

C.N.E.A. Biblioteca	
ARCHIVO PUBLICACIONES	
Nº 1	AÑO 1982

05.82.05

PRODUCCION Y PERDIDA DE LA IONIZACION EN LA

REGION F2 DE LA IONOSFERA ECUATORIAL

✓
BERNARDINO P. TOLEDO

UNIVERSIDAD NACIONAL DEL CENTRO
DE LA PROVINCIA DE BUENOS AIRES

PRODUCCION Y PERDIDA DE LA IONIZACION EN LA

REGION F2 DE LA IONOSFERA ECUATORIAL

BERNARDINO P. TOLEDO

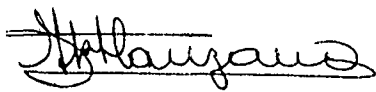
UNIVERSIDAD NACIONAL DEL CENTRO

DE LA PROVINCIA DE BUENOS AIRES

*Tesis presentada al Instituto de Física Balseiro,
Universidad Nacional de Cuyo,
para optar al título de Doctor en Física*

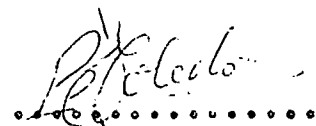
ASESOR CIENTIFICO: Dr. José Roberto Manzano
Universidad Nacional de Tucumán

PRODUCCION Y PERDIDA DE LA IONIZACION EN LA
REGION F2 DE LA IONOSFERA ECUATORIAL



.....

Dr. José R. Manzano
Asesor Científico



.....

Bernardino Toledo
Doctorando

A mi esposa

A mis hijos

AGRADECIMIENTOS

Esta investigación fue realizada durante mi permanencia - en la Universidad Nacional de Tucumán y en la Universidad Nacional del Centro de la Provincia de Buenos Aires, agradezco a las autoridades de ambas instituciones el apoyo brindado a mi tarea. Agradezco especialmente al Dr. J. R. Manzano, Director del Laboratorio de Ionósfera de la Universidad Nacional de Tucumán, por su amable disposición para actuar como Asesor Científico en la realización de mi tesis y por la colaboración brindada en tal carácter.

Mi más profundo agradecimiento hacia mi esposa Uberlinda, sin cuyo apoyo y estímulo no hubiera sido posible la culminación de esta tarea, sobre todo cuando han pasado tantos años entre la obtención de mi Licenciatura y la realización de esta tesis.

RESUMEN

Estudiamos la ionósfera terrestre, en particular la región F2 y la anomalía existente en la misma en bajas latitudes magnéticas. La anomalía se presenta como una depresión de la densidad electrónica sobre el ecuador magnético, y máximos en ambos hemisferios aproximadamente a $\pm 16^\circ$ de latitud magnética. Después de una descripción fenomenológica de la misma examinamos los diversos modelos existentes para explicar su formación y evolución diarias. El modelo de Anderson reproduce la anomalía ecuatorial con bastante aproximación. Sugerimos que con ese modelo y datos de campos eléctricos y deriva (drift) electromagnética podrían explicarse valores de densidad en los máximos de la anomalía en años de actividad solar mínima. Buscamos una relación de la anomalía ionosférica con la anomalía geomagnética sudamericana, el resultado es negativo, pero sugerimos un camino para continuar la búsqueda.

Finalmente examinamos la producción y pérdida de la ionización en relación con la anomalía ecuatorial. Los resultados obtenidos muestran que la producción y pérdida no son diferentes en zona ecuatorial respecto a otras latitudes.

También mostramos la consistencia de los resultados con datos recientes obtenidos por satélites.

INDICE

	<u>Pág.</u>
1. INTRODUCCION	7
2. LA IONOSFERA	8
2.1. Atmósfera terrestre	8
2.2. La ionósfera y sus regiones	24
2.3. La región F	35
3. LA IONOSFERA ECUATORIAL	45
3.1. La anomalía ecuatorial de la región F2	45
3.2. Las variaciones periódicas de la anomalía ecuatorial.	56
3.3. Las variaciones aperiódicas de la anomalía ecuatorial.	67
4. MODELOS FISICOS PARA LA ANOMALIA ECUATORIAL	69
4.1. Procesos físicos	69
4.2. Los diversos modelos	71
4.3. El modelo de Anderson	74
5. ALGUNOS HECHOS PARTICULARES SOBRE LA ANOMALIA	80
5.1. La deriva (drift) vertical	80
5.2. Posible relación de la anomalía ecuatorial con la anomalía geomagnética sudamericana	83
5.3. Relación de la anomalía ecuatorial con luminiscencia atmosférica	86
6. PRODUCCION Y PERDIDA DE IONIZACION	99
6.1. Producción de ionización	99

6.2. Pérdida de ionización	105
7. PRODUCCION Y PERDIDA EN RELACION CON LA ANOMALIA ECUATO- RIAL	110
7.1. Fotoionización	110
7.2. Pérdida	114
7.3. Consistencia de resultados	116
8. CONCLUSIONES	126
REFERENCIAS	128

CAPITULO I

INTRODUCCION

En la presente monografía estudiamos la ionósfera terrestre, en particular la región F2 de la misma. En la región F2 la densidad electrónica presenta una distribución particular para bajas latitudes magnéticas. Se observa una depresión o garganta sobre el ecuador magnético, y máximos en ambos hemisferios, aproximadamente a $\pm 16^\circ$ de latitud magnética.

En los Capítulos 2 y 3 hacemos una descripción fenomenológica de la ionósfera, especialmente región F2, y de la anomalía ecuatorial. En el Capítulo 4 examinamos los diversos modelos físicos existentes para explicar la formación y evolución diaria de la anomalía ecuatorial, dedicamos especial atención al modelo de Anderson que reproduce la anomalía ecuatorial con bastante aproximación.

Luego examinamos, en el Capítulo 5, algunos hechos particulares en relación con la anomalía ecuatorial. La ausencia de un máximo de deriva electromagnética de la ionización en años de actividad solar mínima, en relación con la menor densidad electrónica de las crestas de la anomalía. La relación entre anomalía ecuatorial y anomalía geomagnética sudamericana, con resultado negativo. Y la conexión de la anomalía ionosférica con luminiscencia atmosférica.

Finalmente estudiamos la producción y pérdida de ionización en general y en relación con la anomalía ecuatorial en los Capítulos 6 y 7.

El último Capítulo resume nuestras conclusiones.

CAPITULO II

LA IONOSFERA

2.1. ATMOSFERA TERRESTRE

Antes de realizar un estudio de la ionósfera es conveniente describir en forma breve el medio donde está inserta. Este medio es la atmósfera terrestre, del cual la ionósfera es una parte relativamente pequeña frente al total.

La atmósfera es un sistema complejo, su estudio interesa no sólo al área de la física. Baste decir como ejemplo que sin la atmósfera no sería posible nuestra forma de vida. En este trabajo nos interesa hacer una descripción desde el punto de vista físico.

Esta descripción puede estar basada en la temperatura, o en los constituyentes, o en los procesos físicos y químicos predominantes.

Adoptando uno u otro de los tres criterios mencionados, se divide idealmente a la atmósfera en capas o estratos horizontales. La nomenclatura para estas capas y sus límites ha sido consagrada por el uso y es universalmente aceptada. La altura vertical donde comienza o termina cada capa no es un valor fijo ni tampoco preciso. Una descripción general de la atmósfera está referida a un comportamiento promedio de la misma. Cuando indicamos una altura determinada, o lo que es más común, un rango de alturas, nos referimos a cantidades que sufren variaciones espaciales (según latitud y longitud) y temporales. En algunos casos, estas variaciones pueden ser muy grandes. A pesar de esta imprecisión, la indicación de alturas aproximadas para las distintas capas es útil.

Examinemos en primer lugar la descripción de la atmósfera basada en la temperatura. En la Figura 1 se observa un perfil de temperatura típico. La capa inmediata a la superficie terrestre se denomina troposfera. En ella el gradiente de temperatura es negativo, alrededor de 8°C/km . La transferencia de calor en la troposfera es principalmente por radiación, debida a la absorción y emisión en la región infrarroja del espectro electromagnético realizada por moléculas tales como vapor de agua H_2O y dióxido de carbono CO_2 , que son constituyentes minoritarios. La radiación como único mecanismo para la transferencia de calor correspondería a un gradiente de temperatura más negativo que el observado ya que la densidad atmosférica disminuye con la altura. Existe también convección que limita el gradiente de temperatura al valor arriba indicado.

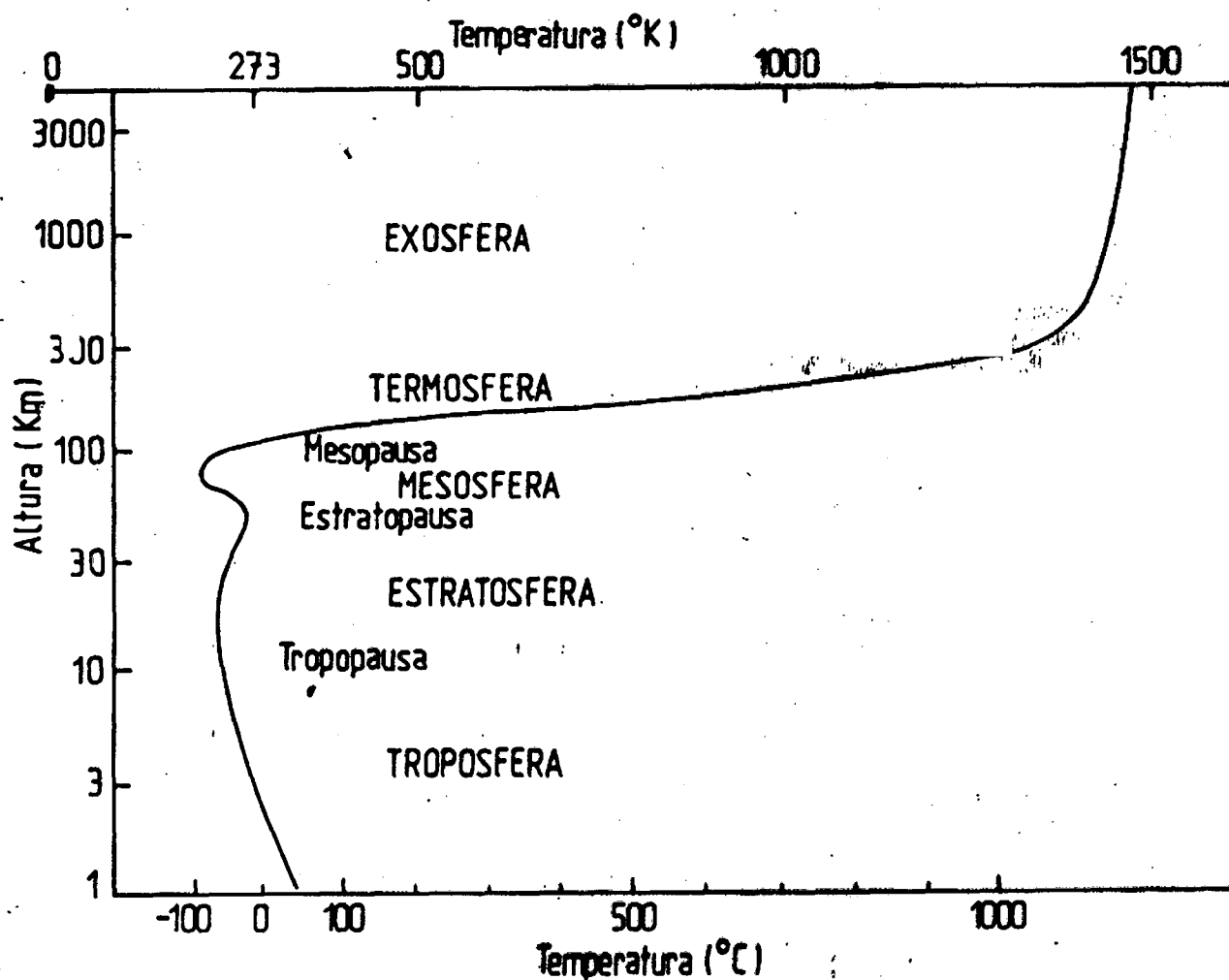


Fig. 1a. Perfil de temperatura típico y nomenclatura de capas atmosféricas basada en dicho perfil. La escala de alturas es logarítmica.

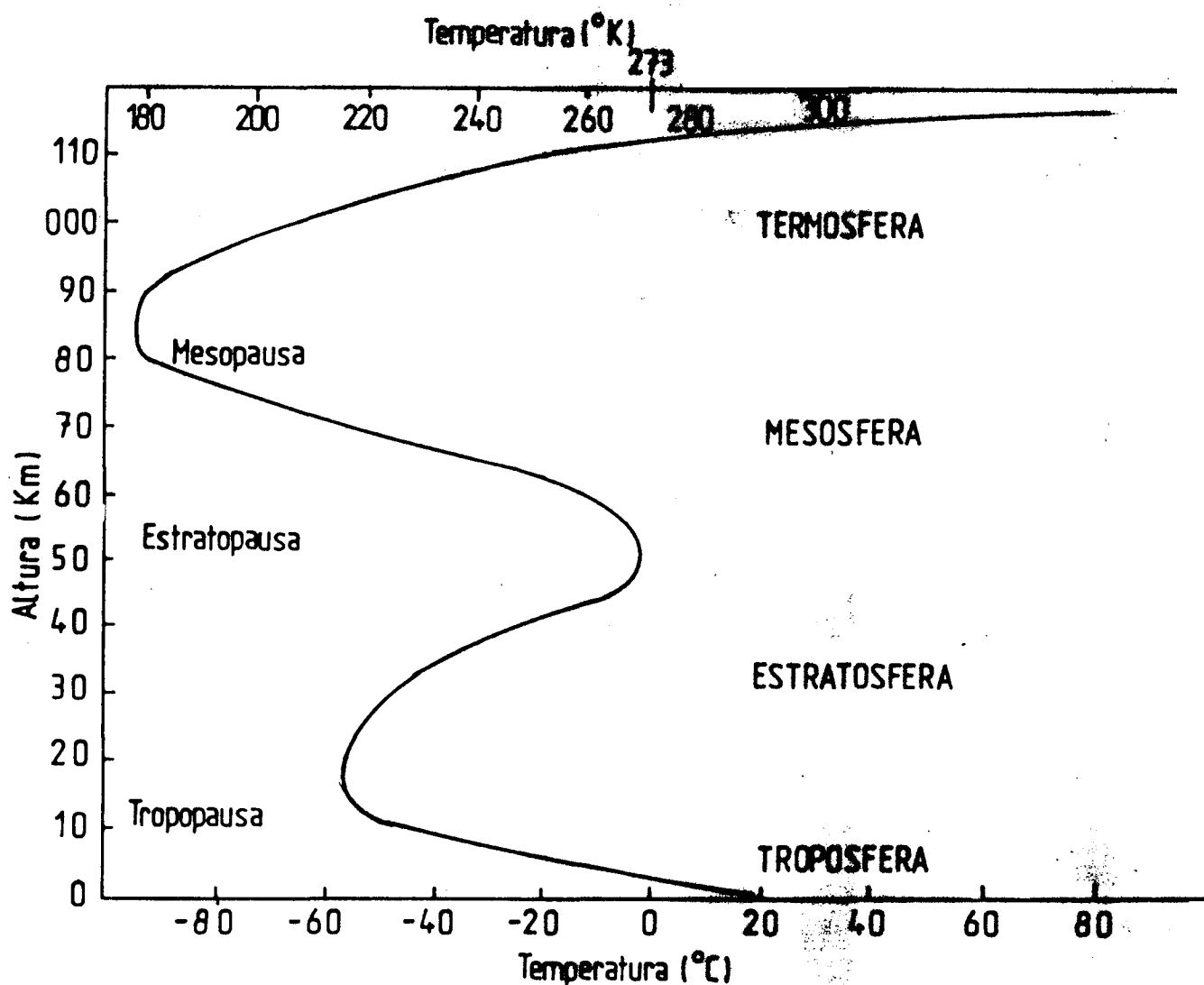


Fig. 1b. Detalle del perfil de temperatura para los primeros 100 km

El perfil de temperatura en la troposfera es muy distinto si en lugar de valores medios se representan por ejemplo los correspondientes a un día dado. Esto puede hacerse por medio de radiosondas que día a día, a distintas horas y en distintos lugares de la Tierra proveen información. Se encuentra que la disminución continua de la temperatura no es tal sino irregular, pudiendo presentarse incluso inversiones (gradiente positivo) siendo muy común la llamada inversión de superficie dentro del primer kilómetro de altura.

También puede haber pequeñas zonas isotermas. En Fig. 2 se observa un perfil troposférico correspondiente a un día dado.

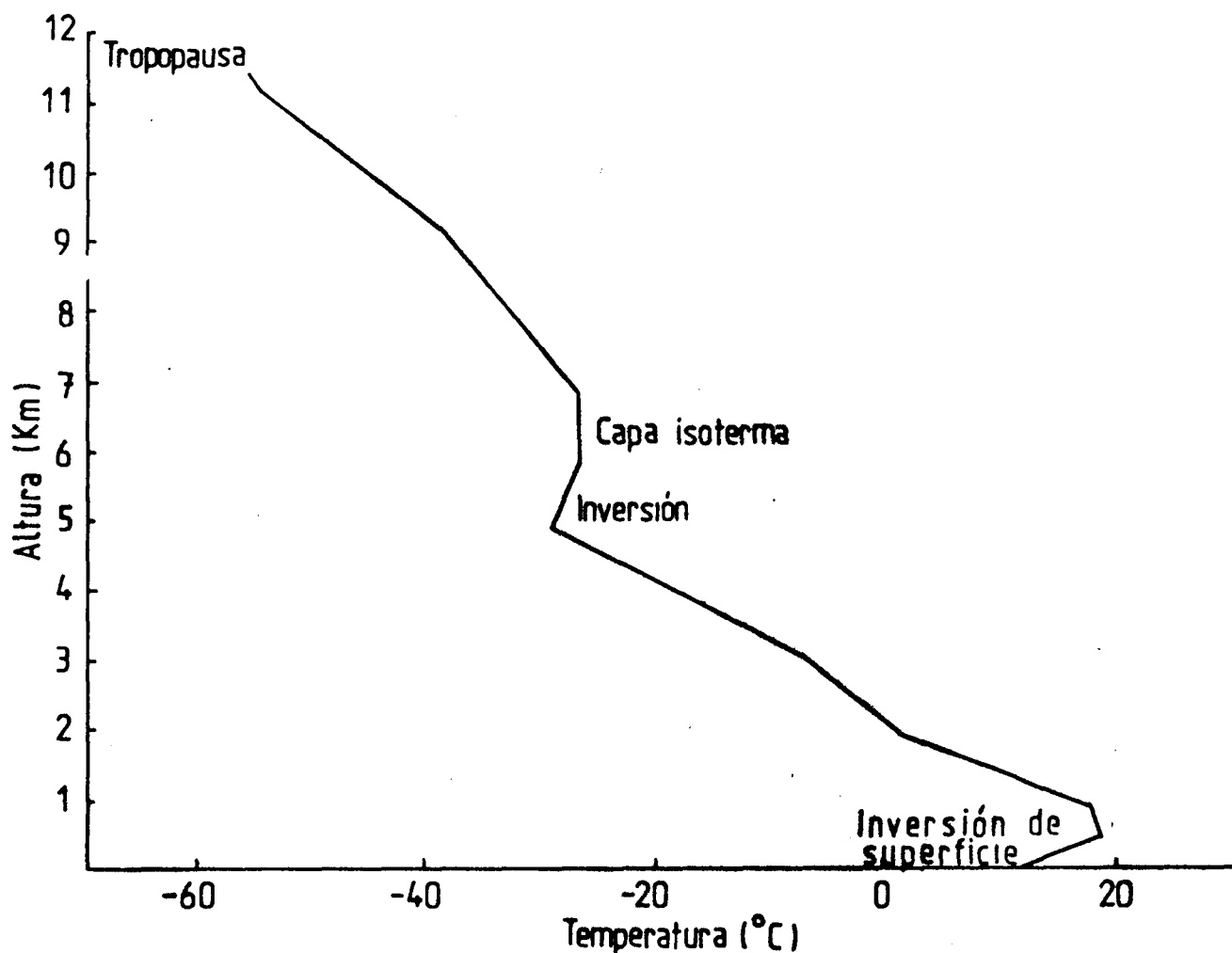


Fig. 2 Perfil de temperatura de la troposfera correspondiente a un día dado.

Alrededor de los 11 km. de altura se encuentra el límite de la troposfera, límite que se conoce como tropopausa.

La capa siguiente de la atmósfera es la estratosfera, que se extiende desde la tropopausa hasta un nuevo límite, la estrato--

pausa, situado en el rango de alturas 50-55 km. La estratosfera en su base es casi isoterma, con temperatura de unos 215 °K. Después se encuentra un gradiente de temperatura positivo que va aumentando hasta llegar a la estratopausa. El aumento de temperatura en la estratosfera se debe a la presencia de ozono, el cual es un constituyente menor de la atmósfera. Como en la denominación "constituyentes menores" englobamos muchos elementos que no sean oxígeno o nitrógeno, sería mejor decir que el ozono es un constituyente ínfimo de la atmósfera con poco más de una parte en un millón. Si el total de ozono se dispusiera en una capa homogénea, ésta tendría apenas 3 mm. de espesor [1]. La mayor concentración de ozono se encuentra entre los 20 y 35 km. de altura.

El ozono absorbe totalmente la radiación solar ultravioleta de longitud de onda menor que 2900 Å y parcialmente la de longitud de onda entre 2900 y 3600 Å. Esta absorción calienta la estratosfera, y lo que es más importante, impide que llegue a la superficie terrestre radiación que sería mortal para nosotros. Así, un --- constituyente ínfimo cumple una función irremplazable. La formación de ozono proviene de la disociación de oxígeno molecular O_2 , disociación producida por radiación solar de longitud de onda menor que 2400 Å.

En la estratopausa la temperatura es casi isoterma, muy cercana a 0° C, con un valor de 271° K a los 50 km. [2]. Arriba de la estratopausa la temperatura desciende nuevamente. Esta capa es la mesosfera. Allí no hay ningún mecanismo de calentamiento que pueda aumentar o mantener la temperatura. No hay absorción predominante en ningún rango del espectro, y el calor que pueda llegar por -- conducción desde arriba o por convección desde abajo es perdido por la emisión de los constituyentes atmosféricos en el rango infrarrojo y visible del espectro electromagnético. La zona más fría de toda la atmósfera es el límite superior de la mesosfera, la mesopausa, que se extiende entre los 80 y 90 km. aproximadamente, con una temperatura de unos 180 °K (-93 °C).

Arriba de los 90 km. se extiende la termosfera. Allí la temperatura aumenta rápidamente debido a la absorción de radiación solar ultravioleta. Esta absorción va a ser importante en nuestro -

estudio, pues por debajo de los 1340 Å constituye la principal fuente de ionización. En este punto nos interesa como agente de calentamiento en la termosfera. En unos pocos centenares de kilómetros la temperatura alcanza un valor estable de 1500 °K aproximadamente. Esta estabilidad se logra gracias a que la conductividad del calor en la atmósfera es buena a estas alturas, manteniéndose esta característica en la capa siguiente que es la exosfera. La termopausa, o sea el límite entre la termosfera y la exosfera, no tiene una definición nítida y es muy difícil ubicarla.

Si apelamos a otro criterio además de la temperatura, basado en el camino libre medio de las partículas atmosféricas, entonces es posible ubicar la base de la exosfera a los 600 km. aproximadamente, arriba de esta altura las partículas tienen trayectoria balística. La temperatura se mantiene sin grandes variaciones. La exosfera es la última capa en esta clasificación, su límite superior es el de la atmósfera misma. Este límite es muy impreciso usando el criterio de temperatura, y podría ser estimado usando una descripción de la atmósfera basada en otros criterios.

Al describir la atmósfera según el criterio de constituyentes, el nombre de las capas o estratos proviene no de la mayor abundancia sino de las propiedades o funciones que cumplen constituyentes menores.

La primera capa es la ozonósfera. Ya hemos indicado la importante función del ozono y su mayor concentración entre los 20 y 35 km., en la estratosfera según la clasificación anterior. En cantidad mucho menor, se encuentra algo de ozono en la mesosfera. Pero la ozonósfera como tal termina entre los 50 y 60 km. donde comienza la capa siguiente según el criterio de constituyentes. Esta capa es la ionósfera.

La ionósfera es el objeto específico de nuestro estudio. De su descripción nos ocuparemos en el punto siguiente. El límite superior de la ionósfera oscila entre los 600 y 1000 km. En Fig. 3- hemos representado la densidad electrónica para distintas alturas y las capas según el criterio de constituyentes. La densidad electrónica es igual a la densidad iónica o densidad de ionización, en la suposición de que cada molécula o átomo neutro al ser ionizado re--

sulta en un ión positivo y un electrón. Esta suposición que es muy cercana a la realidad, sólo debe corregirse porque la dinámica propia de los procesos de ionización no siempre se reducen a una única etapa, por los casos menos frecuentes de ionización de mayor orden, y por la presencia de iones negativos. Cuantitativamente estas correcciones no son significativas, y podemos hablar de densidad electrónica y densidad de ionización como equivalentes. Es decir, la ionosfera muestra una tendencia a la neutralidad eléctrica en forma global, comportamiento típico de un plasma.

