

UNIVERSIDAD NACIONAL DEL CALLAO

FACULTAD DE CIENCIAS NATURALES Y MATEMÁTICA

ESCUELA PROFESIONAL DE FÍSICA



ESTUDIO DE LA F DISPERSA EN LA IONÓSFERA ECUATORIAL
CON DATOS DE RADIO OBSERVATORIO DE JICAMARCA

TESIS PARA OPTAR EL TÍTULO PROFESIONAL DE
LICENCIADO EN FÍSICA

SAÚL ALEJANDRO SÁNCHEZ JUAREZ

Callao, Octubre, 2013

PERÚ

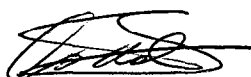
HOJA DE REFERENCIA DEL JURADO Y APROBACIÓN

ESTUDIO DE LA F DISPERSA EN LA IONÓSFERA ECUATORIAL CON DATOS DE RADIO OBSERVATORIO DE JICAMARCA

Saúl Alejandro Sánchez Juárez


Tesis presentada a consideración del Cuerpo Docente de la Facultad de Ciencias Naturales y Matemática de la Universidad Nacional del Callao, como parte de los requisitos para obtener el Título de Licenciado en Física.

Aprobada por:



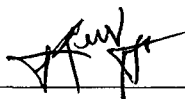
Mg. Roel Mario Vidal Guzmán

Presidente



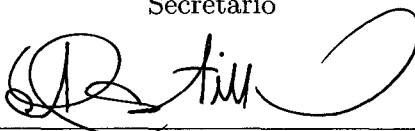
Lic. Eladio Gilberto Casapía Almonte

Vocal



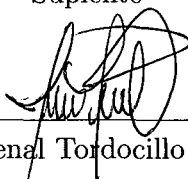
Lic. Rolando Manuel Vega de la Peña

Secretario



Lic. Absalón Castillo Valdivieso

Suplente



Lic. Juvenal Tordocillo Puchuc

Asesor

FICHA CATALOGRÁFICA

SÁNCHEZ JUAREZ, SAÚL ALEJANDRO

Estudio de la F Dispersa en la Ionósfera Ecuatorial con Datos de Radio Observatorio de Jicamarca, Callao (2013).

vii 83p.29.7 cm (UNAC. Licenciado en Física, 2013).

Tesis, Universidad Nacional del Callao, Facultad de Ciencias Naturales y Matemática. Física.

I.UNAC/FCNM II. Título (Serie).

DEDICATORIA

A mis padres por ser el pilar fundamental en todo lo que soy, en toda mi educación, tanto académica, como de la vida, por su incondicional apoyo perfectamente mantenido a través del tiempo.

AGRADECIMIENTOS

A mis padres Alejandro Sánchez, Justina Juárez y hermanos Hildebrando y Franklin por brindarme un verdadero hogar y enseñarme que la perseverancia y el esfuerzo son el camino para lograr objetivos.

Al Lic. Juvenal Tordocillo Puchuc, por brindarme la oportunidad de recurrir a su capacidad y experiencia científica para el desarrollo de esta tesis.

Al Ing. Jorge David Taramona Perea, por sus valiosas sugerencias y acertadas ideas para la elaboración de la tesis.

A los docentes que he tenido a lo largo de mi carrera en la Escuela Profesional de Física de la Facultad de Ciencias Naturales y Matemática de la Universidad Nacional del Callao.

A las autoridades de la Facultad FIME de la Universidad Nacional del Callao por la oportunidad que me dieron para formar parte de esta prestigiosa institución y desarrollarme como profesional. Reconozco que trabajar con ellos es un verdadero placer.

A mis colegas y amigos de la especialidad de Física de la UNAC, Jorge Ilquimiche, Nelson Díaz, Teodomiro Flores, Fernando Salazar, Miguel De la Cruz, Miguel Gutiérrez, Rosmery Sosa, Jhonatan Valle y Eder Falcon por su amistad y apoyo que me brindan en todo momento.

RESUMEN

ESTUDIO DE LA F DISPERSA EN LA IONÓSFERA ECUATORIAL CON DATOS DE RADIO OBSERVATORIO DE JICAMARCA

SAÚL ALEJANDRO SÁNCHEZ JUAREZ

OCTUBRE-2013

Asesor: Lic. Juvenal Tordocillo Puchuc

Título obtenido: Licenciado en Física

La atmósfera terrestre, presenta varias capas, siendo la capa superior que corresponde a la Ionósfera y en ésta capa se presentan diversos fenómenos físicos. Siendo la Región de interés para el presente estudio, la Región F de la Ionósfera ecuatorial. En esta tesis, se hacen uso de las ecuaciones que describen la dinámica de los fluidos que tienen comportamiento o toman características de un plasma. Partiendo de las ecuaciones de continuidad, momento y de estado para fluidos neutros, luego extendiendo su análisis para gases ionizadas, lo cual a partir de éstos análisis se formulan ecuaciones para plasma parcialmente ionizados y finalmente se explica el comportamiento del fenómeno de la F dispersa ecuatorial a partir de la inestabilidad de Rayleigh-Taylor que es una aproximación válida al ser comparado con los datos de mapas observacionales tomados del Radio Observatorio de Jicamarca.

PALABRAS CLAVES:

DERIVA DE PLASMA

INESTABILIDAD DE RAYLEIGH-TAYLOR

F DISPERSA

ABSTRACT

STUDY IN IONOSPHERE EQUATORIAL SPREAD F WITH DATA
JICAMARCA RADIO OBSERVATORY

SAUL ALEJANDRO SANCHEZ JUAREZ

OCTOBER-2013

Advisor: Lic. Juvenal Tordocillo Puchuc

Degree obtained: Degree in Physics

The Earth's atmosphere, has several layers with the upper layer that corresponds to the ionosphere and this layer different physical phenomena appear. As the region of interest for the present study, the region of the equatorial ionosphere F. In this thesis, we make use of the equations describing the dynamics of fluids having behavior or characteristics of a plasma taken. Starting from the equations of continuity, momentum and state for neutral fluids, then extending their analysis to ionized gases, which from these analyzes to partially ionized plasma equations are formulated and finally the behavior of the phenomenon of equatorial spread F is explained from the Rayleigh-Taylor instability is a valid approximation when compared with data taken from the Jicamarca Radio Observatory observational maps.

KEYWORDS:

PLASMA DRIFT

RAYLEIGH-TAYLOR INSTABILITY

SPREAD F

ÍNDICE

Hoja de presentación	ii
Ficha catalográfica	iii
Dedicatoria	iv
Agradecimientos	v
Resumen	vi
Abstract	vii
I INTRODUCCIÓN	4
1.1 PLANTEAMIENTO DEL PROBLEMA	4
1.1.1 Descripción y Análisis del Tema	4
1.1.2 Problema	5
1.2 OBJETIVOS Y ALCANCES DE LA INVESTIGACIÓN	6
1.2.1 Objetivos	6
1.2.2 Alcance	6
1.3 IMPORTANCIA Y JUSTIFICACIÓN DE LA INVESTIGACIÓN	6
1.4 FORMULACIÓN DE LA HIPÓTESIS	7
1.4.1 Hipótesis	7
1.4.2 Variables	7
II MARCO TEÓRICO	8

2.1	Descubrimiento de la Ionósfera	8
2.2	Estructura de la Ionósfera	9
2.3	Variabilidad de la Ionósfera	14
2.3.1	Variaciones Regulares	14
2.3.2	Variaciones Irregulares	16
2.3.3	Región F Ecuatorial	19
2.4	Fundamentos Físicos de la Ionósfera y Dinámica de Plasma	20
2.5	Formulación Básica para Fluídos	20
2.6	Conservación de Masa para un Fluído Neutro	21
2.7	Conservación de Masa para Medios Ionizados	23
2.8	Ecuación de Estado	25
2.9	Ecuación de Momento para el Fluído Neutro	25
2.10	Ecuaciones de Momento para el Plasma	32
2.11	Conjunto de Ecuaciones Completas	33
2.12	Ecuaciones de Maxwell	34
2.13	Estudio estacionario de movimiento de plasma Debido a Fuerzas aplicadas	37
2.14	Generación de Campos Eléctricos en la Ionósfera	48
2.15	Características Generales del Radio Observatorio de Jicamarca	50
2.16	Funcionamiento del ROJ	51
2.17	Análisis de Datos Observacionales y Construcción Teórica Según la Inestabilidad de Rayleing Taylor	55
2.18	Desarrollo e Iniciación de las tormentas convectivas Ionosféricas Ecuatoriales	62
III MATERIALES Y MÉTODO		64
3.1	Materiales	64
3.2	Método	64

IV RESULTADOS	66
4.1 Construcción de la Dinámica de F Dispersa Mediante la Teoría Lineal de la Inestabilidad de Rayleigh-Taylor	66
V DISCUSIÓN DE RESULTADOS	75
VI CONCLUSIONES	77
VII RECOMENDACIONES	78
Bibliografía	79
ANEXO A	83

CAPÍTULO I

INTRODUCCIÓN

1.1 PLANTEAMIENTO DEL PROBLEMA

1.1.1 Descripción y Análisis del Tema

La F dispersa Ecuatorial es un fenómeno de la Ionósfera que se presenta al atardecer, donde se producen en escalas de tiempo que van desde segundos hasta horas y escalas de longitud de unas pocas centímetros hasta decenas de kilómetros. Las irregularidades de plasma que se presentan en la región F, influye en el rendimiento y la fiabilidad de los sistemas electrónicos de los satélites en órbita, causando la interrupción, de las señales por satélite, casos como en comunicaciones, navegación y redes eléctricas de distribución de energía, dando lugar a grandes pérdidas económicas. Tal como describe Woodman y LaHoz (1976), a partir de datos observacionales y llegan a la conclusión, de que la F dispersa Ecuatorial se debe principalmente a la presencia de grandes estructuras en forma pluma que corresponde a la capa F. Según Sardon (1993), la Ionósfera es un problema para las señales electromagnéticas que atraviesan la Ionósfera, también manifiestan que éste problema debe ser eliminado de algunos datos observacionales tomados con técnicas geodésicas. Si se considera el comportamiento del plasma en la región F, de forma irregular y homogénea, entonces ésta inestabilidad de plasma, se manifiesta como ecos. A estos ecos han sido denominados como F dispersa Ecuatorial, que se interpreta como burbujas de plasma. Estas burbujas, se encuentran desde unos pocos centímetros y se extienden hasta cientos de kilómetros. Estas irregularidades pueden ser detectadas en todas

las latitudes pero presentando mayor irregularidad y con variaciones continua es en la región Ecuatorial de la Tierra. Principalmente en la noche, el desarrollo completo de la F dispersa es caracterizado por burbujas de plasma, las cuales se alargan verticalmente a lo largo de la región Ecuatorial. El plasma se mueve la hacia parte superior de la capa F de la Ionósfera hasta una altura de 1,500 km aproximadamente, con velocidades que varían entre 100 y 500 m/s y la densidad del plasma en éstas burbujas son dos veces más bajas que el medio circundante. Cuando el fenómeno de la F dispersa finaliza, el arrastre hacia arriba se detiene y la burbuja comienza a migrar hacia el Este, junto con el medio circundante (plasma). La formulación de Rayleigh-Taylor, aplicado a los fluidos, es adaptado para utilizar el comportamiento de la dinámica de la Ionósfera, esto implica que la Ionósfera, presenta un comportamiento de un plasma parcialmente ionizado, tal como, se puede explicar mediante la teoría lineal de la inestabilidad de Rayleigh-Taylor, y ésta descripción se aproxima a los datos observacionales que han sido obtenido del Radio Observatorio de Jicamarca.

En esta tesis, se parte del análisis de la electrodinámica descrito por [Jackson (1925)] y seguidamente se toma las formulaciones según [Kelley (1989), Schunk y Nagy (2000,2009)], para formular convenientemente la dinámica de la F dispersa Ecuatorial.

1.1.2 Problema

Lo que se pretende analizar y responder es la siguiente interrogante:

¿Es posible explicar con el método de la inestabilidad de Rayleigh-Taylor el fenómeno llamado F dispersa Ecuatorial?

1.2 OBJETIVOS Y ALCANCES DE LA INVESTIGACIÓN

1.2.1 Objetivos

- **Objetivo general:** Estudiar la región F de la Ionósfera Ecuatorial con datos observacionales del Radio Observatorio de Jicamarca y formular la dinámica de la F dispersa Ecuatorial a través de la inestabilidad Rayleigh-Taylor.
- **Objetivos específico:** Explicar a través de la inestabilidad de Rayleigh-Taylor el fenómeno F dispersa de la Ionósfera Ecuatorial.

1.2.2 Alcance

La tesis desarrollada es una investigación básica que busca explicar el fenómeno físico característico de la Ionósfera Ecuatorial llamada F Dispersa Ecuatorial mediante la inestabilidad de Rayleigh-Taylor, que afecta principalmente a los datos provenientes de señales satelitales y cuyos resultados contribuirán al desarrollo de la navegación, exploración Petrolera, Topografía, búsqueda y Rescate, así como otras aplicaciones de precisión. Sin embargo en ésta tesis no se opta por incluir un estudio detallado como la aceleración de haces de partículas aurorales, parte de la razón de esta decisión se debe a que la aceleración de electrones se lleva a cabo alrededor de 2,000 kilómetros por encima de la superficie terrestre, que es el rango de altura límite de la Ionósfera.

1.3 IMPORTANCIA Y JUSTIFICACIÓN DE LA INVESTIGACIÓN

El estudio de la F dispersa Ecuatorial es de gran interés, su importancia radica en la distorsión de señales de GPS lo cual es perjudicial en la toma de medidas de alta precisión. Por otro lado, en la Ionósfera se presentan irregularidades en la distribución

espacial de la densidad de electrones libres (N) que, cuando son atravesadas por las señales GPS, producen fluctuaciones en la amplitud y fase de la señal, puesto que las señales GPS, son generalmente moduladas en fase, resultando ser fuertemente afectadas por la F dispersa Ecuatorial, en errores desde pocos centímetros a kilómetros, por lo tanto se entiende que éste fenómeno repercute en las señales de onda. Éste estudio, nos permitirá entender el comportamiento de la Ionósfera Ecuatorial, lo cual tendrá como beneficio identificar su implicancia de la F dispersa Ecuatorial en los señales de transmisión.

La investigación es justificable, porque la distorsión de la señal principalmente de GPS nos llevará a ubicar un punto en la Tierra de forma errónea, en ese sentido la ocurrencia de accidentes aéreos, es principalmente por la distorsión en la señal provenientes de GPS. (Navegación Aérea de Precisión), así como en otras aplicaciones de interés para la colectividad.

1.4 FORMULACIÓN DE LA HIPÓTESIS

1.4.1 Hipótesis

La explicación del fenómeno de la F dispersa Ecuatorial mediante la inestabilidad de Rayleigh-Taylor, permitirá entender mejor los fenómenos que ocurren en la Ionósfera Ecuatorial.

1.4.2 Variables

Variable dependiente: Datos del Radio Observatorio de Jicamarca.

Variable independiente: La F dispersa de la Ionósfera Ecuatorial

CAPÍTULO II

MARCO TEÓRICO

2.1 Descubrimiento de la Ionósfera

Los avances tecnológicos, en las últimas décadas, confirmaron la existencia de la Ionósfera cuando se estudiaron pequeñas anomalías que se producían en el campo magnético terrestre. Sin embargo, la existencia de la Ionósfera tuvo mayor importancia cuando en 1899, Marconi demostró su técnica de comunicación a través del canal de la Mancha. Pero la existencia de la Ionósfera, fue claramente establecida cuando Marconi en 1901, transmitió señales de radio exitosamente a través del Atlántico. Este experimento mostró, que las ondas de radio eran reflejadas alrededor de la superficie terrestre a distancias más grandes que las realizadas por difracción.

En 1902, Oliver Heaviside en Inglaterra y Arthur Kennelly en los Estados Unidos, plantearon de forma independiente la existencia de una capa conductora en la atmósfera superior, que permitía la reflexión de señales electromagnéticas de regreso a Tierra.

En 1903, J.E. Taylor sugirió que la radiación ultravioleta era la fuente de las cargas eléctricas en la Ionósfera. Las primeras medidas de la altura de la capa reflectora fueron hechas por Lee Forest y L.F. Fuller en la compañía de Telégrafos Federales en San Francisco entre los años de 1912 y 1914. La altura de la capa reflectora fue deducida usando un transmisor-receptor, separado aproximadamente 500 km.

Sin embargo, los resultados de Forest-Fuller no fueron conocidos y generalmente las medidas aceptadas de la altura de la capa reflectora se atribuyen a Breit, Tuve, Appleton y Barnett, que fueron realizadas en 1924, en forma independiente.

En 1925, la invención de la Ionosonda permitió una observación directa de la Ionósfera y determinó el primer estudio científico que mostró sus características y su variabilidad, así como sus efectos sobre las ondas de radio [Taylor y Nagy 2000].

En 1940, Edward Victor Appleton, se propuso estudiar las características de esta zona de la atmósfera y observó que las señales de radio se debilitaban más por la noche. Descubrió que la capa Kennelly-Heaviside tenía 80 km de altura. Al amanecer, esta capa desaparecía, pero aún se manifestaba reflexión en una capa situada a casi 250 km (capa de Appleton).

Sardón (1993), afirma que la Ionósfera juega un papel muy importante en el terreno de las comunicaciones a larga distancia mediante ondas de radio. Pero, la Ionósfera también aparece como un medio que perturba las señales electromagnéticas que atraviesan la capa y cuyo efecto deberá ser eliminado de las observaciones hechas con ciertas técnicas, como son las técnicas geodésicas espaciales, si se quiere obtener resultados precisos.

En el año de 1923, en el Observatorio de Huancayo, se hicieron las primeras medidas Ionosféricas Ecuatoriales y en 1938 H. Bucker descubrió el fenómeno de la F dispersa, responsable de las fuertes variaciones en las comunicaciones radiales.

2.2 Estructura de la Ionósfera

La Ionósfera es una parte importante de la alta atmósfera, es un plasma frío magnetizado que envuelve la Tierra. Existen grandes cantidades de iones electrones que interactúan de forma efectiva con los campos electromagnéticos de la tierra, a su vez los átomos son ionizados cuando absorben fotones de alta energía prove-

nientes del sol. En éste proceso cada molécula o átomo pierde uno o más electrones convirtiéndose en un ión de carga positiva y los electrones libres viajan creando corrientes eléctricas y campos electromagnéticos.

La razón por la cual las ondas de radio son reflejadas por la Ionósfera, tiene que ver con las oscilaciones propias del plasma, donde la frecuencia natural de oscilación está dada por.

$$W_p^2 = \frac{Ne^2}{\epsilon_0} \quad (2.1)$$

Donde N , es la concentración (partículas por unidad de volumen) de electrones, e es la carga del electrón y ϵ_0 la permitividad eléctrica en el vacío. Esta frecuencia natural depende exclusivamente de la densidad de electrones; es decir a mayor densidad electrónica corresponde frecuencias más altas.

Si la frecuencia de la onda electromagnética, es mayor que, la del plasma Ionosférico, ésta onda atravesará el plasma Ionosférico sin mayor problema, pero si la frecuencia de la onda electromagnética es menor o igual que la del plasma, parte de la onda será reflejada. Las ondas con frecuencias menores que la frecuencia del plasma sólo podrán penetrar una capa delgada porque se amortiguan con rapidez. La Ionósfera es un plasma parcialmente ionizado y es determinado por sus propiedades y efectos de propagación de ondas de radio. Generalmente el espesor de la Ionósfera se define a partir de los 50 km, medidos de la superficie terrestre, en ésta capa la concentración de electrones es suficiente como para afectar la propagación de ondas de radio. La densidad de electrones aumenta irregularmente entre 250 y 400 km de altura como máximo, seguidamente disminuye de forma lenta con la altura. Según la clasificación de las capas atmosféricas, la Ionósfera empieza poco antes del tope de la estratósfera, donde su densidad electrónica aumenta paulatinamente en la mesósfera y su mayor densidad se halla en la termósfera. La Ionósfera continúa en la siguiente capa, hasta traslaparse con la exósfera y finalmente desaparece en la capa de la plasmósfera. La estructura de la Ionósfera cambia continuamente, es decir varía de día y de noche, según la estación la latitud y la longitud. A su vez está sujeta a grandes perturbaciones, debidas a la radiación y a las emisiones solares, siguiendo

el ciclo de manchas solares.

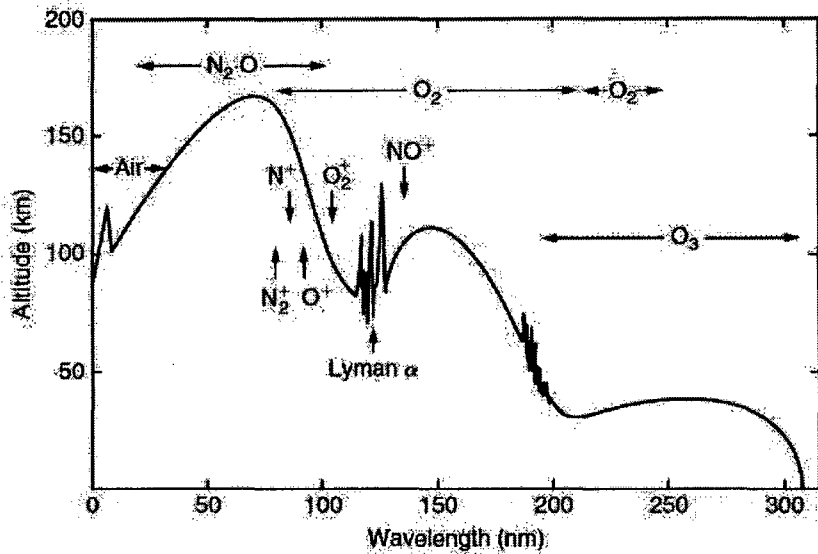


Figura II.1: Comportamiento de la altitud y constituyentes que absorben la intensidad de la radiación solar en la Ionósfera Terrestre, adaptada de Kelley (2009).

En la Figura II.1, se observa que la ionización de la Ionósfera es producida principalmente por radiación electromagnética solar y radiación de partículas cargadas, la radiación ultravioleta y rayos X son absorbidos en diferentes niveles de altura. La absorción selectiva de la radiación ultravioleta y de rayos X , se debe a los diferentes constituyentes atmosféricos, por lo cual se forman las capas Ionosféricas, dando origen a regiones que pueden ser identificadas por su interacción con las ondas de radio. La Figura II.2, muestra la estructura de la Ionósfera con la altura y sus principales cúmulos de iones para cada capa [Kelley (1989), Pulinets y Boyachurk (2005)].

