conductivity", Nuovo Cimento, 10, 1385, 1956.

Cohen, R., y K. L. Bowles, "Ionospheric VHF scattering near the magnetic equator during the International Geophysical Year", J. Res. NBS, 67D, 459, 1963.

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

de la Vega, M., y S. Duhau, "A comparison between the experimentally and theoretically determined equatorial electrojet electric field", J. Geophys. Res.,94, 12.061, 1989.

de la Vega, M., y S. Duhau, "Anomalous reduction of the primary electric field due to the two-stream instability", Proc. International Conference on Plasma Phys., Kiev, 4, 290, 1987.

DuBois, D. F., "Renormalized plasma turbulence theory: quasiparticle picture", Phys. Rev. A, 23, 865, 1981.

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

Duhau, S., y M. C. Azpiazu, "Non-thermal equilibrium between electrons and neutrals at ionospheric E-region heights", Geophys. Res. Lett., 8, 819, 1981.

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

Duhau, S., M. dela Vega, y M. C. Azpiazu, "Análisis de los modelos teóricos del electrochorro ecuatorial", GEOACTA, 12, 339, 1984.

Farley, D. T., H. M. Ierkic, y B. G. Fejer, "Radar interferometry: a new technique for studing plasma turbulence in the ionosphere", J. Geophys. Res., 86, 1467, 1981.

Fejer, B. G., D. T. Farley, B. B. Balsley, y R. F. Woodman, "Radar observations of two-dimensional turbulence the equatorial electrojet, 2", J. Geophys. Res., 81, 130, 1976.

Fejer, B. G., D. T. Farley, C. A. Gonzales, R. F. Woodman, y C. Calderon, "F-region east-west drifts at Jicamarca", J. Geophys. Res., 86, 215, 1981.

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

Fejer, B. G., y M. C. Kelley, "Ionospheric irregularities", Rev. Geophys. Space Phys., 18, 401, 1980.

Forbes, J. M., y R. S. Lindzen, "Atmospheric solar tides and

their electrodynamic effects-II. The equatorial electrojet", J. Atmos. Terr. Phys., 38, 911, 1976.

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

Kadomtsev, B. B., "Plasma turbulence", Academic, New York, 1965.

Keskinen, M. J., R. N. Sudan, y 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.

Krall, N. A., y A. W. Trivelpiece, "Principles of plasma physics", McGraw-Hill, New York, 1973.

Matsushita, S., "Intense E_s ionization near the magnetic equator", J. Geomagn. Geoelec., 3, 44, 1951.

Maynard, N. C., "Measurements of ionospheric currents off the coast of Peru", J. Geophys. Res., 72, 1863, 1967.

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

Risbeth, H., y O. W. Garriot, "Introduction to ionospheric physics", Academic, New York, 1969.

Rogister, A., "Nonlinear theory of Type I irregularities the equatorial electrojet", J. Geophys. Res., 76, 7754, 1971.

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

Stening, R. J., "Modeling the equatorial electrojet", J. Geophys. Res., 90, 1705, 1985.

St-Maurice, J. P., K. Schlegel, y P. M. Banks, "Anomalous heating of the polar E-region by unstable plasma waves 2. Theory", J. Geophys. Res., 86, 1453, 1981.

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

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

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

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

Untiedt, J., "A model of the equatorial electrojet involving meridional currents", J. Geophys. Res., 72, 5799, 1967.

Woodman, R. F., "East-west ionospheric drifts at the magnetic equator", Space Res., 12, 969, 1972.

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

APENDICE A

El coeficiente de recombinación

La ecuación de continuidad para los electrones en la región ecuatorial comprendida entre los 90 y 120 km de altura y tomando en consideración el efecto de recombinación de los electrones con las dos especies iónicas mayoritarias presentes y el término de producción por fotoionización de los neutros, está dada por:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \bar{\nabla}.(n_e\ \bar{v}_e) = P_e(N) - Q(O_2^+)\ n_e\ n(O_2^+) - Q(NO^+)\ n_e\ n(NO^+)$$

$$-Q(O^+)\ n_e\ n(O^+) - Q(N_2^+)\ n_e\ n(N_2^+)$$

$$\cong P_e - n_e^2\ [\frac{Q(O_2^+) + c\ Q(NO^+)}{1 + c}] \qquad (A1)$$

donde Q(xx) es el coeficiente de recombinación de los electrones con la especie iónica xx de concentración n(xx) y $c \equiv n(NO^+)/n(O_2^+)$. Como las concentraciones de NO^+ y O_2^+ son mucho mayores que las de las otras especies iónicas, se desprecia estas y n_e es la suma de las concentraciones de O_2^+ y NO^+ que por cuasineutralidad es igual a la concentración electrónica. El término de producción de electrones por fotoionización de las especies neutras P_e depende de la concentración de estas, de sus secciones eficaces de ionización y de la radiación incidente pero no de la concentración de iones o electrónes.