Arriba de la ionosfera se extiende la heliosfera, nombre debido a la presencia de helio tanto neutro como ionizado. En realidad la heliosfera comienza a alturas de ionosfera. La superposición parcial de ambas capas se da siempre. Lo mismo sucede entre la heliosfera y la protonosfera, que es la capa siguiente marcada por la presencia de iones hidrógeno H^+ (protones). La altura a la cual el hidrógeno predomina sobre el helio es variable según la temperatura

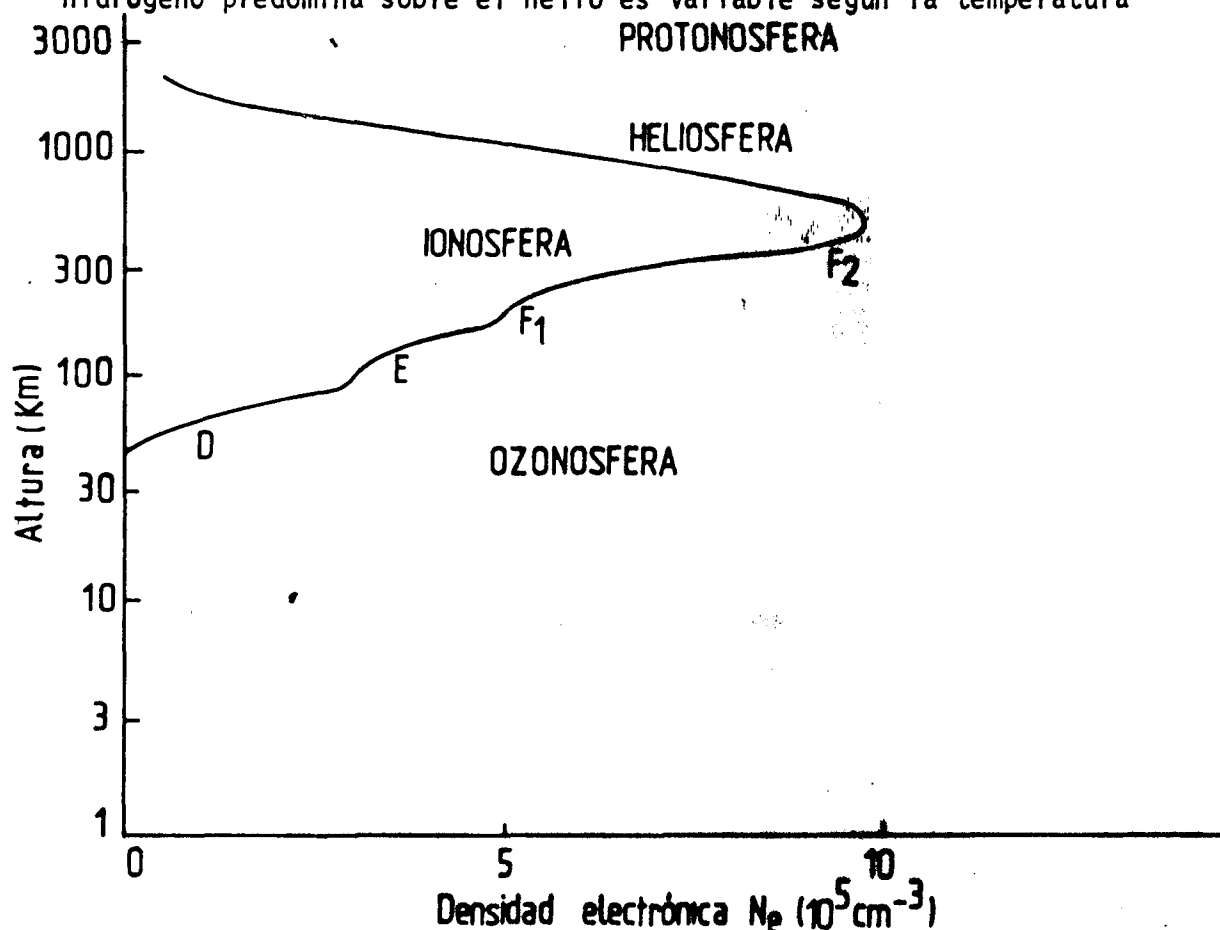


Fig. 3. Capas atmosféricas según el criterio de constituyentes y -- densidad electrónica N_e en función de la altura.

de la atmósfera y según la actividad solar [3], y uno es la misma - si consideramos sólo los elementos neutros o sólo los iones. Para - fijar ideas podemos decir que por encima de los 1000 km. ha termina do la ionosfera propiamente dicha y estamos en la heliosfera "pura", y por encima de los 3000 km. estamos en la protonosfera "pura". Ambas capas superiores podrían ser consideradas parte de la ionosfera en cuanto tienen en su seno constituyentes ionizados en forma apre- ciable. Sin embargo reservamos el término ionosfera al caso en que- los constituyentes ionizados en forma apreciable son O^+ , O_2^+ , N_2^+ - provenientes de constituyentes mayores de la atmósfera. Así se lo-- gra una aproximación coherente a la definición de la ionosfera como aquella parte de la atmósfera donde iones y electrones están presen- tes en cantidad suficiente para afectar la propagación de ondas de- radio [4].

El tercer criterio para describir la atmósfera es el de - los procesos físicos y químicos predominantes. Hasta los 100 km. -- los constituyentes atmosféricos están mezclados por movimientos tur- bulentos. Esta primera capa la llamamos turbosfera, siendo su lími- te inferior la superficie terrestre y su límite superior la turbo-- pausa situada alrededor de los 100 km. En la turbosfera podemos su- poner que la distribución de los constituyentes neutros es indepen- diente de su masa molecular. Esto es consecuencia de la mezcla fuer- te a que están sometidos. Aún así, es sólo una aproximación porque- la mezcla no es perfecta. En algunos constituyentes menores como el ozono esta suposición es incorrecta, y también en ciertos contami-- nantes que existen en la parte baja de la capa. Pero para los cons- tituyentes restantes, sobre todo los mayores como oxígeno O_2 y ní- trógeno N_2 , esta suposición es lícita. Podemos determinar algunas - relaciones útiles basándonos en ecuaciones básicas de la física. Se- gún las leyes de los gases ideales

$$p = n K T \quad (2-1)$$

donde p es presión, K la cte. de Boltzmann, T la temperatura y n la concentración del gas neutro, tal que el producto por la masa es la densidad $\rho = n m$. De acuerdo a la mecánica de fluidos la variación- de presión es

$$- \frac{dp}{dh} = \rho g = n m g \quad (2-2)$$

donde h es altura y g la aceleración de la gravedad.

Combinando ambas ecuaciones tenemos:

$$-\frac{1}{p} \frac{dp}{dh} = \frac{mg}{KT} = \frac{1}{H} \quad (2-3)$$

donde definimos la altura de escala H o altura equivalente de la atmósfera.

Si H es constante podemos integrar la ecuación (2-3) y obtenemos:

$$p = p_0 e^{-\frac{h}{H}}$$

donde p_0 es la presión en la base de la atmósfera. Pero en la atmósfera real T es función de h , y también

$$g(h) = g(0) \frac{R_T^2}{(R_T + h)^2}$$

cuando h no puede despreciarse frente al radio terrestre R_T . Para la parte superior de la turbosfera h representa el 1,5% de R_T .

Es necesario entonces volver a la ecuación diferencial -- (2-3). Un cambio de variable resulta conveniente para lo cual introducimos la altura reducida z que surge de la definición:

$$dz = \frac{dh}{H} \quad \text{o sea} \quad z = \int_{h_0}^h \frac{dh}{H} \quad (2-4)$$

Reemplazando en ecuación (2-3) e integrando

$$p = p_0 e^{-z} \quad (2-5)$$

expresión donde tenemos en cuenta la variación de la altura de escala con la altura real h .

Arriba de la turbopausa no podemos ya suponer un gas neutro único. Cada componente define un perfil de altura de escala.

$$H_i(h) = \frac{K T(h)}{m_i g(h)} \quad (2-6)$$

como si estuviera solo. Al cesar la turbulencia que los mezcla cada constituyente difunde libremente. Debido a la diferencia de sus masas moleculares (o atómicas según el caso) se separan, alcanzando mayor altura de escala los más livianos. Este es el proceso de separación difusiva que caracteriza la capa siguiente a la turbosfera. La separación difusiva es un proceso dominante, pero es perturbado por reacciones fotoquímicas y en general por interacciones de los constituyentes. Todo el proceso de ionización es un ejemplo de estas perturbaciones. En realidad la ionización comienza ya en la turbosfera. Otro ejemplo importante es la disociación del oxígeno molecular O_2 en oxígeno atómico O , producido, como la ionización, casi totalmente por la energía proveniente de la radiación solar. Eso determina que el oxígeno atómico pase a ser constituyente mayor y llegue a predominar sobre O_2 y N_2 . Señalemos que la molécula N_2 no se disocia por tener una sección eficaz de fotodisociación muy pequeña. El nitrógeno atómico puede existir por otros procesos pero es minoritario. La altura a la cual O predomina sobre O_2 y N_2 es función de la temperatura. En Fig. 4 podemos ver una distribución promedio de los constituyentes más importantes. Vemos que los mayores son O , N_2 , O_2 en ese orden.

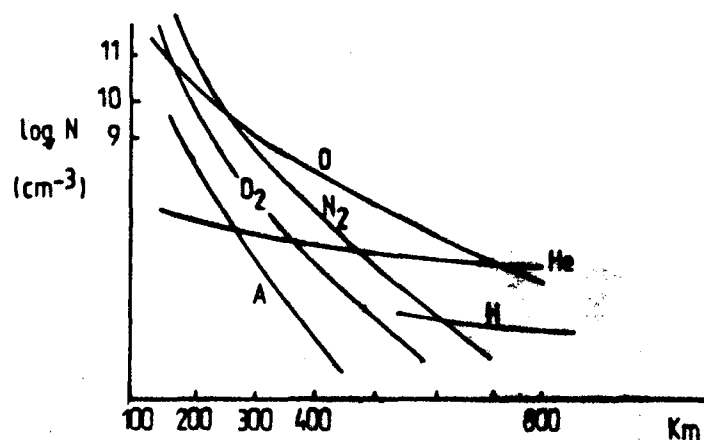


Fig. 4. Logaritmo de densidad de constituyentes en función de la altura. (Datos de CIRA, Ref. 2).

A continuación de la capa de separación difusiva se encuentra la magnetosfera donde el campo magnético terrestre, o campo geomagnético, controla la dinámica atmosférica. Esta definición tiene la ventaja de ser operativa, pero presenta ambigüedad respecto a la base inferior, y por tanto, al límite con la capa precedente. El hecho es que el campo geomagnético controla el movimiento de toda partícula cargada. Desde este punto de vista, toda la ionósfera debería incluirse en la magnetosfera. Pero a alturas de ionósfera los elementos neutros predominan holgadamente sobre los ionizados. Restringimos el término magnetosfera al caso en que los constituyentes ionizados predominan sobre los neutros. Entonces es posible estimar la base de la magnetosfera, situándola aproximadamente en los 1500-km. El límite superior, la magnetopausa, marca el final de la atmósfera terrestre. Este límite se puede precisar mejor que en los casos anteriores. La magnetopausa se encuentra a una distancia aproximada de 10 radios terrestres (radio terrestre: 6370 km) del lado de día de la Tierra, y a una distancia mucho mayor del lado nocturno, debido a la asimetría del campo geomagnético causada por la acción del "viento solar", flujo de partículas cargadas provenientes del Sol. En Fig. 5 podemos ver un esquema.

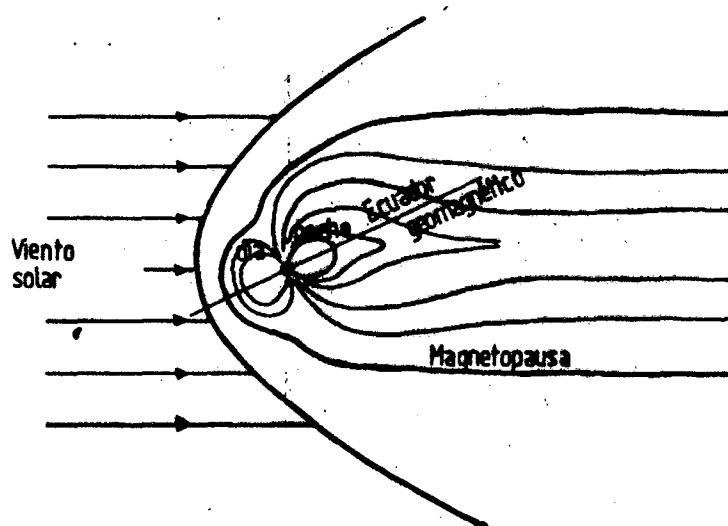


Fig. 5. Campo geomagnético, se muestran algunas líneas de campo y la magnetopausa.

La "cola" del campo geomagnético hacia el lado opuesto al Sol se extiende a 60 radios terrestres o más, alcanzando la órbita lunar. En la magnetosfera se encuentran los cinturones de radiación, formados por partículas atrapadas.

Después de haber descripto la atmósfera según tres criterios posibles, en Fig. 6 comparamos los tres ordenamientos en capas.

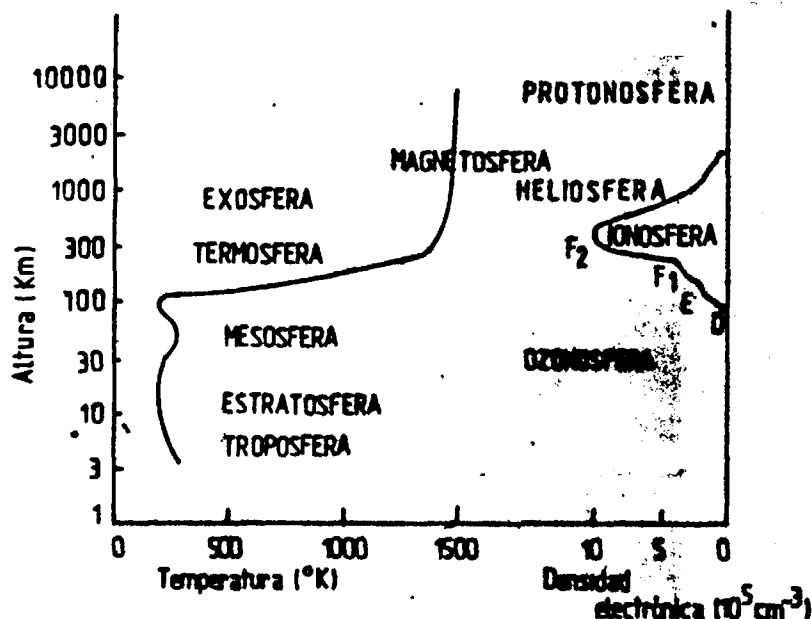


Fig. 6. Capas atmosféricas según la temperatura, los constituyentes y los procesos físicos y químicos.

Antes de terminar este punto, daremos algunas propiedades del campo geomagnético que utilizaremos en nuestro estudio de la ionósfera.

La intensidad del campo geomagnético se conoce midiendo - sus componentes, X (dirección norte), Y (dirección este), Z (dirección vertical). Estas mediciones se realizan en gran cantidad de observatorios en la superficie terrestre y en los últimos años tam-
bién con instrumentos transportados por satélites.

Con las tres componentes definimos otras magnitudes rela-

cionadas con el campo geomagnético (ver Fig. 7).

declinación D , $\operatorname{tg} D = \frac{Y}{X}$

intensidad horizontal, $H = (X^2 + Y^2)^{1/2}$

intensidad vertical, $V = |Z|$

inclinación o ángulo de depresión (ángulo dip) I , $\operatorname{tg} I = \frac{Z}{H}$ (2-7)

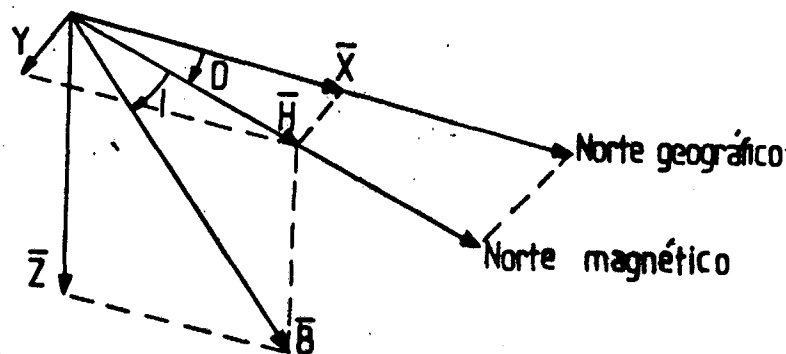


Fig. 7. Componentes del campo geomagnético $\vec{B}$ y ángulos relacionados.

El campo geomagnético tiene una parte principal, el campo geomagnético permanente, originado en corrientes en el interior de la Tierra. Sumadas al campo principal existen variaciones regulares que se encuentran relacionadas a la periodicidad solar y lunar. Estas variaciones son atribuidas a movimientos atmosféricos que producen fuerzas electromotrices y corrientes en la atmósfera por acción dínamo-eléctrica. Otras variaciones las constituyen las perturbaciones conocidas como tormentas magnéticas que se encuentran relacionadas a distintos fenómenos solares, ionosféricos y geofísicos.

Una forma de describir un campo magnético es usando una función potencial. En el caso terrestre no fluyen corrientes a través de la superficie. Las corrientes atmósfera-tierra medidas son demasiado pequeñas para producir efectos magnéticos apreciables. El campo geomagnético es entonces irrotacional en la superficie.

$$\nabla \times \vec{B} = 0$$

y puede ser descripto por un potencial escalar V

$$\vec{B} = -\nabla V \quad (2-8)$$

Este potencial V puede ser desarrollado en serie, donde cada término es el producto de tres funciones. Cada una contiene sólo una de las variables: colatitud θ que crece hacia el sur, longitud ψ que crece hacia el este y distancia radial r que crece hacia el centro de la Tierra,

$$V = R \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{R}{r}\right)^{n+1} \sum_{m=0}^n P_n^m(\cos \theta) (g_n^m \cos m \psi + h_n^m \sin m \psi) \quad (2-9)$$

en esta ecuación R es el radio terrestre, P_n^m representa los polinomios asociados de Legendre, g_n^m y h_n^m son los coeficientes armónicos. El caso $n = 1$, $m = 0$ corresponde a un dipolo magnético, en el centro de la Tierra, orientado según el eje geográfico. Pero este dipolo sólo no permite obtener una buena aproximación matemática al campo geomagnético. Tomando los dos términos siguientes del desarrollo, con $m = 1$, esto corresponde físicamente a agregar dos dipolos más en el centro de la Tierra, ortogonales entre sí, con sus ejes en el plano ecuatorial. El dipolo total dado por los tres términos está inclinado respecto al eje geográfico un ángulo $11,5^\circ$ tal que el polo N geomagnético tiene coordenadas geográficas $78,5^\circ$ latitud N y -291° longitud E (69° W). Esta aproximación dipolar al campo magnético terrestre es bastante usada y define las coordenadas geomagnéticas que son análogas a las coordenadas geográficas:

- latitud geomagnética, se mide a partir del ecuador geomagnético, que es el formado por todos los puntos de campo geomagnético horizontal, o sea $I \neq 0$. El campo es tomado en la aproximación dipolar. El ecuador geomagnético difiere del geográfico (ver Fig. 8).
- longitud geomagnética, se mide a partir del meridiano que contiene

ne el polo N geomagnético.

Tomando términos con $n > 1$ se suman múltiplos al desarrollo de V . La configuración del campo magnético terrestre es más compleja que la que puede obtenerse con estas aproximaciones, de manera que puede esperarse que el campo magnético terrestre real difiera del calculado. Sin embargo, se han hecho buenas aproximaciones, -por ejemplo, Cain y otros [5] usaron 63 términos en la serie (hasta $m = n = 7$).

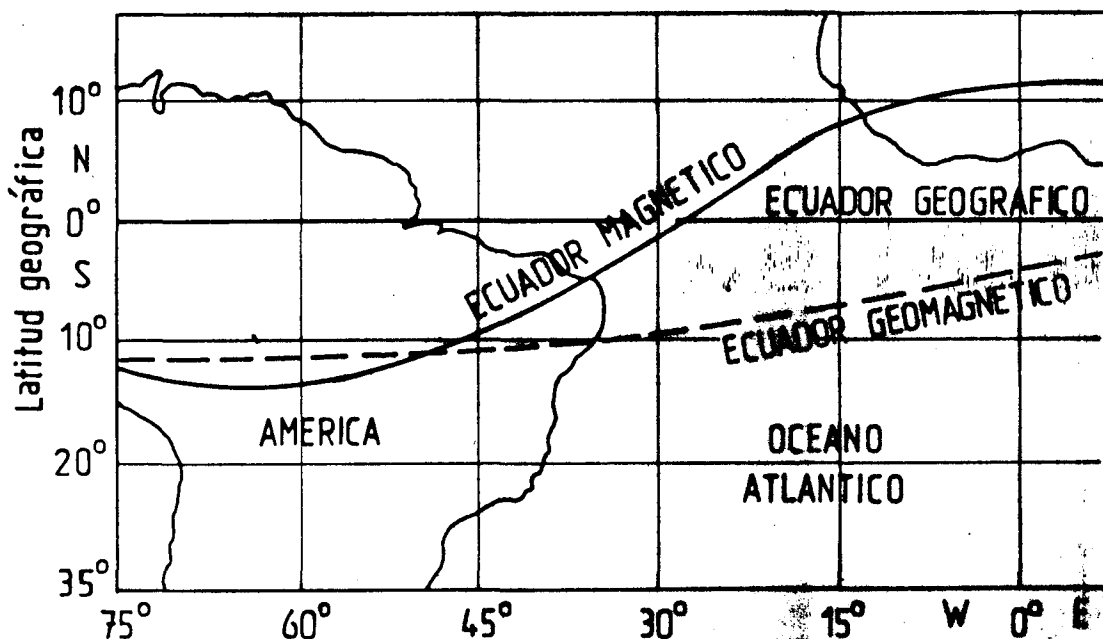


Fig. 8. Ecuadores geográfico, geomagnético y magnético en las zonas americana y africana.

Un camino alternativo para describir el campo magnético terrestre es mediante el producto vectorial de los gradientes de dos funciones escalares [6].

$$\vec{B} = \nabla \alpha \times \nabla \beta \quad (2-10)$$

con la ventaja que α y β , llamados potenciales de Euler, son constantes a lo largo de una línea de campo magnético. Esta descripción será usada más adelante.

También puede describirse el campo geomagnético mediante un dipolo excéntrico, es decir, desplazado del centro de la Tierra alrededor de 400 km hacia la parte oeste del Océano Pacífico. Esta última descripción no será usada en nuestro estudio.

Asociadas al campo magnético terrestre, real tenemos las coordenadas magnéticas:

- latitud magnética o latitud dip, es la distancia en grados al ecuador dip, definido este último como el lugar de los puntos donde es nula la inclinación o ángulo dip real I , ec. (2-7). La latitud magnética o latitud dip se define formalmente como:

$$\phi = \arctan \left(\frac{1}{2} \tan I \right) \quad (2-11)$$

Comúnmente es usado en forma directa el ángulo dip en lugar de la latitud. La longitud magnética no está definida. En Fig. 8 puede verse el ecuador magnético o ecuador dip.

Para muchos fenómenos ionosféricos y magnetosféricos se utilizan las coordenadas B, L de Mc Ilwain. B es la intensidad de campo. L es la distancia geocéntrica, en el plano ecuatorial, de una dada línea de campo magnético, midiéndose en unidades del radio terrestre. En el caso dipolar, L es constante sobre una "capa magnética" formada por la superficie de revolución de una línea de campo. Asociada con L suele definirse la "latitud invariante" Λ tal que:

$$L \cos^2 \Lambda = 1$$

En el caso dipolar, la ecuación de una línea de campo en coordenadas polares es:

$$r = L \cos^2 \theta$$

donde θ es latitud (en ec. (2-9) hemos usado θ como colatitud).

Vemos que el significado de Λ es dar la latitud del lugar donde la línea de campo de un dado L corta a la superficie terrestre.

2.2. LA IONOSFERA Y SUS REGIONES

La ionósfera se extiende desde los 50-60 km hasta los 600-1000 km de altura. Presenta las siguientes estratificaciones o capas, que llamaremos regiones: región D desde el borde inferior hasta los 90 km; región E desde los 90 km hasta los 120-150 km; región F desde los 120-150 km hasta el borde superior. A su vez estas regiones presentan subdivisiones. Las indicaciones de alturas son como ya dijimos, sólo aproximadas porque experimentan grandes variaciones, especialmente la región F.

La notación para las regiones surge históricamente. Se usó la letra E para denominar la capa reflectora de ondas de radio existente en la atmósfera, asociando dicha capa a campos eléctricos. Después también se detectaron regiones ionizadas, por abajo y por a rriba de la original, usándose para su denominación las letras a nterior y posterior a E respectivamente. Esta notación es atribuida a E. V. Appleton.

La palabra "ionósfera" fue acuñada por R. A. Watson-Watt en 1926, pero el conocimiento de su existencia, o mejor dicho, la sospecha de su existencia puede ubicarse en el siglo pasado. Ya en 1839 Gauss, y en 1860 Kelvin supusieron la existencia de una capa conductora eléctrica en la alta atmósfera para explicar las variaciones diarias del campo geomagnético [7].

En 1901 Marconi realizó transmisiones de radio transatlánticas. Entonces Kennelly y Heaviside, independientemente, sugirieron en 1902 la existencia de una capa reflectante atmosférica para explicar la experiencia. Desde entonces hasta 1926 que adquiriría su nombre definitivo, la ionósfera fue conocida como capa de Kennelly Heaviside. El paso siguiente fue dado por Taylor en 1903 y Fleming en 1906, al decir que esta capa consistía de iones y electrones producidos por la radiación solar ultravioleta. Estas hipótesis no fueron plenamente aceptadas hasta que las experiencias de Appleton y Barnett [8] y las de Breit y Tuve [9], ambas en 1925, demostraron sin lugar a dudas la existencia de la ionósfera y estimaron su altura. Siguió trabajos teóricos importantes, entre los cuales es notable el de Chapman. Desde entonces el tema se ha seguido desarro--

lizando continuamente. La obtención de datos experimentales se realiza en numerosas estaciones terrestres, y acorde con los progresos técnicos, con cohetes lanzados especialmente y desde satélites en órbita.

El parámetro más importante en las mediciones ionosféricas es la densidad electrónica N , que es función de la altura, el tiempo en el día, las coordenadas del lugar, la época del año y el período dentro del ciclo de actividad solar.

La densidad electrónica N se conoce midiendo la frecuencia crítica o de penetración f_o de las distintas regiones ionosféricas. Esto se realiza utilizando ionosondas (equipo de radar) que envían pulsos en dirección vertical en un rango de 1 MHz a 25 MHz, y reciben los pulsos reflejados. Cuando se alcanza la frecuencia f_o el pulso deja de ser reflejado. Hay una proporción directa entre f_o^2 y la densidad electrónica máxima, N_{max} , de una región. Para llegar a esta relación consideremos la ionósfera como un plasma de tipo enrarecido, porque los iones y electrones tienen menor concentración que las partículas neutras. El plasma es eléctricamente neutro, --- $N_e = N_i$. En nuestro caso los iones positivos son mucho más pesados que los electrones, de modo que podemos despreciar el movimiento de los iones frente al de los electrones. Sea N_o la densidad electrónica en el estado ideal de equilibrio. Siguiendo los lineamientos de Feynman [10] veamos qué pasa cuando los electrones se apartan de la posición de equilibrio por una perturbación cualquiera. Al crecer la densidad de electrones en una región, se repelerán entre sí y tenderán a volver a sus posiciones de equilibrio. También las --- fuerzas eléctricas ejercidas por los iones actuarán como poderosas fuerzas restauradoras. A medida que los electrones se desplazan hacia la posición inicial aumentan su energía cinética tal que sobrepasan la posición de equilibrio. Se produce entonces una oscilación que es propia del plasma.