Debido a la influencia de gravedad, la Ionósfera en primera aproximación, está estratificada verticalmente y dividida en regiones de acuerdo a la densidad del plasma como D, E y F.

La **REGION D** está definida como parte de la atmósfera terrestre que se encuentra a partir de 50 km hasta 90 km aproximadamente. En cuanto en la región D la densidad electrónica es mucho menor que la densidad molecular y la frecuencia de colisión entre electrones y otras partículas durante el día, se encuentra alrededor de diez millones de colisiones por segundo. En ésta región la ionización es debida a la radiación Lyman- α del hidrógeno cuya longitud de onda es 121,5 nm que ioniza

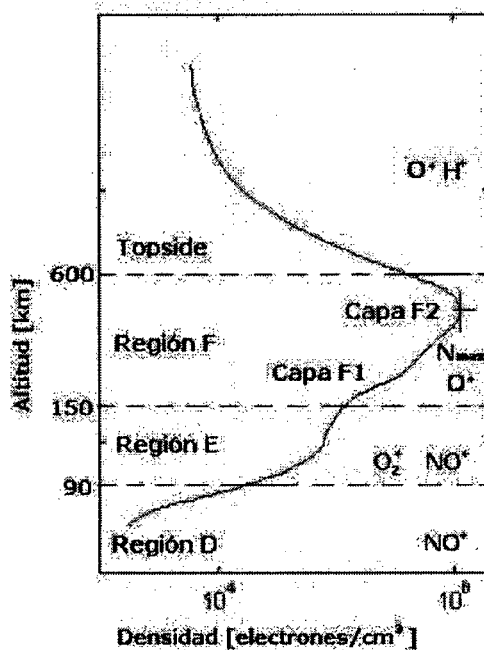


Figura II.2: Las capas de la Ionósfera y cúmulos de iones según la altura, adaptada de Anderson (1999).

la componente NO (óxido nítrico) de la atmósfera neutra, y forman los iones de NO^+ . Además, cuando el sol está activo, los rayos X con (longitud es de onda < 1 nm), ionizan las componentes O_2 y N_2 . La recombinación es alta en ésta capa, así el efecto de ionización neto es muy bajo y como resultado las ondas de radio de alta frecuencia, no son reflejadas en la capa D sino absorbidas. La información que se ha obtenido de ésta capa, ha sido por medio de cohetes.

La **REGION E**, está definida como la parte de la atmósfera terrestre que se encuentra entre los 90 km y 150 km sobre la superficie de la Tierra. La ionización en ésta capa es debida a los rayos X de baja energía (1-10 nm) y a la radiación solar ultravioleta dentro del intervalo de longitudes de onda $80nm < \lambda < 102,8$ nm. Las principales componentes ionizadas son O_2 y N_2 y los principales iones O_2^+ y NO^+ . Durante el día el comportamiento de esta capa es muy regular y controlado por el ángulo cenital solar. En la noche la región E, comienza a desaparecer debido a que su principal fuente de ionización no está presente. La región E es también conocida como la capa Kenelly-Heaviside. Su existencia fue predicha en 1902, pero fue detectada hasta 1924 por Edward Appleton.

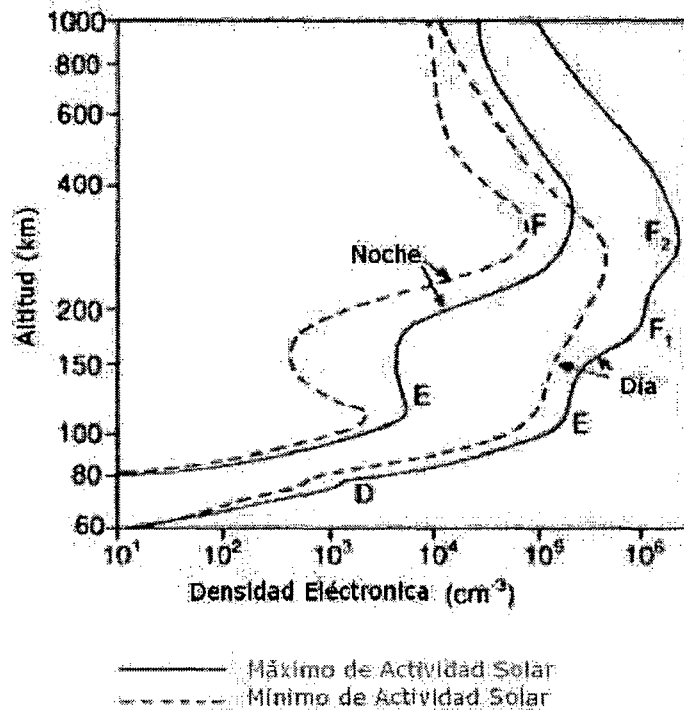


Figura II.3: Las regiones de la Ionósfera durante el día y la noche, adaptada de Gombosi (1998).

La **REGION F**, conocida como la capa Appleton, es la parte de la Ionósfera que sigue a la región *E*. Su formación es debida a la radiación solar ultravioleta en el intervalo $10 \text{ nm} < \lambda < 90 \text{ nm}$, la cual ioniza el oxígeno atómico *O*. La capa *F* es una sola capa en la noche, y durante el día, se divide en dos capas *F1* y *F2*. La capa *F1* aparece como una curva en el perfil de densidades Ionosféricas que ocurren en el intervalo de 150 – 200 km sobre la superficie de la Tierra, sus principales componentes ionizadas son N_2 y *O*. La capa *F2* es la más dinámica y más densa de la Ionósfera, está localizada entre los 250 – 500 km de altura sobre la superficie de la Tierra, aunque ésta altura puede cambiar de acuerdo a las condiciones geofísicas. La principal componente ionizada de ésta capa, es el oxígeno atómico. En la noche se produce una disminución muy marcada en las densidades electrónicas de las regiones *E* y *F*, ya que se reducen en una orden de magnitud, con respecto a la densidad electrónica durante el día. Como se muestra en Figura II.3, donde se observa el comportamiento de las regiones de la Ionósfera, durante el día y la noche, en actividad solar baja y alta.

2.3 Variabilidad de la Ionósfera

Las variaciones en la Ionósfera, están directamente relacionadas con la radiación emitida desde el sol, el movimiento de la Tierra y los cambios en la actividad solar como se muestra en la Figura II.3. La razón para la variabilidad de la Ionósfera es su rápida respuesta a los forzamientos externos de varias fuentes, entre las que podemos mencionar, el flujo de ionización solar, partículas energéticas cargadas y campos eléctricos, que hacen interactuar al viento solar, la magnetósfera y la Ionósfera. Interviene también el acoplamiento desde la parte inferior, las ondas planetarias, las mareas y las ondas de gravedad generadas en la estratósfera y tropósfera, así como tormentas, huracanes y eventos sísmicos. Las variaciones en la Ionósfera se clasifican de manera genérica en dos tipos:

- Las que son de tipo **regular**, ocurren en ciclos y pueden ser predichas con razonable precisión.
- Las que son **irregulares**, es el resultado del comportamiento anormal del sol y por tanto no puede ser predicha

Pero sin embargo ambas variaciones, regulares e irregulares, tienen efectos importantes sobre la propagación de ondas de radio.

2.3.1 Variaciones Regulares

Las variaciones regulares que afectan la Ionósfera pueden ser divididas en cuatro clases:

- **Variación Diaria.** Las variaciones diarias en la Ionósfera son el resultado de la rotación de la Tierra alrededor de su eje. Los procesos físicos que controlan la variación diurna de la densidad electrónica cambian con la hora local y la altitud. En el amanecer, la densidad electrónica comienza a incrementarse rápidamente debido a la fotoionización. La densidad sigue aumentando a través de las horas del día y luego decae en el atardecer conforme la fuente de ionización desaparece. La ionización en las regiones *D*, *E* dependen de la

radiación solar a través del ciclo solar y del ángulo cenital sobre la localización; alcanzando el máximo valor cerca del medio día, cuando el ángulo cenital solar es más pequeño y luego comienza a decrecer hasta desaparecer en la noche. La región $F1$ es una capa separada solo en el día, desaparece en el atardecer dejando solo una región F , localizada a una altura mayor. Esto es el resultado de que el proceso que domina en las capas de la Ionósfera es la fotoionización; aunque, la densidad electrónica en la capa F también es influenciada por otros procesos como la difusión y los vientos neutros. La frecuencia crítica f_oF_2 de la región F alcanza el nivel más bajo, justo antes del amanecer, después de los procesos de recombinación. La frecuencia crítica f_oF_2 aumenta rápidamente después del amanecer debido a la fotoionización, se amplifica durante el día, decrece en el atardecer, pero nunca desaparece durante la noche. Esta capa es muy variable y su altura cambia con la hora del día, la estación y la actividad solar, según [Zou y Rishbeth (2000)].

- **Variación Estacional.** Las variaciones estacionales son el resultado de la rotación de la Tierra alrededor del Sol. Las variaciones estacionales de las capas D , E y $F1$ corresponden a los ángulos más grandes del Sol, es así como la densidad de ionización de éstas capas es más grande durante el verano que en invierno. La capa $F2$, sin embargo, no sigue éste patrón, su ionización es más grande en invierno y menor en verano; aún cuando el ángulo cenital solar es más pequeño en verano. Este fenómeno es conocido como la “anomalía estacional” ocurre debido a los cambios estacionales en la atmósfera neutra; es decir, la circulación de la atmósfera neutra de verano a invierno resulta en un incremento del cociente O/N_2 en el hemisferio de invierno y un decrecimiento en el hemisferio de verano. El incremento de la densidad de O y el decrecimiento de la densidad de N_2 en invierno, hace que se incremente el O^+ , por tanto la densidad de O^+ en invierno es mayor que en verano, en la capa F , según [Zou y Rishbeth (2000)].
- **Variación con el Ciclo de Actividad Solar (11 Años).** Uno de los fenómenos más notables sobre la superficie del Sol es la aparición y desaparición de manchas, aunque hay otros eventos de la actividad solar, como las ráfagas

solares y las eyecciones de masa coronal que también afectan la Ionósfera. La radiación solar que cambia a través del ciclo solar, son responsables de las variaciones en el nivel de ionización de la Ionósfera. Durante los períodos de máxima actividad solar, la densidad de ionización de todas las capas aumentan de forma paulatina. La frecuencia crítica $foF2$ de la Ionósfera está correlacionada con la actividad solar como se muestra en la Figura II.4.

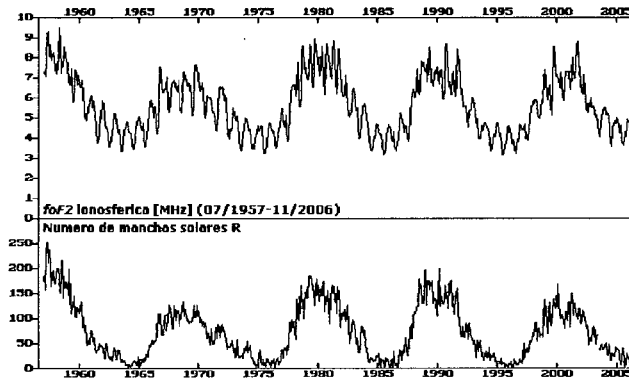


Figura II.4: Valores mensuales de la frecuencia crítica $foF2$ de la capa $F2$, medido en Juliusruh, relacionado al número de manchas solares R , Cipagata (2007).

- **Variación con el Ciclo de Actividad Solar (27 Días).** Como el sol rota en su propio eje, estas manchas solares son visibles en intervalos de 27 días, que es el período aproximado, para que el sol complete una rotación. Este ciclo de rotación del sol causa variaciones en la densidad de ionización de las capas sobre una base diaria. Las fluctuaciones en la capa $F2$ son más grandes, que para las demás capas.

2.3.2 Variaciones Irregulares

Tienen un importante efecto sobre la propagación de ondas de radio. Debido a que estas variaciones son irregulares e impredecibles, ellas pueden afectar drásticamente la capacidad de comunicación sin ninguna advertencia. Las variaciones irregulares más comunes son:

- **Esporádica E.** Consiste en un aumento muy marcado, pero irregular con variación en la densidad de electrones en la región E . La reflexión de ondas

cuando está presente el fenómeno esporádico E hace posible la recepción de ondas de mayor frecuencia que normalmente no son percibidas. La esporádica E puede ocurrir durante el día y la noche y varía con la latitud. La esporádica E está asociada con tormentas, meteoritos, actividad solar y actividad geomagnética.

- **Perturbaciones Ionosféricas Súbitas.** Estas perturbaciones pueden ocurrir sin aviso y pueden prevalecer por cualquier intervalo de tiempo, desde unos pocos minutos hasta varias horas. Cuando las perturbaciones Ionosféricas súbitas ocurren, se caracterizan por una marcada debilitación de las radio-comunicaciones de onda corta. Esta debilitación es debida al aumento de la densidad electrónica en la región D y en la parte más baja de la región E. El resultado es que son absorbidas las ondas de radio de alta frecuencia que normalmente pasarían a través de la región D y se reflejarían en los niveles altos. Las comunicaciones por radio a largas distancias, que dependen de la reflexión en la Ionósfera, quedan así interrumpidas súbitamente durante intervalos de tiempo que comprende entre 15 minutos y una hora.
- **Tormentas Ionosféricas.** Las tormentas Ionosféricas son variaciones de la densidad electrónica y están relacionadas con las tormentas magnéticas, que resultan de una compresión de la magnetósfera debida a una discontinuidad del viento solar. Las tormentas Ionosféricas están asociadas, con las erupciones solares y el intervalo de 27 días, correspondientes a la rotación del sol. Se caracterizan por una ionización más gradual y por una mayor duración de las perturbaciones instantáneas Ionosféricas. Las frecuencias críticas son más bajas que las normales, particularmente para la región F2. Las tormentas Ionosféricas afectan la región F2 reduciendo su densidad de iones. Las regiones más bajas no son afectadas apreciablemente por las tormentas, a menos que la perturbación sea muy grande. El efecto práctico de las tormentas Ionosféricas es que el rango de frecuencias que pueden ser utilizadas son mucho más bajas que las normales.
- **Efectos Producidos desde sectores inferiores de la Ionósfera.** Estos efectos producen cambios en la densidad electrónica. Las mareas y ondas

de gravedad juegan un papel importante en la dinámica de la termósfera, particularmente en un intervalo de altitud de 100 - 250 km. Estas ondas son generadas in situ por calentamiento solar Ultravioleta (UV) y Ultravioleta Extrema (UVE), procesos aurorales que varían temporalmente como precipitación de partículas, corrientes y convección del plasma. Las mareas y las ondas de gravedad también son generadas en la baja atmósfera y se propagan hacia la parte alta de la Ionósfera. Las mareas atmosféricas son oscilaciones de escala global que son producidas principalmente por el calentamiento y son asociados con la absorción de la radiación solar por el vapor de agua en la tropósfera, por el ozono en la estratósfera y el oxígeno molecular en la baja termósfera. Las ondas de gravedad internas son perturbaciones, que se propagan por fuerzas de empuje en la atmósfera. La temperatura y el viento determinan las características de propagación de estas ondas. Algunas fuentes de variación estacional y de latitud de las ondas de gravedad son los ciclones, movimientos turbulentos en diferentes escalas y tormentas, según [Taylor y Ñagy (2000), Kazimirovsky (2003), Pulinets y Boyachurk (2005)].

La posible influencia de sismos sobre la Ionósfera es un caso de los efectos que ocurren desde la parte inferior de la Ionósfera. Es un tema importante y controversial que forma parte del tópico que relaciona los efectos sismo-electromagnéticos, en el cual hay varios fenómenos físicos diferentes como variaciones de campos eléctricos y magnéticos cerca de la fuente donde ocurren los sismos, cambios en las corrientes telúricas, emisiones electromagnéticas VHF antes del sismo y generación de ondas acústicas durante el sismo. Los cambios en la susceptibilidad magnética causada por compresión fueron analizadas por Wilson en 1922 y la aplicación de métodos magnetométricos en sismología y el uso de variaciones potenciales eléctricas de la atmósfera como un posible precursor sísmico fueron propuestas por Kalashnikov y Bonchkovsky, en 1954. Las anomalías Ionosféricas de mayor importancia que tienen relación con la actividad sísmica son observadas antes de que ocurra el sismo. Sin embargo, la comunidad sismológica se ha opuesto a aceptar que este fenómeno físico tan particular pueda ser considerado como precursores de los sismos, dando así la posibilidad de predecir un sismo a partir de los cambios anómalos

en la Ionósfera, [Kazimirovsky (2003), Pulinets y Boyachurk (2005), Rishbeth, Muller y Zou (2000)].

2.3.3 Región F Ecuatorial

Las variaciones temporales, en la Ionósfera presenta también variaciones espaciales, que se manifiestan como diferencias considerables entre las condiciones ionosféricas a latitudes bajas, medias y altas. A latitudes bajas, los campos eléctricos generados en la región E Ecuatorial por los vientos termosféricos son transmitidos a lo largo de las líneas de campo magnético hacia alturas de la región F debido a la alta conductividad en la dirección de las líneas Figura II.5. Durante el día, los campos eléctricos tienen dirección Este, lo que causa una deriva de plasma, con oscilación de $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ascendente, mientras que lo inverso ocurre en la noche. El plasma se eleva durante el día hasta regiones más altas de la capa F (aproximadamente 700 km), donde el plasma fluye hacia mayores latitudes por difusión, influenciadas por fuerzas del gradiente de presión y de la gravedad haciendo que el plasma descienda a lo largo de las líneas de campo, hasta alcanzar latitudes fuera del ecuador magnético, produciendo la acumulación de grandes densidades (crestas de ionización) a latitudes alrededor de 15° a 180° de latitud a ambos lados del ecuador magnético generando una depresión producto de la ionización.

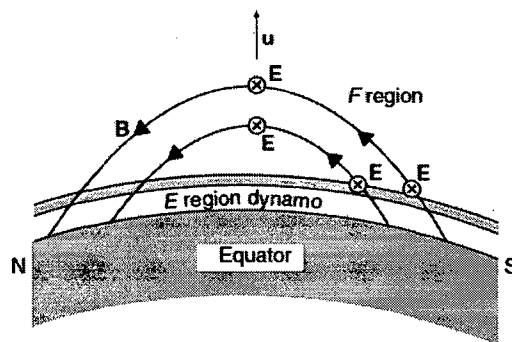


Figura II.5: Los vientos termosféricos en la región E Ecuatorial generan campos eléctricos a medida que los iones son arrastrados a través de \mathbf{B} . Estos campos del dinámico son arrastrados a través de las líneas de campo magnético hacia la región F, según Schunk y Nagy (2000, 2009).

2.4 Fundamentos Físicos de la Ionósfera y Dinámica de Plasma

En este capítulo se muestra un modelo de plasma Ionosférico, como tres fluidos interpenetrantes de electrones y de iones inmersos en el gas neutro. Según se asciende en la altitud para el estudio de los fenómenos Ionosféricos, la densidad del gas neutro excede al del plasma. De hecho, la densidad de plasma no es comparable con los de neutrones hasta varios cientos de kilómetros de altitud. La diferencia entre la dinámica de la Ionósfera y la dinámica de los gases neutros en la Termósfera, es el efecto de las fuerzas electromagnéticas. Las diversas fuerzas que actúan sobre las partículas cargadas conducen corrientes eléctricas que crean campos eléctricos que modifican la dinámica del plasma. La conductividad eléctrica del medio, es por lo tanto muy importante y se describe mas adelante.

También se discute brevemente la generación de campos eléctricos en la Ionósfera y transmisión a lo largo de las líneas de campo magnético entre la Ionósfera y la Magnetósfera. En las latitudes medias y bajas, el campo eléctrico se genera principalmente por las bobinas inductoras neutras. En el análisis que se sigue, primero hay que obtener las ecuaciones para un fluido neutro y luego se extiende a los gases ionizados. Por último, se desarrolla las ecuaciones que describen el plasma sin colisión con ausencia de un fluido neutro, que es la aproximación adecuada para la Magnetósfera, la cual ayudará a entender la dinámica de la Ionósfera.

2.5 Formulación Básica para Fluidos

Los iones, electrones y neutrones se pueden considerar como tres fluidos interpenetrantes acoplado por colisiones, en el caso de los iones y electrones se autogeneran campos eléctricos y magnéticos. Los iones y electrones, en conjunto, es conocido como un plasma para nuestro estudio. Como es habitual en una descripción de fluido, se supone un elemento suficientemente pequeño como para ser tratado como un diferencial de volumen el que contiene un número suficiente de átomos, iones, electrones, y moléculas. Se utiliza éste enfoque siguiendo lo descrito por, [Schunk

y Nagy (2000, 2009)], donde muestra diversas aproximaciones del comportamientos de los flúidos.