A baja actividad solar, el coeficiente c toma el valor 1

los 110 km de altura y 2 a los 102 km (Azpiazu y Duhau 1982). Los coeficientes de recombinación están relacionados con la temperatura electrónica por las expresiones: $Q(O_2^+)=2\times10^{-13}(300/T_e)$ y $Q(NO^+)=4,6\times10^{-13}(300/T_e)^{1,2}$ (Azpiazu y Duhau 1982) en la región de interes como $T_e\cong300°K$ toman los valores aproximadamente constantes de 2×10^{-13} y $4,6\times10^{-13}$ m^3s^{-1} respectivamente. Con estos valores, el corchete de la expresión A1 (que es el usado el capítulo 2) toma un valor de $3,3\times10^{-13}$ y $3,75\times10^{-13}$ m^3s^{-1} a los 110 km y 102 km respectivamente.

Las ecuaciones de continuidad para el O_2^+ y NO^- estan dadas por (ver por ej Risbeth y Garriot 1969):

$$\frac{\partial n(O_2^+)}{\partial t} + \bar{\nabla}.[n(O_2^+)\ \bar{v}(O_2^+)] = P(O_2^+) + Q_1\ n(O_2)\ n(N_2^+)$$
$$+ Q_2\ n(O_2)\ n(O^+) - Q(O_2^+)\ n_e\ n(O_2^+) - Q_3\ n(NO)\ n(O_2^+)$$

$$\frac{\partial n(NO^+)}{\partial t} + \bar{\nabla}.[n(NO^+)\ \bar{v}(NO^+)] = Q_3\ n(NO)\ n(O_2^+) + Q_4\ n(N_2)\ n(O^+)$$
$$+ Q_5\ n(O)\ n(N_2^+) - Q(NO^+)\ n_e\ n(NO^+)$$

donde los Q_j son Ios coeficientes correspondientes a las distintas reacciones quimicas que tienen lugar en la región E. El término de producción de O_2^+ por fotoionización $P(O_2^+)$, como en el caso de los electrónes no depende de la concentración de las espec cargadas.

Sumando estas dos ecuaciones teniendo en cuenta que las centraciones de las especies iónicas O^+ y N_2^+ son despreciables

frente a las de O_2^+ y NO^+, resulta:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \bar{\nabla}.[n_i \ \bar{v}_i] = P(O_2^+) - n_e \ [Q(O_2^+) \ n(O_2^+) + Q(NO^+) \ n(NO^+)] \qquad (A2)$$

donde $\bar{v}_i$, la velocidad media iónica está dada por:

$$\bar{v}_i = \frac{n(O_2^+) \ \bar{v}(O_2^+) + n(NO^+) \ \bar{v}(NO^+)}{n_i}$$

Como los términos de recombinación de A2 son similares a los de A1, entonces utilizando el mismo razonamiento para este el coeficiente de recombinación α resulta el mismo.

APENDICE B

Estimación de la variación del campo primario con la altura

A partir de los datos experimentales disponibles del radar de Jicamarca (Balsley 1973) se sabe que el campo electrico primario es practicamente constante con la altura entre los 400 y 250 kilómetros de altura. En base a esto, el campo a una pequeña distancia ε mas abajo de los 300 km se determina a partir del desarrollo en serie de Taylor a orden mas bajo; con el mismo sistema de coordenadas utilizados en el capítulo II:

$$E_x(300-\varepsilon) = E_x(300) - \varepsilon \left.\frac{\partial E_x}{\partial y}\right|_{y=300} \qquad (B1)$$

El gradiente vertical del campo primario no se conoce, pero de la componente $\hat{z}$ de $\bar{\nabla}\times\bar{E} = 0$ resulta que es igual al gradiente horizontal del campo electric undario, es decir:

$$E_x(300-\varepsilon) = E_x(300) - \varepsilon \left.\frac{\partial E_y}{\partial x}\right|_{y=300} \qquad (B2)$$

esto si es conocido ya que hay medicione. del gradiente horizontal. Iterando N veces esta ecuación hacia abajo resulta:

$$E_x(300-N\varepsilon) = E_x(300) - \varepsilon \left[\left.\frac{\partial E_y}{\partial x}\right|_{y=300} + \ldots + \left.\frac{\partial E_y}{\partial x}\right|_{y=300-(N-1)\varepsilon} \right] \qquad (B3)$$

Esta expresión es válida suponiendo que el gradiente vertical es suave (o en su defecto, lo que es lo mismo, tomando ε

suficientemente pequeño en comparación con el gradiente).