Supongamos que los electrones inicialmente en x , en el instante t , son desplazados una pequeña cantidad $s(x, t)$, (ver Fig. 9). Los electrones que se encontraban inicialmente entre los planos a y b se encuentran ahora entre los planos a' y b' , en el intervalo de amplitud $\Delta x + \Delta s$. La densidad N se encuentra considerando que el

número de electrones $N_0 \Delta x$ entre a y b inicial es el mismo entre a' y b' .

$$N = \frac{N_0 \Delta x}{\Delta x + \Delta s} = \frac{N_0}{1 + \Delta s / \Delta x}$$

como Δs es pequeño, desarrollando $(1 + \frac{\Delta s}{\Delta x})^{-1} = 1 - \frac{\Delta s}{\Delta x} + \dots$ tenemos

$$N = N_0(1 - \frac{\Delta s}{\Delta x}) \quad \text{o sea} \quad N = N_0(1 - \frac{ds}{dx})$$

dado que cada electrón tiene carga $-q_e$ la densidad de carga es

$$\rho = -q_e (N - N_0) = q_e N_0 \frac{ds}{dx}$$

Usando la ecuación de Maxwell $\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$, y considerando que trabajamos en una dimensión

$$\frac{dEx}{dx} = \frac{\rho}{\epsilon_0} = \frac{q_e N_0}{\epsilon_0} = \frac{ds}{dx}$$

Integrando obtenemos el valor del campo eléctrico.

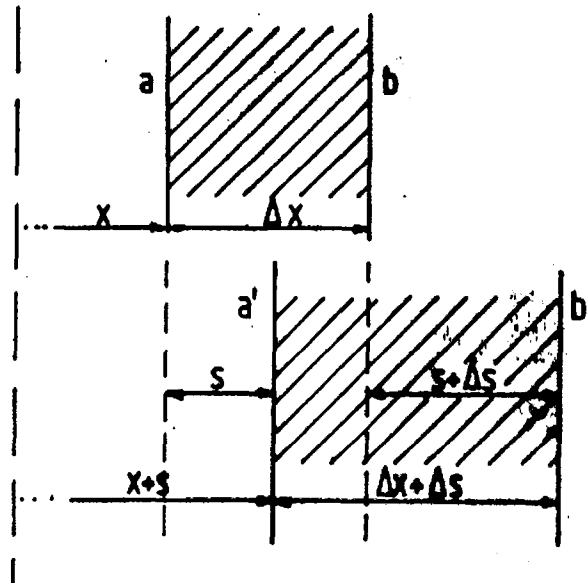


Fig. 9. Desplazamiento de electrones del intervalo a, b al intervalo a', b' .

$$E_x = \frac{q_e N_o}{\epsilon_o} s$$

La fuerza de restauración es

$$F_x = -q_e E_x = -\frac{q_e^2 N_o}{\epsilon_o} s$$

proporcional al desplazamiento s . La ecuación de movimiento para el electrón es

$$m_e \frac{d^2 s}{dt^2} = F_x \quad (2-12)$$

que corresponde al caso armónico simple.

Escribiendo la ec. (2-12) en la forma

$$\frac{d^2 s}{dt^2} + \frac{q_e^2 N_o}{m_e \epsilon_o} s = 0$$

vemos que la frecuencia angular de oscilación, que llamaremos frecuencia angular de plasma ω_p , es

$$\omega_p^2 = \frac{q_e^2 N_o}{m_e \epsilon_o} \quad (2-13)$$

Es común usar para la carga electrónica la cantidad

$$e^2 = \frac{q_e^2}{4\pi \epsilon_o} = 2,3068 \times 10^{-28} \text{ newton} \times \text{m}^2$$

entonces la frecuencia angular de plasma es

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi e^2}{m_e} N_o \quad (2-14)$$

y la frecuencia de plasma es $f_p = \frac{\omega_p}{2\pi}$.

Veamos ahora qué sucede cuando se propaga una onda de radio en la ionósfera. El campo eléctrico $E = E_o e^{-i\omega t}$ de la onda incidente perturba a los electrones que se encuentran oscilando con la frecuencia de plasma. El efecto producido es una polarización ya que los electrones son desplazados de acuerdo a la ecuación de movi

miento [11].

$$m_e \frac{d^2 \bar{r}}{dt^2} = e \bar{E} = e E_0 e^{-i\omega t} \quad (2-15)$$

integrando encontramos una solución estacionaria donde $\bar{r} = -\frac{e \bar{E}}{m_e \omega^2}$

La polarización por unidad de volumen producida

$$\bar{P} = N_0 e \bar{r} = -\frac{N_0 e^2}{m_e \omega^2} \bar{E} = -\frac{N_0 e^2}{m_e \omega^2} E_0 e^{-i\omega t}$$

nos permite encontrar la permitividad eléctrica ϵ de la ionósfera,

$$\bar{D} = \epsilon \bar{E} = \bar{E} + 4\pi \bar{P} = \left(1 - \frac{4\pi N_0 e^2}{m_e \omega^2}\right) \bar{E}$$

entonces

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{4\pi N_0 e^2}{m_e \omega^2}$$

El índice de refracción se define $n = \frac{c}{v} \sqrt{\epsilon \mu}$. Dado que la permeabilidad magnética μ difiere muy poco de la unidad, podemos poner

$$n^2(\omega) = \epsilon(\omega) = 1 - \frac{4\pi N_0 e^2}{m_e \omega^2}$$

y usando ec. (2-14)

$$n^2(\omega) = \epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (2-16)$$

Esta expresión del índice de refracción es suficiente para explicar el comportamiento de la ionósfera ante una onda incidente y obtener la densidad electrónica máxima de una región. Pero no es una expresión exacta porque hemos hecho simplificaciones implícitas. Veamos las principales.

En ec. (2-15) no se ha considerado un término de amortiguamiento del movimiento, proporcional a $\frac{d\bar{r}}{dt}$. En el caso de la ionósfera, el amortiguamiento causado por colisiones de los electrones es en realidad despreciable, sobre todo en regiones E y F donde la-

frecuencia de colisión es mucho menor que la frecuencia de las ondas de radio.

En el segundo miembro de ec. (2-15) hemos considerado como fuerza externa sólo la producida por el campo eléctrico de la onda, la producida por el campo magnético de la onda es de orden $\frac{v}{c}$ respecto de aquella, por eso podemos despreciarla.

En cambio lo que difícilmente puede despreciarse, al menos cuando se requiere cierta exactitud, es la acción del campo geomagnético. En el segundo miembro de ec. (2-15) debemos agregar un término $\frac{e}{c} \vec{V} \times \vec{B}$ donde $\vec{V} = \frac{d\vec{r}}{dt}$ es la velocidad del electrón y $\vec{B}$ el campo geomagnético. En ese caso la expresión para el índice de refracción es [12]

$$n_{\pm}^2(\omega) = \epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega \pm \omega_B)} \quad (2-17)$$

donde

$$\omega_B = \frac{eB}{m} \quad (2-18)$$

es la frecuencia de precesión o girofrecuencia. Este resultado no es completamente general porque se aplica solamente a las ondas cuya dirección de propagación es paralela al campo geomagnético. Pero este caso simple ya muestra la propiedad que queremos destacar. Hay dos formas de propagación, la ionósfera es birrefringente. Para cualquier dirección de propagación de la onda, resulta ω_B función del ángulo entre dicha dirección y el campo geomagnético [12], o sea la ionósfera real no sólo es birrefringente sino también anisótropa.

Para obtener la densidad electrónica máxima de una región consideremos la expresión simple (2-16). Para el caso $\omega > \omega_p$ el índice de refracción es real y las ondas se propagan a través de la ionósfera. Por lo tanto, si deseamos comunicarnos con un satélite en el espacio usaremos frecuencias altas. Si $\omega < \omega_p$ el índice de refracción es imaginario, las ondas no pueden penetrar la ionósfera y se reflejan. Si deseamos comunicarnos con una estación situada debajo del horizonte usaremos frecuencias más bajas que la frecuencia de plasma.

Quando $\omega = \omega_p$ la onda deja de reflejarse, la ionosonda cesa de recibir. Dado que ω_p no es constante en la ionósfera, se realiza el barrido en el rango de frecuencias. Cuando la frecuencia -- más alta deja de ser reflejada, ese es el valor máximo de ω_p que corresponde a $N_{\max}$. Esa frecuencia es la frecuencia crítica de la región, de acuerdo a ec. (2-14), su valor es

$$f_o^2 = \frac{\omega_p^2}{4\pi^2} = \frac{e^2}{\pi m_e} N_{\max} = \frac{2,3068 \times 10^{-28} \text{ newton} \times \text{m}^2}{3,1416 \times 9,1091 \times 10^{-31} \text{ kg}} N_{\max}$$

Si N se expresa en número de electrones por metro cúbico, f_o resulta en $\text{Hz} = \text{seg}^{-1}$, y el valor es

$$f_o^2 = 80,6 N_{\max} \quad (2-19)$$

La ionosonda permite conocer f_o de región E, de región F2, y de región F1 si existe. Además permite conocer la altura de reflexión; la mitad del tiempo transcurrido entre la emisión de la onda y la recepción de su reflejo, multiplicado por c , da la altura virtual. Esta altura virtual h' se reduce a altura real h (ya que la velocidad de la onda no alcanza el valor c de la velocidad en el vacío) usando métodos especiales. La ionosonda entrega los resultados en un gráfico llamado ionograma, que presenta la altura virtual h' en función de la frecuencia barrida por el aparato. Un ionograma idealizado podemos ver en la Fig. 10. Aparece allí, además de la onda ordinaria a la que nos hemos referido, la onda extraordinaria debida a la birrefringencia de la ionósfera por presencia del campo geomagnético. Su frecuencia crítica se denomina f_x .

Como es común en la obtención de datos, supondremos conocida la densidad electrónica a través de la onda ordinaria y su frecuencia f_o , usando la ec. (2-19).

La densidad electrónica en región D es menor que en las otras regiones. Se necesitarían ondas con frecuencias menores que -- 1 M Hz para que fueran reflejadas, pero las ionosondas comunes no operan por debajo de 1 M Hz.

Con las ionosondas terrestres no es posible tener información arriba de la altura de densidad electrónica máxima de región --

F2, que es el mayor valor en toda la ionósfera. Pero con ionosondas en satélites se ha superado este problema.

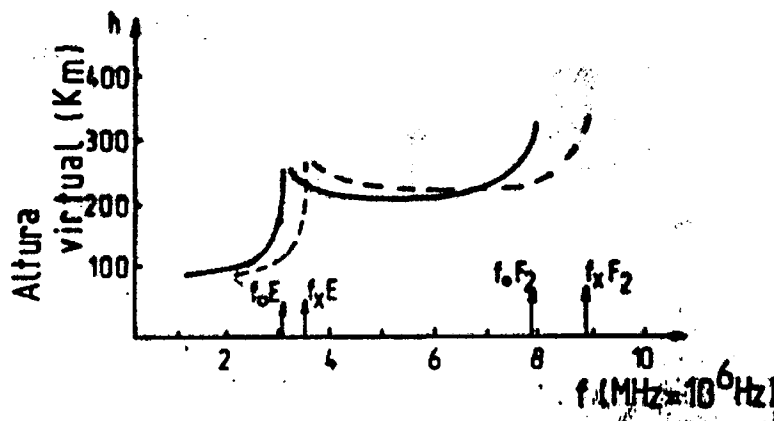


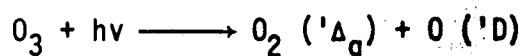
Fig. 10. Ionograma idealizado. Muestra onda ordinaria y extraordinaria con sus frecuencias críticas. No se registra presencia de reflexión F1. La altura real es menor que h' .

Se miden otros parámetros ionosféricos y atmosféricos a alturas correspondientes a la ionósfera, y los datos obtenidos han aumentado mucho con el uso de cohetes, satélites y radares de dispersión, pero no nos extenderemos sobre este punto.

Dijimos que en región D la densidad electrónica es menor que en las otras regiones. Como se encuentra dentro de la turbosfera, la interacción de iones y electrones con constituyentes neutros es dominante. En esta región la frecuencia de colisión es alta, la vida media de iones y electrones es breve, las reacciones químicas son más importantes que procesos físicos como transporte, el cual va a predominar en regiones superiores.

La producción de ionización en región D es causada por radiación solar correspondiente a dos zonas del espectro electromagnético. La primera, radiación de longitud de onda entre 1 y 10 Å (rayos X) que no ha sido absorbida por las capas superiores, ioniza todos los tipos de gases neutros existentes a esa altura. Estos rayos

X solares son la principal fuente para la formación de región D. Eventualmente la radiación X puede aumentar por la actividad solar (erupciones solares). En Fig. 11 se representa la producción mediante el parámetro q que es la velocidad de producción de pares ión-electrón por seg. y por m^3 . La otra zona del espectro es la correspondiente a longitudes de onda entre 1027 y 1340 Å, zona en la cual es importante la radiación de 1216 Å, la llamada línea Lyman- α , que ioniza el óxido nítrico NO. Este, aunque es un constituyente menor, al ser fácilmente ionizable contribuye a la formación de la región D como se aprecia en Fig. 11. La radiación con longitudes de onda entre 1027 y 1118 Å ioniza el oxígeno molecular en el estado excitado $'\Delta_g$, esta ionización contribuye a la formación de región D y región E [3]. La presencia del O_2 en el estado $'\Delta_g$ en la atmósfera es conocida por la existencia de la banda de $1,27 \mu$ (12700 Å) en el infrarrojo del espectro de luminiscencia atmosférica [1]. Esta banda corresponde a la transición del estado $'\Delta_g$ al estado fundamental -- $^3\Sigma_g^-$ de la molécula O_2 . En cuanto a la formación del estado $'\Delta_g$ hay dos causas posibles. Una es por disociación de ozono



que deja la molécula y el átomo de oxígeno en estados excitados. Pero a altura de región D ya hay muy poco ozono, así que la causa más probable es la recombinación de oxígeno atómico.



donde M es un tercer cuerpo que absorbe momento o energía de modo tal que hace posible la recombinación.

Por último la radiación cósmica es una fuente adicional de ionización para la región D. En la parte baja de la misma se convierte en la única fuente de ionización, excepto al actuar también radiación X solar aperiódica, producida durante erupciones solares. Todo esto lo hemos indicado en Fig. 11. Además de la acción de las partículas que constituyen la radiación cósmica que son muy energéticas ($E > 10^9$ ev), puede haber ionización por partículas menos energéticas, protones, electrones y aún iones de helio, provenientes de eventos solares con energías desde 10^6 ev hasta límites inferiores de 10^2 ev. Pero la contribución a la ionización de estas parti-

q_g no es significativa.

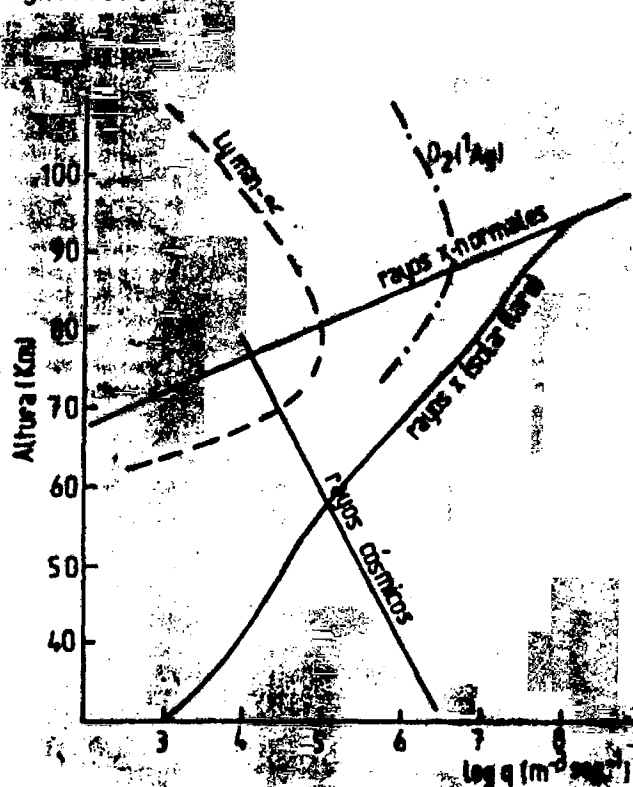


Fig. 11. Velocidad de producción de pares ión-electrón q para alturas de región D. Se observa la contribución de los rayos X, de la línea Lyman- α , de los rayos cósmicos y del oxígeno molecular excitado.

Sin embargo, estas partículas de menor energía pueden influir en regiones superiores de la ionósfera y a altas latitudes, - cercanas a los polos, ya que por la desviación producida por el campo geomagnético, el ingreso de partículas en la atmósfera se produce preferencialmente allí.

En región E la densidad electrónica aumenta, siendo N del orden de $5 \cdot 10^{10}$ electrones $\cdot m^{-3}$. Esta magnitud ya es detectada - por las ionosondas comunes. En la parte baja de región E termina la turbosfera, por esa razón la frecuencia de colisión de los iones -- disminuye, y empieza a ser importante el movimiento de la ioniza--- ción, tanto como su producción y su pérdida.

La fotoionización en región E también se debe a dos zonas

del espectro electromagnético, que son continuación de las zonas -- que producen región D. Pueden verse en la Fig. 12. La primera zona se extiende desde los 10 Å hasta los 140 Å, es radiación X, y su -- contribución a la formación de región E es comparable a la de la segunda zona desde los 800 Å hasta los 1340 Å, radiación ultravioleta. Las discontinuidades que se observan corresponden a los límites de ionización de los constituyentes mayores de la atmósfera. La máxima longitud de onda $\lambda = \frac{c}{\nu}$ está en correspondencia con la mínima energía $E = h \nu$ necesaria para ionizar cada constituyente. Para N_2 es 796 Å y para O_2 es 1027 Å.

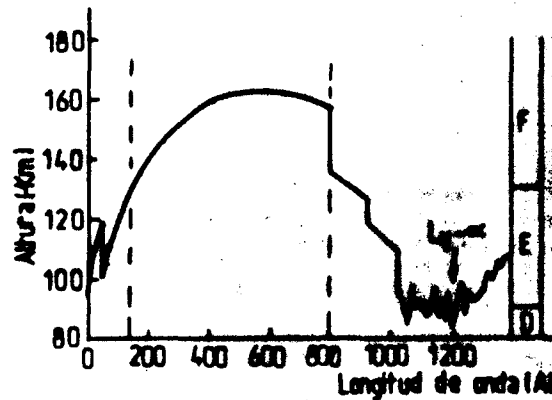


Fig. 12. Contribución de la radiación electromagnética solar a la - formación de las regiones D, E y F de la ionósfera.

La radiación con longitud de onda mayor que 1027 Å no puede ionizar constituyentes mayores, excepto el O_2 cuando está en estado excitado como ya lo mencionamos. Esta radiación es absorbida - produciendo excitaciones y reacciones fotoquímicas, y puede ionizar constituyentes menores como el NO, que ya mencionamos al hablar de región D y la línea Lyman- α de 1216 Å. La mayor absorción la realiza el O_2 , cuyo espectro tiene zonas de baja absorción conocidas como ventanas que dan la forma irregular de la curva de Fig. 12. El - límite de ionización para el NO es 1340 Å, por encima de él ya no - hay procesos de fotoionización en la atmósfera.

La región E además de la capa normal de ionización puede presentar formaciones irregulares de ionización conocidas como E-esporádicas o E_s . No nos extenderemos sobre las mismas.

Un aspecto importante de región E reside en que allí el valor de la conductividad eléctrica es mayor que en otras regiones. Este hecho interviene en la formación de campos de polarización (electrostáticos) en la región, e indirectamente también en región F. En los capítulos siguientes, al examinar distintos modelos, volveremos sobre este punto.

2.3. LA REGION F

La región F es la de mayor densidad electrónica en la ionósfera. Por esta causa puede reflejar ondas de radio de mayor frecuencia. Dada su importancia para las comunicaciones la región F ha sido, y sigue siendo muy estudiada. Sus parámetros físicos característicos son medidos en multitud de estaciones en todo el mundo.

Esta región presenta estratificaciones. La capa F1 de presencia diurna se encuentra en la parte inferior, con un pico de densidad electrónica que oscila entre los 160 km y los 200 km. Esta capa puede no estar presente, especialmente de noche en cuyo caso la región F muestra un único máximo. La capa F1 tiene un comportamiento normal de acuerdo a los modelos que trataremos en el Capítulo 6.

En bajas latitudes puede aparecer una capa adicional conocida como F1 1/2 [4]. La frecuencia de aparición es menor que la de F1.

La capa que aparece siempre en las ionogramas, perdurando incluso en tiempo nocturno, y que muestra el máximo absoluto de densidad electrónica, es la F2. Su pico de densidad puede encontrarse entre los 250 km y los 400 km en condiciones de ionósfera calma. En nuestro estudio es la región de la ionósfera que nos interesa, y --

normalmente tomaremos como sinónimos región F y capa o región F2.

La región F2 no tiene un comportamiento normal de acuerdo a modelos teóricos. Sus fenómenos o apartamientos han sido muy tratados, y aun quedan cuestiones abiertas en su explicación. Uno de ellos es la anomalía ecuatorial que trataremos en el próximo capítulo.

La formación de la región F2 es un hecho que se repite diariamente. Al amanecer comienza la producción de ionización por radiación solar ultravioleta en el rango de longitudes de onda entre 140 Å y 800 Å. Esta fotoionización continúa durante todo el día, y se realiza sobre los constituyentes mayores de la atmósfera: O, N₂ y O₂ y menores como NO. La producción no es el único proceso, ya que compite con los procesos de pérdida y de transporte. De los procesos de pérdida, el más simple es el de recombinación de un ión y un electrón, pero hay otras formas de pérdida de la ionización. Trataremos este tema en el Capítulo 6. Con el término transporte englobamos no sólo el movimiento de iones y electrones sino sus interacciones entre sí y con el medio neutro. Transporte incluye difusión, arrastre de vientos neutros, movimientos debidos al campo gravitatorio, al campo geomagnético, a los campos eléctricos atmosféricos, a los gradientes de presión, e incluye también colisiones de electrones con iones y con partículas neutras, de iones con partículas neutras, la aceleración de Coriolis y mareas atmosféricas.

Una descripción teórica se obtiene escribiendo la ecuación de continuidad para la densidad electrónica

$$\frac{\partial N}{\partial t} = q - l - \text{div} (N\bar{v}) \quad (2-20)$$

la variación en el tiempo debe ser igual al balance entre la velocidad de producción q , de pérdida l , y la salida de electrones del volumen considerado por transporte. $\bar{v}$ es la velocidad de los electrones. Para obtener su valor es necesaria la ecuación de movimiento de los electrones

$$m \frac{d\bar{v}}{dt} = m \bar{g} - \frac{1}{N} \nabla (N K T) - e (\bar{E} + \bar{v} \times \bar{B}) - m \nu_{en} (\bar{v} - \bar{u}) - m \nu_{ei} (\bar{v} - \bar{v}_i) \quad (2-21)$$

donde

- m: masa del electrón
- g: aceleración de la gravedad
- K: constante de Boltzmann
- T: temperatura absoluta
- E: campo eléctrico atmosférico
- B: campo geomagnético
- ν_{eu} : frecuencia de colisión electrón-partícula neutra
- U: velocidad de la partícula neutra
- ν_{ei} : frecuencia de colisión electrón-ión
- v_i : velocidad del ión

En el segundo miembro de ec. (2-21) el primer término es el movimiento por campo gravitatorio, el segundo por gradiente de presión $p = N K T$, el tercero por campo eléctrico y geomagnético, el cuarto y quinto términos por colisiones con neutros y con iones respectivamente. No se han incluido términos con la aceleración de Coriolis, de viscosidad, y de mareas atmosféricas, ya que estos términos son cuantitativamente de segundo orden. La difusión de iones y electrones se debe principalmente a la acción de la gravedad, gradientes de presión, campos y colisiones. Está contemplada en ec. -- (2-21) aunque en esta forma de la ecuación de movimiento no aparece en forma explícita un coeficiente de difusión.

El conjunto de ecuaciones (2-20) y (2-21) es sólo un tratamiento aproximado de la densidad electrónica, aunque suficiente para obtener buenos modelos.

El tratamiento correcto exige considerar simultáneamente la dinámica de los electrones, iones y partículas neutras. O sea resolver el sistema formado por:

- las ecuaciones de movimiento para electrones, iones y partículas neutras. Las dos últimas semejantes a la ec. (2-21) para electrones, con la omisión del término de Lorentz para partículas neutras.
- las ecuaciones de continuidad para la masa y la carga eléctrica.
- las ecuaciones de Maxwell para los campos eléctricos y magnéticos.
- a estas ecuaciones debemos añadir otra relación que nos determine la temperatura y de allí la presión [13]. Esta relación correspon

de al balance energético, donde la energía cinética nos da la temperatura.

Este conjunto de ecuaciones forma un sistema acoplado por que no son independientes. Las velocidades de las ecuaciones de movimiento están relacionadas por los términos que describen colisiones, a su vez estas velocidades intervienen en las ecuaciones de -- continuidad en el término de divergencia. Los campos de las ecuaciones de Maxwell intervienen en las ecuaciones de movimiento de iones y electrones. Los gradientes de presión también están presentes en las ecuaciones de movimiento.

La resolución de este sistema acoplado, dada su complejidad, no puede ser expresada en forma analítica, y aun para su resolución numérica debemos introducir hipótesis simplificadoras. Normalmente es una buena aproximación trabajar con el conjunto de ec. (2-20) y (2-21), agregando a lo sumo las ecuaciones de movimiento para iones y neutros.

Regresando a una descripción fenomenológica de la región F2, la variación de N en el día muestra un comportamiento promedio según Fig. 13. Se ha representado $f_o F2$ que es directamente proporcional a $\sqrt{N_{max}} F2$, según ec. (2-19). Este comportamiento promedio es sensiblemente modificado por variaciones periódicas debidas a la época del año (variación estacional), al ciclo solar, a la latitud y longitud del lugar, y también por variaciones aperiódicas debidas a tormentas magnéticas.

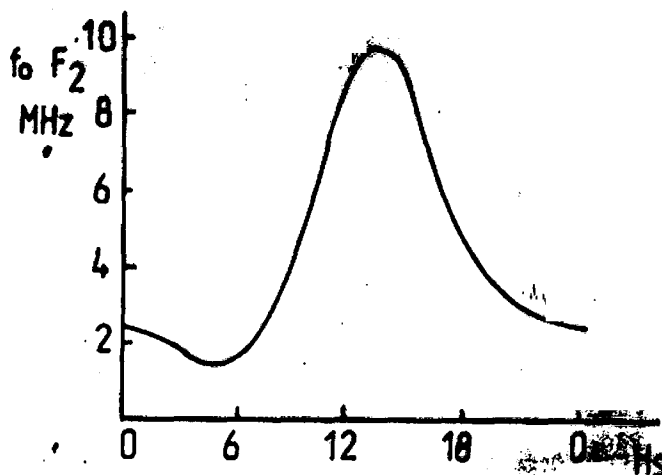


Fig. 13. Distribución de frecuencia crítica de región F2 durante un día.