2.6 Conservación de Masa para un Fluido Neutro

Sea V un volumen de control encerrado en una superficie a , la cantidad de fluido que atraviesa una superficie da es $\rho\mathbf{U}\cdot d\mathbf{a}$ y la que sale de toda la superficie $\int\int_{\Sigma}\rho\mathbf{U}\cdot d\mathbf{a}$ como se observa en la Figura II.6 aplicando el teorema de Gauss, la cantidad de fluido que sale del volumen de control esta dada,

$$\int\int_{\Sigma}\rho\mathbf{U}\cdot d\mathbf{a} = \int\int\int_V\nabla\cdot(\rho\mathbf{U})dV \quad (2.2)$$

Por otra parte, la masa encerrada en el volumen de control es $\int\int\int_V\rho dV$, su variación local (con el tiempo) $\partial/\partial t\int\int\int_V\rho dV$, que representa la variación de masa en dicho volumen, de lo anterior, la ec. (2.2) será igual a la disminución de masa en el volumen de control y se reescribe como,

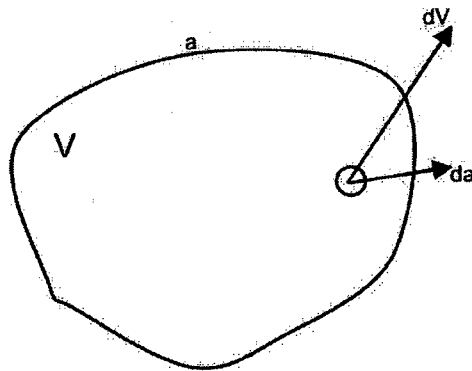


Figura II.6: Volumen de control encerrado en una superficie a

$$-\int\int\int_V\partial\rho/\partial tdV = \int\int\int_V\nabla\cdot(\rho\mathbf{U})dV$$



$$\iiint_V [\partial\rho/\partial t + \nabla \cdot (\rho\mathbf{U})] dV = 0$$

En la expresión anterior vemos que el volumen de control dV , no puede ser cero, en consecuencia tenemos

$$\partial\rho/\partial t = -\nabla \cdot (\rho\mathbf{U}) \quad (2.3)$$

Éste expresión constituye la ecuación de continuidad para la atmósfera neutra con densidad volumétrica ρ y velocidad U . Expandiendo el operador de divergencia, ec. (2.3) también puede ser escrito,

$$\partial\rho/\partial t + U \cdot \nabla\rho + \rho(\nabla \cdot \mathbf{U}) = 0 \quad (2.4)$$

o, de manera equivalente, ver anexo [A]

$$d\rho/dt + \rho(\nabla \cdot \mathbf{U}) = 0 \quad (2.5)$$

entonces, la derivada del tiempo total es,

$$d/dt = \partial/\partial t + U \cdot \nabla \quad (2.6)$$

En ésta ecuación, muestra que la tasa de cambio de una cantidad ρ con el tiempo se desplazan como un flujo. La ec. (2.5) indica que la tasa de cambio de ρ que se mueve con el flujo se determina sólo por la divergencia del campo de velocidades. Para un fluido incompresible la densidad de masa de una partícula no cambia a medida que se mueve entonces ($d\rho/dt = 0$) por lo tanto a partir de ec. (2.5) se deduce que $\nabla \cdot \mathbf{U} = 0$. En un campo incompresible la velocidad del fluido es libre de divergencias. El derivado aditivo $U \cdot \nabla$ en ec. (2.6), es importante por describir la variación temporal de una cantidad en un punto del espacio, debido al transporte de masa en dicha región. Por ejemplo, en el caso de un flujo incompresible, la densidad sólo puede cambiar con el tiempo en un punto fijo del espacio a través del siguiente término,

$$\partial\rho/\partial t = -(U.\nabla\rho) \quad (2.7)$$

2.7 Conservación de Masa para Medios Ionizados

En el caso de un medio parcialmente ionizado, los pares de iones y electrones pueden ser producidos por el impacto de un fotón o una partícula energética y se pierde a través de la recombinación de partículas cargadas positivas como negativas. Estos procesos tienen importancia para el plasma ionosférico. Si P_j indica la tasa de producción de iones y electrones por m^3/s y L_j es la tasa de pérdida, entonces la ecuación de conservación de la masa para cada especie ionizada es,

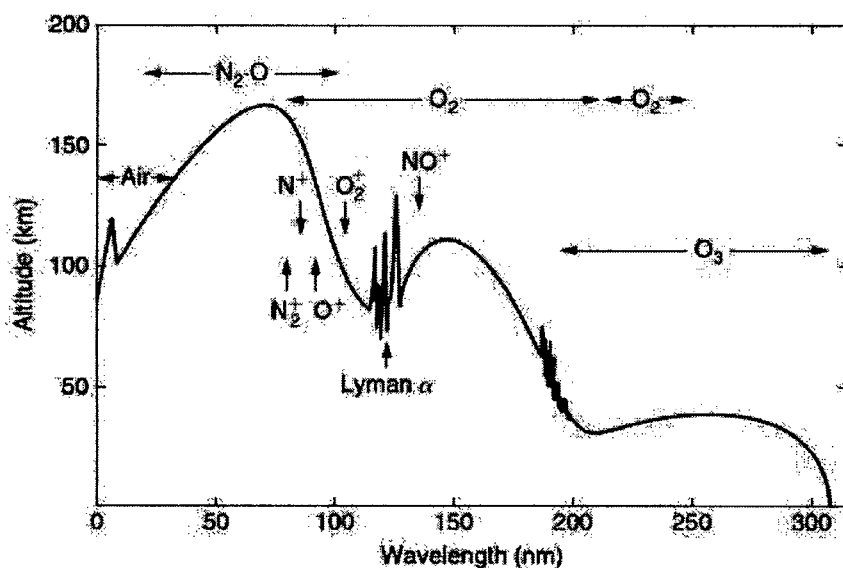


Figura II.7: Profundidad de penetración de la radiación solar en función de la longitud de onda. Altitudes corresponden a una atenuación de $1/e$. Los absorbentes principales y los límites de ionización se indican, Kelley (2009).

$$\partial\rho_j/\partial t + \nabla.\rho_j U_j = (P_j - L_j)M_j \quad (2.8)$$

donde M_j es la masa de la especie y usamos la notación U_j para representar la

velocidad de las especies cargadas. Dado que la carga eléctrica es una cantidad conservativa, entonces el número total de electrones (e) ganados o perdidos es igual a la suma de todos los diferentes iones de ganancia o pérdida, es decir,

$$\sum_{j=1}^N (P_j - L_j) = P_e - L_e$$

Si se ignoran los iones negativos, teniendo en cuenta que su formación es poco relevante por encima de los 80 km de altitud esto se debe que el número de densidad del gas neutro excede al del gas de iones y electrones por debajo de varios kilómetros del punto de referencia antes mencionada, es posible ignorar la pérdida de partículas neutras, cuando los pares de iones y electrones se forman. Los cambios de densidad de masa neutra así como los cambios de composición de neutrones no son parte del estudio. Considerando la ec. (2.3) representa un enfoque para la atmósfera neutra, mientras que para las partículas ionizadas es necesario tomar en cuenta la ec. (2.8).

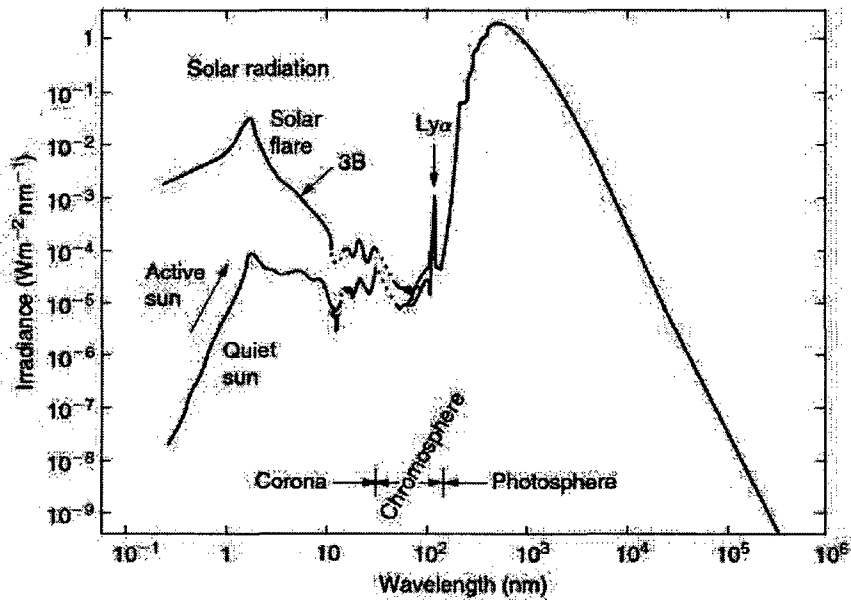


Figura II.8: Distribución espectral de la radiación solar y su variación con la actividad solar. La representación logarítmica muestra la contribución de los rayos X y la radiación ultravioleta extrema, figura extraído de Kelley (2009).

Entre los fenómenos más importantes tenemos el caso de la fotoionización que se

ilustran en las Figura II.7 y Figura II.8 . En la Figura II.7 la profundidad que avanza la radiación solar se traza frente a la longitud de onda, sin considerar las bandas de absorción y dispersión de algunas especies, si bien la luz visible alcanza hasta el suelo, pero las longitudes de onda corta son absorbidas por las especies indicadas.

En la Figura II.8 muestra la variabilidad de la emisión solar de fotones a longitudes de onda corta para condiciones solares normales y activas, así como también para los eventos de erupción solar. La radiación UVE es absorbida a altitudes elevadas de las regiones E y F, ionizando y aumentando su temperatura. Los rayos X penetran profundamente, al igual que Lyman α (NO se ioniza).

2.8 Ecuación de Estado

Para un gas ideal, la densidad ρ , presión p_j , están relacionados por la siguiente ecuación

$$p_j \equiv \rho_j k_B T_j / M_j \equiv n_j k_B T_j \quad (2.9)$$

Esta es la ecuación de estado; para cada uno de los gases que tienen en cuenta (iones, electrones, neutrones), donde se relaciona la densidad de masa ρ_j y el número de densidad n_j a través de $\rho_j = n_j M_j$, donde k_B representa la constante de Boltzmann.

2.9 Ecuación de Momento para el Fluido Neutro

Las ecuaciones de continuidad y la ecuación de estado deben ser complementadas con una ecuación dinámica que relaciona la velocidad del fluido con las fuerzas actuantes sobre el fluido. Para su formulación se parte del principio de conservación de momento, lo que requiere que el cambio de momento por unidad de tiempo dentro de un volumen es igual a la fuerza del gradiente de presión, la fuerza F debido al campo externo total que actúa sobre el material en un volumen por otro lado el flujo de momento a través de la superficie que es limitada por el volumen tomando en cuenta la viscosidad y la advección. Para estudios de la Ionósfera y la alta atmósfera,

la dirección del viento, se indica por el camino que sigue el viento, es decir, el viento de dirección Este es un viento hacia el Este.

La advección es una cantidad vectorial así como el momento que es conceptualmente fácil expresar para densidades que son escalares. Sin embargo, la descripción matemática se hace más compleja, si se expresa mediante el uso de la notación tensorial. La ecuación equivalente a la ec. (2.2) para el cambio temporal del momento en un volumen está dado por.

$$\begin{aligned} \iiint_V \frac{\partial}{\partial t} (\rho \mathbf{U}) dV = \iiint_V (-\nabla p) dV + \iiint_V \mathbf{F} dV \\ - \iint_{\Sigma} \pi_m \cdot d\mathbf{a} - \iint_{\Sigma} \pi_w \cdot d\mathbf{a} \end{aligned} \quad (2.10)$$

donde \mathbf{F} es la fuerza externa, p la presión, π_m la densidad de momento de un flujo de tensor debido al movimiento del material, π_w la densidad de momento de un flujo de tensor debido a ondas del medio. Aplicando el teorema de Gauss, en la ec. (2.10) se puede expresar.

$$\partial(\rho U)/\partial t = -\nabla p + F - \nabla \cdot \pi_m - \nabla \cdot \pi_w \quad (2.11)$$

Donde la fuerza externa \mathbf{F} puede ser de muchos tipos, que serán tratados en los siguientes capítulos.

Para entender el tensor del momento material, consideremos una partícula de masa m que se mueve a una velocidad v . El momento expresado como mv , es multiplicado por la velocidad v , tenemos como resultado un tensor de flujo de momento dado,

$$\pi_m = v m v$$

Pero escrita, como una matriz de 3×3 , toma la forma,

$$(\pi_m)_{jk} = mv_j v_k$$

Una forma análoga para un fluido de densidad de masa ρ caracterizado por un flujo medio y con velocidad media \mathbf{U} viene dada por.

$$(\pi_m)_{jk} = \rho U_j U_k \quad (2.12)$$

En ésta parte el tensor de flujo de momento describe cómo el momento se transfiere dentro de un fluido a través del fluido en movimiento. Si hay divergencia neta de éste flujo de momento, entonces una fuerza neta se producirá como se indica en ec. (2.11). La divergencia de un tensor es un vector y se escribe.

$$(\nabla \cdot \pi)_j = \sum_k \frac{\partial \pi_{jk}}{\partial x_k}$$

donde x_k es la coordenada cartesiana k -ésima.

Aplicando la ecuación anterior al tensor de la ec. (2.12),

$$\begin{aligned} (\nabla \cdot \pi_m)_j &= \sum_k \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho U_j U_k) \\ &= \sum_k \left[U_k \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho U_j) + \rho U_j \frac{\partial}{\partial x_k} (U_k) \right] \end{aligned}$$

que en forma vectorial es,

$$\nabla \cdot \pi_m = \mathbf{U} \cdot \nabla (\rho \mathbf{U}) + \rho \mathbf{U} (\nabla \cdot \mathbf{U}) \quad (2.13)$$

El primer término es la derivada advectivo del momento y se puede combinar con la derivada parcial para formar la derivada de tiempo total.

Aún no se completa con la formulación, ya que el término dado en ec. (2.12) no es la única contribución para el tensor de flujo de momento. Consideremos la situación ilustrada en la Figura II.9, donde la componente “ x ” de la velocidad media del fluido aumenta en la dirección z . Las partículas aleatoriamente cruzan el plano $z = z_0$, desde la parte superior y colisionan con las partículas; en promedio contribuyen más al momento por debajo de $z = z_0$. Este vector momento transfiere los resultados a través de fuerzas del fluido de manera que el gradiente de velocidad en ésta dirección se reduce. A diferencia del flujo de momento descrito en ec. (2.12), ésta fuerza viscosa depende de colisiones y es un proceso disipativo. La energía media del flujo se convierte en calor cuando la viscosidad es considerable. La forma exacta del flujo viscoso de densidad del tensor de momento es bastante complicada, mas detalle ver [Jackson (1925)]. En su forma más simple, la densidad de flujo de momento depende de las primeras derivadas de la velocidad asociados con dos constantes de proporcionalidad η y η' . Cuando la divergencia del tensor de flujo de momento se toma como es requerido por la ec. (2.11), la fuerza viscosa F_v está dada por,

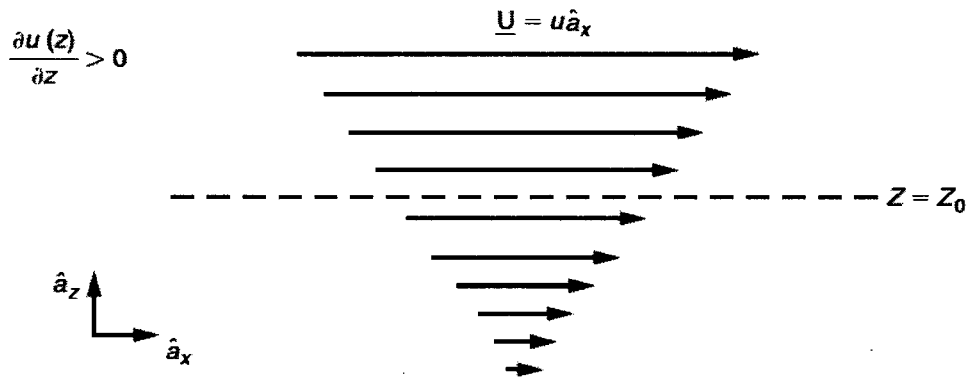


Figura II.9: Si el viento aumenta con el aumento de z , la fuerza viscosa tiende a reducir la velocidad para $z > z_0$ y aumentarlo para $z < z_0$, Kelley (2009).

$$\mathbf{F}_v = \eta \nabla^2 \mathbf{U} + \eta' \nabla (\nabla \cdot \mathbf{U}) \quad (2.14)$$

Para un flujo incompresible sabemos que $(\nabla \cdot \mathbf{U}) = 0$ por lo tanto de ec. (2.14) se reduce a,

$$\mathbf{F}_v = \eta \nabla^2 \mathbf{U} \quad (2.15)$$

donde η se denomina coeficiente de viscosidad dinámica. Sustituyendo la ec. (2.13) y ec. (2.15) en la ec. (2.11) se convierte en

$$\partial(\rho \mathbf{U})/\partial t = -\nabla p + \mathbf{F} - \nabla \cdot \pi_W - [\mathbf{U} \cdot \nabla(\rho \mathbf{U}) + \rho \mathbf{U}(\nabla \cdot \mathbf{U})] + \eta \nabla^2 \mathbf{U}$$

Dando forma para usar la ecuación de continuidad

$$\partial(\rho \mathbf{U})/\partial t + \mathbf{U} \cdot \nabla(\rho \mathbf{U}) + \rho \mathbf{U}(\nabla \cdot \mathbf{U}) = -\nabla p + \mathbf{F} - \nabla \cdot \pi_W + \eta \nabla^2 \mathbf{U}$$

Recordando que $(\nabla \cdot \mathbf{U}) = 0$, entonces tenemos,

$$\partial(\rho \mathbf{U})/\partial t + \mathbf{U} \cdot \nabla(\rho \mathbf{U}) = -\nabla p + \mathbf{F} - \nabla \cdot \pi_W + \eta \nabla^2 \mathbf{U} \quad (2.16)$$

y usando la ecuación de continuidad, el lado izquierdo es $\rho d\mathbf{U}/dt$. Finalmente

$$\rho d\mathbf{U}/dt = -\nabla p + \mathbf{F} - \nabla \cdot \pi_W + \eta \nabla^2 \mathbf{U} \quad (2.17)$$

donde d/dt es la derivada de tiempo total. Observe que el operador Laplaciano en ec. (2.17) actúa sobre cada componente de la velocidad. Es decir, la componente x de la fuerza viscosa es dada por

$$(F_v)_x = \eta \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$$

Se puede considerar una escala grande de flujo de protones como un flujo incompresible de aquí que $\nabla \cdot \mathbf{U} = 0$, es una buena aproximación y ec. (2.15) se utiliza casi exclusivamente para las fuerzas viscosas. Sin embargo hay que notar que en la baja atmósfera, el coeficiente η no se determina por las colisiones moleculares sino por la interacción entre el flujo de remolinos [Kelley (2009)]. En otras palabras, el

coeficiente efectivo de viscosidad es mucho mayor que el coeficiente molecular calculado a partir de la teoría cinética, por encima de la turbopausa (cerca de 100 km), donde la mezcla turbulenta cesa, el coeficiente de viscosidad molecular clásica es apropiado.

Consideremos ahora las fuerzas que pueden contribuir a la fuerza externa \mathbf{F} en ec. (2.17). La fuerza \mathbf{F} incluye la fuerza gravitacional $\rho\mathbf{g}$. Otras fuerzas importantes para las especies ionizadas se debe a los efectos electromagnéticos. Como se conoce, cuando una corriente \mathbf{I} pasa a través de un cable conductor dentro de un campo magnético, entonces la fuerza electromagnético dado por $\mathbf{I} \times \mathbf{B}$, se transfiere desde las partículas cargadas al material. En los medios continuos, la fuerza equivalente a esta fuerza está dada por $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$,

$$\mathbf{F}_{EM} = \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (2.18)$$

La fuerza de densidad transfiere la energía electromagnética en energía cinética, acelerando o desacelerando el fluido. El flujo ascendente de momento π_w , debido a las ondas, puede ser muy importante en la alta atmósfera. Las ondas de las regiones densas inferiores tienden a crecer en amplitud a medida que se propagan hacia arriba, ya que la densidad de masa disminuye exponencialmente con la altitud. Si las ondas son absorbidos en cualquier altura, entonces $(\nabla \cdot \pi_w) \neq 0$ y la atmósfera local se acelerará.

Se completa la ecuación de momento para los neutrones, excepto si la Tierra está en rotación. Las leyes de Newton tal como se expresa en la ec. (2.17) se refieren a un marco de referencia en reposo o uno que se mueve con velocidad lineal constante. En un marco de referencia (\mathbf{R}), que gira con velocidad angular constante Ω , el ritmo de cambio del tiempo de un vector está relacionado con la derivada respecto al tiempo en un marco de inercia (\mathbf{I}) por

$$(d\mathbf{A}/dt)_I = (d\mathbf{A}/dt)_R + \Omega \times \mathbf{A} \quad (2.19)$$

el análisis de este resultado se muestra en [Goldstein (1950)]. Tomando las medidas

en el marco no inercial en el que vivimos, la derivada de la velocidad en ec. (2.17) por tanto debe ser sustituido por

$$(d\mathbf{U}_I/dt)_I = (d\mathbf{U}_I/dt)_R + \Omega \times \mathbf{U}_I \quad (2.20)$$

el subíndice en el vector velocidad es para mostrar específicamente que tenemos la derivada del tiempo en el no inercial, el vector \mathbf{U}_I es la velocidad inercial en el espacio inercial. Ahora describiendo la dinámica en coordenada no inercial, \mathbf{U}_I debe ser expresada en ese marco también. Vista desde el espacio inercial, un objeto que se mueve sobre la superficie de la tierra con velocidad \mathbf{U}_R tiene una velocidad adicional $\Omega \times \mathbf{r}$, donde \mathbf{r} es el vector posición desde el centro de la tierra, es decir,

$$\mathbf{U}_I = \mathbf{U}_R + \Omega \times \mathbf{r} \quad (2.21)$$

Dado que Ω es constante, la derivada en el tiempo de ec. (2.21) en el marco inercial es

$$(d\mathbf{U}_I/dt)_I = (d\mathbf{U}_R/dt)_I + \Omega \times (d\mathbf{r}/dt)_I$$

Ahora cada uno de las derivadas en el lado derecho debe ser sustituido por la ec. (2.20) con el fin de tener una expresión con cantidades medidas en las coordenadas no inerciales, entonces la ecuación toma la forma de,

$$(d\mathbf{U}_I/dt)_I = (d\mathbf{U}_R/dt)_R + \Omega \times \mathbf{U}_R + \Omega \times [(d\mathbf{r}/dt)_R + \Omega \times \mathbf{r}]$$

Para una cantidad de fluido que se mueve a través de la superficie, $(d\mathbf{r}/dt)_R = \mathbf{U}_R$, se tiene,

$$(d\mathbf{U}_I/dt)_I = (d\mathbf{U}_R/dt)_R + 2\Omega \times \mathbf{U}_R + \Omega \times (\Omega \times \mathbf{r})$$

El segundo término de la derecha es conocido como la fuerza de Coriolis. El último término en forma escalar igual a $r\Omega^2 \cos\theta$, donde θ es la latitud y tiene componentes tanto radial hacia el interior y hacia el ecuador. Este término puede ser combinado con \mathbf{g} para describir un campo gravitacional eficaz. Vamos a utilizar el símbolo \mathbf{g} para éstos términos combinados y movemos el término Coriolis para el lado derecho de ec. (2.17), que produce la siguiente ecuación de movimiento de la atmósfera neutra en un marco giratorio:

$$\rho d\mathbf{U}/dt = -\nabla p + \rho\mathbf{g} + \eta\nabla^2\mathbf{U} - \nabla\cdot\pi_W - 2\rho(\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{U}) + \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (2.22)$$

2.10 Ecuaciones de Momento para el Plasma

En la descripción para la atmósfera neutra el único efecto de plasma que se toma en cuenta es $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ como la fuerza transferido a los neutrones. Nuestro objetivo es describir las ecuaciones, para fluidos que se comportan como plasma, es decir cada especie de plasma tendrá su propia ecuación de momento, aunque la dinámica de fluido neutro en un objeto giratorio como la tierra afectada principalmente por la fuerza de Coriolis, su dependencia de velocidad tiene poca importancia en análisis de plasma geofísica, ya que la fuerza magnética (que es también dependiente de la velocidad) es mucho mayor. Las fuerzas importantes que actúan sobre el plasma Ionosférico, y se le incluye a la fuerza \mathbf{F} son los siguientes:

Gravitacional:	$\rho_j\mathbf{g}$
Eléctrico:	$n_jq_j\mathbf{E}$
Magnético:	$n_jq_j(\mathbf{V}_j \times \mathbf{B})$

donde q_j es la carga j -ésimo de la especie ionizada, \mathbf{E} y \mathbf{B} son los campos eléctricos y magnéticos. Si consideramos una fuerza de fricción que se ejerce sobre cada especie

por las colisiones con todas las otras especies, es decir, los electrones chocan con los neutrones, así como con los diversos iones, la fuerza es proporcional a la frecuencia de colisión respectiva y a la diferencia de velocidad entre el fluido y los otros fluidos. La fuerza de fricción en cada especie puede ser escrita, según [Banks y Kockarts(1973)], como

$$F_j = - \sum_{\substack{k \\ j \neq k}} \rho_j v_{jk} (\mathbf{V}_j - \mathbf{V}_k)$$

Siendo v_{jk} la frecuencia de colisión para la transferencia de momento entre las especies neutras e iónicas, con unidades de s^{-1} . La discusión detallada de los coeficientes v_{jk} se puede encontrar en [Banks y Kockarts (1973), Schunk y Nagy (2000,2009)]. La ecuación de momento que principalmente se utiliza para cada especie ionizada es entonces.

$$\rho_j \frac{d\mathbf{V}_j}{dt} = -\nabla P_j + \rho_j \mathbf{g} + n_j q_j (\mathbf{E} + \mathbf{V}_j \times \mathbf{B}) - \sum_{\substack{k \\ j \neq k}} \rho_j v_{jk} (\mathbf{V}_j - \mathbf{V}_k)$$

La viscosidad y la transferencia de momento por las ondas son ignoradas en esta ecuación.