Para estimar el valor de E_x a los 100 kilómetros, se toma a igual a un kilómetro y se hace la suposición de que el gradiente horizontal del campo secundario se mantiene del mismo orden al medido a los 300 kilómetros, entre esta altura y los 100 kilómetros. La ecuación B3 queda:

$$E_x(100) \cong E_x(300) - 200 \left.\frac{\partial E_y}{\partial x}\right|_{y=300} \qquad (B4)$$

El campo eléctrico secundario se encuentra medido bajo distintas condiciones solares y en las diferentes epocas del año en el ecuador peruano (Woodman 1972; Fejer y otros 1981). De las mediciones en equinoccio para baja actividad solar a las 11,30 hs. (Fejer y otros 1981) se puede estimar el gradiente horizontal $1,8\times10^{-7}$ V/m/km. Usando este valor en B4 y con $E_x(300)=6\times10^{-4}$ V/m, la disminución de E_x entre los 300 y 100 kilómetros aproximadamente del 6%.

TABLA A

Valores ionosféricos típicos a los 102 km de altura

$T_e = 352°K$	$T_i = 205°K$
$\nu_e = 3,4\ 10^{4}\ s^{-1}$	$\nu_i = 4,5\ 10^{3}\ s^{-1}$
$\Omega_e = 5,1\ 10^{6}\ s^{-1}$	$\Omega_i = 90\ s^{-1}$
$n_e = 1,5\ 10^{11}\ m^{-3}$	$\lvert\bar{\nabla} n_e\rvert = 10^{7}\ m^{-4}$
$E_x = 6\ 10^{-4}\ V/m$	$E_y = 10^{-2}\ V/m$
$B = 2,93\ 10^{-5}\ T$	$\psi = 0,3$
$V_{te} = 7,3\ 10^{4}\ m/s$	$V_{ti} = 2,4\ 10^{2}\ m/s$
$C_s = 392\ m/s$	$V_d = 386\ m/s$
$\lambda_D^e = 3,4\ 10^{-3}\ m$	$\lambda_D^i = 2,6\ 10^{-3}\ m$
$\alpha = 3,5\ 10^{-13}\ m^3 s^{-1}$	38
$\sigma_H = 8,3\ 10^{-4}\ m\Omega o/m$	$\sigma_P = 2,2\ 10^{-5}\ m\Omega o/m$
$\sigma_o = 1.3\ 10^{-1}\ m\Omega o/m$	$J = 9,2\ 10^{-6}\ A/m^2$

TABLA B

Indices Ap, Kp, y F10.7 de marzo de 1965

	Kp cada 3 horas (UT)									
dia	1	2	3	4	5	6	7	8	Ap	F10.7
1	1o	1+	0+	1+	2+	3+	2-	1+	7	75,1
2	0o	1+	1+	1+	2o	3+	3+	3+	8	74,0
3	3+	4-	4o	3o	3+	5-	5-	4o	26	73,7
4	4o	6o	4o	3+	2o	1+	1o	1-	21	73,8
5	0o	1-	2o	3+	2o	2-	2o	2-	7	74,8
6	1o	1o	0+	1-	0o	1o	2o	2+	4	75,5
7	3o	2-	2-	2-	2+	2o	1o	0+	7	75,8
8	0+	0+	1-	1o	1-	0+	0+	0o	2	73,4
9	1o	1-	2-	1-	2-	1-	0+	1+	4	71,9
10	1+	0o	0o	0+	1o	0o	0+	0o	2	72,1
11	2-	1+	1o	1-	0+	1-	1o	0-	4	70,9
12	0o	0+	0+	0o	2+	1-	2+	2o	4	72,6
13	2-	2o	2+	3+	3+	3-	1+	0+	10	74,6
14	0+	2o	1o	1o	2+	2-	2o	3-	6	73,7
15	3+	2o	3+	3-	1+	3-	3+	1o	12	71,9
16	1+	2o	0+	1o	0+	0+	0+	2+	4	70,5
17	1-	1o	1+	1o	2-	2+	2o	0+	5	70,8
18	0+	0+	1-	0o	1-	0+	0o	0o	2	74,3
19	0o	0+	2-	2-	1+	0+	1-	2-	4	76,3
20	2o	0o	0+	2o	2+	1-	2-	1+	5	73,8
21	3-	1o	1o	2-	3-	2-	1+	3+	8	70,4
22	1-	0+	1-	0+	1-	1+	3o	4o	8	72,1
23	2o	4-	4+	3o	3o	4+	5o	4+	25	72,5
24	1+	2-	3o	4o	4-	2o	2o	2+	12	72,0
25	2o	3+	5o	4+	2+	2-	4o	2+	20	73,4
26	4+	3o	4-	2+	2-	2-	2o	2+	13	73,0
27	3-	2+	3-	2-	1+	2o	3o	1+	9	71,8
28	1-	2o	3-	1+	1-	1+	0+	0+	5	71,4
29	2o	2-	1+	1-	2o	2-	2o	1o	6	71,7
30	0o	0o	0+	1-	1o	1o	1o	0+	2	71,2
31	1+	2o	1+	2-	0+	0+	0+	1o	4	71,4