El máximo valor de f_oF2 , o sea el de $N_{max} F2$, aparece poco después del mediodía. Esto se mantiene para las curvas reales -- que contemplan las distintas variaciones, excepto durante perturbaciones magnéticas fuertes. La región F2 no desaparece en la noche, aunque la densidad electrónica disminuye mucho, a veces por abajo del límite inferior de las ionosondas. El mantenimiento de la región F2 en la noche se explica en parte porque la ionización se encuentra a mayor altura que durante el día, en zonas de menor recombinación. Pero este solo efecto no es suficiente para mantener F2 nocturna. Hay posible contribución de vientos neutros, pero es una hipótesis más atrayente la contribución de ionización por el acoplamiento entre ionósfera y protonósfera. El intercambio se realiza a través de tubos de flujo que conectan ambas capas. Según Carpenter y Park [14] el flujo durante el día es desde la ionósfera hacia la protonósfera (de abajo hacia arriba) con un valor aproximado de $3 \times 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ seg}^{-1}$, por la noche se invierte la dirección y el valor conserva el orden de magnitud $10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ seg}^{-1}$. Este flujo es suficiente para mantener F2 nocturna. Rishbeth [15] al mencionar este efecto estimaba un flujo necesario de ese orden. Hay evidencia [14] de que durante tormentas el flujo aumenta, modificando la concentración de H^+ en la región "barrera".

La acción de la protonósfera como reservorio, y la disminución de pérdida de ionización por mayor altura de la misma, son los efectos principales para F2 nocturna. También debemos considerar la ionización por partículas energéticas, que si bien durante el día no es apreciable frente a la fotoionización [16] (volveremos sobre este punto en Capítulo 7), durante la noche es significativa.

Son electrones y protones con energía entre 10^2 ev y 10^4 ev los que producen ionización en región F2. Dado que el ingreso de partículas energéticas en la ionósfera se produce en la vecindad de los polos, es de esperar mayor ionización por partículas en zonas de alta latitud. En Tabla I damos valores promedios de los principales parámetros de región F2.

La variación estacional modifica la distribución diaria de $N_{max} F2$. Lo mismo sucede con el ciclo solar de 11 años. En Fig. 14 podemos observar $N_{max} F2$ y sus alturas. En años de actividad so-

lar máxima el pico de $N_{\max}$ F2 (o de f_o F2) al mediodía es pronunciado en invierno, mientras que en verano o en equinoccio hay dos máximos diarios aproximadamente iguales, de menor valor que el único máximo invernal. En años de actividad solar mínima, $N_{\max}$ F2 tiene variaciones estacionales leves, con valores inferiores a los años de máxima.

TABLA I
Valores promedio de algunos parámetros de región F2
(Datos de Ref. 4)

<u>Parámetro</u>	<u>Actividad solar</u> <u>mínima</u>	<u>Actividad solar</u> <u>máxima</u>
<u>Mediodía</u>		
Velocidad de producción q (a 300 km de altura)	$50 \cdot 10^6 \text{ m}^{-3} \text{ seg}^{-1}$	$750 \cdot 10^6 \text{ m}^{-3} \text{ seg}^{-1}$
Coefficiente de pérdida β (a 300 km de altura)	$0,4 \cdot 10^{-4} \text{ seg}^{-1}$	$7 \cdot 10^{-4} \text{ seg}^{-1}$
$N_{\max}$ F2	$4 \cdot 10^{11} \text{ m}^{-3}$	$16 \cdot 10^{11} \text{ m}^{-3}$
$h_{\max}$ F2	240 km	320 km
Temperatura (a 300 km)	900 °K	1700 °K
<u>Medianoche</u>		
Coefficiente de pérdida β (a 300 km de altura)	$0,06 \cdot 10^{-4} \text{ seg}^{-1}$	$4 \cdot 10^{-4} \text{ seg}^{-1}$
$N_{\max}$ F2	$1 \cdot 10^{11} \text{ m}^{-3}$	$5 \cdot 10^{11} \text{ m}^{-3}$
$h_{\max}$ F2	320 km	380 km
Temperatura (a 300 km)	750 °K	1250 °K

La altura de $N_{\max}$ F2 muestra variaciones estacionales y - con el ciclo solar poco pronunciadas. La variación diaria de $h_{\max}$ F2 es nítida, aumentando siempre por la noche.

La variación de la región F2 con la latitud muestra grandes cambios, mientras que la variación con la longitud es leve.

En la zona ecuatorial hay un comportamiento distinto de otras zonas. Este punto será objeto del próximo capítulo. A latitud-

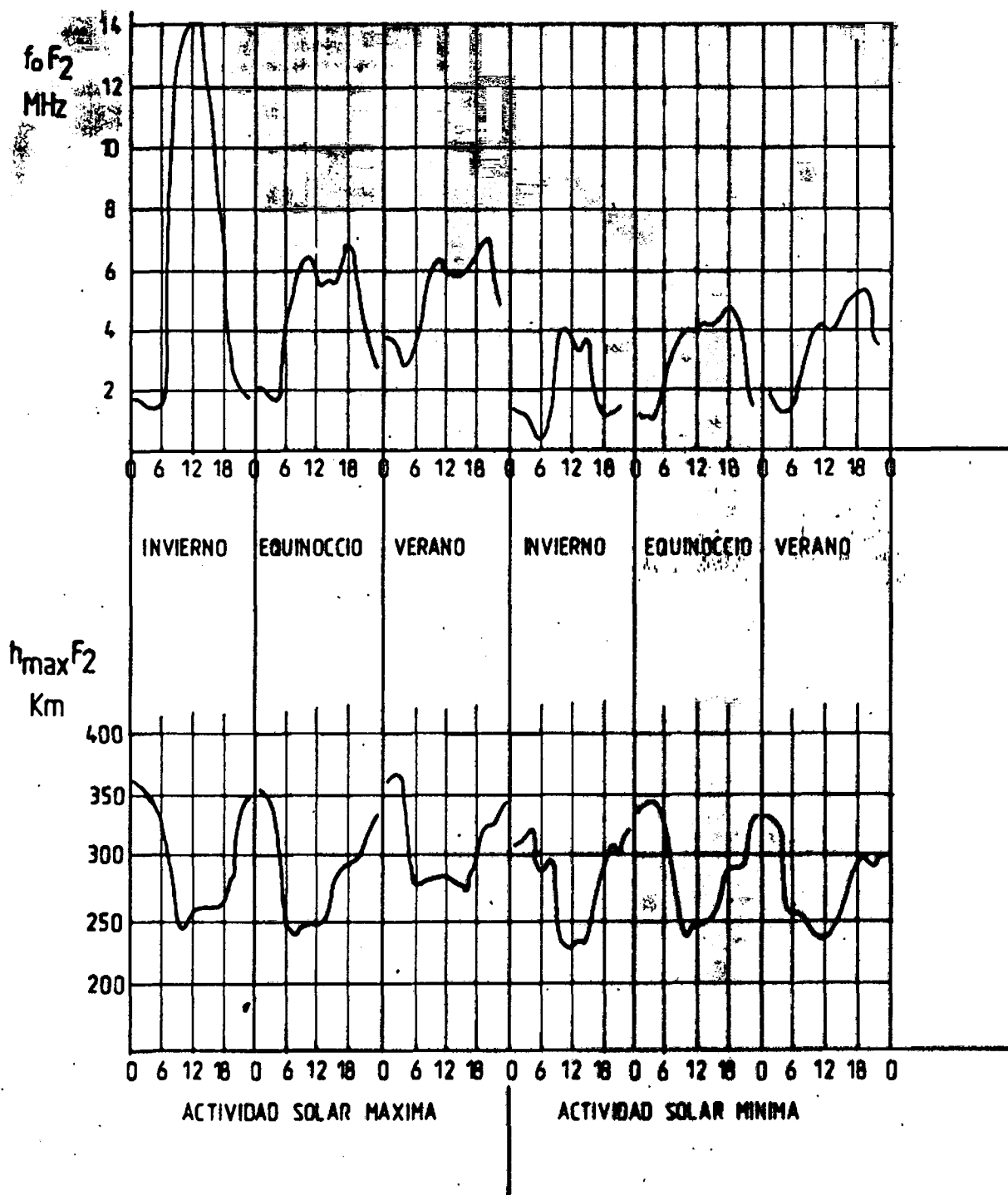


Fig. 14. Variación de f_oF_2 con la época del año y el ciclo solar.

des medias el comportamiento es aproximadamente el que hemos descrito hasta ahora en forma genérica para F2. En la zona polar hay hechos particulares, entre los cuales se encuentra el mantenimiento de F2 durante el invierno polar, un problema análogo al de F2 nocturna. Al no ser la fotoionización fuente suficiente, otros procesos actúan. El aporte de ionización desde la protonósfera, y la ionización por partículas energéticas son los indicados, teniendo en cuenta que estos efectos adquieren su mayor magnitud en los polos. Por la conformación del campo geomagnético el ingreso de partículas energéticas y el mayor flujo en el acople ionósfera-protonósfera se produce en la zona polar.

El límite entre las zonas polar y de latitudes medias presenta una depresión en el valor de N (llamada comúnmente garganta) que se sitúa entre los 60° y 70° de latitud magnética. Esta garganta ha sido observada más nítidamente en los ionogramas obtenidos por sondajes desde arriba (topside), lo que indica su existencia con mayor probabilidad a alturas por encima del pico de $N_{\max}$ F2.

También han sido observadas depresiones o gargantas en la densidad electrónica a latitudes medias, generalmente con registros desde arriba. Pero el análisis de los datos proporcionados por la red sudamericana de sondadores terrestres también muestra la presencia de la garganta de latitud media en zona americana [17]. Incluso se ha podido determinar que se encuentra a latitudes menores que las encontradas para la garganta en otras regiones de la Tierra.

Las tormentas magnéticas causan perturbaciones en la ionósfera. Estas tormentas son eventos que se originan por perturbaciones solares. Las tormentas que presentan un comienzo súbito (fase positiva en H), generalmente se originan por una erupción más o menos violenta en la cromosfera solar (solar flare). Estas erupciones son más comunes en años de actividad solar máxima. Uno o dos días después del "flare" comienza la tormenta magnética propiamente dicha. Su comienzo suele ser súbito, con un incremento de la componente H del campo geomagnético arriba de su valor normal (fase inicial). Ese aumento impulsivo es producido por el impacto del plasma solar con el borde externo de la magnetosfera. Puede hacer variar el campo en 10 γ ($\gamma = 10^{-5}$ G = 10^{-9} T) en sólo un minuto.

Prosigue la fase inicial, que puede durar de 2 a 6 horas, con el aumento de la intensidad de campo unos 20 γ en toda esta fase. Es la fase de compresión del campo geomagnético por el plasma incidente. A la inicial sigue una fase principal que dura uno o dos días, en la cual la intensidad de campo disminuye por debajo de los valores normales en rangos muy variables que dependen de la latitud y de la tormenta, oscilando entre 100 a 200 γ en zonas ecuatoriales y 500 a 1500 γ en zonas aurorales (la tormenta del 4 de agosto de 1972 ocasionó decrecimientos superiores a los 2000 γ en zonas aurorales). En esta fase se modifican las corrientes eléctricas atmosféricas por el aporte de partículas cargadas y la modificación de órbitas de las existentes apareciendo además corrientes aurorales. Estas nuevas corrientes actúan como fuente perturbadora del campo.

Por último viene la fase final o de reacomodamiento que dura un día o más durante la cual el campo geomagnético retorna a valores normales.

Hay tormentas magnéticas que no están asociadas a erupciones solares. Tienen un comienzo no súbito y son de menor intensidad. La causa puede ser también presión de plasma y radiación solar sobre la magnetosfera, modificados en sus valores normales por algún evento solar, así como debidos a procesos de acumulación de energía en la cola nocturna de la magnetosfera. Suelen darse tormentas que se apartan de todos los cánones posibles.

La ionósfera se ve afectada por las tormentas. El ingreso de plasma, el aumento de radiación, la modificación del campo geomagnético, modifican la densidad electrónica y su ubicación.

La perturbación ionosférica más significativa se produce durante la fase principal, pudiendo sus efectos prolongarse más tiempo que dicha fase. En el momento del comienzo súbito de la tormenta suelen iniciarse ondas gravitatorias que se propagan desde altas a bajas latitudes (perturbaciones ionosféricas viajeras).

En región F2 el mayor efecto de tormentas ocurre sobre la densidad electrónica, aunque también es afectada la altura de la ionización. En general las tormentas magnéticas causan en la ionósfera un aumento inicial en la densidad electrónica que dura algunas -

horas, seguido, aunque no siempre, de una disminución por debajo de los valores normales de N que puede durar varios días. Este comportamiento, aunque es típico, no siempre se da. Se han observado contraejemplos en diferentes latitudes.

Así como las tormentas magnéticas no pueden ser ajustadas a un patrón único, la respuesta de la ionósfera a las mismas tampoco. Un comportamiento típico es una idealización, pero no es lo único observable.

CAPITULO III

LA IONOSFERA ECUATORIAL

3.1. LA ANOMALIA ECUATORIAL DE LA REGION F2

La región F2 en zonas de baja latitud magnética presenta características muy particulares. Al estudiar la densidad electrónica en función de la latitud magnética se observan una depresión o -- garganta sobre el ecuador magnético, y máximos en ambos hemisferios, aproximadamente a $\pm 16^\circ$ de latitud magnética. Esta conformación es llamada anomalía ecuatorial. Se observa no sólo para $N_{\max}$ F2 sino -- también para N F2 a distintas alturas, por arriba y por abajo del -- máximo, excepto en los bordes de región F2 donde la anomalía desaparece. Podemos ver en Fig. 15 y 16 que esto sucede a los 200 km y -- 800 km aproximadamente. Los datos de alturas superiores a la de --- $N_{\max}$ F2 corresponden a ionosondas de satélites, en este caso el satélite Alouette I [18].

La anomalía ecuatorial se forma todos los días en la región F2. Muestra variaciones periódicas según la hora del día, según la época del año, según el ciclo solar y según la longitud del lugar. Y variaciones aperiódicas debidas a tormentas magnéticas, -- que pueden ser intensas. También hay relaciones entre la anomalía y otros eventos tales como la luminiscencia atmosférica.

La anomalía ecuatorial es conocida desde 1946, año en que Appleton [19] señaló su existencia, representando f. F2 como función de la latitud geomagnética. Posteriormente Rastogi [20-21] demostró que para una descripción más adecuada de la anomalía ecuatorial debemos referirla a las coordenadas magnéticas (ángulo dip) en

vez de las geomagnéticas o de las geográficas. Esto es fácilmente verificable en zona africana donde los ecuadores magnético y geomagnético están bastante separados, más de 10° . En zonas americana y asiática la separación de ambos ecuadores es mucho menor.

Las primeras explicaciones sobre formación y mantenimiento de la anomalía ecuatorial se deben a Mitra [22] quien sugirió la difusión de la ionización a lo largo de líneas de campo geomagnético. Para que esa difusión reforzara la densidad electrónica en las latitudes correspondientes a máximos de la anomalía, es necesario que la producción en el ecuador magnético se realice a alturas de 600 km o más. Pero a esas alturas la producción es muy pequeña. El mecanismo sugerido por Mitra no puede explicar cuantitativamente la anomalía. Sin embargo, su postulado sobre difusión por las líneas de campo geomagnético es correcto y sumado a otros mecanismos puede explicar la anomalía. El hecho de que sólo producción, pérdida y difusión son procesos insuficientes para explicar la distribución de ionización ecuatorial en forma cuantitativa fue mostrado por Rishbeth y otros [23].

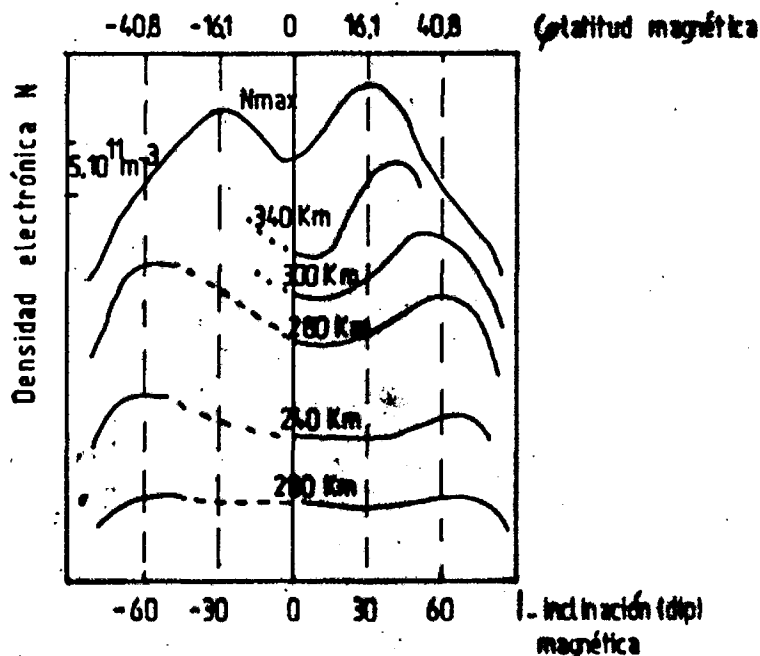


Fig. 15. Variación de densidad electrónica N con coordenadas magnéticas. Se indica $N_{\max}$ F2 y NF2 a ciertas alturas. Los datos corresponden a mediodía, equinoccio, año de actividad solar alta (setiembre 1957). Los valores de N para las distintas curvas tienen distinto origen. Ref. [4].

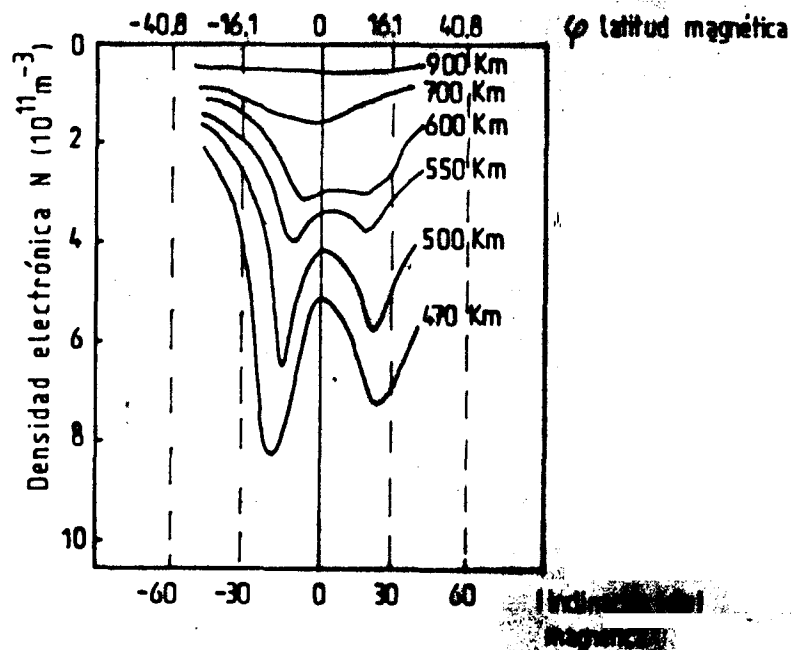


Fig. 16. Variación de NF2 en alturas superiores a $N_{\max}$. Datos de satélite Alonette I para mediodía, verano, año de actividad solar baja (junio 1963). Ref. [18].

Martyn [24] observó que la mayor producción de ionización tiene lugar en la parte inferior de región F, esto sucede no sólo en zona ecuatorial sino en otras latitudes. Si algún mecanismo físico eleva la ionización producida en la parte baja de región F sobre el ecuador, esta puede difundir luego a través de las líneas de campo y formar los máximos de la anomalía. Martyn postuló que el proceso de elevación se debía a la deriva (drift) electromagnética. Para comprender esto repasemos brevemente el movimiento de partículas -- cargadas en presencia de campos eléctrico y magnético perpendiculares y constantes o de variación muy lenta en el tiempo. La ecuación de movimiento para una partícula de carga e y masa m es

$$\vec{F} = m \dot{\vec{v}} = e \vec{E} + e \vec{v} \times \vec{B} \quad (3-1)$$

que podemos escribir con notación indicial

$$m \dot{v}_i = e E_i + e (\vec{v} \times \vec{B})_i = e E_i + e \epsilon_{ijk} v_j B_k$$

donde i, j, k toman valores de 1 a 3 correspondientes a cada coordenada y ϵ_{ijk} vale 1 si los tres índices están en orden cíclico, -1 si el orden no es cíclico y 0 si hay algún índice repetido. Hemos supuesto que la frecuencia de colisión con otras partículas es pequeña, por lo que no incluimos un término de amortiguamiento en --- (3-1). Esta aproximación es válida en región F. Tomamos los campos-perpendiculares, eligiendo

$$\vec{E} = (0, E_2, 0)$$

$$\vec{B} = (0, 0, B_3)$$

y usamos $\omega_3 = \frac{e}{m} B_3$ ya introducida en ec. (2-18). El sistema de e-

cuaciones para las componentes de la aceleración queda

$$\dot{v}_1 = v_2 \omega_3$$

$$\dot{v}_2 = \frac{e}{m} E_2 - v_1 \omega_3 \quad (3-2)$$

$$\dot{v}_3 = 0$$

Para resolver el sistema derivamos la segunda ecuación y reemplazamos $\dot{v}_1$ usando la primera

$$\ddot{v}_2 = -\dot{v}_1 \omega_3 = -v_2 \omega_3^2 \quad (3-3)$$

$$\ddot{v}_2 + \omega_3^2 v_2 = 0$$

La ec. (3-3) corresponde a movimiento armónico, su solución es

$$v_2 = A \cos \omega_3 t + C \sin \omega_3 t \quad (3-4)$$

$$\text{para } t = 0 \text{ es } v_2^0 = A$$

Derivamos la ec. (3-4) y la igualamos con $\dot{v}_2$ dado por la segunda ecuación del sistema (3-2), de allí despejamos v_1

$$v_1 = \frac{e}{m} \frac{E_2}{\omega_3} + v_2^0 \sin \omega_3 t - C \cos \omega_3 t$$

para $t = 0$ es $v_1^0 = \frac{e}{m} \frac{E_2}{\omega_3} - c$

Sin pérdida de generalidad podemos considerar velocidad inicial nula $\vec{v}^0 = (0, 0, 0)$, resultando las componentes de la velocidad

$$\begin{aligned} v_1 &= -\frac{e E_2}{m \omega_3} \cos \omega_3 t + \frac{e E_2}{m \omega_3} \\ v_2 &= \frac{e E_2}{m \omega_3} \sin \omega_3 t \end{aligned} \quad (3-5)$$

$$v_3 = 0$$

Integrando, y considerando la posición inicial

$$x^0 = (0, -\frac{e E_2}{m \omega_3}, 0) \quad , \text{obtenemos}$$

$$\begin{aligned} x_1 &= -\frac{e E_2}{m \omega_3^2} \sin \omega_3 t + \frac{e E_2}{m \omega_3} t \\ x_2 &= -\frac{e E_2}{m \omega_3^2} \cos \omega_3 t \end{aligned} \quad (3-6)$$

$$x_3 = 0$$

La trayectoria se realiza en el plano $x_1 x_2$ y es una cicloide. El movimiento podemos descomponerlo en uno circular con velocidad angular ω_3 , y un movimiento lineal en dirección x_1 con velocidad $\frac{e E_2}{m \omega_3}$. Dicha velocidad se denomina velocidad de deriva

(drift) electromagnética. Si reemplazamos ω_3 tenemos

$$v_D = \frac{e E_2}{m \omega_3} = \frac{E_2}{B_3} = \frac{E}{B}$$

y en forma vectorial

$$v_D = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2}$$

(3-7)

La velocidad de deriva no depende ni del signo de la carga eléctrica ni de la masa de la partícula. En cuanto al movimiento circular, el sentido de rotación depende del signo de la carga.

En el caso de electrones y de iones positivos, las trayectorias resultantes se indican en Fig. 17.

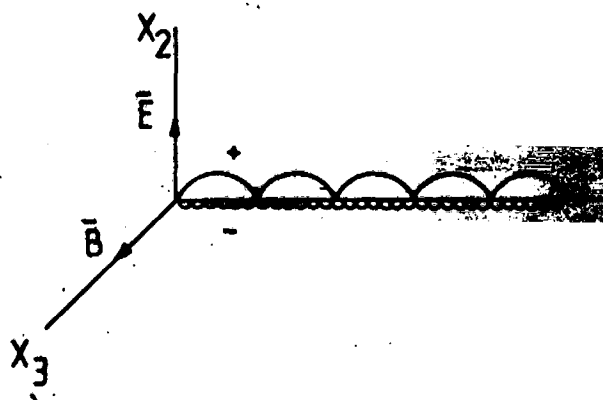


Fig. 17. Trayectorias de electrones y de iones positivos en presencia de campos eléctrico y magnético perpendiculares. Las cicloides no están a escala, el período de cada cicloide es proporcional a la masa.

Volviendo a región F sobre el ecuador magnético, allí el campo $\vec{B}$ es horizontal, en dirección Sur-Norte. Si existen campos eléctricos con dirección oeste-este, o al menos con una componente apreciable en esa dirección, resulta una deriva electromagnética hacia arriba. Justamente Martyn postuló la existencia de campos electrostáticos en región F y la consiguiente elevación de la ionización por deriva. Este proceso seguido por difusión de la ionización a lo largo de líneas de campo proporciona una explicación coherente a la existencia de la anomalía ecuatorial (ver Fig. 18). Los campos eléctricos en la ionósfera encuentran su justificación teórica cualitativa en la "teoría de la dínamo". De acuerdo a esta teoría las mareas atmosféricas producidas por el Sol y la Luna originan movimientos (principalmente horizontales) de partículas neutras que por viscosidad arrastran partículas cargadas a través de líneas de cam-

po geomagnético. Se induce entonces un campo eléctrico $\vec{E}$ el cual -- produce una corriente $\vec{j} = \sigma \vec{E}$, donde σ es la conductividad de la io nósfera, de valor apreciable en región E a alturas entre 100 y 110-km. La conductividad σ depende de la dirección, es un tensor. Vamos a introducir brevemente sus componentes, siguiendo a Rishbeth y Garriott [4].