2.11 Conjunto de Ecuaciones Completas

Las ecuaciones que tenemos descrito para los fluidos que componen la Ionósfera puede resumirse en las ecuaciones atmosféricas neutras de continuidad, momento y estado que está dada por.

$$\partial \rho / \partial t = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{U}) \quad (2.23)$$

$$\rho d\mathbf{U}/dt = -\nabla p + \rho \mathbf{g} + \eta \nabla^2 \mathbf{U} - \nabla \cdot \pi_W - 2\rho(\Omega \times \mathbf{U}) + \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (2.24)$$

$$p = \rho k_B T_n / m_n = n_n k_B T_n \quad (2.25)$$

donde el subíndice n hace referencia a los neutrones.

Las ecuaciones correspondientes para las especies ionizadas

$$\partial\rho_j/\partial t + \nabla\cdot(\rho_j\mathbf{V}_j) = (P_j - L_j)M_j \quad (2.26)$$

$$\rho_j \frac{d\mathbf{V}_j}{dt} = -\nabla P_j + \rho_j \mathbf{g} + n_j q_j (\mathbf{E} + \mathbf{V}_j \times \mathbf{B}) - \sum_{\substack{k \\ j \neq k}} \rho_j v_{jk} (\mathbf{V}_j - \mathbf{V}_k) \quad (2.27)$$

$$p_j = \rho_j k_B T_j / M_j = n_j k_B T_j \quad (2.28)$$

Debido a la complejidad del conjunto de ecuaciones de Maxwell, en éste estudio no se tendrá en cuenta las ecuaciones de calor. Esto es equivalente al tratamiento de perfiles de temperatura como cantidades dadas. En ésta tesis no incluimos un análisis térmico, tal como se, considera en, [Schunk y Nagy (2000,2009)]. Esta simplificación sería muy pobre si nuestro principal interés es la dinámica de termósfera de gases neutros o parte superior de la Ionósfera. Sin embargo, muchos fenómenos interesantes pueden ser estudiados sin incluir los cambios de temperatura autoconsistente.

2.12 Ecuaciones de Maxwell

Como se trabaja con campos eléctricos y magnéticos, deben considerarse las ecuaciones electrodinámicas de Maxwell. En su forma diferencial está dada por

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\partial\mathbf{B}/\partial t \quad (2.29)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \rho_c / \epsilon_0 \quad (2.30)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{J} + \epsilon_0 \partial\mathbf{E}/\partial t) \quad (2.31)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.32)$$

donde ϵ_0 , es la permitividad eléctrica en el vacío, μ_0 , es la permeabilidad magnética en el vacío, ρ_c , es la densidad de carga ($\rho_c = \sum_j n_j q_j$), \mathbf{J} es la densidad de corriente ($\mathbf{J} = \sum_j n_j q_j \mathbf{V}_j$) y q_j es la carga de la especie ionizada j . Para completar se debe agregarse el principio de conservación de la carga

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_V \rho_c dV = - \iint_{\Sigma} \mathbf{J} da \quad (2.33)$$

Esta ecuación establece que el aumento o la disminución de la carga dentro de un volumen V está determinado por la corriente de conducción eléctrica neta a través de su superficie Σ , en analogía a la ecuación de continuidad dada por la ec. (2.2) para la conservación de masa. En su forma diferencial la ec. (2.33) puede escribirse como:

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = -\partial \rho_c / \partial t \quad (2.34)$$

Los procesos de producción y recombinación no afectan esta ecuación porque la carga neta no cambia en ninguno de estos dos procesos. En la Ionósfera la corriente de conducción es más grande que la corriente de desplazamiento ($\epsilon_0 \partial \mathbf{E} / \partial t$) en ec. (2.31) para las frecuencias que conciernen a los procesos que se estudian, por lo que la corriente de desplazamiento se desprecia. Además, como los mayores cambios en el campo magnético a alturas ionosféricas son del orden de $\delta \mathbf{B} / B$, se considera a la ec. (2.31) como una ecuación de diagnóstico. Dado la densidad de corriente \mathbf{J} , se puede encontrar $\delta \mathbf{B}$, la perturbación del campo geomagnético a partir de ec. (2.31), pero la intensidad de campo magnético \mathbf{B} que se usa en el resto de las ecuaciones dinámicas es el campo magnético de la Tierra, por lo que se considera $\partial \mathbf{B} / \partial t = 0$. Esta aproximación descarta la generación de campos eléctricos de inducción a partir de cambios en el campo magnético. Si se considera la propagación de ondas electromagnéticas como las ondas de Alfvén, se deben incluir las fluctuaciones de campos magnéticos y eléctricos. Con estas consideraciones el conjunto de ecuaciones ec. (2.29) a ec. (2.30) con la ec. (2.33) toma la forma

$$\nabla \times \mathbf{E} = 0 \quad (2.35)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \rho_c / \epsilon_0 \quad (2.36)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (2.37)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.38)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = -\partial \rho_c / \partial t \quad (2.39)$$

La ec. (2.35), muestra que el campo eléctrico es derivable a partir de una función potencial $\phi(r, t)$ a través de la ecuación $\mathbf{E} = -\nabla\phi$. Finalmente, una simplificación adicional es posible, para un medio ionizado, las diferencias de cargas muy pequeñas crean grandes campos eléctricos. Entonces, un plasma debe mostrar una neutralidad de carga casi perfecta, es decir.

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = -\partial \rho_c / \partial t \cong 0. \quad (2.40)$$

De la ec. (2.40), se deduce que la divergencia de una corriente eléctrica en cualquier escala de tiempo macroscópica debe ser cero. En la mayoría de los casos se utiliza $\nabla \cdot \mathbf{J} = 0$, para calcular los campos eléctricos, en lugar de la ec. (2.36). La ecuación de Poisson, es decir la ec. (2.36), sigue siendo válida, pero no es muy útil, por que la diferencia de carga asociada con los campos eléctricos de importancia geofísica son muy pequeños.

La situación es similar para el cálculo de la velocidad vertical en la dinámica atmosférica. La componente vertical de la ecuación de momento no es útil, ya que el gradiente de presión vertical y los términos gravitacionales son aproximadamente anuladas en los límites. En la práctica, la velocidad vertical se encuentra a menudo a partir de la divergencia de los vientos horizontales, tal como es usual utilizar $\nabla \cdot \mathbf{J} = 0$ para encontrar los campos eléctricos. El siguiente conjunto de ecuaciones dinámicas y de la electrodinámica para el plasma y teniendo en cuenta la ecuación de estado se expresa como;

$$\rho_j \frac{d\mathbf{V}_j}{dt} = -\nabla p_j + \rho_j \mathbf{g} + \frac{q_j \rho_j}{M_j} (\mathbf{E} + \mathbf{V}_j \times \mathbf{B}) - \sum_{\substack{k \\ j \neq k}} \rho_j v_{jk} (\mathbf{V}_j - \mathbf{V}_k) \quad (2.41)$$

$$\partial \rho_j / \partial t + \nabla \cdot (\rho_j \mathbf{V}_j) = (P_j - L_j) M_j \quad (2.42)$$

$$p_j = \rho_j k_B T_j / M_j = n_j k_B T_j \quad (2.43)$$

$$\mathbf{E} = -\nabla \phi \quad (2.44)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0 = \nabla \cdot \mathbf{B} \quad (2.45)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (2.46)$$

También es posible que a partir de ec. (2.40), los resultados que tienen importancia es el número de electrones por unidad de volumen y debe ser casi igual a la cantidad de iones positivos de todos los tipos presentes.

$$n_e \cong \sum_{\text{iones}} n_j$$

2.13 Estudio estacionario de movimiento de plasma Debido a Fuerzas aplicadas

La ec. (2.41) permite deducir las ecuaciones que determinan la respuesta electrodinámica de un plasma parcialmente ionizado, debido a las fuerzas aplicadas estables; por otro lado, la distribución de la densidad del plasma y el campo de viento, son tomadas en cuenta a partir de la ec. (2.41), según [Kelley (2009)] se supone que la respuesta del plasma que la constituye las fuerzas cambiantes, son generadas con rapidez (es decir, $d\mathbf{V}_j/dt \approx 0$). Se deduce mediante la comparación de términos según la ec. (2.41) que incluye la velocidad. Los términos de aceleración en el lado izquierdo son del orden \mathbf{V}_j/τ y \mathbf{V}_j^2/L , donde τ es el tiempo de respuesta a un nuevo conjunto de fuerzas y L es una escala de distancia de cambio de velocidad. El término de Lorentz (el tercer término del lado derecho) es de orden $\mathbf{V}_j \Omega_j$, donde Ω_j es la frecuencia de giro ($q_j \mathbf{B}/M_j$) y el término de fricción es de

$\mathbf{V}_j v_j$, donde el orden v_j es la frecuencia de colisión. Para $\tau \gg \Omega_j^{-1}$ o v_j^{-1} , se debe a que la frecuencia de colisión y la frecuencia de giro es suficientemente alta para la mayoría de los problemas de interés de dinámica macroscópica, el término de aceleración puede considerarse despreciables, puesto que la velocidad de fluido son generalmente subsónico, si L es mayor que el radio de giro o el promedio de camino medio entonces, el término advectivo es pequeño. Los componentes del plasma se asumen de tal forma que esté en equilibrio con la velocidad de los campos de fuerzas existentes.

La velocidad del fluido en equilibrio de cada especie ahora se puede encontrar a partir de la ec. (2.41) si establecemos la derivada respecto al tiempo total igual a cero y especificamos los campos de fuerza y distribución de la presión tenemos.

$$0 = -\nabla(n_j k_B T_j) + n_j M_j \mathbf{g} + q_j n_j (\mathbf{E} + \mathbf{V}_j \times \mathbf{B}) - \sum_{\substack{k \\ k \neq j}} n_j M_j v_{jk} (\mathbf{V}_j - \mathbf{V}_k) \quad (2.47)$$

La frecuencias de colisión v_{jk} juegan un papel crucial en un plasma parcialmente ionizado. tanto en [Rishbeth y Garriott (1974), Banks y Kockarts (1973), Schunk y Nagy (2000,2009)] se discute el fenómeno con detalle. El alcance de éste estudio es analizar los perfiles representativos de colisión, tales como las indicadas en la Figura II.10, que es válido para condiciones de manchas solares muy altas según [Johnson (1961)]. Los valores numéricos de diversos parámetros ionosféricos y atmosféricos utilizados en la obtención de esta región está en [Banks y Kockarts (1973)]. Una fórmula útil aproximada de la frecuencia colisión de ion-neutro es,

$$v_{in} = 2.6 \times 10^{-9} (n_n + n_i) A^{-1/2} \quad (2.48)$$

donde A denota la masa molecular media de neutro en unidades de masa atómica, la frecuencia de colisión de electrón-neutro mas electrón-ion es,

$$v_e \equiv v_{en} + v_{ei} = 5.4 \times 10^{-10} n_n T_e^{-1/2} + [34 + 4.18 \ln(T_e^3/n_e)] n_e T_e^{-3/2} \quad (2.49)$$

donde T_e es la medida en Kelvin y todas las densidades son expresadas en cm^3 . La frecuencia de colisión de ión-electrón no se incluye porque es insignificante en el rango de estudio. Por la noche en el rango de 280 km, la frecuencia de colisión electrón-neutro es igual a la frecuencia de colisión electrón-ión según [Kelley (2009)] la Región F Ecuatorial de plasma se origina a menudo a altas altitudes en horas nocturnas, es decir la altura de transición de v_{en} es mucho mayor. Durante el día la transición entre el v_{en} y v_{ei} se produce a unos 200 km. Si se considera las colisiones electrón-neutro es más común que las colisiones de electrón-ión, y por tanto se simplifica el álgebra considerablemente.

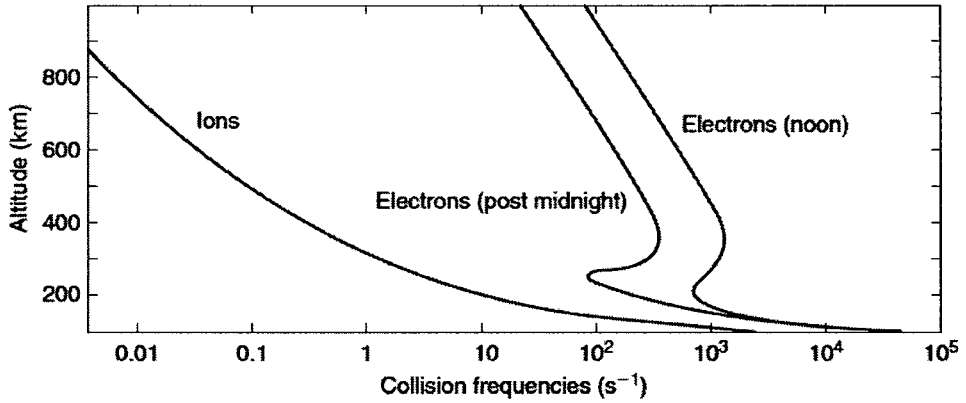


Figura II.10: Frecuencia típica de colisión de electrón neutro más electrón ión a lo largo de la frecuencia colisión ión-neutro en un número muy alto de manchas solares, extraído de Kelley (2009).

La consideración anterior es útil para resolver ec. (2.47) para el ión y las velocidades de electrones en términos de las fuerzas impulsoras. Por simplicidad se considera una especie de iones únicos de masa M , utilizando el símbolo m para la masa del electrón y el símbolo e para la carga elemental, que se toma como positivo. Para un ión espacialmente uniforme y temperaturas electrónicas, tenemos las dos ecuaciones

$$0 = -k_B T_i \nabla n + n M \mathbf{g} + ne(\mathbf{E} + \mathbf{V}_i \times \mathbf{B}) - n M v_{in}(\mathbf{V}_i - \mathbf{U}) \quad (2.50)$$

$$0 = -k_B T_e \nabla n + n m \mathbf{g} + ne(\mathbf{E} + \mathbf{V}_e \times \mathbf{B}) - n m v_{en}(\mathbf{V}_e - \mathbf{U}) \quad (2.51)$$

donde se ha utilizado $n_i = n_e = n$, como la densidad del plasma. El campo eléctrico de la ecuación se mide en una coordenada fija al sistema de la Tierra. Este es el campo eléctrico que se mide en experimentos ionosféricos. Sin embargo, es factible expresar estas ecuaciones en un marco de referencia que se mueve una velocidad de flujo neutro \mathbf{U} . En transformación entre dos sistemas de coordenadas que se mueven a una velocidad relativa \mathbf{U} el campo eléctrico no es invariante incluso si $|\mathbf{U}| \ll c$, donde c es la velocidad de la luz. En [Jackson(1925)], se discute la transformación del campo electromagnético \mathbf{E} y \mathbf{B} entre dos sistemas de coordenadas y se muestra que en el marco no inercial, está dado por,

$$\mathbf{E}' = (\mathbf{E} + \mathbf{U} \times \mathbf{B}) / (1 - U^2/c^2)^{1/2} \quad (2.52)$$

$$\mathbf{B}' = (\mathbf{B} - \mathbf{U} \times \mathbf{E}/c^2) / (1 - U^2/c^2)^{1/2} \quad (2.53)$$

donde las variables primados son medidos en un marco de referencia no inercial y las variables no primadas se miden en un marco fijo a la Tierra.

Es fácil mostrar que el término $\mathbf{U} \times \mathbf{E}/c^2$ en (2.53) es pequeño comparado con \mathbf{B} para todos los valores razonables de \mathbf{U} y \mathbf{E} en la atmósfera de la tierra o la Ionósfera. Sin embargo, $\mathbf{U} \times \mathbf{B}$ es del mismo orden de magnitud que \mathbf{E} y debe ser tomado en cuenta. Por lo tanto, para $|U| \ll c$,

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E} + \mathbf{U} \times \mathbf{B} \quad (2.54)$$

$$\mathbf{B}' = \mathbf{B} \quad (2.55)$$

Otra forma de interpretar estas ecuaciones es, que en una transformación no relativista la densidad de corriente no cambia significativamente, $J' \cong J$, pero la densidad de carga es, $\rho'_c \neq \rho_c$. La explicación de esta "asimetría" entre los campos eléctricos y magnéticos se encuentra en el hecho de que las densidades de carga muy pequeñas pueden producir importantes campos eléctricos en un plasma.

Siguiendo la notación de [Haerendel y Eccles (1998)], ahora se puede transformar los términos de ec. (2.47) a un marco de referencia que se mueve con el viento neutro \mathbf{U} . Usamos la notación de subíndice de nuevo por razones de brevedad, donde j representa (el gas de un soló ión) o por (el gas de electrones). Desde $\mathbf{V}'_j = \mathbf{V}_j - \mathbf{U}$, ec. (2.47) entonces

$$0 = -k_B T_j \nabla n + n \mathbf{M}_j \mathbf{g} + n q_j \mathbf{E}' + n q_j (\mathbf{V}'_j \times \mathbf{B}) - n \mathbf{M}_j v_{jn} \mathbf{V}'_j \quad (2.56)$$

Donde se expresa en el marco de referencia no inercial (observe que ∇n y \mathbf{g} no se han modificado en una transformación no relativistas). Si dividimos a través de $n \mathbf{M}_j v_{jn}$ y ordenando términos, esto puede escribirse

$$\mathbf{V}'_j - \kappa_j (\mathbf{V}'_j \times \hat{\mathbf{B}}) = -D_j \nabla n / n + b_j \mathbf{E}' + (D_j / H_j) \hat{\mathbf{g}} \equiv \mathbf{W}'_j \quad (2.57)$$

donde $\hat{\mathbf{B}}$ es un vector unitario en la dirección \mathbf{B} , $\hat{\mathbf{g}}$ es un vector unitario en la dirección \mathbf{g} , κ_j es la relación de frecuencia de giro y la frecuencia de colisión ($q_j \mathbf{B} / \mathbf{M}_j v_{jn}$), y coincide con el mismo signo que la carga de la partícula, D_j es el coeficiente de difusión ($k_B \mathbf{T}_j / \mathbf{M}_j v_{jn}$), b_j es la movilidad ($q_j / \mathbf{M}_j v_{jn}$), que también tiene el signo algebraico de q_j y H_j es la altura de la escala ($k_B \mathbf{T}_j / \mathbf{M}_j \mathbf{g}$). La velocidad de \mathbf{W}'_j es el velocidad del fluido que se produciría en un plasma no magnetizado sujeto a algunas fuerzas.

El valor absoluto de κ_j determina si una partícula hace o deja de hacer un ciclo sobre el campo magnético antes de que una colisión se lleve a cabo. Para un pequeño valor absoluto de κ_j , ocurren muchas colisiones y la partícula básicamente se mueve paralelamente a las fuerzas aplicadas como si no hubiera ningún campo magnético. Esto se ilustra en la Figura II.11a, para iones y electrones sometidos a un campo eléctrico. El caso colisiones (κ infinito) se muestra en la Figura II.11b para las partículas inicialmente en reposo. Después de aproximadamente un periodo de giro las partículas se mueven en ángulo recto con el campo eléctrico. En éste caso la velocidad final es idéntico para los iones y electrones e igual a $\mathbf{E} \times \mathbf{B} / B^2$. Para un valor absoluto de $\kappa = 1$ Figura II.11c, el movimiento neto es a un ángulo de 45° con

relación al campo eléctrico.