Partimos de la ecuación de movimiento (3-1) agregando el término de amortiguamiento ya que en región E la frecuencia de coli sión ν no es despreciable

$$m \dot{\vec{v}} = e \vec{E} + e \vec{v} \times \vec{B} - m \nu (\vec{v} - \vec{U}) \quad (3-8)$$

$\vec{U}$ es la velocidad de partículas neutras. Considerando ± 4 -tiempos largos comparados con el período de colisión ν^{-1} y con el - de girofrecuencia $\omega^{-1} = \frac{m}{eB}$ obtenemos velocidades promediadas tales

que $\dot{\vec{v}} \approx 0$. La ecuación (3-8) toma la forma

$$\vec{F} = m \nu \vec{v} - e \vec{v} \times \vec{B} \quad (3-9)$$

donde

$$\vec{F} = e \vec{E} + m \nu \vec{U} \quad (3-10)$$

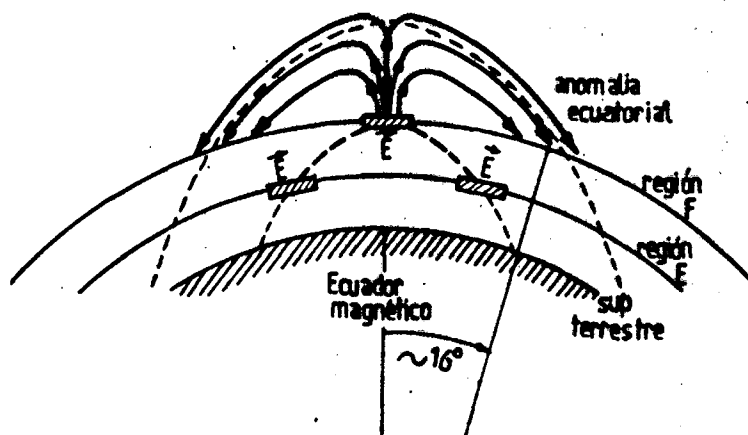


Fig. 18. Formación de la anomalía ecuatorial. La ionización producida en la baja región F es elevada por deriva (drift) electromagnética y luego difunde siguiendo líneas de campo geomagnético (líneas - de puntos). Los campos eléctricos formados en región E son "transmitidos" a región F por la alta conductividad en dirección de las líneas de campo a esas alturas.

es la "fuerza externa" producida por el campo eléctrico y el viento neutro que modifican la trayectoria de la partícula cargada en el campo geomagnético. La expresión (3-9) de la fuerza en función de la velocidad

$$F_i = m v v_i - e \epsilon_{ijk} v_j B_k$$

nos conviene invertirla para obtener la relación de velocidad a fuerza que es la movilidad por unidad de carga k_{ji}

$$v_j = k_{ji} F_i \quad (3-11)$$

Realizamos esta inversión eligiendo $\vec{B} = (0, 0, B)$. El tensor movilidad por unidad de carga tiene sólo tres componentes independientes

$$k = \begin{pmatrix} k_1 & k_2 & 0 \\ -k_2 & k_1 & 0 \\ 0 & 0 & k_0 \end{pmatrix} \quad (3-12)$$

donde $k_0 = \frac{1}{m v}$

$$k_1 = \frac{\bar{v}}{m (\omega^2 + v^2)} \quad (3-13)$$

$$k_2 = \frac{\omega}{m (\omega^2 + v^2)}$$

La ecuación (3-11) nos permite conocer la respuesta de los iones y electrones en la ionósfera ante campos eléctricos y vientos neutros, presentes en la "fuerza externa" $\vec{F}$. En nuestro caso nos interesa ante un campo eléctrico, o sea $\vec{F} = e \vec{E}$, para llegar a la conductividad σ . Tenemos

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} = N e \bar{v} = N e k \vec{F} = N e^2 k \vec{E} \quad \therefore \quad \sigma = N e^2 k$$

Debemos considerar tanto la contribución de iones positivos como de electrones. De las ec. (3-13) vemos que k_0 y k_1 mantienen su expresión sustituyendo la masa respectiva para iones o electrones. k_2 cambia el signo para carga negativa. En definitiva, los-

elementos del tensor conductividad para la ionósfera son

$$\begin{aligned}\sigma_0 &= N e^2 (k_{0e} + k_{0i}) = \frac{N e^2}{m_e \nu_e} + \frac{N e^2}{m_i \nu_i} \\ \sigma_1 &= N e^2 (k_{1e} + k_{1i}) = \frac{N e^2 \nu_e}{m_e (\omega_e^2 + \nu_e^2)} + \frac{N e^2 \nu_i}{m_i (\omega_i^2 + \nu_i^2)} \quad (3-14) \\ \sigma_2 &= N e^2 (k_{2e} - k_{2i}) = \frac{N e^2 \omega_e}{m_e (\omega_e^2 + \nu_e^2)} - \frac{N e^2 \omega_i}{m_i (\omega_i^2 + \nu_i^2)}\end{aligned}$$

y el tensor conductividad resulta

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_1 & -\sigma_2 & 0 \\ \sigma_2 & \sigma_1 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_0 \end{pmatrix}$$

Si el campo eléctrico es paralelo al campo geomagnético - las partículas cargadas se mueven paralelamente a ambos no siendo afectadas por el campo geomagnético. La corriente resultante es proporcional al campo eléctrico y la conductividad correspondiente σ_0 es denominada conductividad directa o longitudinal.

Si los campos son perpendiculares entre sí la corriente - ya no tiene la dirección del campo eléctrico. Seguimos trabajando - con el campo magnético en dirección z , $\vec{B} = (0, 0, B)$, tomemos $\vec{E}$ en dirección x . La corriente $\vec{j}$ tiene componentes en los tres ejes

$$\begin{aligned}j_x &= \sigma_1 E \\ j_y &= \sigma_2 E \\ j_z &= \sigma_0 E\end{aligned} \quad (3-15)$$

La constante σ_1 que relaciona el campo eléctrico con la - corriente que circula en la dirección del campo eléctrico y perpendicular al campo magnético se denomina conductividad de Pedersen o

transversal.

A la corriente perpendicular a ambos campos se la conoce como corriente de Hall, denominándose la constante de proporcionalidad σ_2 conductividad de Hall.

Debajo de los 70 km la conductividad directa σ_0 y la de Pedersen σ_1 son aproximadamente iguales, mientras que la de Hall σ_2 es mucho más pequeña [25]. El efecto del campo geomagnético sobre la conducción de corrientes eléctricas es muy pequeño a estos niveles. Entre los 90 y 130 km σ_2 es mayor que σ_1 mientras σ_0 sobrepasa a ambas. Por sobre los 140 km σ_1 y σ_2 se reducen apreciablemente -- con un gran incremento de σ_0 . Hay una alta conductividad en la dirección de las líneas de campo geomagnético a estas alturas.

Nos resta ver porqué la conductividad ionosférica también es alta en región E en dirección distinta al campo geomagnético. Este fenómeno es importante, en especial sobre el ecuador magnético. Se debe a la polarización del medio. El movimiento de los electrones y de los iones que contribuyen a la corriente de Hall tienen la misma dirección y sentido, que es $\vec{E} \times \vec{B}$. Los electrones se mueven -- en promedio a mayor velocidad que los iones, por tanto la corriente neta $\vec{j} = N e (\vec{v}_i - \vec{v}_e)$, corriente de Hall, circula en sentido opuesto $\vec{B} \times \vec{E}$. Dada esta diferencia de velocidades entre iones y electrones se forman campos de polarización por separación de cargas, opuestos a la corriente de Hall. En el ecuador magnético los campos de polarización persisten, allí el campo magnético terrestre es horizontal y los campos de polarización verticales. Fuera del ecuador, el campo geomagnético tiene inclinación, la conductividad en la dirección paralela tiende a destruir o minimizar la polarización del medio.

El nuevo campo eléctrico de polarización E_p produce una corriente de Pedersen $\sigma_1 E_p$ que en condiciones de equilibrio compensa la corriente de Hall $\sigma_2 E$ (ver Fig. 19). Por tanto

$$\sigma_1 E_p = \sigma_2 E \quad \therefore \quad E_p = \frac{\sigma_2}{\sigma_1} E$$

Además, E_p produce una nueva corriente de Hall normal a $\vec{B}$

y $\vec{E}_p$, en dirección paralela al primitivo campo $\vec{E}$, de magnitud

$$\sigma_2 E_p = \frac{\sigma_2^2}{\sigma_1} E$$

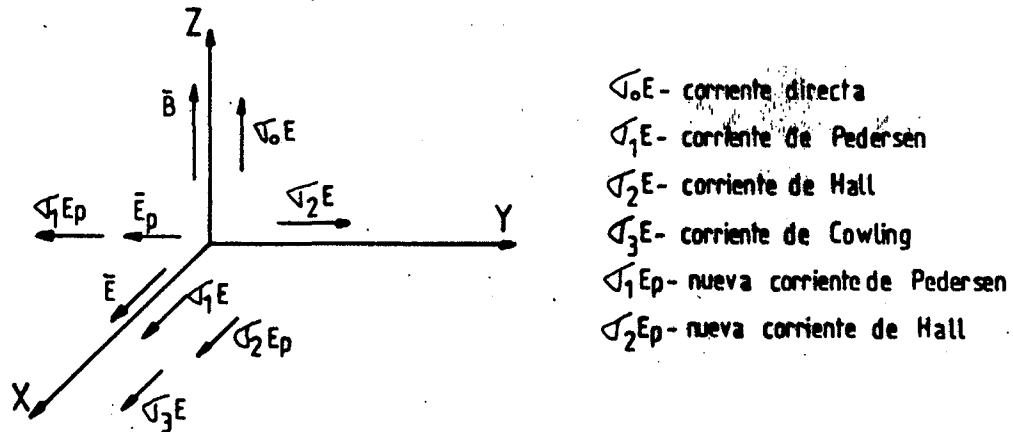


Fig. 19. Modificación de las corrientes por polarización del medio.

La corriente total en la dirección del campo $\vec{E}$ es

$$\sigma_1 E + \frac{\sigma_2^2}{\sigma_1} E = \sigma_3 E$$

donde

$$\sigma_3 = \sigma_1 + \frac{\sigma_2^2}{\sigma_1} \quad (3-16)$$

se denomina conductividad de Cowling.

En la zona ecuatorial los campos eléctricos oeste-este y el campo geomagnético son horizontales. A alturas de región E $\sigma_2 > \sigma_1$, el proceso descrito determina que σ_3 sea grande, comparable a σ_0 . Asociado a esta intensa conductividad de Cowling existe una corriente conocida como electrochorro (electrojet) ecuatorial.

En zona ecuatorial, debido a que $\sigma_1 E_p = \sigma_2 E$, el tensor-conductividad puede reducirse al caso plano, anulando la componente de la corriente normal a los campos $\vec{E}$ y $\vec{B}$ [4]. Sobre el ecuador magnético se obtiene un valor para la conductividad de Cowling idénti-

co a (3-16).

Los campos eléctricos en región E, en zona ecuatorial, -- preferentemente horizontales, se producen de acuerdo a la "teoría de la dínamo" como hemos mencionado. Spreiter y Briggs [26] demuestran que esos campos se mantienen a ambos lados del ecuador aproximadamente constantes hasta una latitud del orden de los 10°. Estos campos eléctricos son proyectados a la base de la región F dada la alta conductividad σ_0 en la dirección de las líneas de campo geomagnético (ver Fig. 18) consideradas como equipotenciales. Estos campos en región F producen la deriva electromagnética de la ionización tal como lo postuló Martyn [24] como explicación de la formación de la anomalía ecuatorial. Duncan [27] investigó cuantitativamente el proceso sugerido por Martyn encontrando que dicho proceso explica la correlación entre frecuencias críticas de Chimbote y Panamá (Chimbote cerca del ecuador magnético y Panamá en zona subecuatorial, ambas aproximadamente sobre el mismo meridiano).

Experimentalmente se ha comprobado la existencia de campos eléctricos en región E y su proyección a región F [28-29-30]. La magnitud de estos campos no es bien conocida aún. La componente más medida, y posiblemente la más importante, es la componente horizontal oeste-este que causa la deriva hacia arriba de la ionización [31-25-32-33]. Las mediciones de Woodman [33] muestran claramente la inversión de la deriva al atardecer, debida a la inversión de los campos eléctricos hacia el oeste. Esta inversión precede al máximo desarrollo de la anomalía ecuatorial. Al cesar la "fuente", la anomalía decrece hasta desaparecer horas después.

3.2. LAS VARIACIONES PERIODICAS DE LA ANOMALIA ECUATORIAL

3.2.1. Variaciones diarias

En las primeras horas del día la anomalía ecuatorial no -

está presente. La densidad electrónica es mayor sobre el ecuador magnético que en el resto de la zona ecuatorial. La anomalía comienza a observarse entre las 9 y 12 hs. según la longitud del lugar [34--35-36]. Desde la aparición de la anomalía los lugares de máxima densidad se encuentran claramente separados del ecuador, y alcanzan su mayor distanciamiento, aproximadamente $16-18^\circ$ de latitud magnética, junto con el máximo desarrollo de la anomalía, es decir, cuando la densidad electrónica alcanza su máximo absoluto en el día. La hora del máximo desarrollo depende de las variaciones periódicas y aperiódicas, presentándose en la zona americana después del atardecer.

Antes que desaparezca la anomalía por la noche, hay un acercamiento de los máximos hacia el ecuador.

La anomalía ecuatorial no es estrictamente simétrica respecto al ecuador magnético. La densidad electrónica puede ser en el máximo norte mayor que en el máximo sur, o viceversa. Esta asimetría es menor en equinoccios, tanto que es común suponer simetría en esas estaciones [4]. Sin embargo, la diferencia en densidad electrónica entre los máximos norte y sur de la anomalía ecuatorial existe aún en equinoccios [35-36-37-38] y es más marcada en solsticios. La asimetría en densidad electrónica de los máximos varía no sólo con la estación del año, sino también con el ciclo solar y con la longitud del lugar. Durante el día se presentan inversiones de esta asimetría [37-38-39]. El dominio de uno u otro máximo de densidad electrónica, y los intervalos de simetría, muestran que la explicación de la anomalía (ver Fig. 18) necesita ser completada en lo que podríamos llamar su estructura fina. En el capítulo siguiente trataremos este punto.

Así como no se observa una simetría perfecta en la anomalía ecuatorial en lo que respecta a los valores de densidad electrónica, también se observan asimetrías en altura y latitud de los máximos de densidad electrónica norte y sur.

Respecto a altura, normalmente un máximo predomina, levemente, sobre el otro. Las variaciones aperiódicas pueden aumentar la diferencia de altura en más de 100 km. Cual máximo está a mayor altura depende principalmente de la longitud y de la estación anual [37-40].

co a (3-16).

Los campos eléctricos en región E, en zona ecuatorial, -- preferentemente horizontales, se producen de acuerdo a la "teoría de la dínamo" como hemos mencionado. Spreiter y Briggs [26] demuestran que esos campos se mantienen a ambos lados del ecuador aproximadamente constantes hasta una latitud del orden de los 10° . Estos campos eléctricos son proyectados a la base de la región F dada la alta conductividad σ_0 en la dirección de las líneas de campo geomagnético (ver Fig. 18) consideradas como equipotenciales. Estos campos en región F producen la deriva electromagnética de la ionización tal como lo postuló Martyn [24] como explicación de la formación de la anomalía ecuatorial. Duncan [27] investigó cuantitativamente el proceso sugerido por Martyn encontrando que dicho proceso explica la correlación entre frecuencias críticas de Chimbote y Panamá (Chimbote cerca del ecuador magnético y Panamá en zona subecuatorial, ambas aproximadamente sobre el mismo meridiano).

Experimentalmente se ha comprobado la existencia de campos eléctricos en región E y su proyección a región F [28-29-30]. La magnitud de estos campos no es bien conocida aún. La componente más medida, y posiblemente la más importante, es la componente horizontal oeste-este que causa la deriva hacia arriba de la ionización [31-25-32-33]. Las mediciones de Woodman [33] muestran claramente la inversión de la deriva al atardecer, debida a la inversión de los campos eléctricos hacia el oeste. Esta inversión precede al máximo desarrollo de la anomalía ecuatorial. Al cesar la "fuente", la anomalía decrece hasta desaparecer horas después.

3.2. LAS VARIACIONES PERIODICAS DE LA ANOMALIA ECUATORIAL

3.2.1. Variaciones diarias

En las primeras horas del día la anomalía ecuatorial no -

También se observa una inversión de esta asimetría en altura durante la tarde, y al parecer sólo en época de solsticios. Además se cumple que el máximo más alto es el que se ha desarrollado más temprano alcanzando antes el valor máximo (absoluto) de densidad electrónica. Esta diferencia en tiempo de crecimiento no parece ser grande, no existiendo mucha información elaborada al respecto.

Es interesante analizar la variación diaria en altura de $N_{\max}$ F2 sobre el ecuador magnético en relación con la altura de los máximos de la anomalía. Por la mañana, antes de que se observe la anomalía, la densidad electrónica es mayor sobre el ecuador magnético. La altura de $N_{\max}$ F2 sobre el ecuador aumenta durante el día. Cuando aparece la anomalía los máximos en ambos hemisferios están a menor altura que $N_{\max}$ F2 sobre el ecuador, esta situación se mantiene durante todo el tiempo hasta la desaparición de la anomalía. --- Mientras la densidad electrónica $N_{\max}$ F2 en función de la latitud presenta una depresión o mínimo sobre el ecuador, la altura $h_{\max}$ F2 presenta un máximo sobre el mismo. Esto es coherente con la explicación de la anomalía encontrada. La altura de $N_{\max}$ F2 sobre el ecuador disminuye por la noche [41], manteniéndose por encima de la altura de los máximos de la anomalía mientras existen. El hecho de la disminución de la altura de región F2 durante la noche es típicamente ecuatorial, y no sucede a otras latitudes donde la ionización se eleva por la noche como lo mencionamos en el capítulo anterior.

También la densidad electrónica sobre el ecuador magnético tiene un comportamiento diario distinto al de otras latitudes y superpuesto al mecanismo de anomalía. Se presentan dos máximos diarios, la magnitud de los mismos está sujeta a las variaciones periódicas y aperiódicas de la ionósfera [42], el de la mañana se presenta alrededor de las 9 hs., el de la tarde poco antes de las 18 hs. Vemos que la anomalía ecuatorial no es la única particularidad de la ionósfera de bajas latitudes.

Una interpretación sencilla de la anomalía ecuatorial podría suponer que la máxima densidad electrónica de la mañana sobre el ecuador magnético se aleja para formar las crestas (máximos de densidad) norte y sur de la anomalía, y después del desarrollo de ésta al alcanzar sus máximos absolutos las crestas, regresa al ecua

dor para dar sobre él el máximo de la tarde. El movimiento de las -
 crestas alejándose del ecuador antes del máximo desarrollo y regre-
 sando después de alcanzar el mismo sería consistente. Incluso Rasto-
 gi [43] lo ha sugerido al observar que alejándose en latitud del e-
 cuador el máximo de la mañana se forma más tarde, y el máximo de la
 tarde más temprano, hasta dar un máximo único alrededor de las 15 -
 hs. que es la cresta norte de la anomalía. Rastogi hizo sus observa-
 ciones en zona asiática en un año de actividad solar mínima. La cre-
 sta norte la observa a 24° de latitud, es compatible con las de-
 más observaciones de la anomalía. Pero esta interpretación no es ge-
 neralizable, dado que si bien en zona asiática en ciertos años el -
 máximo de la tarde sobre el ecuador es posterior al máximo desarro-
 llo de la anomalía, esto no sucede en general. En zona americana el
 máximo desarrollo de las crestas es siempre posterior al máximo de-
 la tarde sobre el ecuador, en consecuencia no puede ser la misma io-
 nización la que los forma. La interpretación sencilla de la anoma-
 lía no es viable.

La posición en latitud de las crestas de la anomalía tam-
 bién muestra variaciones que dependen fuertemente de la época del a-
 ño. Diariamente las crestas se alejan del ecuador hasta la culminaci-
 ón de la anomalía, y luego se acercan hasta su desaparición. La -
 posición en el momento de la culminación es la que ha sido más ob-
 servada. Esta posición fluctúa entre 15° y 40° de latitud, de acuer-
 do a las variaciones periódicas y aperiódicas. En relación con esta
 variación en latitud de las crestas podemos mencionar las observa-
 ciones de Rao [44] que indican el centro de la anomalía, el lugar -
 de mínima densidad electrónica, no justo sobre el ecuador magnético,
 sino desplazado en unos 3° de inclinación (ángulo dip) al norte o -
 al sur según la longitud. Por la relación $\text{tg } \psi = \frac{1}{2} \text{tg } I$, los 3° de-
 inclinación corresponden a $1,5^\circ$ latitud magnética.

3.2.2: Variaciones estacionales

En las distintas estaciones del año el comportamiento de-
 la ionósfera, en particular de región F2, muestra diferencias. Ya -
 que la ionización es fundamentalmente respuesta a la radiación so-

lar, es lógico que la posición del Sol respecto a la Tierra influya.

Es común al presentar los datos observacionales de las -- distintas épocas del año agruparlos de la siguiente manera:

equinoccio: marzo, abril, setiembre, octubre.

solsticio de verano: enero, febrero, noviembre, diciembre.

solsticio de invierno: mayo, junio, julio, agosto.

Este agrupamiento corresponde al hemisferio sur, para el hemisferio norte el solsticio de verano corresponde al de invierno en el sur y viceversa.

La anomalía ecuatorial, como toda la región F2, alcanza - mayores valores de densidad electrónica en equinoccios. La magnitud de la densidad electrónica depende fuertemente de la actividad solar, siendo máxima en años de actividad solar máxima. Así los mayores valores de densidad electrónica se presentan en los equinoccios de un año de actividad solar máxima.

Ya hemos señalado las asimetrías norte-sur de la anomalía al tratar las variaciones diarias. La asimetría en densidad electrónica es máxima en solsticios [40-45] y mínima en equinoccios [35-43]. En solsticios se presenta mayor la cresta del lado de invierno. Es común la inversión nocturna, pasando a ser mayor la cresta del lado de verano, cuando la anomalía subsiste muy entrada la noche, lo que sucede en años de actividad solar alta.

En equinoccios la asimetría en densidad electrónica es menos notable, y alterna con momentos de simetría. Eso puede explicar las observaciones a veces contradictorias. En la zona americana se ha observado simetría en las crestas al mediodía, en cambio por la tarde es mayor la cresta sur en equinoccio de primavera, y no hay diferencia en equinoccio de otoño. A medianoche es mayor la cresta -- sur en ambos equinoccios [46]. Estas asimetrías son de pequeña magnitud. Las observaciones corresponden a época de actividad solar alta.

La asimetría en altura de las crestas norte y sur también muestra variación estacional. En solsticios se encuentra la anomalía más alta del lado de invierno, mientras que en equinoccios es - más alta del lado más cercano al ecuador geográfico. En zona ameri-

cana es la cresta norte la más cercana al ecuador geográfico.

Las crestas de la anomalía se observan más alejadas del ecuador magnético en equinoccios, dando un mayor "ancho" a la misma. En el solsticio de junio el ancho disminuye, y alcanza un mínimo en el de diciembre [45]. Estos cambios son más notables en la zona asiática. En la zona americana la posición de la cresta norte muestra poca variación, la cresta sur es más variable y en general se encuentra más cerca del ecuador magnético.

Lyon y Thomas [35] han estudiado la densidad electrónica de la anomalía en "equinoccios dip" (cuando el sol a mediodía está arriba del ecuador magnético) buscando mayor simetría en las crestas que en equinoccios geográficos, pero encontraron asimetrías análogas a las de solsticios. En zona americana los "equinoccios dip" se acercan al solsticio de verano, dado que el ecuador magnético se encuentran entre 10° y 12° al sur del geográfico.

3.2.3. Variaciones con el ciclo solar

La anomalía ecuatorial alcanza mayores valores de densidad electrónica en años de actividad solar máxima. También en esos años la anomalía presenta mayor duración, aunque comienza a formarse a la misma hora que otros años, desaparece más tarde, normalmente después de media noche.

También se presenta más tarde el máximo desarrollo de la anomalía en años de actividad solar máxima.

Cuando la actividad solar es mínima la anomalía desaparece más temprano, además muestra un comportamiento distinto al atardecer, que en la zona americana ha sido bien observado. Volveremos sobre este punto en el Capítulo 5.

Hay evidencia de que la altura de las crestas de la anomalía es mayor en años de actividad solar máxima [43].

Habíamos hablado de la ionización directamente sobre el ecuador magnético, con sus dos máximos diarios. El ciclo solar influye sobre estos en forma diferente según la longitud [38].

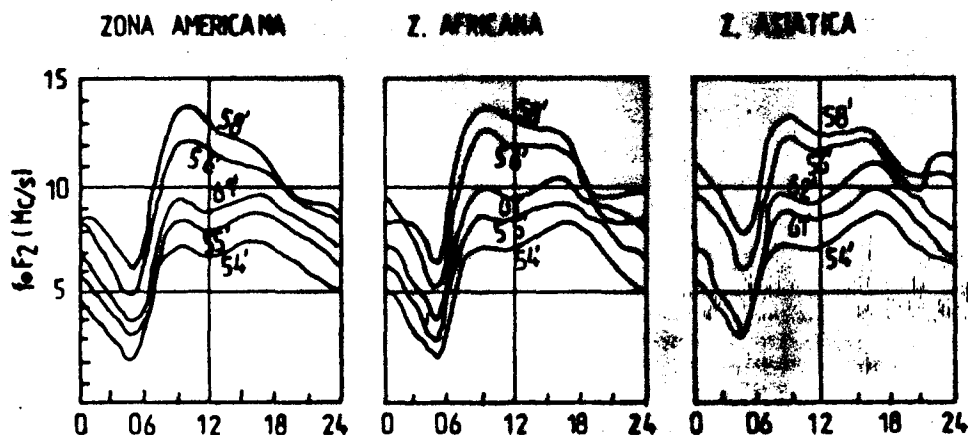


Fig: 20. Variación diaria de f_oF2 sobre el ecuador magnético en -- tres zonas de longitud distinta. Ref. [38].

En zona americana, en años de actividad solar máxima, el "pico" de densidad electrónica de la mañana es grande respecto al - de la tarde, mientras que en años de actividad solar mínima son se- mejantes en magnitud (ver Fig. 20). 1958 es año de actividad solar- máxima, el de mínima es 1953 del que no hay datos en la Fig. 20. El comportamiento en 1954 puede asimilarse al de un año de actividad - solar mínima.

3.2.4. Variaciones en longitud

La información sobre datos ionosféricos de región F, prin- cipalmente f_oF2 , es obtenida como dijimos de estaciones terrestres y de satélites artificiales. Antes de la existencia de satélites to- da la información provenfa de estaciones terrestres, de ahí la cos- tumbre de analizar las variaciones en longitud por "zonas":

zona americana - de 30° W a 150° W

zona africana - de 30° W a 60° E

zona asiática - de 60° E a 150° W

La zona asiática es extensa, pudiendo distinguirse la zo- na de la India de la zona japonesa, separación que aquí no haremos. La zona australiana, 105° E a 150° E, está dentro de la zona asiáti

ca y complementa en el hemisferio sur la zona japonesa.

La diferencia importante entre las zonas reside en la posición del ecuador magnético respecto al geográfico. Como la anomalía ecuatorial está controlada por el campo magnético terrestre, la diferencia repercute sobre la anomalía.

En la zona americana el ecuador magnético se encuentra al sur del geográfico, aproximadamente 12° , mientras que en zona asiática y africana se encuentra al norte, entre 8° y 10° . En las zonas americana y asiática el ecuador geomagnético (modelo dipolar) para el campo geomagnético no difiere mucho del ecuador dip, pero en la zona africana esta diferencia es grande. Precisamente allí Rastogi [21] ha demostrado que para una correcta descripción de la anomalía debemos referirla al ecuador magnético, como ya lo mencionamos.

En la zona americana la anomalía se forma más tarde que en las otras zonas. Se observa en general desde las 12 hs. [35-36] - aunque es posible que comience un poco antes [18-46]. El movimiento de las crestas alejándose del ecuador magnético durante el día es menor que en la zona asiática. La anomalía alcanza su máximo desarrollo después de la puesta de sol, entre 20 y 22 hs. En años de actividad solar mínima esto sucede antes. Después se observa un leve acercamiento de las crestas hacia el ecuador. La anomalía persiste hasta después de medianoche. En años de actividad solar máxima hasta después de las 02hs. (Fig. 21). Se observa la asimetría en densidad electrónica tanto en equinoccios como en solsticios, y eventualmente la inversión nocturna de esta asimetría. La asimetría en altura también se observa. La cresta del lado de invierno es más alta - en el solsticio de junio, sucediendo lo mismo en diciembre pero con una inversión al atardecer [40]. En equinoccios es más alta la cresta más cercana al ecuador geográfico, o sea la cresta norte en este sector [35]. La diferencia puede ser del orden de 100 km, y aumentar mucho en caso de tormenta.

Estudios de la variación día a día de la anomalía para este sector de longitud, realizados en un año de actividad solar máxima [47] muestran consistencia con las observaciones ya citadas.

También existen observaciones satelitarias de la anomalía

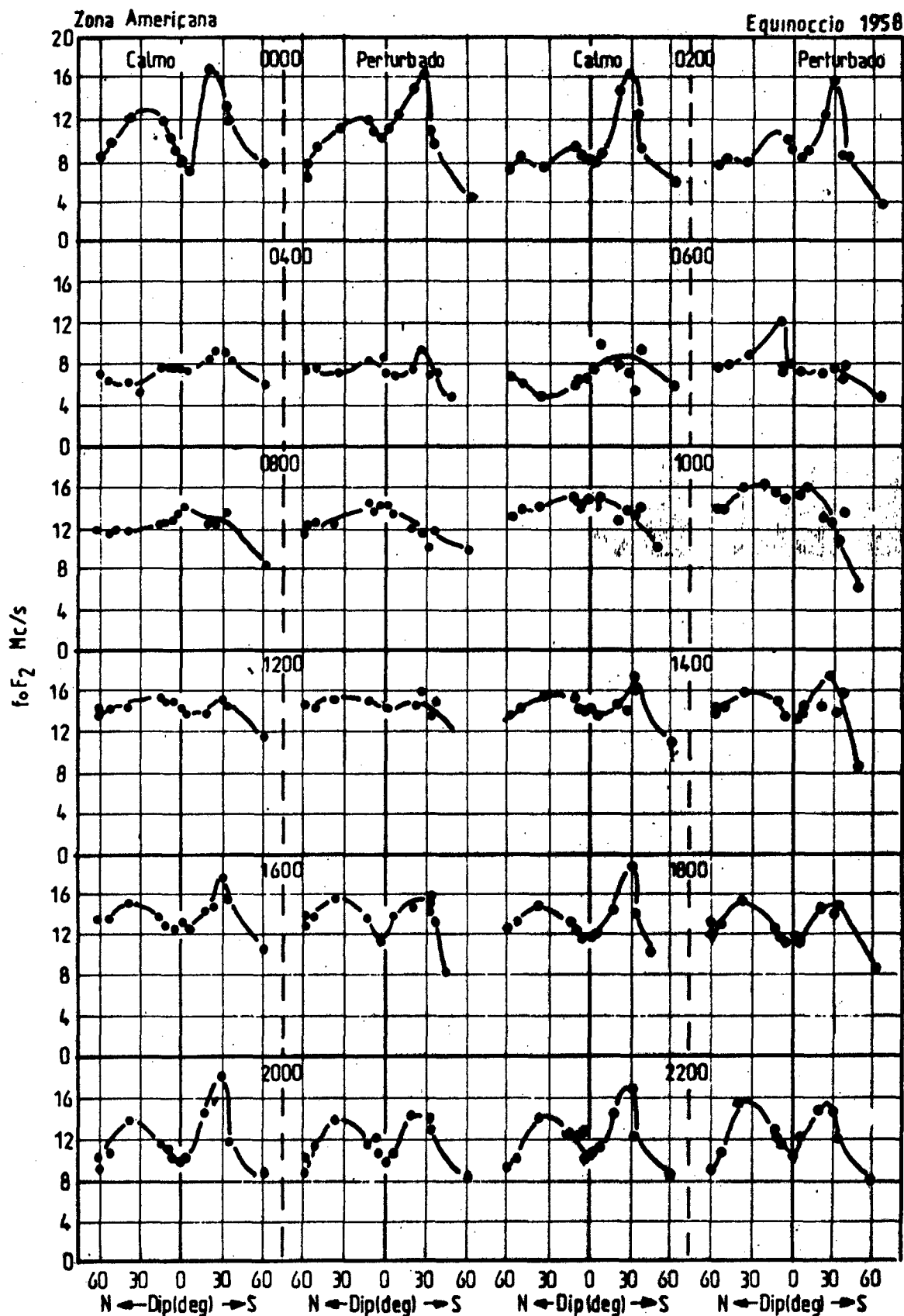


Fig. 21. Frecuencia crítica f_oF_2 en función de la inclinación magnética para diferentes horas en zona americana. Ref. [36].

en alturas superiores a la altura de N_m F2. Estos datos del "lado - de arriba" (topside) son en general consistentes con los de tierra, con leves diferencias. La anomalía "topside" se presenta más temprana que en la región inferior, siendo observada a las 10 hs. [48]. - Desaparece en la tarde en solsticios de diciembre, y por la noche - en solsticios de junio y en equinoccios. Las asimetrías en densidad electrónica observadas son análogas a las de región inferior, incluyendo la inversión de esta asimetría [49].

En la zona asiática la anomalía ecuatorial se forma en el lapso horario comprendido entre 08 y 10 hs. tanto en la región inferior [35-36-43] como en la región "topside" [18-48]. El alejamiento de las crestas del ecuador es uniforme hasta alcanzar su máximo desarrollo en densidad electrónica y en latitud entre las 15 y 18 hs., según el ciclo solar [18-35-50]. Hay acercamiento de las crestas al ecuador después del máximo. La anomalía desaparece entre las 20 hs. y medianoche según la menor o mayor actividad solar. La asimetría - en densidad de las crestas es mayor en solsticios, y es tal que la cresta del lado de invierno es más densa, siendo la diferencia más marcada en diciembre. Se observa por la noche una inversión de la asimetría en densidad electrónica [35]. También se observa asimetría en la altura de las crestas de la anomalía [40], se encuentra más alta la del lado de invierno, con inversión al atardecer. En equinoccios se encuentra más alta la cresta cercana al ecuador geográfico, que es la cresta sur para la zona asiática. La variación de altura es opuesta al caso de la zona americana, pero teniendo en cuenta que el ecuador magnético se encuentra al norte del geográfico en esta zona, el comportamiento es análogo.

La posición en latitud de las crestas presenta asimetría en todo el año excepto abril y octubre (inmediatamente después de equinoccio) en que ambas están a 30° de inclinación magnética. En el resto del año la cresta norte fluctúa entre 25° y 35° de inclinación, mientras la cresta sur tiene mayor variación, entre 15° y 40° de inclinación [45-50].

El ancho de la anomalía se muestra mayor en el sector asiático que en el americano, mientras que los valores de densidad electrónica son levemente mayores en zona americana [47]. El análisis

TABLA II			
Valores promedios de algunos parámetros de la anomalía ecuatorial			
Parámetro	Zona americana	Zona africana	Zona asiática
Comienzo de formación (hs.)	12	10	8-10
Máximo desarrollo (hs.)	20-22	20	16-18
Persistencia (hs.)	02-04	01-02	20-24
$N_m F2$ ($\frac{\text{electrones}}{m^3}$)	4×10^{12}	4×10^{12}	4×10^{12}
Latitud máxima de $N_m F2$ (°incl. magn.)	30-32		35-40
$h_{max} F2$ (km)	350-400	350-400	350-400
Asimetría en densidad	sf	sf	sf
Asimetría en altura de N_m	sf	sf	sf
Asimetría en latitud de N_m	sf	?	sf

sis de las fluctuaciones de la hora en que la anomalía alcanza su máxima densidad muestra un mínimo para la cresta norte en diciembre, coincidiendo con el mayor alejamiento solar respecto al ecuador magnético.

En la zona africana la anomalía ecuatorial se observa a partir de las 10 hs. o poco más [35-36]. Alcanza su máximo desarrollo aproximadamente a las 20 hs. y desaparece después de medianoche, a las 02 hs. Comienza después que en la zona asiática pero antes -- que en la americana. En su máximo desarrollo y tiempo de desaparición se acerca al caso de la zona americana, precediéndola levemente. La asimetría en densidad electrónica y altura de las crestas -- tiene un comportamiento análogo al de la zona asiática [35-40]. No hay información elaborada sobre la posición en latitud de las crestas de la anomalía ecuatorial en esta zona.

En Tabla II damos algunos valores promedios sobre parámetros y comportamientos de la anomalía ecuatorial.

3.3. LAS VARIACIONES APERIODICAS DE LA ANOMALIA ECUATORIAL

Las variaciones no periódicas de la anomalía ecuatorial son causadas por las tormentas magnéticas. Dichas tormentas aumentan $N_m F2$ en la anomalía. No se observa igual aumento en el contenido electrónico total de la región ecuatorial, lo que indicaría una modificación en la distribución y transporte de la ionización más -- que en la producción en sí. Mediciones cuantitativas de densidad electrónica en la anomalía durante tormentas magnéticas han sido realizadas y muestran el aumento de la misma [51]. Puede haber una segunda fase donde $N_m F2$ pasa a valores menores que los comunes en días calmos.

Se observa que la altura de $N_m F2$ sobre el ecuador magnético aumenta durante las tormentas, siendo este ascenso grande. Co-

mo ejemplo Woodman et al. [52] observaron un aumento de 300 a 700 - km. durante una tormenta intensa. La asimetría en altura de las crestas norte y sur también es afectada por tormentas, aumentando en general la diferencia en altura. Otro efecto es disminuir el ancho de la anomalía y adelantar en el tiempo su máximo desarrollo [36].

Si bien las observaciones anotadas arriba corresponden a diversos autores, no siempre la información es consistente. Por ejemplo, datos "topside" indican que durante una tormenta magnética la anomalía se reduce en magnitud y hasta desaparece, correspondiendo la observación a un año de actividad mínima [48]. Los autores indican como posible causa la debilidad del electrochorro ecuatorial durante la tormenta, que implica menor magnitud de los campos eléctricos ionosféricos y una disminución general del "efecto fuente" de la anomalía. No hay confirmación de esta hipótesis.

Las inconsistencias se deben más que nada a que las tormentas magnéticas no pueden ser ajustadas a un patrón único, y por lo tanto la perturbación ionosférica subsiguiente tampoco. Hay que agregar además otros efectos unidos a una tormenta magnética, como las perturbaciones ionosféricas viajeras que son ondas gravitatorias iniciadas al comienzo súbito de una tormenta y se propagan desde altas a bajas latitudes. La ionósfera ecuatorial recibe estas consecuencias.

Relacionado con variaciones aperiódicas de la anomalía ecuatorial podemos mencionar su comportamiento en eclipses de sol. Las observaciones indican que no es mayormente afectada. Es de interés el resultado de King y Eccles [53] que no indica cambios propios del mecanismo de anomalía el día de eclipse, porque la región F estuvo eclipsada gran parte del tiempo correspondiente al desarrollo de la anomalía. El día de eclipse fue magnéticamente tranquilo.

CAPITULO IV

MODELOS FISICOS PARA LA ANOMALIA ECUATORIAL

4.1. PROCESOS FISICOS

De acuerdo a lo que hemos visto en el capítulo anterior - los procesos físicos básicos para la explicación de la formación -- diaria de la anomalía ecuatorial son producción, deriva (drift) e-- lectromagnética, difusión y pérdida. Estos procesos básicos no son-- suficientes para explicar las distintas variaciones que sufre la a-- nomalía. Entonces debemos recurrir a otros procesos, que realmente-- existen, para poder completar la explicación en lo que podríamos -- llamar la estructura fina de la anomalía.

Un hecho que se destaca inmediatamente es la existencia - de vientos neutros. Ya los hemos mencionado al hablar de la "teoría de la dínamo". La acción de vientos neutros sobre la anomalía ya -- formada puede explicar en forma directa las asimetrías en densidad-- electrónica de las crestas de la anomalía. Las otras asimetrías de-- ben ser explicadas en el conjunto total de la superposición de los-- procesos intervinientes.

En el transporte de la ionización, además de la deriva e-- lectromagnética y la difusión a lo largo de líneas de campo geomag-- nético, participan los vientos neutros que ya mencionamos. Otros e-- fectos son: la acción de la gravedad terrestre, gradientes de pre -- sión en la atmósfera, colisiones de electrones y de iones con partí-- culas neutras, colisiones de iones y electrones entre sí, acelera-- ción de Coriolis, ondas gravitatorias. Estos procesos tienen inci-- dencia en los modelos elaborados para la anomalía, en algunos casos

la incidencia es menor y puede ser ignorada.

Así como los vientos neutros se correlacionan con asimetrías de los máximos norte y sur de la anomalía, la modificación de alguno de los procesos básicos también se correlaciona con observaciones. La menor producción en años de actividad solar mínima, por ejemplo, lleva a menores valores $N_m F2$ de la densidad electrónica. El desarrollo diario de la anomalía acompaña la presencia de deriva electromagnética hacia arriba en el ecuador, debido a la presencia de campos eléctricos oeste-este durante el día. Este proceso se refuerza hasta el desarrollo máximo de la anomalía. La disminución nocturna de la anomalía hasta desaparecer acompaña la inversión de la deriva, por la noche es hacia abajo debido a la inversión de los campos eléctricos ecuatoriales [33]. En la Fig. 22 se observa esta inversión sobre Jicamarca, Perú, (1° de inclinación magnética).

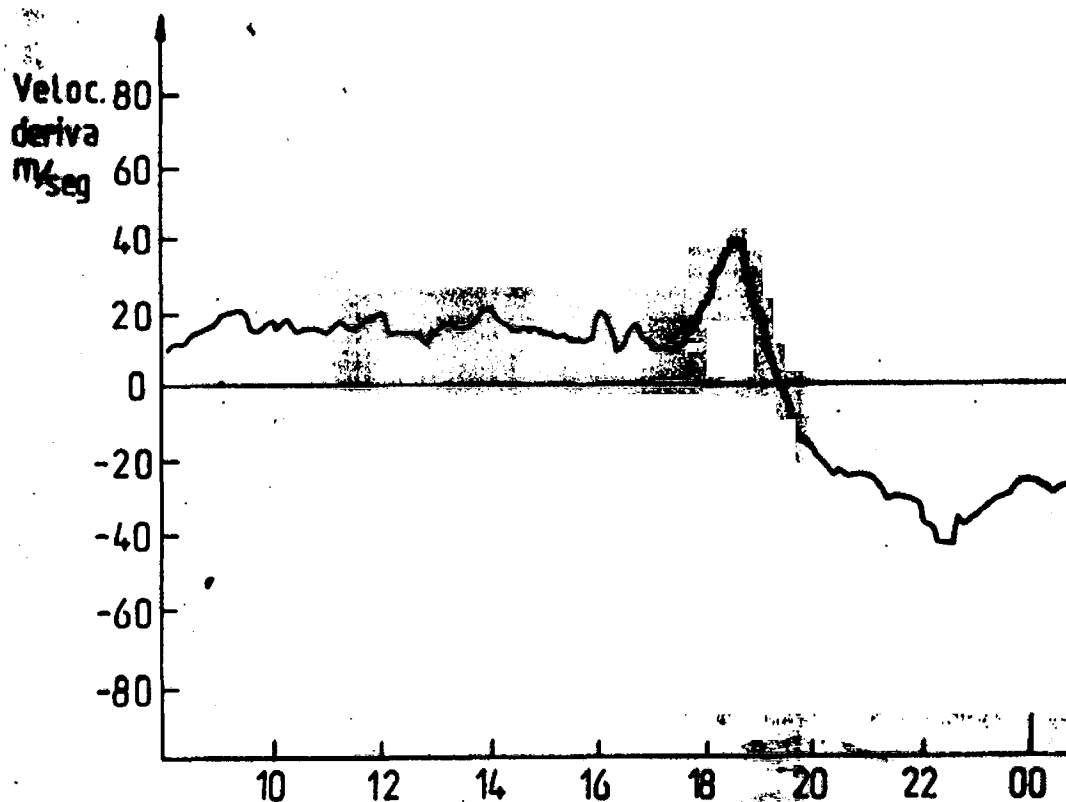


Fig. 22. Variación diaria de la deriva electromagnética vertical sobre Jicamarca, en equinoccio. Ref. [33].

Baxter [54] estudia la anomalía bajo la influencia de deriva electromagnética y encuentra que una velocidad hacia arriba de 4 m/seg es suficiente para producir crestas a ambos lados del ecuador magnético, las cuales difícilmente existirían sin esa deriva, porque la densidad electrónica no aumentaría suficientemente para poder hablar de crestas de densidad.

Ya hemos mencionado que intentos de reproducir la anomalía ecuatorial sin considerar deriva electromagnética han fracasado [23]. En cambio teniendo en cuenta la deriva la anomalía puede ser reproducida [55-56-57-58].

Otros autores [59-60] parten de un perfil dado de densidad electrónica en el ecuador magnético, determinando su distribución en otras latitudes por difusión. Este camino semifenomenológico no indaga sobre las causas de la anomalía. La deriva electromagnética estaría contemplada en forma implícita al partir de un perfil real.

4.2. LOS DIVERSOS MODELOS

Un modelo teórico de la anomalía ecuatorial debe explicar nos, como todo modelo ionosférico, la distribución de la ionización en altura, latitud y longitud. La ionósfera puede considerarse como un plasma, coexistente con la atmósfera neutra, teniendo esta última mayor densidad aun en alturas de picos de densidad electrónica. También existen campos eléctricos y magnéticos. La dinámica de un medio así es necesariamente compleja. El movimiento de las partículas cargadas se modifica ante la presencia de campos. Dada la interacción entre partículas cargadas y neutras, esa modificación también influye en las partículas neutras que en su continua interacción vuelven a actuar.

Como mencionamos en el Capítulo 2, al tratar sobre región F, para resolver el problema desde un punto de vista teórico en for

ma rigurosa tendríamos que resolver simultáneamente:

- las ecuaciones de movimiento para iones, electrones y neutros.
- las ecuaciones de continuidad para la masa y la carga eléctrica.
- las ecuaciones de Maxwell para los campos eléctricos y magnéticos.

A estas ecuaciones debemos añadir otra relación que nos determine la temperatura y de allí la presión [13]. Para variaciones lentas de densidad de carga, la relación que determina la temperatura es la ecuación de balance energético, incluyendo efectos tales como pérdidas por resistencia (efecto Joule), radiación y absorción de ondas electromagnéticas y conducción de calor.

Este conjunto de ecuaciones forma un sistema acoplado porque no son independientes. Las velocidades de las ecuaciones de movimiento están relacionadas por los términos que describen colisiones, a su vez estas velocidades intervienen en el término de divergencia de las ecuaciones de continuidad. Los campos de las ecuaciones de Maxwell intervienen en las ecuaciones de movimiento de iones y electrones. En las ecuaciones de movimiento hay un término debido a gradientes de presión, y allí interviene la temperatura. La resolución de este sistema acoplado, dada su complejidad, no puede ser expresada en forma analítica, y aún para su resolución numérica se deben introducir hipótesis simplificadoras que permitan prescindir de algunos términos, disminuyendo la complejidad y haciendo así viable la resolución.

El camino adoptado por diversos autores es más simple que lo esbozado. Plantean la ecuación de continuidad para la densidad electrónica N

$$\frac{\partial N}{\partial t} = Q - L - \nabla \cdot (N \vec{V}) \quad (4-1)$$

donde Q es la velocidad (rate) de producción y L la de pérdida de ionización. La velocidad $\vec{V}$ de los electrones es obtenida de las ecuaciones de movimiento

$$m_e \frac{d\vec{V}_e}{dt} = m_e \vec{g} - \frac{1}{N} \nabla (NKT_e) - e(\vec{E} + \vec{V}_e \times \vec{B}) - m_e \nu_{en} (\vec{V}_e - \vec{U}) - m_e \nu_{ei} (\vec{V}_e - \vec{V}_i) \quad (4-2)$$

$$m_i \frac{d\bar{V}_i}{dt} = m_i \bar{g} - \frac{1}{N} \nabla (NKT_i) + e(\bar{E} + \bar{V}_i \times \bar{B}) - m_i \nu_{in} (\bar{V}_i - 0) - m_e \nu_{ei} (\bar{V}_i - \bar{V}_e) \quad (4-3)$$

donde los dos primeros términos del segundo miembro representan la difusión por gravedad y por gradientes de presión. Las presiones -- parciales se expresan por el escalar $p = NKT$ en lugar del tensor de tensiones ya que la distribución de velocidades es aproximadamente-isotrópica. K es la constante de Boltzmann y T la temperatura absoluta. El tercer término representa la acción de los campos electro-magnéticos y los dos últimos la oposición al movimiento por las colisiones de partículas cargadas con neutras y entre sí respectivamente, donde las frecuencias de colisión se indican con ν y los índices correspondientes.

Otros términos debidos a aceleración de Coriolis, ondas gravitatorias, mareas o viscosidad no se consideran por no ser significativos en región F frente a los escritos en ecuaciones (4-2) y (4-3). En ambas ecuaciones el primer miembro puede tomarse igual a cero, porque las aceleraciones son pequeñas frente a las variaciones del segundo miembro. Por ejemplo, las escalas de tiempo para variaciones de $\bar{V}_e$ o $\bar{V}_i$ son del orden de horas mientras los tiempos de colisión son del orden de segundos.

Según esta descripción han trabajado Hanson y Moffett[57], cuyos resultados teóricos reproducen bastante bien la anomalía ecuatorial observada, incluyendo la asimetría entre las crestas norte y sur de la anomalía. Estos autores toman las temperaturas T_e , T_i y T_n constantes pero no iguales. Tienen en cuenta la variación de g con la altura. Para representar el campo geomagnético utilizan un dipolo centrado.

En forma análoga y con resultados también aceptables han trabajado Bramley y Young [56].

En la misma línea Abur-Robb [61] resuelve la ecuación de continuidad para electrones. La inclusión de vientos neutros en su trabajo le permite explicar la variación de N_{max} $F2$. El mismo autor y Windle [37] pueden explicar la asimetría de crestas norte y sur de la anomalía y sobre todo la inversión de esta asimetría por la -

acción de viento neutro de norte a sur en zona americana, suponiendo constante la velocidad del viento neutro.

También resuelve la ecuación de continuidad Rush [62] y considera los términos usuales en las ecuaciones de movimiento. Encuentra que el cambio de fase de los vientos neutros modifica el tiempo de desaparición de la anomalía, siendo más tarde la desaparición cuando los vientos hacia el polo surgen más temprano en el día.

Otro autor que trabaja con ecuación de continuidad y ecuaciones de movimiento es Wu [63]. Sus resultados ponen el acento en la necesidad de la deriva electromagnética para la formación de la anomalía ecuatorial.

Aunque lo hemos mencionado sólo en el caso de Hanson y Moffett, todos los autores utilizan en sus modelos un campo geomagnético representado por un dipolo, ya sea centrado, ya sea excéntrico respecto al centro de la Tierra. Utilizar el campo geomagnético real dará una descripción mejor. Es lo que examinamos en el próximo punto.

4.3. EL MODELO DE ANDERSON

Anderson ha realizado un trabajo muy interesante utilizando los potenciales de Euler para describir el campo geomagnético de manera más realista que por un dipolo. Además ha usado varias alternativas para los campos eléctricos y los vientos neutros. Sus resultados reproducen la anomalía ecuatorial con bastante aproximación [38-58].

Como otros autores, Anderson resuelve la ecuación de continuidad para la densidad electrónica (4-1). En las ecuaciones (4-2) y (4-3) toma nulos los términos de aceleraciones por las razones expuestas en el punto anterior. Sumando después ambas ecuaciones:

$$m_i v_{in} (\bar{V}_i - \bar{U}) + m_e v_{en} (\bar{V}_e - \bar{U}) = (m_i + m_e) \bar{g} - \frac{1}{N} \nabla (NKT_i + NKT_e) + e (\bar{V}_i - \bar{V}_e) \times \bar{B} \quad (4-4)$$

En el movimiento de la ionización $\bar{V}_i = \bar{V}_e$, el último término no se considera. Además $m_e \ll m_i$, lo que simplifica el término $m_e \bar{g}$, y en el primer miembro el término con m_e . La frecuencia de colisión v_{en} es alrededor de 40 veces mayor que v_{in} [4], valor que no alcanza a compensar la relación de masas. Entonces la ecuación (4-4) queda en la forma

$$m_i v_{in} (\bar{V} - \bar{U}) = m_i \bar{g} - \frac{1}{N} \nabla (NKT_i + NKT_e) \quad (4-5)$$

$$\text{con } \bar{V} = \bar{V}_i = \bar{V}_e$$

En la ecuación vectorial (4-5) sólo figuran fuerzas no electromagnéticas, el movimiento resultante para la ionización es en dirección paralela al campo geomagnético [64], por tanto la única componente significativa en ecuación (4-5) es

$$m_i v_{in} (\bar{V}_{||} - \bar{U}_{||}) = m_i \bar{g}_{||} - \frac{1}{N} \nabla_{||} (NKT_i + NKT_e) \quad (4-6)$$

así que la velocidad de los iones y electrones en dirección del campo geomagnético es

$$\bar{V}_{||} = \frac{1}{m_i v_{in}} \left[m_i \bar{g}_{||} - \frac{1}{N} \nabla_{||} (NKT_i + NKT_e) \right] + \bar{U}_{||} \quad (4-7)$$

Para la componente perpendicular al campo, sabemos que la deriva electromagnética predomina sobre los términos proporcionales a $\bar{g} \times \bar{B}$, $\bar{U} \times \bar{B}$ y $\nabla P \times \bar{B}$; por tanto podemos escribir

$$\bar{V}_{\perp} = \frac{\bar{E} \times \bar{B}}{B^2} \quad (4-8)$$

La ecuación de continuidad (4-1) la podemos escribir

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \nabla \cdot (N \bar{V}_{||} + N \bar{V}_{\perp}) = Q - L \quad (4-9)$$

donde las componentes de la velocidad están dadas por las ecuaciones (4-7) y (4-8).