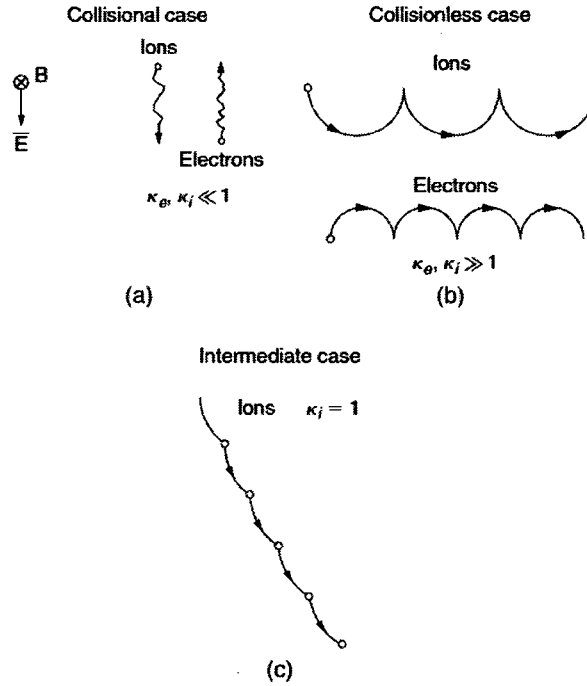


Figura II.11: Trayectorias de ión y electrones para varios valores de κ para las partículas inicialmente en reposo, Kelley (2009).

Estos resultados se pueden mostrar de forma analítica de la ec. (2.57). Consideremos primero el caso de una frecuencia de colisión muy alta $\kappa_j \ll 1$. Entonces en la ec. (2.57), el primer término del lado izquierdo es dominante y se expresa por

$$\mathbf{V}'_j = \mathbf{W}'_j = b_j \mathbf{E}' - D_j \nabla n/n + (D_j/H_j) \hat{\mathbf{g}} \quad (2.58)$$

que es la misma que la velocidad del fluido que se produciría en el caso de un plasma no magnetizado, es decir la velocidad es paralela a las fuerzas.

Debido a la presencia del campo magnético de la Tierra (CMT) en la Ionósfera los movimientos del plasma en las direcciones paralela y perpendicular a las líneas del CMT están débilmente acoplados. Por ésta razón, resulta conveniente resolver el sistema de ecuaciones considerando la geometría del CMT y descomponer el movimiento en éstas dos direcciones. Luego la velocidad de los electrones y los iones puede escribirse

$$\mathbf{V}'_j = (\mathbf{V}'_j)_{\parallel} + (\mathbf{V}'_j)_{\perp} \quad (2.59)$$

siendo $(\mathbf{V}'_j)_{\perp}$ la componente de la velocidad perpendicular a las líneas de campo magnético y $(\mathbf{V}'_j)_{\parallel}$ la componente de la velocidad paralela a las líneas de campo magnético.

Para κ_j muy grande (colisión de plasma), la componente de la ec. (2.57) paralelo a \mathbf{B} es el mismo:

$$(\mathbf{V}'_j)_{\parallel} = [b_j \mathbf{E}' - D_j \nabla n/n + (D_j/H_j) \hat{\mathbf{g}}] \cdot \hat{\mathbf{B}} \quad (2.60)$$

y por lo tanto las colisiones siguen siendo muy importantes, pero en la dirección perpendicular, el segundo término en el lado izquierdo de ec. (2.57) es dominante y los componentes perpendiculares a \mathbf{B} se convierten en,

$$(\mathbf{V}'_j)_{\perp} = \kappa_j^{-1} [b_j \mathbf{E}' - D_j \nabla n/n + (D_j/H_j) \hat{\mathbf{g}}] \times \hat{\mathbf{B}} \quad (2.61)$$

o, de manera equivalente, cuando se evalúa k_j tenemos.

$$(\mathbf{V}'_j)_{\perp} = (1/B^2) [\mathbf{E}' - (k_B T_j/q_j) \nabla n/n + (M_j/q_j) \mathbf{g}] \times \mathbf{B} \quad (2.62)$$

Los términos individuales en el lado derecho de ec. (2.62) son todos perpendiculares a las fuerzas que los impulsan. Tal que el primer término no depende de la carga y que es idéntico para los iones y electrones. Los iones y los electrones se mueven junto a la velocidad $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ en un plasma sin colisiones y no hay flujo neto de corriente en respuesta a un campo eléctrico aplicado, por lo tanto la ley de Ohm en su forma usual es de poca utilidad en un plasma magnetizado sin colisiones, además teniendo en cuenta la ec. (2.62) e Ignorando ∇n y \mathbf{g} , se expresa todas las variables restantes en coordenadas inerciales.

$$(\mathbf{V}_j - \mathbf{U})_{\perp} = |(\mathbf{E} + \mathbf{U} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}| / B^2 \quad (2.63)$$

Realizando producto vectorial triple se obtiene $[(\mathbf{U} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}/B^2] = -U_{\perp}$ y reemplazando el resultado obtenido en la ec. (2.63) se tiene

$$(\mathbf{V}_j)_{\perp} = \mathbf{E} \times \mathbf{B}/B^2 \quad (2.64)$$

Esta ecuación muestra que en el caso de colisiones el plasma se mueve con velocidad $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ en cualquier sistema de referencia, siempre en cuando que el campo eléctrico y la velocidad son expresados en dicha marco de referencia, para un marco de referencia inercial tenemos.

$$(\mathbf{V}_j)_{\perp} = (1/B^2)[\mathbf{E} - (k_B T_j/q_j)\nabla n/n + (M_j/q_j)\mathbf{g}] \times \mathbf{B} \quad (2.65)$$

que es idéntica en forma a ec. (2.62). En la ec. (2.60) nos queda la primera en \mathbf{E}' , pero debe tenerse en cuenta que la transformación de la ec. (2.60) se deduce del componente de \mathbf{E} paralelo a \mathbf{B} y teniendo en cuenta también \mathbf{B} invariante ante una transformación .

Las soluciones de ec. (2.57) para valores intermedios de κ están dadas por

$$(\mathbf{V}'_j)_{\parallel} = (\mathbf{W}'_j)_{\parallel} \quad (2.66)$$

y

$$\mathbf{V}'_{j\perp} = \frac{\mathbf{W}'_{j\perp}}{1 + \kappa_j^2} + \frac{\kappa_j \mathbf{W}'_{j\perp}}{1 + \kappa_j^2} \times \hat{\mathbf{B}} \quad (2.67)$$

donde el resultado es expresado en términos de la solución de velocidad de estado estacionario no magnetizado $W'_{j\perp}$ en la ec. (2.58) podemos mostrar que si el término κ es despreciable por tanto \mathbf{V}'_j tiende a $\mathbf{W}'_{j\perp}$, mientras que para valores grandes de κ los movimientos tienden a ser perpendicular a las fuerzas. Los valores absolutos de κ_e y κ_i se representan gráficamente en la Figura II.12 para la Ionósfera Ecuatorial con $B = 2,5 \times 10^{-5}$ Tesla, la transición a partir de un plasma de iones moleculares (NO^+ y O_2^+) a un plasma de iones atómico (O^+) se incluye el termino κ . El valor

absoluto de κ_e cuando el radio de giro de frecuencia de colisión es uno pasa cerca de 75 km, mientras que κ_i lo hace a 130 km. Para hacer el dibujo de κ_e [Kelley (2009)] utiliza la frecuencia de colisiones total del electrón $\nu_e = \nu_{en} + \nu_{ei}$. Esto no está totalmente en concordancia con la discusión anterior cuando se considero $\nu_e = \nu_{en}$. Sin embargo, la modificación es de poca importancia, ya que el valor absoluto de κ_e es muy grande por encima de 100 km.

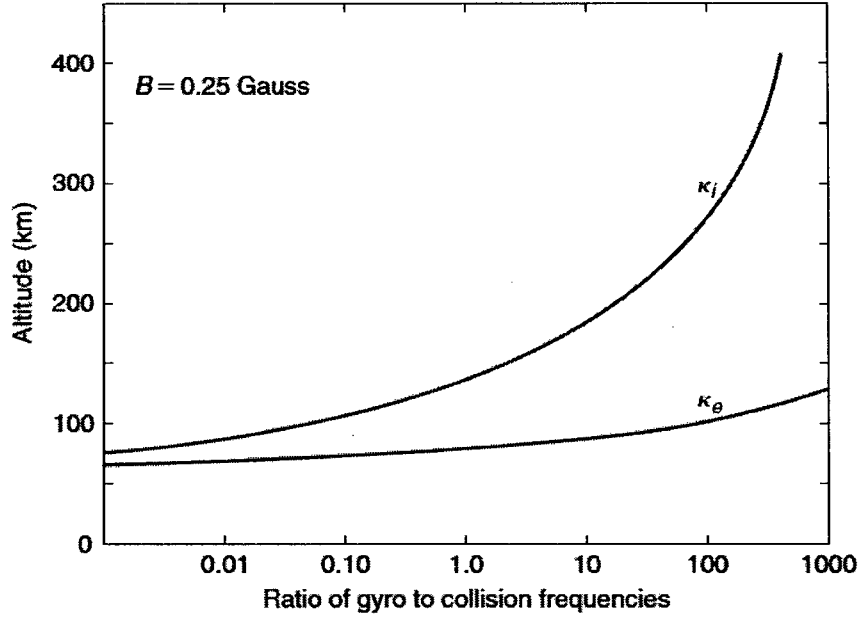


Figura II.12: Los valores típicos para κ_e y κ_i en la Ionósfera Ecuatorial para un campo magnético de 2.5×10^5 Tesla. Extraído del Kelley (2009).

La relación entre \mathbf{J}' y \mathbf{E}' se puede determinar a partir de la definición de $\mathbf{J}' = ne(\mathbf{V}'_i - \mathbf{V}'_e)$, Con \mathbf{V}'_j dada por ecs. (2.66), (2.67) y (2.58). El resultado puede ser expresada a través de una relación tensorial $\mathbf{J}' = \sigma \mathbf{E}'$, donde,

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_P & -\sigma_H & 0 \\ \sigma_H & \sigma_P & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_0 \end{pmatrix} \quad (2.68)$$

Para obtener esta forma, se ha tomado \mathbf{B} paralelo al eje z y se define como,

$$\sigma_0 = ne(b_i - b_e) \quad (2.69)$$

$$\sigma_P = ne \left[b_i / (1 + \kappa_i^2) - b_e / (1 + \kappa_e^2) \right] \quad (2.70)$$

$$\sigma_H = (ne/B) [\kappa_e^2/(1 + \kappa_e^2) - \kappa_i^2/(1 + \kappa_i^2)] \quad (2.71)$$

Sea los parámetros de conductividad Específica σ_0 , conductividad de Pedersen σ_P y conductividad de Hall σ_H . (Recordando que b_e es negativo).

La línea mostrada para σ_0 , σ_P y σ_H para un día típico de latitudes medias de Ionósfera se dan en la Figura II.13. Estas líneas corresponden a las frecuencias de colisión durante el día en la Figura II.10 en un campo magnético de 5×10^{-5} Tesla. La conductividad específica o paralela σ_0 domina cuando la movilidad de electrones es alta y es igual a ne^2/mv_e esto es una buena aproximación. A grandes alturas es raro las colisiones de electrones y neutrones y el factor de la densidad de plasma v_{ei} cancela algunos factores del numerador de σ_0 , por lo tanto σ_0 es independiente de la densidad por encima de 400 km. La variación por encima de la altura que se muestra en la Figura II.13 está relacionada con la temperatura de los electrones, ya que de acuerdo a ec. (2.49), v_{ei} es casi proporcional a $(T_e)^{-3/2}$. La conductividad paralelo es tan alta que σ_0/σ_P y en proporción es mayor que 1×10^4 por encima 130 km. Por encima de aproximadamente 75 km, κ_e es muy grande y en el plano perpendicular a \mathbf{B}_0 , los electrones sólo se mueven perpendiculares a las fuerzas que actúan sobre ellos. Entonces la conductividad Pedersen se puede escribir en la forma

$$\sigma_P = ne^2 / [Mv_{in}(1 + \kappa_i^2)] \quad (2.72)$$

Para $\kappa_i \gg 1$ (por encima de los 130 kms) esta expresión es aún más simple,

$$\sigma_P = ne^2 v_{in} / M\Omega_i^2 = nMv_{in} / B^2 \quad (2.73)$$

La conductividad de Hall σ_H cae más rápidamente con la altura que lo hace σ_P y es importante sólo en un pequeño rango de altura donde se cumplen tres condiciones: $\kappa_e \gg 1$, $\kappa_i < 1$ y para n grande, para una noche típica la curva σ_P también se observa en Figura II.13.

Finalmente, recordemos que los cálculos que se han realizado hasta el momento es, en el marco de referencia inercial, donde $\mathbf{J}' = \sigma \cdot \mathbf{E}'$. Habitualmente medimos el viento neutro \mathbf{U} y el campo eléctrico \mathbf{E} en el marco fijo a la Tierra. Sin embargo,

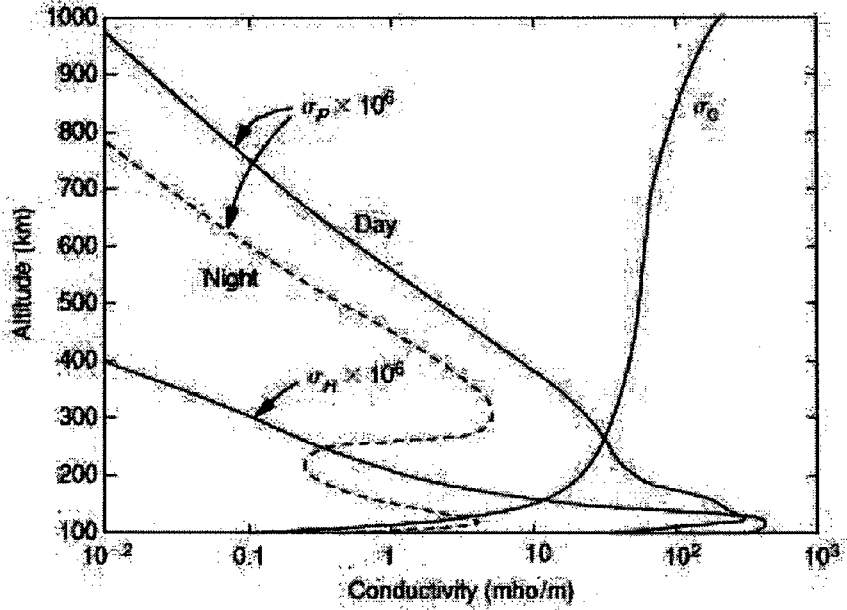


Figura II.13: Los valores de conductividad típicos de la Ionósfera de latitudes medias durante el día. Nota el cambio de escala para σ_P y σ_H . La curva discontinua es un perfil típico de la noche σ_P también se multiplica por 10^6 , Kelley (2009).

desde $\mathbf{E}' = \mathbf{E} + \mathbf{U} \times \mathbf{B}$ y $\mathbf{J} = \mathbf{J}'$ para las transformaciones no relativistas, nosotros tenemos la ecuación de corriente, dado por.

$$\mathbf{J} = \sigma \cdot (\mathbf{E} + \mathbf{U} \times \mathbf{B}) \tag{2.74}$$

Donde todos los parámetros se miden en un sistema de referencia fijo a Tierra. Por otro lado las mediciones respecto a Tierra, y los campos eléctricos sólo puede determinar el \mathbf{E} de (2.74) y no toda la cantidad, $\mathbf{E}' = \mathbf{E} + \mathbf{U} \times \mathbf{B}$.

En resumen, observamos que el plasma Ionosférico está sujeta a fuerzas electromagnéticas, es decir la naturaleza dipolar del campo magnético no se ve muy afectada por las corrientes Ionosféricas, el resultado para el campo magnético crea restricciones geométricas sobre el comportamiento del plasma, que son muy diferentes en diferentes latitudes magnéticas. Los campos eléctricos, por el contrario, van y vienen con mayor rapidez y ponen los constituyentes del plasma en movimiento perpendicular a \mathbf{B} . Los campos, eléctricos por tanto, desempeñan un papel dominante en la dinámica de la Ionósfera. En las siguientes secciones se analiza brevemente la

generación y correlación de los campos eléctricos.

2.14 Generación de Campos Eléctricos en la Ionósfera

En los capítulos anteriores se vió, que los campos eléctricos juegan un rol importante en el comportamiento que presenta la Ionósfera pero no se describió como se generaron, diversas fuerzas que actúan sobre el plasma Ionosférico, como los gradientes de presión, la gravedad, el campo magnético y el arrastre debido a los vientos atmosféricos. Los campos eléctricos surgen como resultado de la forma en que los iones y los electrones responden a estas fuerzas. De la generación de corrientes eléctricas internas surgen campos eléctricos de polarización debido a la necesidad de que la corriente neta tenga divergencia nula. Esta condición se expresa de manera cuantitativa a través de la ecuación de la divergencia de la densidad de corriente

$$\nabla \cdot \mathbf{J} \equiv -\partial \rho_c / \partial t \quad (2.75)$$

Cualquier densidad de carga, ρ_c , debe crear campos eléctricos mediante la ecuación de Poisson

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \rho_c / \epsilon_0 \quad (2.76)$$

Al mismo tiempo, cualquier fuerza que produzca un movimiento relativo entre los iones y los electrones generara una corriente,

$$\mathbf{J} = n_e (\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_e) \quad (2.77)$$

La componente de \mathbf{J} que está asociada con la diferencia entre las velocidades de los electrones y los iones tiene una divergencia finita. Sin embargo, esta divergencia crea una densidad de carga a través de la ec. (2.75), que de acuerdo a la ec. (2.76), genera un campo eléctrico que fuerza a que la divergencia sea cero. En otras palabras, si las fuerzas que actúan sobre el fluido de iones y electrones crean una divergencia en \mathbf{J} , rápidamente se genera un campo eléctrico que modifica las velocidades del fluido de manera que nuevamente tenemos que, $\nabla \cdot \mathbf{J} = 0$.

Un campo eléctrico de 10 mV/m, que es grande para estándares de latitudes Ecuatoriales y medias y asumiendo una escala de longitud de 1 km, de la ec. (2.76) se tiene $\rho_c = 8,8510^{-17} C/m^3$, que lleva a un exceso de iones o electrones de unos pocos miles por metro cúbico comparado con el total de al menos $10^9 m^{-3}$. La escala temporal para la generación de tal densidad de carga puede estimarse de las ec. (2.75) y ec. (2.76)

$$\tau \cong \rho_c / \nabla \cdot \mathbf{J} = \epsilon_0 \nabla \cdot \mathbf{E} / \nabla \cdot \mathbf{J} \quad (2.78)$$

Si se asume que la conductividad es uniforme e isotrópica, de la ley de Ohm, tenemos $\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}$, luego, se tiene

$$\tau \approx \epsilon_0 / \sigma \quad (2.79)$$

para la componente σ de menor valor en la Ionósfera, se encuentra el mayor valor para $\tau = 10^{-6}$ s. Por esto se puede asegurar que los campos eléctricos se generan de manera muy rápida como respuesta a una divergencia de \mathbf{J} . Las divergencias de éste tipo aparecen cada vez que haya fuerzas que varíen espacialmente o cuando la conductividad cambia en el espacio.

Cuando un campo eléctrico es creado a partir de la acción de un viento, el proceso es llamado dínamo en analogía al generador de corriente eléctrica en el cual un conductor es movido a través de un campo magnético y se transforma la energía mecánica en energía eléctrica. En cualquier caso en donde se crea energía eléctrica, la cantidad $(\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}) < 0$ y además las fuerzas eléctricas deben actuar oponiéndose a la fuente que origina la separación de cargas, cuando los campos eléctricos son aplicados a partir de una fuente externa, como lo que ocurre a altas latitudes debido a la interacción del viento solar de la magnetósfera, usualmente se da cuando $(\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}) > 0$ en la Ionósfera, en éste caso la energía eléctrica es convertida en mecánica y es liberado en forma de calor en la Ionósfera.

Los campos eléctricos a latitudes bajas y medias son generados casi en su totalidad por los dínamos de las regiones E y F producidos por los vientos neutros del sistema acoplado Ionósfera-termósfera según [Rishbeth (1971), Rishbeth y Garriott (1974)], con la excepción de campos eléctricos que penetran en regiones de altas

latitudes durante las tormentas magnéticas, [Fejer y Scherliess (1997)]. La corriente debida a la acción del viento neutro con velocidad V_n está dada por

$$\mathbf{J} = \sigma(V_n \times \mathbf{B}) \quad (2.80)$$

Si esta corriente no tiene divergencia nula, se crean campos eléctricos para reducir la corriente total, que queda expresada como:

$$\mathbf{J} = \sigma(V_n \times \mathbf{B} + \mathbf{E}) \quad (2.81)$$

donde el segundo término representa a los campos eléctricos de polarización, que se producen en toda la región como respuesta a la necesidad de la corriente, generada por las diversas fuerzas que actúan sobre las cargas, tengan divergencia nula. Dada una distribución de conductividad Ionosférico y vientos neutros es posible calcular los campos eléctricos de polarización resultante, imponiendo que la corriente total tenga divergencia nula y el potencial eléctrico sea especificado en los bordes de la región.

2.15 Características Generales del Radio Observatorio de Jicamarca

El Radio Observatorio de Jicamarca (ROJ) es una estación Ecuatorial de la cadena de radio observatorios de dispersión incoherente (ISR, por sus siglas en inglés: Incoherent Scatter Radar) del Hemisferio Oeste que se extiende desde Lima, Perú hasta Sondre Stromfjord, Groenlandia. Fue construido a inicios de 1960 por la National Bureau of Standards de los EE.UU. en colaboración con el Instituto Geofísico del Perú (IGP) En 1969 fue donado al IGP y desde entonces es controlado, mejorado y modernizado por científicos, ingenieros y técnicos peruanos, siempre con financiamiento internacional. El producto final es compartido con la comunidad científica internacional y nacional. El ISR del ROJ es el más potente (6 millones de vatios) y más grande (9 hectáreas, ver Figura II.14) del mundo, lo cual le permite detectar ecos de regiones y fenómenos que no son posibles, con otros radares. El ROJ es el único centro de investigación de su tipo cerca del Ecuador Magnético (región donde



Figura II.14: Vista satelital de Jicamarca, configuración de antena para la técnica de radio imágenes, cortesía del IGP-Jicamarca.

las líneas de campo magnético son casi horizontales), lo cual le permite ser el principal centro de investigación científica en el mundo para el estudio de la Ionósfera Ecuatorial.

Su ubicación geográfica le permite tener perpendicularidad al campo magnético terrestre, y por tanto hacer las medidas de los fenómenos que se llevan a cabo en la Ionósfera, asociado a campos eléctricos y magnéticos.