El problema de resolver la ecuación de continuidad para la densidad electrónica con la velocidad obtenida de las ecuaciones de movimiento está planteado ya en ecuación (4-9). Son necesarias otras transformaciones antes de resolverla numéricamente. Más que por los detalles matemáticos, queremos hacer un breve esquema para destacar aquellos puntos originales en el modelo de Anderson, ya que tratamientos análogos han sido realizados por Kendall [65], Hanson y Moffett [57], Baxter y Kendall [66], y Sterling y otros [67].

Si usamos la identidad

$$\nabla \cdot (N \bar{V}_{\perp}) = \bar{V}_{\perp} \cdot \nabla N + N \nabla \cdot \bar{V}_{\perp}$$

podemos escribir la ecuación (4-9) de la forma

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \bar{V}_{\perp} \cdot \nabla N = Q - L - \nabla \cdot (N \bar{V}_{\parallel}) - N \nabla \cdot \bar{V}_{\perp} \quad (4-10)$$

donde el primer miembro es el cambio total $\frac{dN}{dt}$ en la densidad electrónica en un referencial moviéndose con la velocidad de deriva electromagnética en forma perpendicular al campo geomagnético. Si ahora se pasa de coordenadas polares (adecuadas para campo magnético dipolar puro) a coordenadas definidas por direcciones paralela y perpendicular al campo geomagnético, la ecuación de continuidad queda en forma conveniente para solución numérica.

Se elige un versor $\bar{r}_t$ tangente a la línea de campo geomagnético

$$\bar{r}_t = \sin I \bar{r}_r + \cos I \cos \delta \bar{r}_{\theta} + \cos I \sin \delta \bar{r}_{\psi}$$

donde I es inclinación magnética y δ es declinación magnética (Fig. 13).

Entonces

$$\bar{g}_{\parallel} = (\bar{r}_t \cdot \bar{g}) \bar{r}_t = -g \sin I \bar{r}_t$$

$$\nabla_{\parallel} = \left(\sin I \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\cos I}{r} \cos \delta \frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{\cos I \sin \delta}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \psi} \right) \bar{r}_t$$

la última expresión a partir de $(\nabla \cdot \bar{r}_t) \bar{r}_t$ donde el operador ∇ en-

coordenadas esféricas es

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial r} \tau_r + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \tau_\theta + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \psi} \tau_\psi$$

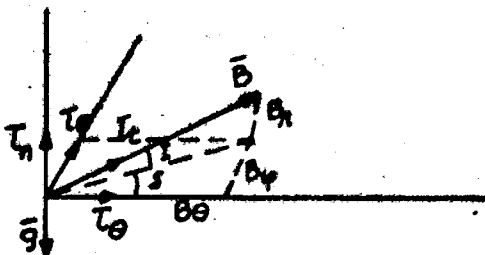


Fig. 23. Relación entre coordenadas r , θ , ψ y dirección paralela al campo geomagnético.

El campo geomagnético $\vec{B}$ tiene la dirección τ_t .

$$\vec{B} = B_r (\tau_r \cdot \tau_t) \tau_t + B_\theta (\tau_\theta \cdot \tau_t) \tau_t + B_\psi (\tau_\psi \cdot \tau_t) \tau_t$$

$$\vec{B} = (B_r \sin I + B_\theta \cos I \cos \delta + B_\psi \cos I \sin \delta) \tau_t$$

donde los tres términos indican que el campo no es dipolar puesto - que en ese caso sólo tendría componentes B_r y B_θ . Este es uno de - los principales méritos del modelo de Anderson. El campo $\vec{B}$ es expre- sado por los potenciales de Euler

$$\vec{B} = \nabla \alpha \times \nabla \beta \quad (4-11)$$

expresión que es idéntica a ecuación (2-10). Como lo mencionamos a- llí, α y β son constantes a lo largo de una línea de campo. Los va- lores de α y β se calculan igualando

$$\nabla \alpha \times \nabla \beta = - \nabla V$$

donde V está dado por ecuación (2-9).

$$V = R \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{R}{r}\right)^{n+1} \sum_{m=0}^n P_n^m(\cos \theta) (g_n^m \cos m \psi + h_n^m \sin m \psi)$$

desarrollo en serie de términos de r , θ , ψ . Se encuentran expresiones para $\nabla \alpha$ y $\nabla \beta$ que integradas dan funciones analíticas para α y β . Es común separar, y así lo hace el modelo de Anderson

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha_1$$

$$\beta = \beta_0 + \beta_1$$

donde α_0 y β_0 dan la aproximación dipolar, mientras α_1 y β_1 determinan una mejor aproximación al campo magnético real. Definido el campo $\vec{B}$ por (4-11), se puede evaluar $\vec{V}_\perp$ por (4-8) dando al campo eléctrico $\vec{E}$ valores según modelos basados en mediciones experimentales, principalmente las realizadas por Woodman [33]. Conocida $\vec{V}_\perp$ se pueden expresar los términos $\vec{V}_\perp \cdot \nabla N$ y $N \nabla \cdot \vec{V}_\perp$ de ecuación (4-10).

$$\vec{V}_\perp \cdot \nabla N = \frac{1}{B^2} \left| \vec{E} \times \nabla \alpha \times \nabla \beta \right| \cdot \nabla N = \frac{1}{B^2} \left| (\vec{E} \cdot \nabla \beta) \nabla \alpha - (\vec{E} \cdot \nabla \alpha) \nabla \beta \right| \cdot \nabla N$$

$$N \nabla \cdot \vec{V}_\perp = N \frac{\vec{B}}{B^2} \cdot (\nabla \times \vec{E}) - \vec{E} \cdot (\nabla \times \frac{\vec{B}}{B^2}) N$$

en la última ecuación se anula el primer término del segundo miembro al considerar que $\vec{B}$ es constante en el tiempo, por tanto el término en $\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ de la ecuación de Maxwell se anula y resulta $\nabla \times \vec{E} = 0$.

Se realizan otras manipulaciones matemáticas que no detallaremos, a fin de resolver la ecuación (4-10) en forma numérica.

Sobre las expresiones adecuadas para producción Q y pérdida L de ionización nos extenderemos en los Capítulos 6 y 7.

Mencionamos por último que en la expresión (4-7) para $\vec{V}_\perp$ es necesario elegir uno o más modelos para representar $\vec{U}$ velocidad del viento neutro, lo que también se hace en base a datos experimentales.

Hemos dicho que los resultados de Anderson reproducen bien la anomalía ecuatorial. En Fig. 24 podemos observar las curvas teóricas obtenidas para el sector americano, a distintas horas en época equinoccial. La comparación con datos experimentales es buena. Los resultados del modelo de Anderson están apoyados en una adecuada representación de los campos y velocidades de vientos neutros.

En el campo geomagnético una aproximación por exceso al valor de $|\vec{B}|$ disminuye la velocidad de deriva $V_D = \frac{E}{B}$, resultando un valor más bajo para $N_{\max}$ F2 en las crestas de la anomalía. Una aproximación por defecto causa el efecto contrario. Es suficiente una variación en las centésimas de $|\vec{B}|$ (medido en gauss) para que el efecto sea notable. En el ecuador magnético $|\vec{B}|$ es del orden 0,3-0,4 gauss. La diferencia entre la aproximación dipolar y la dada por ecuación (4-11) afecta las centésimas de gauss. En la zona asiática el valor dipolar es 0,31 gauss, mientras que el dado por (4-11) coincidente con el valor real es 0,40 gauss. En la zona americana la diferencia es menor (ver Fig. 8) por la cercanía de los ecuadores magnético y geomagnético.

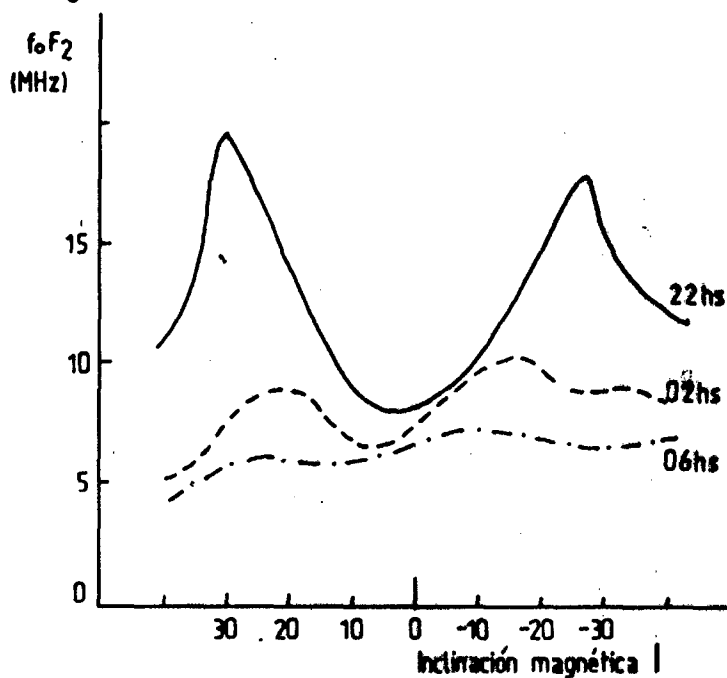
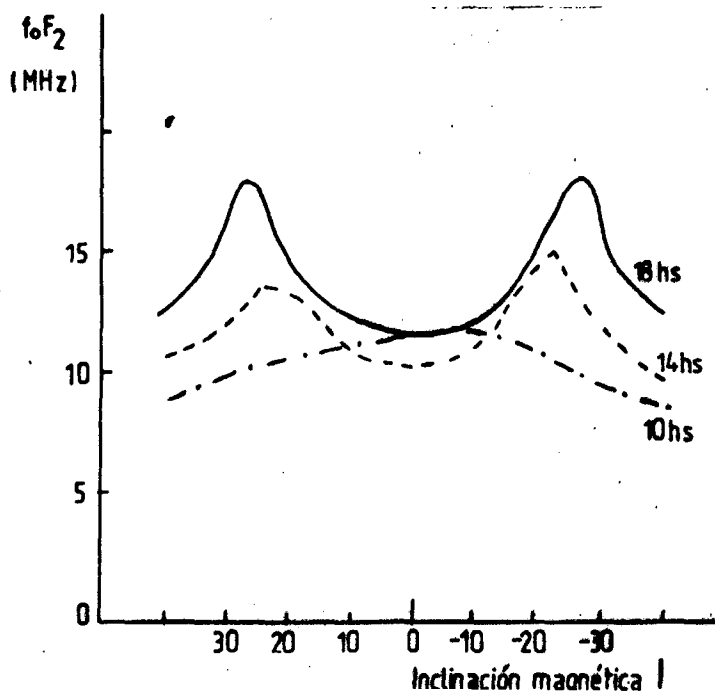


Fig. 24. Curvas de f_oF_2 en función de inclinación magnética, zona americana, época equinoccial.



CAPITULO V

ALGUNOS HECHOS PARTICULARES SOBRE LA ANOMALIA

5.1. LA DERIVA (DRIFT) VERTICAL

Hemos visto en el Capítulo 3 que la deriva (drift) electromagnética, con velocidad de acuerdo a ecuación (3-7):

$$V_D = \frac{E \times B}{B^2}$$

es responsable del movimiento vertical de la ionización sobre el ecuador magnético. La velocidad de deriva eleva la ionización durante el día, e invierte su dirección al atardecer debido a la inversión de los campos eléctricos hacia el oeste. Precisamente la culminación de la anomalía ecuatorial se da al cesar la afluencia de ionización que era elevada en el ecuador. Comienza entonces su disminución hasta desaparecer.

La inversión de la deriva electromagnética ha sido observada por Woodman (ver Fig. 22). Hay un notable aumento de la misma entre las 18 y 22 hs., un hecho que se repite diariamente, observado también por el mismo autor [33]. Estas observaciones corresponden a datos de zona americana, para los años 1968-1969 de actividad solar máxima. En años de actividad máxima la densidad electrónica alcanza sus valores mayores como lo hemos mencionado en Capítulo 2, Sección 2.3. (ver Fig. 14). Lo mismo sucede con la anomalía ecuatorial, descrito en Capítulo 3, Sección 3.2.3.

Es notable el crecimiento de la densidad electrónica en las crestas de la anomalía inmediatamente después del aumento de la deriva electromagnética. Esta estrecha correspondencia entre deriva

y densidad de las crestas es lógica dado el modo de formación y mantenimiento de la anomalía como hemos explicado. Un "pico" en la deriva hacia arriba en el ecuador se traduce en un "pico" en la densidad de las crestas, que marca aun más la culminación de la anomalía. Después del "pico" la deriva cambia su signo, y la anomalía comienza su disminución hasta desaparecer. Este proceso está muy claro en las observaciones de años de actividad máxima que hemos citado, corroborado por trabajos posteriores [68-69]. En años de actividad solar mínima el "pico de la deriva electromagnética al atardecer" no se presenta. Este hecho, mencionado anteriormente por algunos autores, fue verificado por Woodman y otros [70].

Esta ausencia en el "pico" de deriva electromagnética debe reflejarse en una disminución en la densidad de las crestas de la anomalía. Ahora bien, en años de actividad solar mínima los valores de densidad electrónica en región F2, incluida anomalía ecuatorial, son menores.

No se puede atribuir la menor densidad electrónica en las crestas de la anomalía a la ausencia de "pico" de deriva sin un análisis detallado, ya que la menor producción en años de actividad mínima es un factor preponderante. Por otro lado, el mecanismo de formación y mantenimiento de la anomalía, suficientemente probado, --- muestra la correlación entre deriva y densidad en años de actividad solar máxima. Es de esperar que esa correlación exista también en años de actividad solar mínima. Pero habrá que separar el efecto de disminución general de densidad electrónica en toda la región F2, del efecto de disminución por menor deriva electromagnética que es particular de la anomalía. El modelo de Anderson parece ser un instrumento adecuado para la separación de efectos. Así lo sugerimos --- ya en diciembre de 1976 (correspondencia con D. Anderson). El modelo de Anderson no ha sido aun aplicado con datos correspondientes a años de actividad solar mínima. Los primeros trabajos de Anderson - [38-58] y el posterior de Anderson y Matsushita [68] se refieren a los años 1968 y 1969 los cuales son de actividad solar máxima.

Fejer y otros [69] han elaborado los datos de deriva electromagnética obtenidos en Jicamarca, Perú (1° de inclinación magnética) durante más de medio ciclo solar, desde 1968 a 1976. Los años

de actividad solar mínima son 1975 y 1976. Es interesante observar que no siempre está ausente el "pico" de deriva electromagnética en años de actividad mínima, como se creía, sino sólo en meses de solsticios. En meses equinocciales hay un "pico" de deriva electromagnética al atardecer, análogo al de años de actividad máxima pero de menor magnitud (ver Fig. 25).

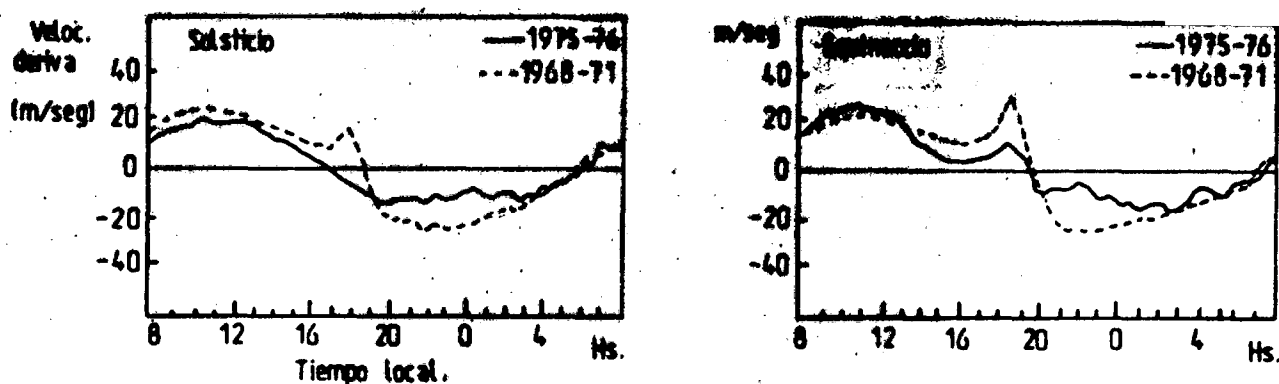


Fig. 25. Velocidad de deriva electromagnética en Jicamarca. Las curvas son promedios de varios meses en cada año. Para solsticio (de invierno en este caso) se toma del 8 de mayo al 7 de agosto. Para equinoccio del 4 de febrero al 7 de mayo y del 8 de agosto al 9 de noviembre. Ref. [69].

Estos hechos particulares de la anomalía ecuatorial en años de actividad solar mínima, observados en zona americana, presentan un interesante problema que debe resolverse cuantitativamente.

No tenemos información de observaciones sobre deriva electromagnética ecuatorial en otras zonas de distinta longitud.

En Capítulo 3, Sección 3.2.3., mencionamos que la anomalía desaparece más temprano en años de actividad solar mínima. Seguramente esto también se debe, al menos parcialmente, a la ausencia -- del "pico" en la deriva y a la menor magnitud de la misma. El papel jugado por el campo eléctrico es sin duda importante, afecta directamente la deriva $V_D = \frac{E \times B}{B^2}$. Debido a que el campo eléctrico no --

es bien conocido, han sido elegidos diferentes modelos para estimar sus efectos. Algunos autores han supuesto un campo eléctrico sinu--
soida

soidal en el tiempo. Las observaciones de Woodman [33] indican que no es así. Anderson [38] usa varios modelos para el campo eléctrico, uno de ellos se adapta mejor a las observaciones y reproducir en forma adecuada el "pico" de deriva electromagnética en años de actividad máxima. Pero es indudable que un mejor conocimiento de los campos eléctricos ionosféricos llevará a mejores modelos. Se siguen realizando experiencias con ese objetivo. Valenzuela [71] ha realizado mediciones de campos eléctricos en Thumba, India (-1° , 3 inclinación magnética), en Natal, Brasil (-6° , 6 incl. magn.) y en Punta Lobos, Perú, usando nubes artificiales de iones que son inyectadas a altura adecuada. El movimiento de dichas nubes se observa ópticamente y permite obtener información sobre la componente de campo eléctrico perpendicular al campo geomagnético. Los resultados se están conociendo actualmente [71].

5.2. POSIBLE RELACION DE LA ANOMALIA ECUATORIAL CON LA ANOMALIA GEOMAGNETICA SUDAMERICANA

Hemos visto en el Capítulo 2 que un campo magnético dipolar es sólo un modelo aproximado del campo magnético terrestre. El campo real está caracterizado por una serie de deformaciones que le dan una estructura compleja. La más grande de estas irregularidades está situada sobre América del Sur y el Atlántico Sur [72-73] y es denominada anomalía geomagnética sudamericana. Una de las consecuencias de esta anomalía es producir la precipitación de partículas atrapadas.

Estas partículas, atrapadas en los anillos de radiación de Van Allen, se desplazan a lo largo de una línea de campo geomagnético siguiendo un movimiento en espiral. Además, debido a que la componente del momento lineal paralela al campo geomagnético tiende a cero para un cierto valor de dicho campo, estas partículas se reflejan en dos puntos situados uno en cada hemisferio que tienen el-

mismo valor de campo (puntos especulares). A causa de la anomalía geomagnética sudamericana las partículas atrapadas alcanzan su altura mínima en esa región y encuentran una atmósfera ya densa. Las sucesivas interacciones de las partículas atrapadas con los componentes atmosféricos modifican el ángulo de ataque o de "pitch" que forma la dirección de movimiento de la partícula con el campo en el ecuador llevándola dentro del ángulo cónico que se conoce como "ángulo de pérdida" puesto que todas las partículas dentro del mismo encontrarán su punto especular a alturas donde la pérdida es segura. Dejan de ser partículas atrapadas y se convierten en precipitadas. Siempre el descenso del punto especular implica la precipitación de la partícula [72].

Esta precipitación de partículas puede contribuir a la ionización a alturas de región F. En principio podemos pensar que este hecho aumentaría la ionización por partículas energéticas que durante el día no es apreciable frente a la fotoionización (Capítulo 2).

Si existe una relación entre ambas anomalías, dado que el sector americano de la anomalía ecuatorial ionosférica está en la zona de influencia de la anomalía geomagnética sudamericana, debería darse a través de un aumento de la ionización por partículas en la región de la cresta sur de la anomalía ecuatorial. Este aumento contribuiría en forma detectable a la magnitud de la densidad electrónica de dicha cresta. La evidencia experimental no es terminante al respecto. Uno de los problemas para obtener datos es la dificultad de mediciones "in situ". Es de esperar que la disponibilidad de datos obtenidos por satélites de baja órbita y por otros medios permitirá superar este problema. Zmuda [74] encontró que partículas -- con energía de 40 kev, en regiones de 50° de latitud geomagnética, -- determinan una velocidad de producción $q \approx 10^{-5} \text{ cm}^{-3} \text{ seg}^{-1}$ a alturas de región F. No trabajó con energías menores. Pero justamente interesa el rango de energía 0,1 - 30 kev para región F, que al producir ionización deja el ión N_2^+ excitado. Este ión decae emitiendo radiación de longitud de onda 3914 Å y 4278 Å. En bajas latitudes magnéticas las mediciones de luminiscencia generalmente indican radiación débil en 3914 y 4278 Å, por lo que se supone que la ioniza-

ción por partículas es despreciable. Mediante mediciones intensivas podría verificarse si en la zona de influencia de la anomalía geomagnética las partículas cargadas precipitadas aumentan el flujo de partículas energéticas ionizantes. Hay evidencia experimental de un aumento del flujo de partículas energéticas, pero no hay información suficiente sobre su espectro de energía.

Gledhill [75] encuentra correlación positiva entre flujo de electrones atrapados y la concentración iónica sobre la región de la anomalía geomagnética. En el mismo sentido son las observaciones de Sharp y otros [76]. Es necesaria mayor información sobre partículas energéticas con energías menores que 30 kev, hasta el rango de 0,1 kev, que son importantes para ionización en región F.

Una medición reciente de flujo de partículas energéticas-precipitadas en el rango de energía 0,5-10 kev, en la zona de bajas latitudes magnéticas americana, conduce a una velocidad de producción de ionización [77] $q \approx 5 \text{ cm}^{-3} \text{ seg}^{-1}$. Este valor de q en baja región F aumenta levemente en el límite entre regiones E y F. A una altura de 125 km el valor estimado es $q \approx 9 \text{ cm}^{-3} \text{ seg}^{-1}$. Estos valores están lejos de influir en el valor de q por fotoionización que es dos órdenes de magnitud superior (ver Capítulo 7).

Es de esperar un leve aumento de ionización por precipitación de partículas en el Atlántico Sur, en el corazón mismo de la anomalía geomagnética, posiblemente insuficiente para alcanzar los valores de producción fotoiónica.

Kelley y otros [77] opinan que el flujo de partículas energéticas medido en bajas latitudes es responsable de un máximo relativo de densidad electrónica a 165 km de altura. El máximo absoluto de densidad $N_m F2$ se encuentra siempre a mayores alturas, en el rango 300-400 km. Como la evidencia experimental de la anomalía ecuatorial ionosférica demuestra que existe no sólo a alturas de $N_m F2$ sino en toda la región F2, una observación detallada de la misma a los 165 km o poco más (a veces no existe a alturas tan bajas) y sobre el centro de la anomalía geomagnética sudamericana, podría conducirnos a la relación cuantitativa que buscamos entre ambas anomalías.

5.3. RELACION DE LA ANOMALIA ECUATORIAL CON LUMINISCENCIA ATMOSFERICA

CA

Muchos de los procesos atómicos y moleculares que suceden en la atmósfera superior, tanto en sus constituyentes neutros como en los ionizados, conducen a la emisión de radiación electromagnética en la zona visible del espectro, contribuyendo así a la luminiscencia (air glow) atmosférica. Los procesos que conducen a ionización (o son consecuencia directa de ésta) y a la vez contribuyen a la luminiscencia, sugieren una correlación entre parámetros ionosféricos y parámetros de luminiscencia. Para región F2 esa correlación ha sido expresada en forma empírica [78-79] y, lo que es importante para nosotros, su validez es consistente con la existencia de la anomalía ecuatorial en zona americana [80].

Los procesos de producción y pérdida de ionización los estudiaremos en Capítulo 6. Aquí mencionaremos lo necesario para comprender el fenómeno de luminiscencia, y nos limitaremos en lo posible a la que se origina en alturas correspondientes a región F.

Ya mencionamos en el punto anterior, en relación con la baja probabilidad de ionización por partículas, la radiación extremadamente débil en 3914 Å y 4278 Å. Esto sucede en bajas latitudes magnéticas. En latitudes mayores de 60° la situación puede cambiar.

La intensidad de luminiscencia se mide en rayleighs R:

$$1 \text{ R} = 10^6 \frac{\text{fotones}}{\text{cm}^2 \cdot \text{seg}} = 10^{10} \frac{\text{fotones}}{\text{m}^2 \cdot \text{seg}}$$

El rayleigh ha sido definido teniendo en cuenta procesos atómicos y moleculares, las unidades normales de brillo tienen dimensión energía / cm² . seg.

La radiación en 3914 Å y 4278 Å, en el límite inferior de la zona visible, se debe a la desexcitación del ión N₂⁺. Cuando la molécula de nitrógeno N₂ pierde un electrón, el ión N₂⁺ queda en el estado excitado B ²Σ_u⁺. Este estado final es más probable cuando la ionización es por partícula que cuando es por fotón, por eso se establece la relación con producción por partículas mencionada en el punto anterior. Antes de estudiar el decaimiento de N₂⁺ excitado, va

mos a resumir la nomenclatura cuántica usual para átomos y moléculas que usaremos en este capítulo y los siguientes.

Los estados atómicos se denotan con una letra mayúscula - que indica el momento angular orbital L de acuerdo al siguiente código:

L	0	1	2	3	4	...
letra	S	P	D	F	G	...

El supraíndice izquierdo indica la multiplicidad de espín $(2S + 1)$.

El subíndice derecho indica el momento angular total $J = L + S$.

Esta notación determina el estado atómico completamente.