El Radio Observatorio de Jicamarca es único en el mundo y gran parte de las mejoras del instrumento y de los programas de procesamiento y análisis son desarrollados por científicos peruanos, por lo cual el ROJ es una de las pocas instituciones en el Perú que ha mostrado a partir de datos observacionales, avances importantes en el estudio de la Ionósfera.

2.16 Funcionamiento del ROJ

En un radar convencional que emiten ondas electromagnéticas a través de antenas. Estas ondas, luego impactan los objetos de interés (barcos, aviones, autos, etc.) y parte de la señal es recibida por la misma antena de transmisión u otras. Después de

analizar la señal recibida, uno puede determinar su rango, velocidad, posición, etc. de los objetos iluminados. En el caso de los radares para estudiar la Ionósfera, el

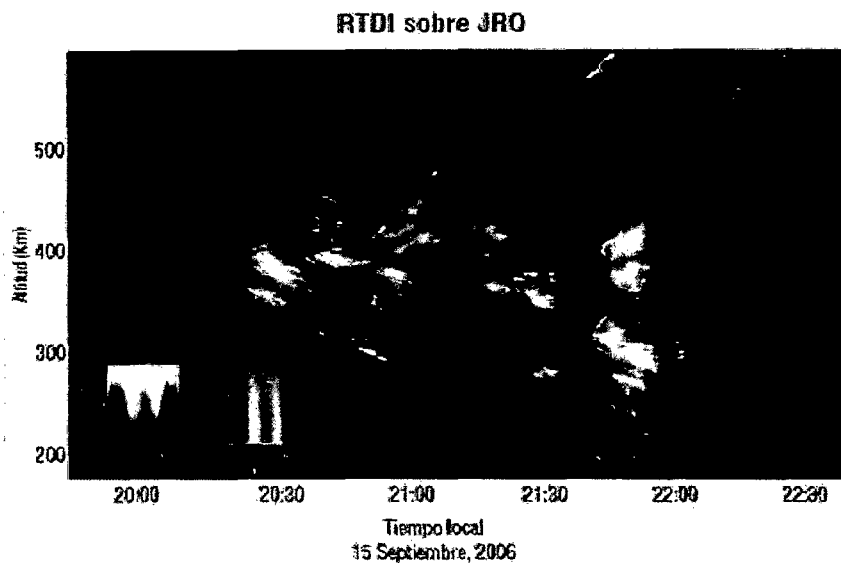


Figura II.15: Mapa de las burbujas ionosféricas sobre Jicamarca. Estas burbujas reciben el nombre de F dispersa, mapa de altura versus tiempo, usual en nuestras latitudes. Los colores representan las velocidades con las que se mueven estas burbujas ionosféricas, cortesía de IGP-Jicamarca.

principio de funcionamiento es similar, pero en lugar de los objetos típicos, con estos radares los científicos reciben ecos de los pequeños remolinos ionosféricos (cambios en el índice de refracción), los cuales les permiten recopilar datos observacionales de los fenómenos en los que están inmersos la Ionósfera Ecuatorial. En otras palabras, estos remolinos detectados por el radar permite detectar en longitudes de radio, en lugar de longitudes ópticas. En la Figura II.15 mostramos un ejemplo de una noche típica sobre el Perú. El eje “x” muestra el tiempo local en horas y el eje “y” la altura. La brillantez de los colores representa la intensidad de los ecos recibidos, mientras que los colores representan la velocidad Doppler de los ecos recibidos (rojo: se aleja, verde: no se mueve, azul: se acerca).

En función del tiempo y altura, podemos determinar la ocurrencia o no de éstas burbujas Ionosféricas nocturnas, además de determinar con que velocidad se están moviendo. En la Física dicho nombre basado en este fenómeno es “Tormenta Convec-

tiva de la Ionósfera Ecuatorial" (TCIE), comúnmente se le conoce como F dispersa Ecuatorial, en adelante a (TCIE) se le llama F dispersa Ecuatorial, el cual se viene estudiando desde mediados de 1930. Sin embargo, hasta ahora no se puede pronosticar su ocurrencia. La presencia de éstas burbujas causa problemas a sistemas de comunicaciones y navegación basados en satélites, además perjudican las imágenes de radar tomadas desde satélites (SAR: Synthetic aperture radar).



Figura II.16: Mapa de las burbujas ionosféricas nocturnas sobre Jicamarca. Estas burbujas, son frecuentes sobre latitudes Ecuatoriales y causan distorsiones de las comunicaciones y enlaces de radio con satélites, GPS, etc. Los colores indican la intensidad de los ecos de radar; cuanto más claros, más intensas son las señales, cortesía de IGP-Jicamarca.

Haciendo la analogía con la atmósfera que vemos normalmente, lo negro equivale a los cielos azules despejados, y las zonas en colores, las nubes. Cabe mencionar que en las zonas negras, con la técnica de dispersión incoherente se puede medir los parámetros de estado de la Ionósfera, como son: contenido de electrones, composición, temperaturas, velocidades, campos eléctricos. Durante el día, la Ionósfera peruana también presenta fenómenos que son peculiares de estas latitudes magnéticas, también observados en algunas zonas del Brasil, varios países de África y el sur de India e Indonesia. En el caso del electrochorro Ecuatorial, además

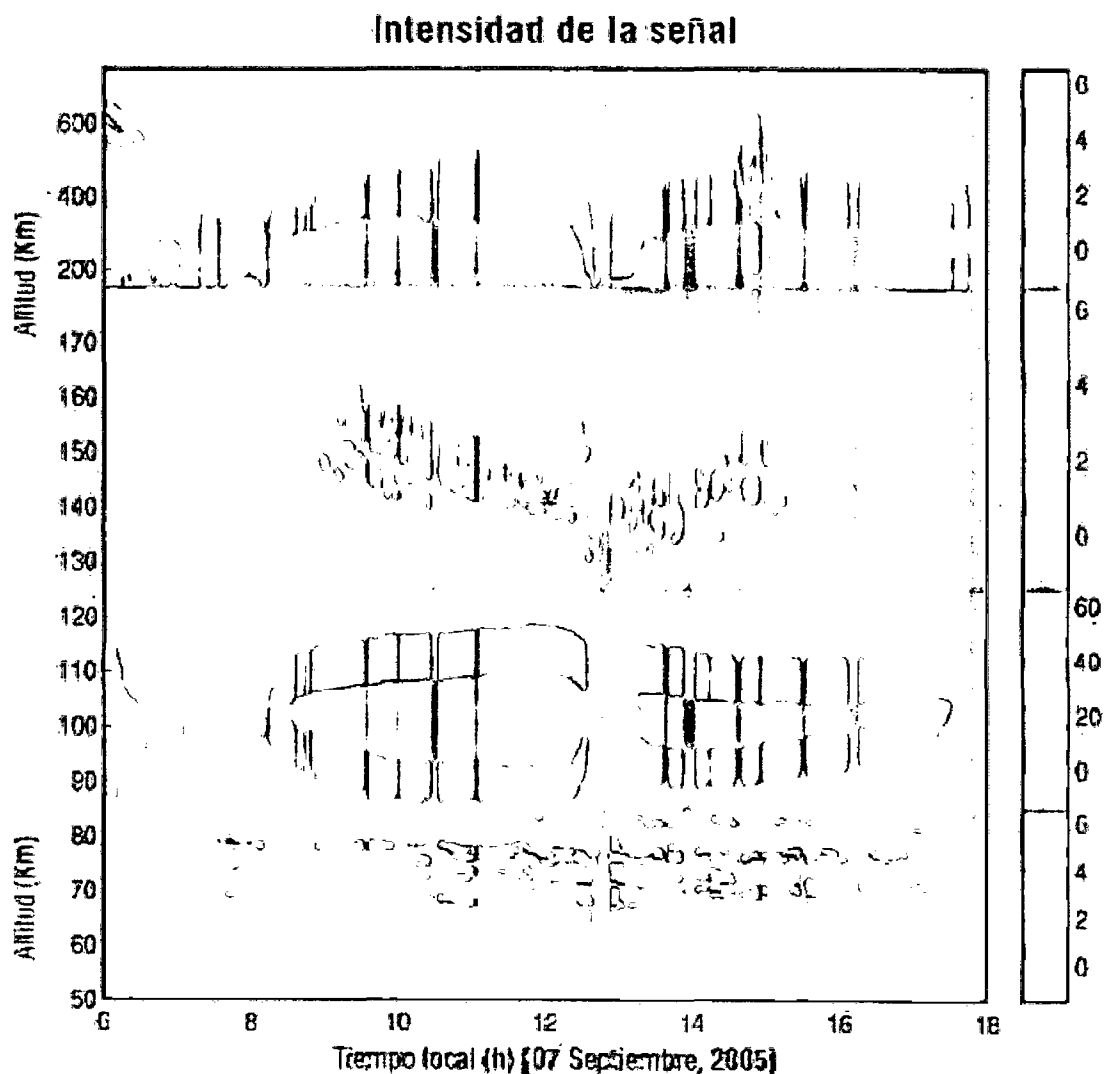


Figura 11.17: Mapa de altura vs. tiempo de la intensidad de los ecos que se suelen observar sobre Jicamarca durante el día en el modo MST-ISR: atmosféricos (debajo de los 90 km), meteoros y electrochorro Ecuatorial (alrededor de 100 km), ecos que todavía no se entienden (alrededor de 150 km), ecos de dispersión incoherente (arriba de los 200 km). Durante este día se observaron ecos de la Luna (1500) y se produjo una llamarada solar (1230). La llamarada solar produjo cambios drásticos en la Ionósfera, cortesía del IGP-Jicamarca.

de permitir el estudio de plasmas en condiciones naturales (laboratorio natural), constituye un recurso natural que permite realizar comunicaciones de radio entre diferentes puntos del país, con equipos relativamente económicos y sencillos.

2.17 Análisis de Datos Observacionales y Construcción Teórica Según la Inestabilidad de Rayleing Taylor

El fenómeno de la F Dispersa Ecuatorial ha sido identificado debido a primeras observaciones con ionosondas, que al ser reflejado, el eco no muestra regularidad en el patrón, es decir se dispersa en el rango de la frecuencia según [Berkner y Wells (1934)]. Este fenómeno se produce principalmente por la noche, aunque existen eventos durante el día de forma aislado, [Chau y Woodman (2001)]. La era moderna en los estudios de la F Dispersa, comenzó con una nota teórica, bajo la publicación de la primera compilación en 1970 de las mediciones realizadas por el Observatorio de Radar de Jicamarca en Perú según [Farley y Balsley (1970)]. Los autores llegaron a la conclusión de que ninguna teoría publicada hasta la fecha podía explicar los datos observacionales afortunadamente, se ha producido un progreso considerable desde entonces, la teoría ha ido a la par con las adiciones y mejoras continuas en los datos. A principios de la década de 1970, la intensidad de rango temporal (IRT), mapas de radar se puso de moda como forma de seguir la posición y la intensidad de la F dispersa Ecuatorial, como el radar de Jicamarca está ubicado y un pequeño campo de visión ($\approx 1^\circ$), los mapas de (IRT) son similares a las imágenes de una cámara de hendidura. Uno de los ejemplos más espectaculares de los mapas obtenidos en el Observatorio de Jicamarca es reproducido en la Figura II.18 y un mapa más típico se reproduce también en la noche Figura II.19. El radar de Jicamarca transmite casi verticalmente, con una frecuencia de 50 MHz que es sensible a la retrodispersión de las ondas que satisfacen la condición de concordancia de Bragg.

Esta condición requiere que $\mathbf{k}_r = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_m$, donde \mathbf{k}_r es el vector de radar de onda, \mathbf{k}_s el vector de onda dispersada y \mathbf{k}_m el vector de onda en el medio. Véase

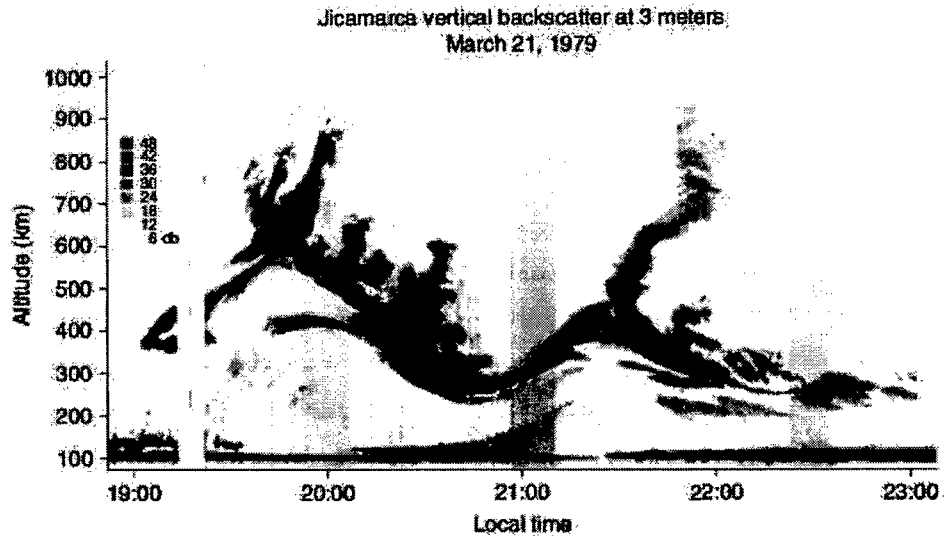


Figura II.18: Intensidad de rango temporal (IRT) mapa que muestra la potencia de retrodispersión en longitudes de onda 3 m medidos en Jicamarca, Perú, obtenido el 21 de marzo de 1979. La escala de grises es decibelios por encima del nivel de ruido térmico, Kelley (2009).

[Kelley (2009)] para más detalles. Siendo $\mathbf{k}_s = -\mathbf{k}_r$ por retrodispersión, se deduce que, $\mathbf{k}_m = 2\mathbf{k}_r$. Por lo tanto, el radar de Jicamarca con 50 MHz ($\lambda=6$ m) detecta sólo las ondas con vectores de onda verticales correspondientes a una longitud de onda de 3 m. En la región F de la Ionósfera (por encima de 200 km), la Figura II.18 y Figura II.19 muestran intensos ecos a más de 100 km de altitud durante gran parte del tiempo. La escala de grises muestra una intensidad del eco hasta 50 dB mayor que la causada por las fluctuaciones térmicas en la longitud de onda 3 m. Este nivel de retrodispersión térmica es la fuente de la dispersión incoherente, este eco a menudo se utiliza para determinar los parámetros Ionosféricos [Kelley (2009)]. La capa de irregularidad de espesor se mueve hacia arriba o hacia abajo con el tiempo en forma periódica en Figura II.18 y es interrumpido dos veces en un período de la señal de retrodispersión intensa que se extiende a altitudes muy altas. En la Figura II.19, éste fenómeno ocurre sólo una vez alrededor de 21:10 hora local(HL). Estas características de ecos altas han sido denominadas F dispersa Ecuatorial. Como veremos, este nombre es muy apropiado para las estructuras que son probablemente el resultado de una inestabilidad convectiva impulsada por las fuerzas de

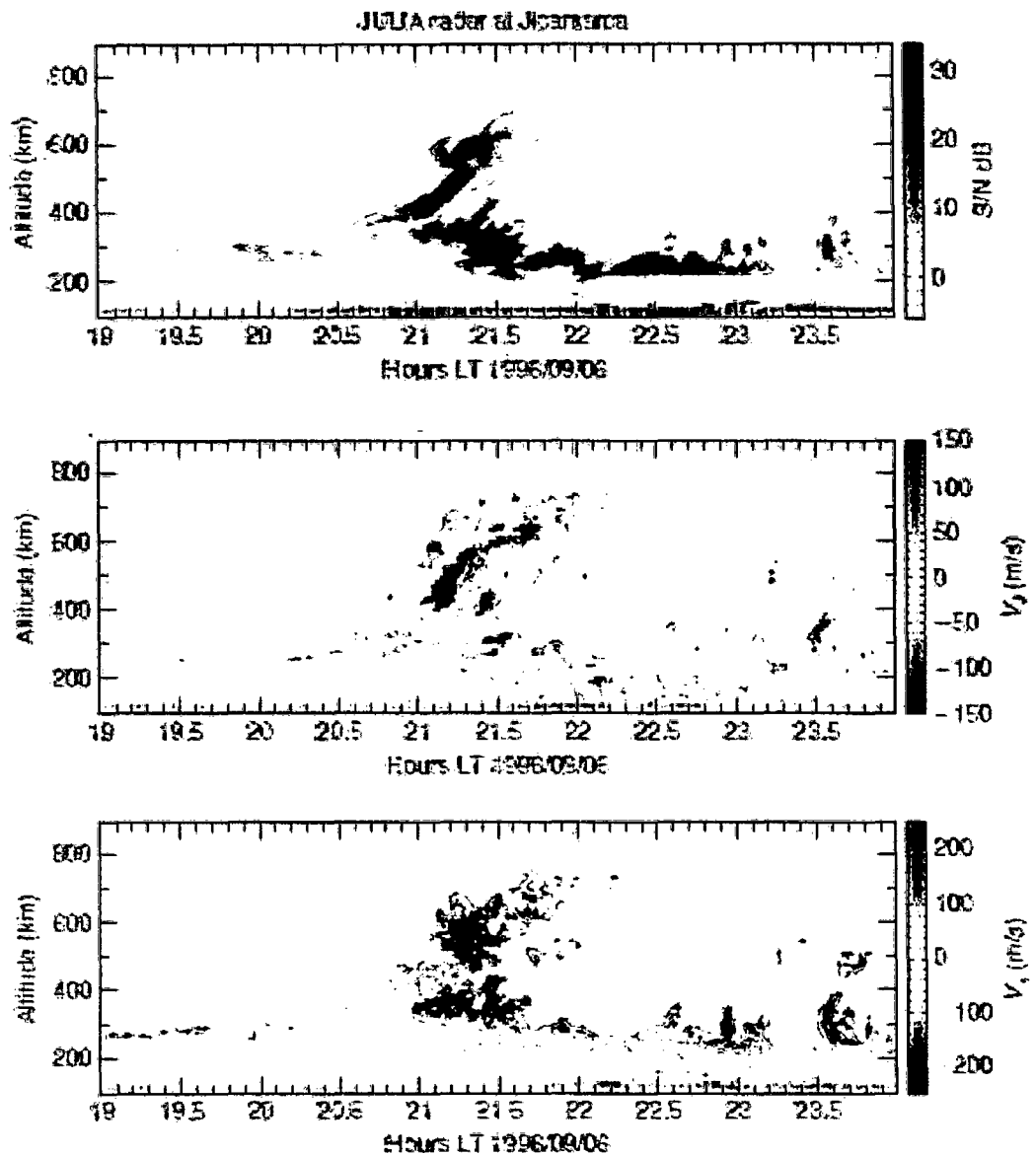


Figura II.19: Un mapa de IRT para el 6 de septiembre de 1996 se reproduce en el gráfico superior. En el gráfico central es el mapa de color a escala para representar la velocidad de línea de sitio vertical de las irregularidades. En el panel inferior se representa la velocidad de Este a Oeste, cortesía de IGP-Jicamarca.

flotabilidad, al igual que tormentas de la tropósfera. La escala de tiempo horizontal es tal que la velocidad de deriva de plasma horizontal media es (125 m/s hacia el Este) multiplicado por el tiempo muestra la misma escala de distancia horizontal como se indica en la escala de la altitud vertical. Por lo tanto, en la imagen se obtiene una descripción exacta de los dispersores Ionosféricos, (tal como se muestra mirando hacia el Sur antiparalelo al campo magnético), si las irregularidades se detienen en un medio que se mueve con la velocidad constante. Dado que la longitud de onda de Radar de sondeo es muy pequeño en comparación con las escalas temporales necesarias para los fenómenos que pueden ser considerados como marcadores, pero se debe tener cuidado en la interpretación de las características observadas en estos mapas. Sin embargo, la interpretación dada por [Woodman y LaHoz (1976)], las plumas representan afloramiento de plasma, "burbujas", ésta idea permanece firme en el tiempo y es consistente con los datos in situ de cohetes y satélites.

El radar de señal Doppler se desplaza debido a la irregularidad del medio y la desviación se da en la dirección de la línea de referencia. El gráfico del centro en la Figura II.19 está codificado para mostrar el desplazamiento con verde a rojo, indicando el ascenso. En efecto, la región central de la burbuja se está moviendo rápidamente hacia arriba. Un método de análisis de datos de interferometría se ha desarrollado en Jicamarca para revelar el movimiento de Este a Oeste. El gráfico inferior de la Figura II.19 se codifica de tal manera que hacia el Este y hacia el Oeste, las velocidades se pueden distinguir con claridad. Por la puesta de sol de la zona de la región F la deriva es invertido en un tiempo largo, ya que desde el Oeste hacia el Este, es fácil de explicar los movimientos irregularidad hacia el Oeste. Sin embargo, la región inicial se hace el eco muy delgado y está viajando hacia el Oeste, creando un corte en el flujo de plasma, según [Hysell y Burcham(1998)]. Estas irregularidades de la deriva hacia el Oeste se llaman irregularidades "de tipo inferior". El engrosamiento de la capa después de 20:40 HL se produce en la región de control de la región F, ya que la deriva es hacia el Este. Tales regiones extendidas se denominan irregularidades laterales inferiores. Las burbujas generalmente se forman una sola vez en una noche y a veces se denominan apogeo, cuando las burbujas se levantan de una capa lateral inferior que ha alcanzado su altura máxima (por ejemplo, en 19:35 HL y 21:25 HL en la Figura II.18; 21:10 HL en la Figura II.19). La detección de

dos burbujas de apogeo (como en. Figura II.18) en un sitio de la Tierra, el campo de visión limitado es muy inusual. Sin embargo, los generadores de imágenes de satélite y del cielo frecuentemente permiten observar varias columnas de burbujas probablemente porque al finalizar la condición inestable se desplaza rápidamente hacia el Oeste. Por lo tanto, un sitio en Tierra con el campo de visión estrecha, sólo es posible ver una burbuja en una noche típica, pero, en otras ocasiones, se puede detectar varias.

La combinación de la deriva electromagnético con la difusión produce un movimiento de plasma con un patrón de tipo fuente Figura II.20. La estructura latitudinal resultante se caracteriza por dos máximos de densidad e ionización a bajas latitudes y un mínimo centrado en el ecuador magnético, que es conocida como Anomalía Ecuatorial de Ionización (AEI), o como Anomalía de Appleton.

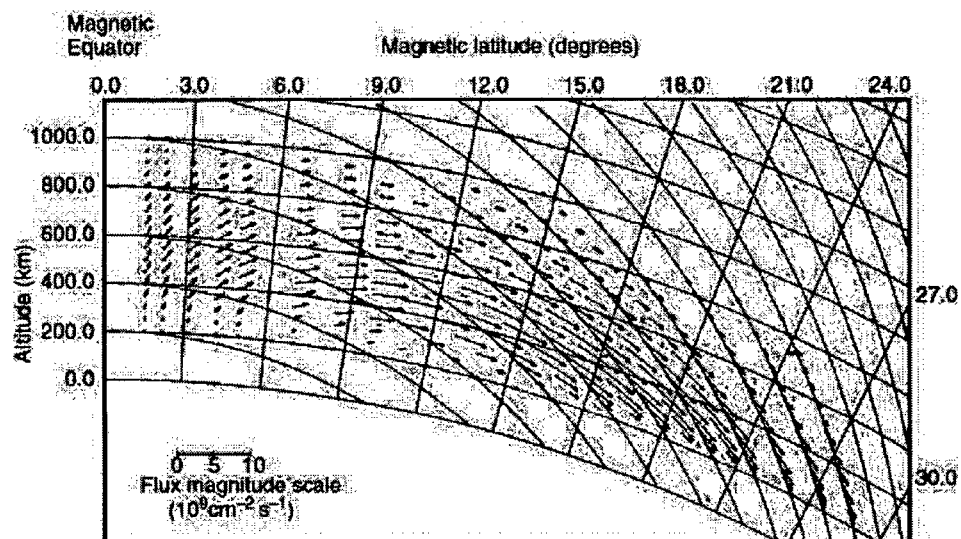


Figura II.20: Patrón del deriva de plasma a latitudes bajas debido a la acción combinada del deriva ascendente $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ cerca del ecuador magnético y una difusión descendente a lo largo de, Schunk y Nagy (2000, 2009).

Los dos principales factores que influyen en la morfología de las crestas de la anomalía son la deriva ascendente $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ y los vientos termosféricos meridionales. La deriva ascendente $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ hace que se impulse el plasma y se mueva a mayor altura y se traslade hacia abajo a mayor latitud, afectando la separación de las crestas de la anomalía. Por otro lado, los vientos termosféricos neutros determinan la asimetría

entre las crestas Norte y Sur de la anomalía Ecuatorial. La Figura II.21 muestra la Anomalia de Appleton, calculada con un modelo numérico para condiciones del solsticio de Diciembre [Anderson y Fuller (1999)]. La figura muestra las condiciones para las 20:00 de hora local, es cuando la deriva ascendente $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ lleva la capa F a 600 km en el ecuador magnético. La asimetría en los picos es resultado de los vientos neutros meridionales que soplan desde el hemisferio sur (verano) hacia el hemisferio norte (invierno). Estos vientos actúan transportando el plasma hacia arriba por las líneas de campo en el hemisferio Sur y hacia abajo en el hemisferio Norte. Cuatro horas más tarde la deriva $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ es descendente y la altura de la capa F sobre el ecuador magnético, baja a 400 km y las crestas se ionizan acercándose al ecuador magnético. La asimetría también decrece porque la cresta Norte, que se encuentra a una altura menor, decae a una tasa mayor que la cresta Sur, [Abdu y Iyer (2006)].

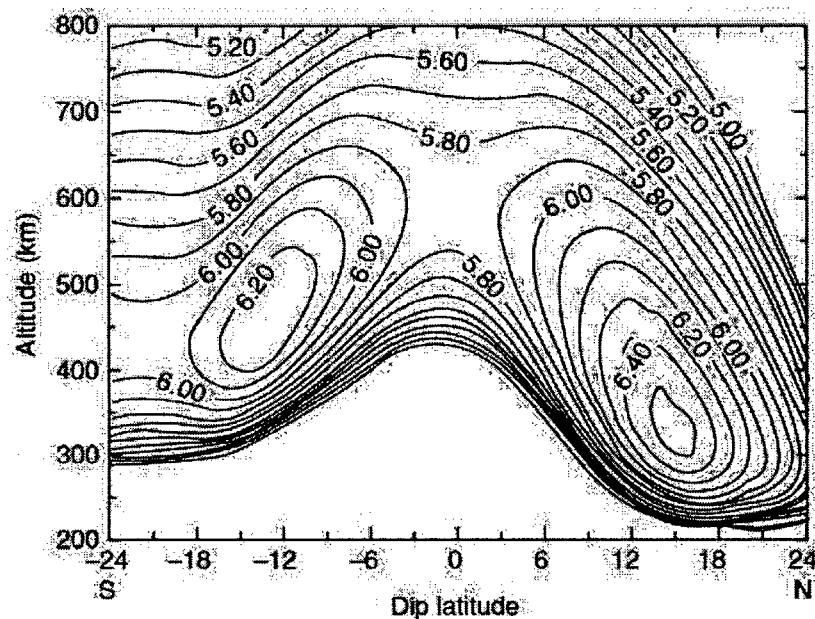


Figura II.21: Curvas de nivel de de densidad de electrones ($\log_{10}n_e$) como función de la altura y la latitud geomagnética a las 2000 HL para condiciones del solsticio de diciembre, Schunk y Nagy (2000, 2009).

Como la deriva del plasma vertical inducido por los campos eléctricos del dínamo tienen un pronunciado efecto sobre la Ionósfera a latitudes bajas, se han dedicado grandes esfuerzos para obtener modelos para estas componentes de la deriva. Uno

de los modelos empíricos mas completo de la deriva del plasma vertical (campos eléctricos zonales) está basado en las mediciones del satélite *Atmosphere Explorer* según [Fejer y Scherliess (1997)]. Este modelo incluye dependencias diarias, estacionales, con el ciclo solar y longitudinal.

La Figura II.22 muestra la deriva vertical de plasma como función de (HL) en cuatro sectores longitudinales y tres periodos estacionales.

El patrón diurno de la velocidad de la deriva vertical ascendente $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ tiene una variación en tiempo que alcanza el pico de velocidad diurno (~ 20 m/s) alrededor de las 11:00 HL, luego de éste pico decrece a un mínimo de ~ 10 m/s alrededor de las 16:00 HL. A continuación, se incrementa repentinamente hasta un máximo nocturno de ~ 40 -50 m/s, después de la puesta del sol (alrededor de las 19:00 HL). Este evento es llamado aumento pre-inversión o PRE (del ingles prereversal enhancement).

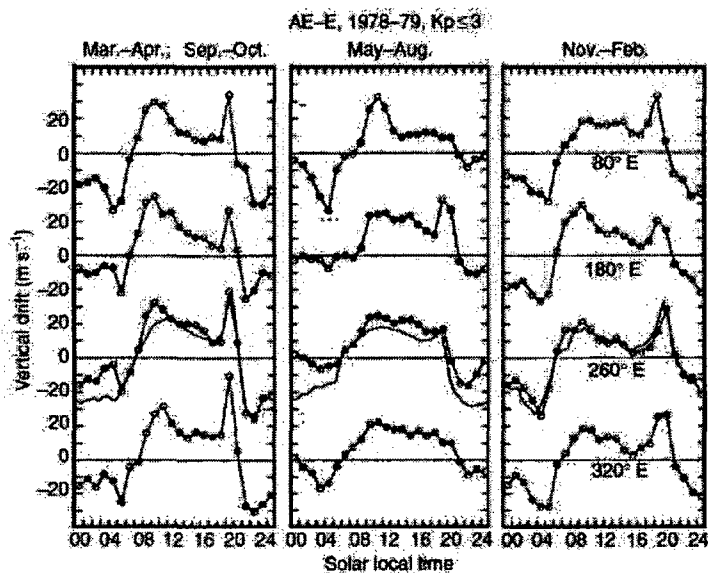


Figura II.22: Patrón del deriva del plasma a latitudes bajas debido a la acción combinada del deriva ascendente $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ cerca del ecuador magnético y una difusión descendente a lo largo de \mathbf{B} , Schunk y Nagy (2000,2009).

Si siguiendo este incremento la velocidad disminuye hasta alcanzar los 0 m/s (19:50 HL) donde invierte su dirección (hacia la parte inferior) alcanzando un máximo negativo de 30-40 m/s alrededor de las 21:00 HL. Finalmente la velocidad de corrimiento hacia abajo $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ se incrementa hasta alcanzar los 0 m/s e invierte su dirección

apuntando hacia arriba alrededor del amanecer local. Este patrón es típico de 24 horas puede ser modificado en gran parte por variaciones estacionales o del ciclo solar. Mientras que la variación diurna es menos afectada por los cambios estacionales y por la actividad solar, las velocidades nocturnas presentan fuertes cambios.

El aumento pre-inversión de la velocidad de deriva $E \times B$ del plasma es más obvio durante las estaciones de verano y los equinoccios con un número bajo de manchas solares y durante todas las estaciones con un alto número de éstas, Schunk y Nagy (2000, 2009).

2.18 Desarrollo e Iniciación de las tormentas convectivas Ionosféricas Ecuatoriales

Otra mapa obtenido en el Observatorio de Jicamarca es mostrado en la Figura II.23. Característico de ecos que han sido llamadas también plumas, que son ascensos de plasma llamados burbujas. Cuando la F dispersa finaliza, el arrastre hacia arriba se detiene y la burbuja comienza su deriva hacia el Este, junto con el plasma. La F dis-

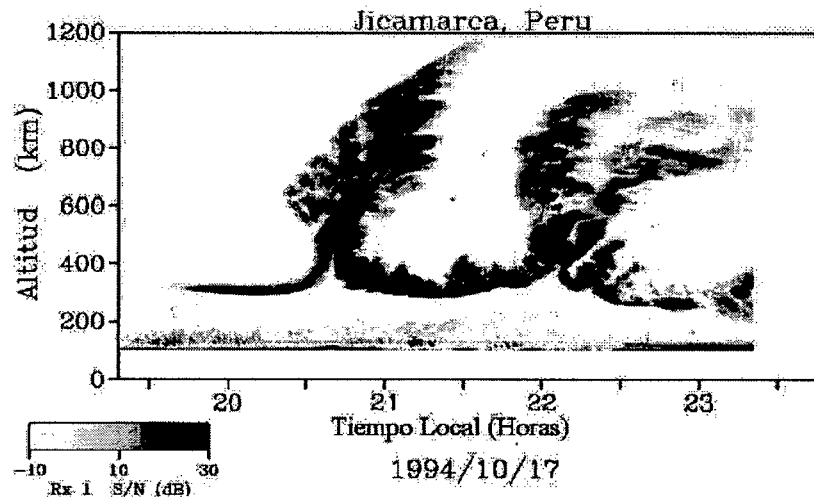


Figura II.23: F dispersa. La escala de grises muestra la intensidad del eco, cortesía de IGP

persa Ecuatorial, puede explicarse con la inestabilidad de Rayleigh-Taylor, en la cual

un fluido más pesado es situado sobre un fluido mas ligero, esto es dinámicamente inestable según [Makela (2005)]. Las condiciones necesarias para que ocurra la inestabilidad de Rayleigh-Taylor están presentes después del atardecer, cuando la parte baja de la capa F se ha recombinado y la densidad de la capa F a aumentado debido al incremento del campo eléctrico zonal preinvertido, creando un gradiente vertical en la densidad electrónica. Esta situación produce la configuración clásica para la inestabilidad de Rayleigh-Taylor. En el caso de la Ionósfera después del atardecer, el fluido pesado fluye y se recombina tan rápidamente como la parte baja de la capa F, debido a la frecuencia de colisiones ión-neutro que disminuyen conforme la densidad neutra disminuye con la altitud.

CAPÍTULO III

MATERIALES Y MÉTODO

3.1 Materiales

El presente trabajo es teórico no fue sometido a experimentación en el laboratorio. En ese sentido, se ha desarrollado en base a libros especializados en el tema, además de artículos científicos relacionados.

Se ha utilizado una computadora portátil marca Toshiba, con disco duro de 500GB y una memoria RAM 4GB, para la redacción se ha utilizado el Miktex 2.9 para Window 7 de 64 Bytes a su vez el interfaz-editor utilizado es teXnicCenter.

Los datos Observacionales utilizados son proporcionados del Radio Observatorio de Jicamarca, lo cual se encuentran en formato JPEG.

3.2 Método

Debido a la naturaleza teórica del presente trabajo, el método de estudio es del tipo deductivo inductivo y analítico; en el cual, en primer lugar fue necesario el entendimiento de la problemática física y de las ecuaciones que rigen el estudio de la Ionósfera. Además, se utilizó la literatura especializada, que incluye textos y revistas científicas, las cuales proporcionaron diferentes herramientas para formular la dinámica de la Región F de la Ionósfera. En ésta tesis, iniciamos el estudio de la Ionósfera Ecuatorial. Teniendo en consideración las bases teóricas de la física de la Ionósfera, también se considera que el campo magnético de la Tierra es horizontal

en la línea Ecuatorial de la Tierra, esto permite que se produzcan muchos fenómenos físicos. En el análisis que se pretende seguir, tenemos como punto de partida, las ecuaciones dinámicas de un fluido, que relaciona la densidad de masa ρ , la velocidad U , en la siguiente ecuación. $\partial\rho/\partial t = -\nabla\cdot(\rho\mathbf{U})$. Teniendo en consideración que esta ecuación de continuidad nos permite obtener la ecuación de continuidad para la atmósfera neutra expresada en la siguiente ecuación matemática.

$$\partial(\rho\mathbf{U})/\partial t = -\nabla p + \mathbf{F} - \nabla\cdot\pi_m - \nabla\cdot\pi_w,$$

donde \mathbf{F} , es la fuerza externa, p , la presión, π_m , la densidad de momento de un flujo de tensor debido al movimiento del material, π_w , la densidad de momento de un flujo de tensor debido a ondas del medio. Estos resultados se extenderán a los gases ionizados, luego nos permitirá incluir a las ecuaciones de estado para un gas ideal y las ecuaciones electromagnéticas de Maxwell, para encontrar la dinámica del fenómeno F dispersa Ecuatorial, luego se busca las condiciones necesarias para explicar con la inestabilidad de Rayleigh-Taylor.

CAPÍTULO IV

RESULTADOS

4.1 Construcción de la Dinámica de F Dispersa Mediante la Teoría Lineal de la Inestabilidad de Rayleigh-Taylor

Dungey en (1956) propuso por primera vez la inestabilidad de Rayleigh-Taylor (RT) como el proceso conducción de la F dispersa. Este mecanismo fue rechazado temporalmente junto con todos las demás teorías candidatos por Farley y Balsley (1970), ya que parecía capaz solamente de generar la estructura en el lado inferior del perfil de la región F de la densidad de plasma. La manera en que la inestabilidad RT puede causar irregularidades de crecer en la Ionósfera Ecuatorial se ilustra en la Figura IV.1, utilizando un modelo de dos dimensiones aquí la empinada dirigida hacia arriba por la gradiente que se desarrolla en el lado inferior de la capa F durante la noche, se aproxima por una función escalonada.

La densidad sobre el interfaz es igual a n_1 y por debajo es cero. La fuerza gravitacional es hacia abajo, antiparalelo al gradiente de densidad y el campo magnético horizontal en el papel. También se ilustra una primera perturbación sinusoidal y suponemos que el plasma es casi sin colisiones, es decir, que k_i y k_e son grandes. De la ec. (2.62) se puede determinar la corriente eléctrica, considerando las velocidades de iones y electrones debido al gradiente de presión y la gravedad. En primer lugar, se nota que la corriente dirigida por la presión no crea ninguna perturbación al

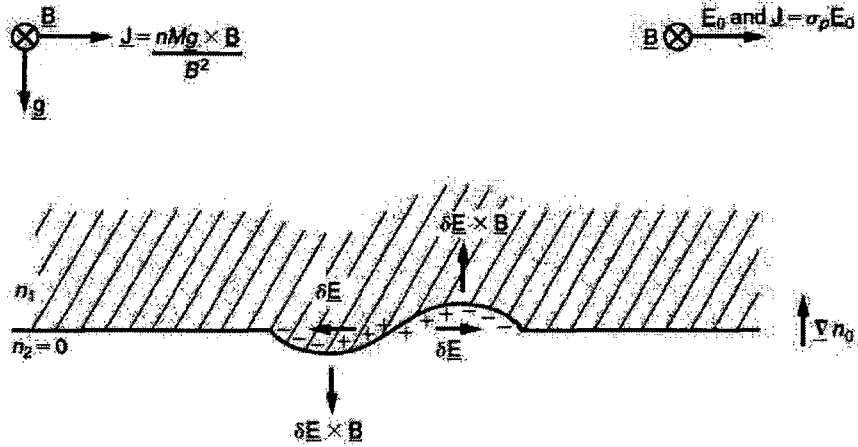


Figura IV.1: Diagrama esquemático del análogo de plasma y la inestabilidad de Rayleigh-Taylor en la geometría Ecuatorial, Kelley (2009).

campo eléctrico, ya que la corriente está en todas partes perpendicular al gradiente de densidad. La corriente de presión impulsado por lo tanto fluye en paralelo con el patrón de densidad modulada y no tiene divergencia.

Volviendo al término gravitacional en ec. (2.62), la velocidad de las especies es proporcional a su masa, por lo que el término ión es dominante. Los flujos netos de corriente en la dirección x con magnitud dado,

$$J_x = nMg/B$$

Puesto que la corriente está en la dirección $g \times B$, que es estrictamente horizontal, J_x será grande cuando n es grande y pequeño cuando n es pequeño. Existe una divergencia si la carga acumulada en los bordes de la perturbación inicial es pequeña. Como resultado, las perturbaciones de los campos eléctricos (δE) se acumulan en las direcciones indicadas. Estos campos, a su vez causan una deriva del plasma hacia arriba $\delta E \times B$ en la región de agotamiento de plasma y la deriva hacia abajo en la región donde la densidad es alta. Por lo tanto en la parte baja la advección de la densidad de plasma hacia arriba, crea una mayor perturbación en el sistema inestable. Un fenómeno análogo hidrodinámico se ilustra en la serie de dibujos en la Figura IV.2. Estos han sido derivado de fotografías de la hidrodinámica de

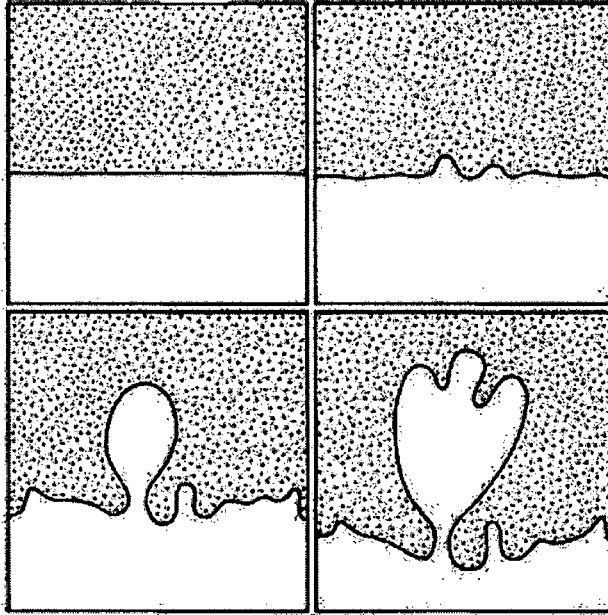


Figura IV.2: Dibujos secuenciales realizados a partir de imágenes de la hidrodinámica de inestabilidad de Rayleigh Taylor. Un fluido pesado es inicialmente soportado por un fluido transparente más ligero, Kelley (2009).

inestabilidad de Rayleigh-Taylor cuando un fluido liviano soporta un fluido más pesado en contra de la gravedad.

Se inicia con pequeñas oscilaciones en la superficie creciendo “en el lugar”, empujando hacia arriba el fluido más ligero. En el caso ionosférica el “fluido de luz” es el plasma de baja densidad, que transporta una corriente impulsado por la gravedad que proporciona una fuerza $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$, impidiendo que el plasma tenga caída libre. El sistema es inestable cuando \mathbf{g} y ∇n son de sentidos opuestos. Se discute el E_0 término que aparece en la parte superior derecha de la Figura IV.1.

Ahora calculamos más formalmente la tasa de crecimiento de la inestabilidad Rayleigh Taylor, asumiendo pequeñas perturbaciones iniciales en la densidad del plasma y el campo eléctrico. En cuanto a los términos inerciales se llega, a la condición siguiente $v_{in} \gg \partial/\partial t$. Esta aproximación no cumple en latitudes altas según [Kelley (2009)], pero es válido en el lado inferior o superior a 450 km. Usando la ec. (2.67) y haciendo caso omiso a los vientos neutros, por ahora, la velocidad constante de cada especie bajo la influencia de campos eléctricos y gravitacionales está dada por,

$$V_{j\perp} = [1/(1 + \kappa_j^2)] W_{j\perp} + [\kappa_j/(1 + \kappa_j^2)] [W_{j\perp} \times \hat{B}] \quad (4.1)$$

donde

$$W_j = b_j E + \mathbf{g}/v_{in} - D_j \nabla n/n \quad (4.2)$$

Para los electrones κ_e , es tan grande que el segundo término domina la ec. (4.1), luego reemplazando la ec. (4.2) en la ec. (4.1) se obtiene,

$$V_e = \mathbf{E} \times \mathbf{B}/B^2 - (m/eB^2)\mathbf{g} \times \mathbf{B} + (k_B T_e/eB^2 n)(\nabla n \times \mathbf{B}). \quad (4.3)$$

Para los iones $\kappa_i \gg 1$ en la región F, pero no es tan grande como el primer término en la ec. (4.1) y puede ser ignorado, como fue el caso de los electrones. Para la región F dicho término puede escribirse como $w_{i\perp}/\kappa_i^2$, y tenemos,

$$\begin{aligned} V_{i\perp} = & (b_i/\kappa_i^2) + \mathbf{g}/(v_{in}\kappa_i^2) - (D_i/\kappa_i^2)(\nabla n/n) + \mathbf{E} \times \mathbf{B}/B^2 \\ & + (M/eB^2)(\mathbf{g} \times \mathbf{B}) - (k_B T_i/eB^2 n)(\nabla n \times \mathbf{B}) \end{aligned} \quad (4.4)$$

La masa del electrón es tan pequeña que el término $\mathbf{g} \times \mathbf{B}$ en ec. (4.3) se puede despreciar. El segundo y tercer término en el lado derecho de ec. (4.4) son pequeños debido a que $\kappa_i \gg 1$ y tomamos $n_i = n_e = n$. Ahora, dado que el término $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ es idéntico para iones y electrones y la densidad de corriente que fluye está dada por la ec. (2.77)

$$\mathbf{J} = ne(V_i - V_e) = \sigma_P \mathbf{E} + (ne/\Omega_i)\mathbf{g} \times \hat{\mathbf{B}} - (k_B/B^2)(T_i + T_e)(\nabla n \times \mathbf{B}) \quad (4.5)$$

Aquí hemos utilizado el hecho de que para κ_i grande, $\sigma_P = neb_i/\kappa_i^2$. El término gravedad también se reescribe en términos de Ω_i . Observe incluso que la corriente gravitacional fluye en un plasma sin colisiones, mientras que el término campo eléctrico sólo existe si $\sigma_p \neq 0$ es decir, en un plasma colisional.

Para estudiar la estabilidad lineal de una capa F verticalmente estratificado Ecuatorial, considerando sólo bajo la influencia de la gravedad, es decir, el caso Rayleigh-Taylor. Hemos establecido $\mathbf{E}_0 = 0$, pero se mantiene un primer orden

δE de perturbación eléctrica de campo. Las ecuaciones de continuidad y actuales divergencias del Capítulo II se utilizarán en el análisis. Haciendo caso omiso la producción y la pérdida, que es razonable en el período de tiempo posterior a la puesta de sol cuando la capa F es muy alta, la ecuación de continuidad está dada por,

$$\partial n / \partial t + V \cdot \nabla n + n(\nabla \cdot V) = 0 \quad (4.6)$$

donde para $M \gg m$ la velocidad de plasma V se aproxima por V_i . En primer lugar, se considera la "compresibilidad", por tanto la velocidad del fluido no es libre de la divergencia inicial ($\nabla \cdot V \neq 0$). A partir de ec. (4.4) con $E = 0$ y κ_j grande, tenemos

$$\nabla \cdot V = \nabla \cdot \{ (M/eB^2)(\mathbf{g} \times \mathbf{B}) - (k_B T_i / enB^2)(\nabla n \times \mathbf{B}) \} \quad (4.7)$$

Ya que \mathbf{g} y \mathbf{B} no varían en la dirección $\mathbf{g} \times \mathbf{B}$, el primer término se anula. Por otro lado tenemos $\nabla \cdot (\nabla n \times \mathbf{B}) = 0$ y $(\nabla n \times \mathbf{B}) \cdot \nabla n = 0$, reemplazando las condiciones anteriores en la ecuación ec. (4.7), $\nabla \cdot V = 0$ por lo tanto se trata de un flujo de plasma incompresible. Esta suele ser una buena aproximación y con frecuentemente se toma como válida a priori para cualquier región F del cálculo Ionosférico. Sin embargo, se debe tener cuidado en la aplicación de éste resultado, ya que no es un principio fundamental y se debe comprobar en cada caso. En la región E, donde la compresibilidad juega un papel importante en la formación de imágenes de los fenómenos de la región F. Ajustando para $(\nabla \cdot V) = 0$, las ecuaciones que deberá linealizar se son

$$\partial n / \partial t + V \cdot \nabla n = 0 \quad (4.8)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (4.9)$$

Para estudiar la inestabilidad electrostática de estas ecuaciones, en la presencia de un gradiente vertical de la densidad de orden cero, se escribe el potencial eléctrico

y la densidad del plasma como,

$$\phi = \delta\phi e^{i(\omega t - kx)} \quad (4.10)$$

$$n = n_0(z) + \delta n e^{i(\omega t - kx)} \quad (4.11)$$

donde, la perturbación inicial se propaga en la dirección x . Recordando que ya hemos asumido la neutralidad de carga para que $n_e = n_i = n$.

Sustituyendo \mathbf{E} por $\delta\mathbf{E}$ en la ec. (4.5) y reemplazando en ec. (4.9) se convierte en,

$$\nabla \cdot \left[(ne/\Omega_i)\mathbf{g} \times \hat{\mathbf{B}} + (ne^2v_{in}/M\Omega_i^2)\delta\mathbf{E} \right] = 0 \quad (4.12)$$

Donde hemos utilizado que $\nabla \cdot (\nabla n \times \mathbf{B}) = 0$ para ajustar la divergencia de la corriente igual a la presión impulsada a cero. Aquí $\delta\mathbf{E}$ es el campo eléctrico y la perturbación asociada con el potencial ϕ , hemos sustituido ec. (2.73) por σ_P en la región F. Considerando $\delta\mathbf{E} = -\nabla\phi$, el vector en el interior de los corchetes en la ecuación ec. (4.12) sólo tiene una componente x y tomando las derivadas de x

$$(eg/\Omega_i)(\partial n/\partial x) - (e^2v_{in}/M\Omega_i^2)(\partial n/\partial x)(\partial\phi/\partial x) - (e^2v_{in}/M\Omega_i^2)(\partial^2\phi/\partial x^2) = 0$$

El segundo término es de segundo orden y por tanto toma la forma lineal de ésta ecuación y esta dado por

$$(eg/\Omega_i)(\partial n/\partial x) - (ne^2v_{in}/M\Omega_i^2)(\partial^2\phi/\partial x^2) = 0 \quad (4.13)$$

Haciendo las sustituciones

$$P = Mv_{in}/B^2, Q = Mg/B$$

ec. (4.13) se convierte, en

$$Q(\partial n/\partial x) - Pn(\partial^2 \phi/\partial x^2) = 0 \quad (4.14)$$

Volviendo a la ecuación de continuidad de la ec. (4.8), tenemos

$$\partial n/\partial t + V_x(\partial n/\partial x) + V_z(\partial n/\partial z) = 0$$

Las dos componentes de la velocidad se puede obtener a partir de ec. (4.4) si se recuerda que el campo eléctrico $\delta \mathbf{E}$ es de primer orden, κ_i es grande y la velocidad dirigida por la presión no contribuye a $\mathbf{V} \cdot \nabla n$. Dado que $\partial n/\partial x$ es de primer orden, sólo si V_x es de orden cero contribuye al segundo término por lo tanto, $V_x = M\mathbf{g}/eB = Q/e$. En el tercer término, $\partial n/\partial z$ es de orden cero debido al gradiente de densidad vertical en el plasma. A continuación, incluimos la velocidad vertical de primer orden dada por $V_z = \delta E_x/B$. La ecuación de continuidad linealizado por lo tanto es

$$\partial n/\partial t + (Q/e)(\partial n/\partial x) + (1/B)(\partial \phi/\partial x)\partial n/\partial z = 0 \quad (4.15)$$

Usando las soluciones de una onda plana, ec. (4.14) y ec. (4.15) puede ser escrita

$$-ikQ\delta n + n_0 k^2 P \delta \phi = 0 \quad (4.16)$$

$$(i\omega - ikQ/e)\delta n + (ik/B)(\partial n_0/\partial z)\delta \phi = 0 \quad (4.17)$$

Se trata de dos ecuaciones con dos incógnitas, δn y $\delta \phi$, que puede ser resuelto estableciendo el determinante de los coeficientes iguales a cero. Esto implica que se tendrá una relación de dispersión

$$\omega = (kQ/e) - i(\mathbf{g}/v_{in})(1/n_0)(\partial n_0/\partial z) \quad (4.18)$$

La parte real de ω , ω_r , muestra que las ondas planas se propagan hacia el Este con una velocidad de fase V_ϕ dada por,

$$V_\phi = \omega_r/k = Q/e = Mg/eB \quad (4.19)$$

Para un plasma de oxígeno atómico en el Ecuador es aproximadamente $V_\phi \approx 6$ cm/s, y es muy pequeño. La parte imaginaria de ω es,

$$\omega_i = -(g/v_{in}) [(1/n_0)(\partial n_0/\partial z)] \quad (4.20)$$

Cuando $\partial n_0/\partial z$ es positiva (correspondiente aquí a la gradiente densidad antiparalela a gravedad \mathbf{g}), ω_i es negativa y considerando

$$e^{i\omega t} = e^{i\omega_r t} e^{\gamma t}$$

donde γ es positivo y por lo tanto genera una solución de crecimiento. El parámetro γ es la tasa de crecimiento de la inestabilidad y está dada por,

$$\gamma = g/Lv_{in} \quad (4.21)$$

donde L es la gradiente de escala de longitud ($L = |(1/n_0)\partial n_0/\partial z|^{-1}$).

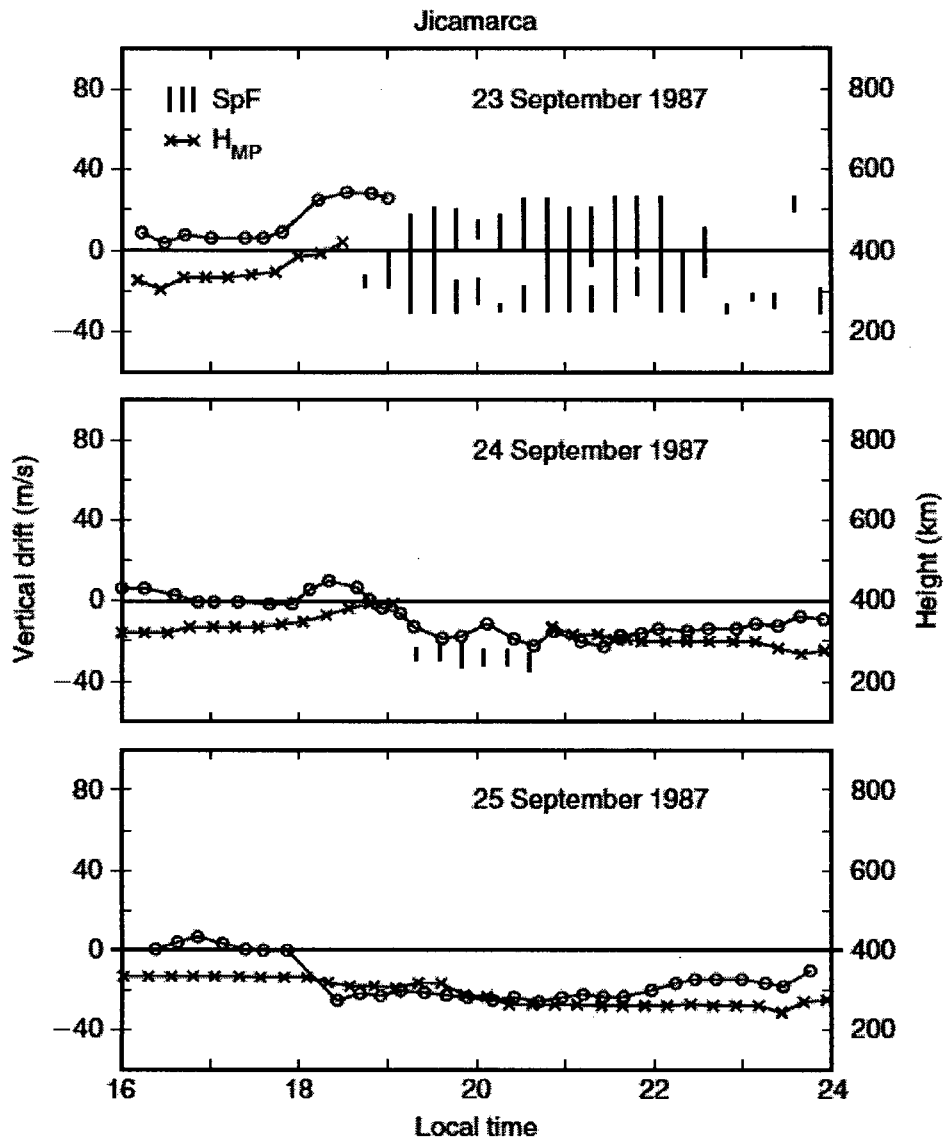


Figura IV.3: Velocidades de desplazamiento vertical (círculos), la altura de la máxima potencia de retrodispersión (x), y la propagación de capas de dispersión F (líneas verticales) durante marzo de 1985. La altura máxima sondeado por el radar era 650 km., Kelley (2009).

CAPÍTULO V

DISCUSIÓN DE RESULTADOS

El plasma Ionosférico está sujeto a fuerzas electromagnéticas, además de los producidos por la atmósfera neutra. La naturaleza dipolar del campo magnético no se ve muy afectada por las corrientes Ionosféricas. El resultado es que el campo magnético crea restricciones geométricas sobre el comportamiento del plasma, restricciones que son diferentes en diferentes latitudes magnéticas. Los campos eléctricos, por el contrario, van y vienen con bastante rapidez y ponen los constituyentes del plasma en movimiento perpendicular a \mathbf{B} . Los campos eléctricos por tanto, desempeñan un papel dominante en la dinámica de la Ionósfera.

Si bien la ec. (4.21) es una expresión simple, este resultado ofrece explicaciones para un número de propiedades de la F dispersa Ecuatorial. La fuente de desestabilización fundamental es la densidad de corriente que surge debido al cambio de la deriva de iones y electrones que depende de la masa, sin embargo, la tasa de crecimiento de la F dispersa Ecuatorial de la ec. (4.21) es independiente de la masa, esto se debe fundamentalmente al supuesto de una composición única iónica en la región F.

De acuerdo con la teoría lineal de Rayleigh-Taylor sólo predice la inestabilidad cuando \mathbf{g} es antiparalela a ∇n . Otra de las características predichas por la teoría es una dependencia de la altura y la frecuencia de colisión para el crecimiento de la inestabilidad, cuanto menor es la capa y la frecuencia de colisión ión neutro (ν_{in}) la tasa de crecimiento de la inestabilidad es mayor. [Farley y Balsley (1970)] observó una fuerte tendencia a que las irregularidades cuando la frecuencia colisión es pequeña al observar que la estructura de la burbuja inicial en la Figura II.18

y Figura II.19 que se generaron todo cuando la capa que produce el eco llega a su altura máxima. Esto también sugiere que los efectos más espectaculares se producen cuando la Ionósfera es alta.

Una fuerte evidencia de la F dispersa según el incremento de la altura de la capa F se presentó por [Fejer y Scherliess (1997)]. Un ejemplo a partir del estudio se resumen en la Figura IV.3, sobre la base de los datos del radar de Jicamarca. En esta gráfica las líneas verticales indican la presencia de irregularidades de 3 m, que definen las condiciones activas. Como se muestra en la Figura II.18, las estructuras de longitud de onda puede existir mucho tiempo después de las irregularidades pasado los 3 m. Los círculos indican la velocidad de desplazamiento vertical y la x_s indica la altitud de la potencia máxima de retrodispersión de dispersión incoherente, que se produce justo debajo del pico de F. La actividad magnética (promedio K_p) para estos ejemplos se toma Septiembre 1987, en una medida de la actividad solar, cerca de 80 unidades (solares condiciones mínimas). La inspección muestra que la F dispersa Ecuatorial comienza sólo si el máximo alcanzado es de 400 km al inicio. La altitud extendida el 23 de septiembre en horas de la noche alcanza la máxima altura.

CAPÍTULO VI

CONCLUSIONES

- Se concluye, que la teoría lineal de Rayleigh-Taylor predice la inestabilidad cuando \mathbf{g} es antiparalela a ∇n . Otra de las características predichas por la teoría es una dependencia de la altura para la tasa de crecimiento de la inestabilidad γ debido a la frecuencia de colisión en la tasa de crecimiento, cuanto mayor sea la capa y menor la v_{in} , mayor es la tasa de crecimiento de la inestabilidad.
- Se deduce que la tasa de crecimiento de la inestabilidad γ de F dispersa Ecuatorial de ec. (4.21) es independiente de la masa.
- Los datos observacionales muestran que en la Ionósfera Ecuatorial se forman burbujas a partir de la influencia de campos magnética, eléctrica, gravedad y la gradiente de densidad, lo cual la teoría de Rayleigh-Taylor nos permite interpretar adecuadamente dicho fenómeno.
- Una de las condiciones necesarias para la ocurrencia de irregularidades de gran escala son la presencia de una perturbación inicial de gran escala.
- La construcción de la teoría lineal Rayleigh-Taylor a partir de una atmósfera neutra describe adecuadamente el comportamiento de un plasma parcialmente ionizado que es equivalente al comportamiento de la Ionósfera.

CAPÍTULO VII

RECOMENDACIONES

Se recomienda que para un análisis más detallado de los resultados obtenidos, se debe hacer un algoritmo y programar en Fortran 90. Con la teoría de Rayleigh-Taylor se puede explicar el Fenómeno F Dispersa Ecuatorial, pero no es un método general porque se obvia muchos parámetros en el desarrollo de esta tesis.

Bibliografía

- ABDU, M.A., IYER K. N., DE MADEIROS R.T., BATISTA I. S.,(2006), *Thermospheric meridional wind control of equatorial spread F and evening prereversal electric field*, Geophys. Res. Lett., 33, L07106, doi:10.1029/2005GL024835.
- ANDERSON AND FULLER-ROWELL, (1999), *The ionosphere*, Space Environment Topics, Boulder.
- BANKS, P. M., AND KOCKARTS, G., (1973), *Aeronomy, Parts A and B*, Academic Press, New York.
- BERKNER, L. V., AND WELLS, H. W., (1934) , *F-region ionosphere investigation at low altitudes*, Terr. Magn. 39, 215.
- CHAU J, WOODMAN R., (2001), *Interferometric and dual beam observations of daytime spread-F-like irregularities over Jicamarca*, Geophysical Research Letters, (18) 3581-3584.
- CIPAGATA, E., (2007), *Dinámica de la Ionósfera de latitudes bajas*, Instituto de geofísica, México.
- FARLEY, D. T., BALSLEY, B. B., WOODMAN, R. F., (1970), *Equatorial spread F: Implications of VHF radar observations*, J. Geophys. Res. 75, 7199.
- FEJER B. G., AND SCHERLISS L.,(1997), *Empirical models of storm time equatorial zonal electric fields*, J. Geophys. Res., 102, 24,047-24,056.

- GOLDSTEIN H., (1950), *classical mechanics*, Addison-Wesley publishing company, Massachusetts EEUU.
- GOMBOSI T., (1998), *Physics of the space enviroment*, Cambridge University Press, New York.
- HAERENDEL, G., AND ECCLES, J., (1998), *The role of the equatorial electrojet in the evening ionosphere*, J. Geophys. Res. 97, 1181–1192.
- HYSSELL, D. L., AND BURCHAM, J. D., (1998), *JULIA radar studies of equatorial spread*, F. J. Geophys, Res. 103(A12), 29,155.
- JACKSON J., (1925), *Classical Electrodynamics*, University of California, Berkeley.
- JOHNSON, F., (1961), *Satellite Environment Handbook*, Stanford University Press, Stanford.
- KAZIMIROVSKY E. , HERRAIZ M., AND LA MORENA B. D., (2003), *Effects on the ionosphere due to phenomena occurring below it*, Survey in Geophysics, (24),139–184.
- KELLEY, M. C., (1989), *The earth's ionosphere: plasma physics and Electrodynamics*, volume 43. International Geophysics Series,San Diego.
- KELLEY, M. C., (2009), *The earth's ionosphere: plasma physics and Electrodynamics*, Academic Press 484p. second Edition,San Diego.
- NARCISI, R. S., AND SZUSCZEWICZ, E. P., (1981) , *Direct measurements of electron density, temperature, and ion composition in an equatorial spread F ionosphere*, Phys. 43, 463.
- MAKELA A., (2006), *review of imaging low-latitude ionospheric irregularity processes. Journal of atmospheric and solar terrestrial physics*, doi:10.1016/j.jastp.2005.04.014

- MCDANIEL R. AND HYSSELL D., (1997), *Models and DE II observations of inertial regime irregularities in equatorial spread F*, Res., 102, 22233.
- PULINETS S. AND BOYACHURK K., (2005), *Ionospheric precursors of earthquakes*, Annals of geophysicae, Springer.
- RISHBETH, MULLER AND ZOU, (2000), *Annual and semianual variations in the ionospheric F2-layer*, li. physical discussion. Annals of geophysicae, 18:945–956.
- RISHBETH, H., (1971), *Polarization fields produced by winds in the equatorial F-region*, Terr. Phys, (19), 357-369.
- RISHBETH, H., AND GARRIOTT, O. K.,(1974), *olar flux and its variations*, Kluwer Academic Publishers, Rev.16(5–6), 771–802.
- SARDÓN, E.,(1993), *Calibración de efectos ionosféricos en geodesia espacial por medio de datos GPS*, Tesis doctoral, Madrid.
- SCHUNK, R.W. AND NAGY A. F., (1925), *Physics, Plasma Physics, and Chemistry*, Cambridge University Press, New York.
- SCHUNK, R.W. AND NAGY A. F., (2000,2009) , *Ionospheres - Physics, Plasma Physics, and Chemistry 2do Ed*, Cambridge University Press, New York.
- SEKAR R., AND KHERANI E. A.,(1999), *Effects of molecular ions on the Rayleigh-Taylor instability in the nighttime equatorial ionosphere*, (16), 399-735.
- SRIDHARAN, R., CHANDRA, H.,(1969), *Ionization Hole Campaign—A coordinated rocket and ground-based study at the onset of equatorial spread F*, Phys. 59, 2051.
- TAYLOR AND ÑAGY, (2000), *Ionospheres - Physics, Plasma physics and Chemistry*, Cambridge university press.

- WOODMAN R, AND LAHOZ, C., (1976), *Radar observations of F-region equatorial irregularities*, J. Geophys Res. 81, 5447.
- ZOU L., RISHBETH H., MULLER I., AYLWARD A., MILLWARD G., (2000), *Annual and semianual variations in the ionospheric F2-layer. i. modelling*, Annals of geophysicae, (18),927–944.

ANEXO A

Demostración matemática de la ecuación (2.5)

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{d}{dt}\rho(x(t), y(t), z(t), t)$$

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\partial\rho}{\partial t} + \frac{dx}{dt} \frac{\partial\rho}{\partial x} + \frac{dy}{dt} \frac{\partial\rho}{\partial y} + \frac{dz}{dt} \frac{\partial\rho}{\partial z}$$

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\partial\rho}{\partial t} + U_x \frac{\partial\rho}{\partial x} + U_y \frac{\partial\rho}{\partial y} + U_z \frac{\partial\rho}{\partial z}$$

$$d/dt = \partial/\partial t + \mathbf{U} \cdot \nabla$$