Los átomos que nos interesan son oxígeno O y nitrógeno N . El átomo O tiene estado fundamental 3P , un primer estado excitado - 1D con energía 1,96 ev. respecto al fundamental, y un segundo estado excitado 1S con energía 4,2 ev.

Estados de mayor excitación no son de interés en ionósfera.

Veamos brevemente cómo se forman estos estados atómicos a partir de estados de un electrón, según las reglas cuánticas. Los estados de un electrón se especifican con cuatro números cuánticos:

n - número cuántico principal, especifica la energía de los estados para el electrón en el campo coulombiano del núcleo. Si no se consideran otros términos en el hamiltoniano, la energía depende sólo de este número cuántico. Rango de variación $n = 1, 2, 3, \dots$

l - número cuántico orbital, está asociado al autovalor del momento angular orbital del electrón $\sqrt{l(l+1)} \hbar$. Rango de variación $l = 0, 1, 2, \dots n-1$.

m - número cuántico magnético, es el autovalor en unidades $\hbar$ de la componente l_z del momento angular orbital. Rango de variación $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \pm l$. Notación equivalente l_z o m_l .

s - número cuántico de espín, es el autovalor en unidades $\hbar$ de la-

componente s_z del momento angular intrínseco (espín) del electrón. Rango de variación $s = \pm \frac{1}{2}$. Notación equivalente s_z o m_s .

Los electrones de un átomo son partículas idénticas, al tener espín semientero responden a la estadística de Fermi-Dirac y la función de onda total del átomo es antisimétrica ante el intercambio de electrones. Además para fermiones rige el principio de exclusión de Pauli según el cual dos electrones en un átomo no pueden tener los mismos números cuánticos n, l, m, s .

El estado de un átomo queda determinado fundamentalmente por sus electrones externos. Para el oxígeno la configuración de éstos es $2p^4$, es decir 4 electrones externos con $n = 2$ y $l = 1$. Los electrones con igual n y l se denominan equivalentes, por el principio de Pauli necesariamente deben diferenciarse en m o s . Esto limita los estados atómicos posibles, cosa que no sucede cuando la configuración es de electrones no equivalentes.

Los estados resultantes de configuración p^4 y p^2 son los mismos, por simplicidad tomamos el caso p^2 , cada electrón tiene $l=1$ y $s_z = \pm \frac{1}{2}$. Con $l_1 = l_2 = 1$ el momento angular orbital del átomo $\vec{L} = \vec{l}_1 + \vec{l}_2$ puede ser $L = 2, 1, 0$ por suma de momentos angulares. A su vez el espín atómico $\vec{S} = \vec{s}_1 + \vec{s}_2$ puede ser $S = 1, 0$ por el mismo motivo.

Si $L = 2$ tenemos estado D; como $m_1 = m_2 = 1$ para poder formar $M = 2$ que es una de las posibilidades de L_2 , necesariamente s_1 y s_2 son opuestos, entonces $s = 0$, por tanto el estado es 1D_2 .

Si $L = 1$ es estado P, aquí m_1 y m_2 no necesitan ser iguales, luego pueden serlo los espines resultado $S = 1$, es un triplete con $J = L + S = 2, 1, 0$ respectivamente, por tanto el estado es $^3P_{2,1,0}$. El estado P_0 con $L = 1$ y $S = 0$ no puede existir porque la parte espacial de la función de onda es antisimétrica al ser $L=1$ y la parte espinorial también con $S=0$, el producto daría función de onda total simétrica que es imposible para un sistema de electrones.

Si $L = 0$ es $m_1 = m_2 = 0$, luego $s_1 \neq s_2$ y $S = 1$, el estado es 3S_1 .

Estos estados pueden subdividirse si en el hamiltoniano -

se consideran otros términos además del coulombiano (ver Fig. 26). - La energía se obtiene resolviendo la ecuación de Schrödinger independiente del tiempo, o sea la ecuación de autovalores del hamiltoniano. En forma empírica, se aplican las reglas comunes:

- 1) El estado más estable (menor energía) es el de mayor multiplicidad. A igual multiplicidad, el de mayor L.
- 2) Los multipletes son regulares (menor energía el de menor J) cuando a lo sumo media capa está ocupada, sino el multiplete está invertido.

En el oxígeno, con cuatro electrones en capa P (que admite seis) el triplete está invertido, por tanto el estado fundamental es 3P_2 como indicamos en Fig. 26.

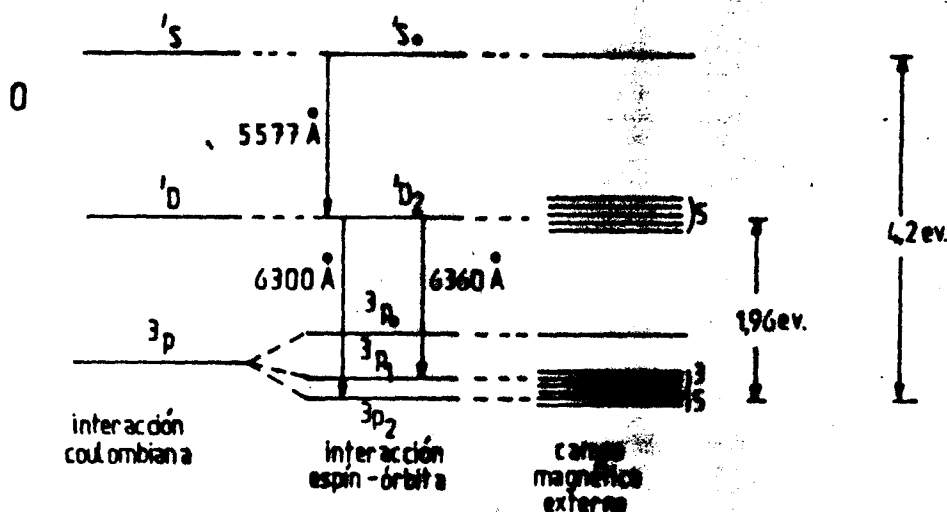


Fig. 26. Niveles de energía del átomo de O, configuración $2p^4$, el nivel fundamental es triplete invertido. La degeneración en L y M es levantada por interacciones que modifican los niveles coulombianos. Se indican transiciones en relación con luminiscencia atmosférica.

Para el átomo de nitrógeno la configuración de electrones es $2p^3$, procediendo en forma análoga al oxígeno encontramos el estado fundamental $^4S_{3/2}$, un primer estado excitado $^2D_{5/2, 3/2}$ a 2.38 eV

y un segundo estado excitado $2P_{3/2, 1/2}$ a 3,57 ev [1]. El estado fundamental es multiplete, al ser $L = 0$ la interacción espín-órbita es nula. Sólo un campo externo levanta la degeneración en $J=S=\frac{3}{2}$. Los niveles de energía del N se indican en Fig. 27.

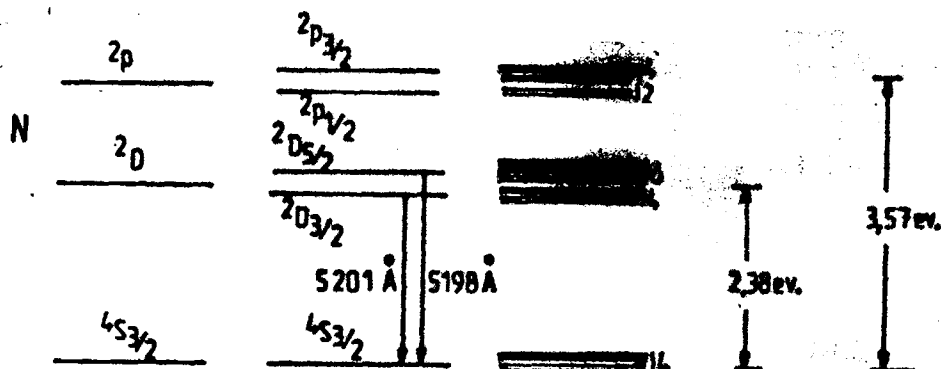


Fig. 27. Niveles de energía del átomo de N, configuración $2p^3$, el nivel fundamental tiene $J = S = \frac{3}{2}$; no es multiplete. Se indican transiciones en relación con luminiscencia atmosférica.

Los estados moleculares se denotan con una letra griega mayúscula que indica la componente Λ del momento angular orbital de la molécula según el eje que une ambos núcleos. Nos referimos a moléculas diatómicas, sean de átomos iguales (homonucleares) como N_2 y O_2 , o de átomos distintos (heteronucleares) como NO. Para indicar el valor de Λ la correspondencia es análoga al caso atómico

Λ	0	1	2	3	...
letra	Σ	π	Δ	ϕ	

De la misma manera el supraíndice izquierdo indica la multiplicidad de espín. Las propiedades de simetría intervienen en la nomenclatura molecular. Ante una reflexión en un plano que contenga al eje molecular, cambia el signo del momento angular orbital. Los estados π , Δ , etc. son doblemente degenerados, pues M_Λ puede ser $+$ ó $-$. Pero los estados Σ que tienen $\Lambda = 0$ no pueden distinguirse por M_Λ que es nulo en este caso. Un estado Σ en esa reflexión a lo sumo puede cambiar de signo. Denotamos por Σ^+ el estado invariante

en esa reflexión, y Σ^- el que cambia de signo.

En las moléculas homonucleares hay un centro de simetría que es el punto medio del eje molecular. Ante una reflexión en este punto, los estados pueden cambiar su signo o no, los invariantes son estados pares, los denotamos Σ_g^+ , Σ_g^- , π_g , Δ_g , etc. Los que cambian signo se denotan Σ_u^+ , Σ_u^- , π_u , Δ_u , etc. Los subíndices --proviene de las palabras gerade (par en alemán) y ungerade (impar), sólo se aplican en moléculas diatómicas homonucleares.

Las letras X, A, B, etc. que preceden la notación de estos estados moleculares indican orden de energía creciente, X para el estado fundamental, A para el primer excitado, etc.

Los estados moleculares se pueden construir a partir de estados de un electrón en potencial coulombiano de dos núcleos, la configuración depende fuertemente de los electrones externos como en el caso atómico. O pueden construirse a partir de estados atómicos de los átomos intervinientes. Ambas son equivalentes. En nuestras aplicaciones es más adecuado el segundo caso, con estados atómicos.

La energía de los estados moleculares depende de la configuración electrónica, de la vibración de los núcleos alrededor de la posición de equilibrio, y de la rotación de los mismos alrededor del centro de masa. Estos efectos energéticos son de distinto orden de magnitud. El mayor es el electrónico, podemos encontrar los autovalores del hamiltoniano molecular sólo con interacción coulombiana, y obtenemos los niveles electrónicos. Cada nivel electrónico se subdivide teniendo en cuenta la energía vibracional, y a su vez cada nivel vibracional se subdivide en niveles rotacionales. Esta separación de energías es posible al ser $E_e \gg E_v \gg E_r$, en forma aproximada $\frac{E_v}{E_e} \approx 10^{-2}$; $\frac{E_r}{E_e} \approx 10^{-4}$.

Las transiciones entre estados, con reglas de selección dadas por la teoría cuántica, son más numerosas que en el caso atómico.

El espectro de moléculas diatómicas es más complejo que el de un átomo. Es un espectro de bandas, formado por un número ---

grande de líneas muy juntas. El espectro es controlado esencialmente por las transiciones electrónicas. Aparte de estos espectros que se hacen discretos con alta resolución, se observan bandas continuas que son el resultado de transiciones entre un estado ligado y un estado del continuo, cuando se produce ionización o disociación de la molécula.

Volvemos ahora al decaimiento del ión N_2^+ en el estado $B\ 2\Sigma_u^+$. La transición al estado fundamental $X\ 2\Sigma_g^+$ origina la radiación en 3914 Å cuando ambos estados tienen estado vibracional cero, y en 4278 Å cuando el estado final es el vibracional 1 del $2\Sigma_g^+$ (ver Fig. 28).

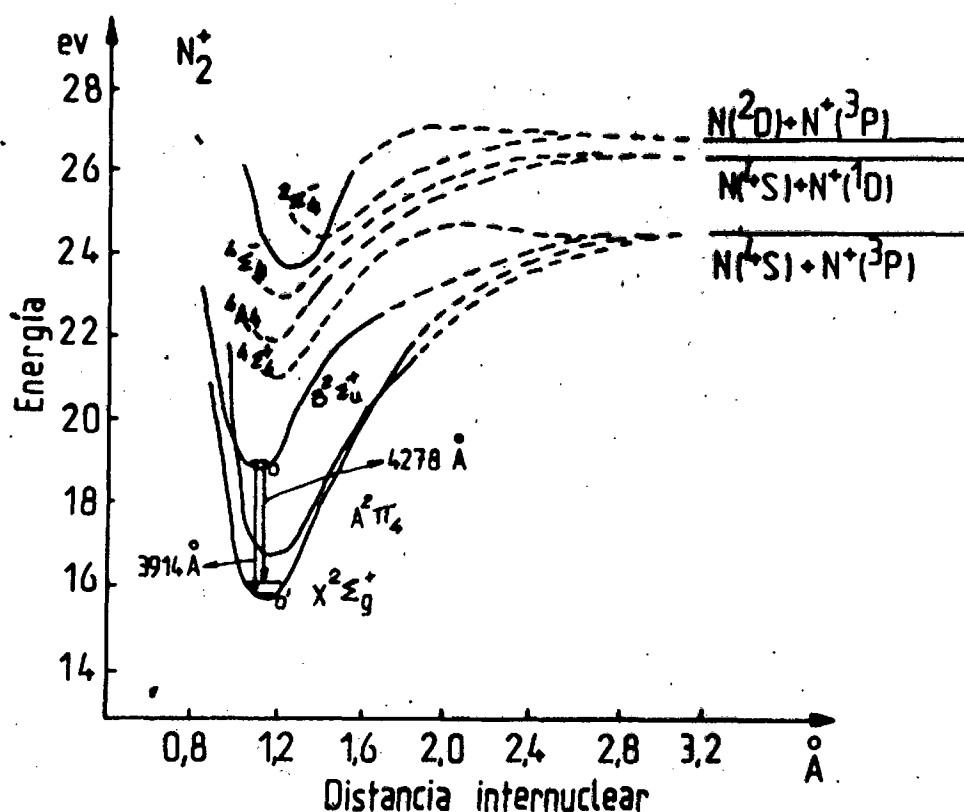
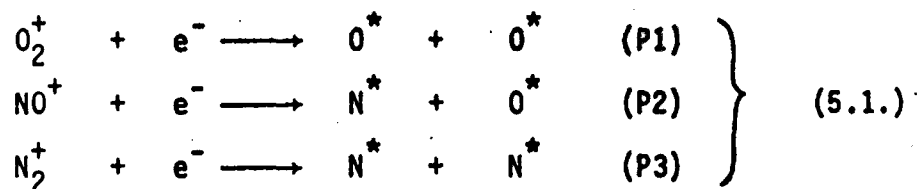


Fig. 28. Curvas de energía potencial para el ión N_2^+ . Se indican -- los niveles principales, los menos conocidos en línea de puntos. No se indican los niveles vibracionales, salvo los necesarios para la emisión estudiada. A la derecha los productos de disociación en cada caso. Ref. [1] y [81].

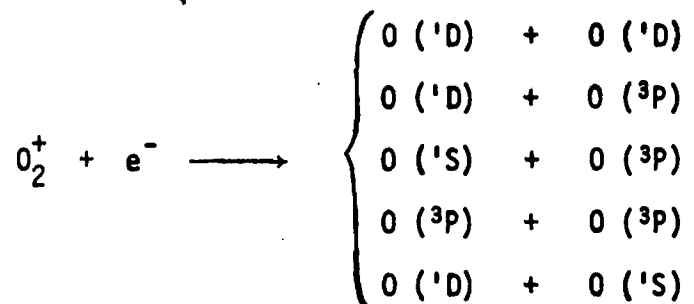
Esta radiación es débil, contribuye poco a la luminiscencia en zona ecuatorial.

En regiones E y F son importantes los procesos de recombinación disociativa. Estos procesos producen átomos en estado excitado que al decaer emiten luz.

La mayor parte de la contribución ionosférica a la luminiscencia atmosférica proviene de estos procesos. Los tres procesos dominantes de recombinación disociativa son:



El asterisco indica estado excitado, en el caso de átomos iguales no son necesariamente los mismos estados. En el proceso P1, podemos tener

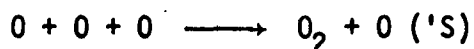


según el estado de la molécula O_2 recombinada (ver Fig. 29). El triplete ^3P es el estado fundamental del O. El estado ^1D decae con emisión en 6300 Å y 6360 Å (líneas rojas), esta emisión es la más intensa de las originadas en región F. Mediciones realizadas con cohetes indican el origen de esta radiación arriba de los 160 km [4]. - Por lo tanto en el proceso P1 son más probables los resultados finales con estado O (^1D). De acuerdo al diagrama de Fig. 26 la emisión en 6300 Å corresponde a la transición $^1\text{D}_2 \longrightarrow ^3\text{P}_2$ y la de 6360 Å a la transición $^1\text{D}_2 \longrightarrow ^3\text{P}_1$. La primera es aproximadamente tres veces más intensa, de acuerdo a la regla empírica que en un multiplete, la línea perteneciente a mayor J es más intensa [82 - 83]. - Esta regla empírica se explica porque la probabilidad de transición, y de allí la intensidad, depende del peso estadístico $(2J + 1)$ de -

los niveles, entre otros factores. La transición $^1D_2 \longrightarrow ^3P_0$ es prohibida como transición dipolar al ser $\Delta J = 2$. Como transición cuadrupolar es permitida, pero su intensidad es despreciable. Todas las transiciones $^1D \longrightarrow ^3P$ violan la regla de selección $\Delta S = 0$, pero sabemos que cuando la interacción espín-órbita es significativa esta regla deja de ser absoluta.

Durante el día, fotones de 1750 Å disocian la molécula O_2 dejando átomos de O en estado 1D_2 , esto aumenta la emisión, en 6300 Å y 6360 Å .

El estado 1S_0 decae al 1D_2 con emisión en 5577 Å (línea verde). Mediciones realizadas [4] indican el origen de esta radiación en región E, entre 85 y 120 km. Difícilmente el proceso previo pueda ser P1, según Chapman [84] se debe a triple colisión de átomo de O



La densidad de O neutro pasa por un máximo a una altura de 100 km [2]. Podría esperarse que esta radiación que lleva a un estado 1D_2 fuera seguida por radiación en 6300 Å y 6360 Å en región E. No ha sido observado, ya que la vida media de 1D_2 es de 110 seg. y en ese medio más denso que región F el átomo de O pierde energía por colisiones antes que pueda emitir.

La misma emisión en 5577 Å es bastante extraña, teóricamente su intensidad debería ser mínima porque es una transición prohibida como dipolar al tener $\Delta J = 2$. Al ser radiación cuadrupolar su intensidad debería ser 10^{-8} veces menor respecto a las normales dipolares (o sea aquellas que cumplen todas las reglas de selección, incluso $\Delta S = 0$). Ese no es el caso como podemos ver en Tabla III. Podemos entender esto si tenemos presente que la intensidad de una línea depende de la probabilidad de transición y de la concentración de átomos en estado excitado. En laboratorio el factor importante es la probabilidad de transición. La relación 10^{-8} que hemos mencionado ha sido deducida así. La concentración de átomos excitados no llega a crecer porque pierden energía en colisiones. En un medio como la atmósfera superior la frecuencia de colisión es menor, así que una probabilidad baja puede ser compensada por una al-

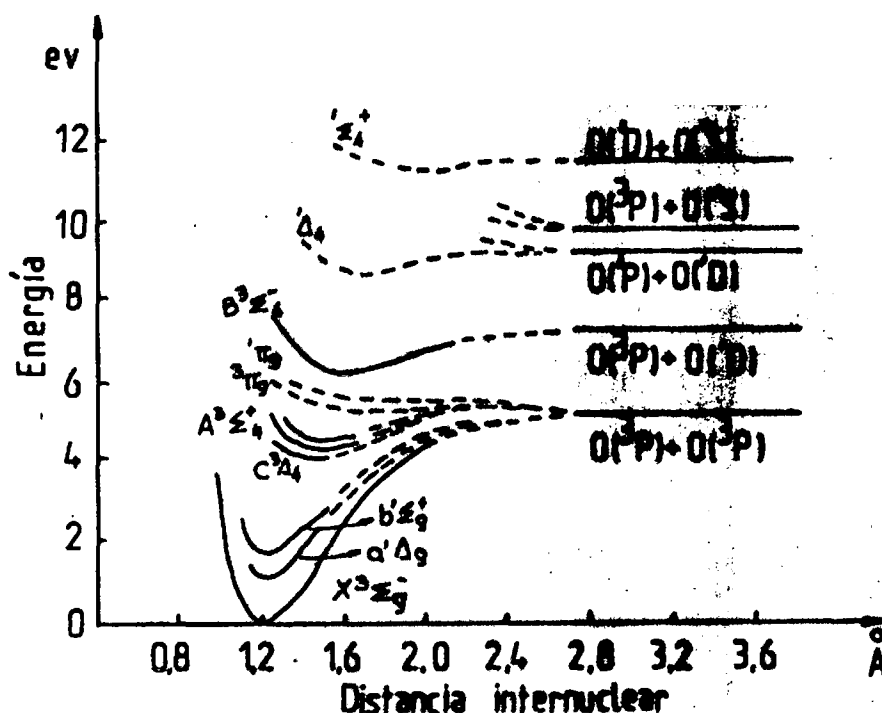


Fig. 29. Curvas de energía potencial para la molécula O_2 . Los niveles menos conocidos en línea de puntos. No se indican niveles vibracionales. A la derecha los productos de disociación. Ref. [81].

ta concentración. Así líneas prohibidas pueden alcanzar intensidad de permitidas. Además en la línea verde no hay inversión de espín - en la transición ($\Delta S = 0$) lo que la favorece dentro de las cuadrupolares.

Para terminar con las radiaciones del O, mencionemos que la transición $^1S_0 \longrightarrow ^3P$ tiene baja probabilidad ya que la mayor fracción de $O(^1S_0)$ decae a 1D_2 . Esta línea, situada fuera del visible en 2972 Å, es observada en mediciones de luminiscencia diurna.

En el proceso P2 se obtienen átomos de O, que sí están excitados decaen de manera análoga al análisis hecho para el proceso PI.

En los procesos P2 y P3 se obtienen átomos de N excitados. El estado 2P es poco probable (ver Fig. 30). de modo que los átomos excitados se encuentran en estado 2D . Decaen emitiendo en dos líneas

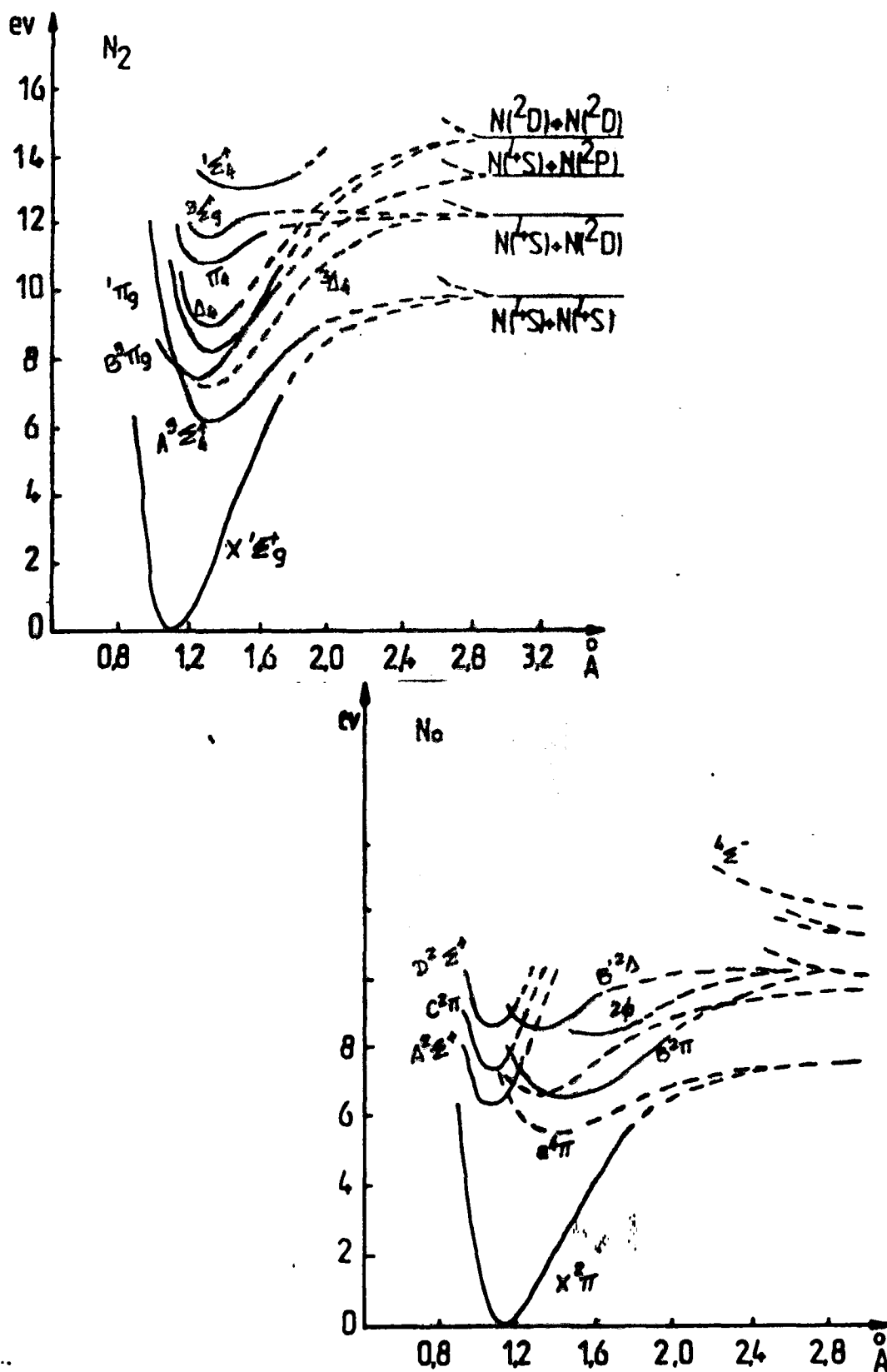


Fig. 30. Curvas de energía potencial para las moléculas N_2 y NO . No se indican todos los niveles. A la derecha los productos de disociación. El estado $N(^2P)$ es poco probable en la disociación de ambas moléculas. Ref. [81].

as muy juntas de 5198 Å y 5201 Å, correspondientes a la transición $^2D_{5/2, 3/2} \longrightarrow ^4S_{3/2}$ de acuerdo a los niveles de energía del átomo de N indicados en Fig. 27. La intensidad de esta radiación es débil. Esto se debe a que la vida media del N (2D) es muy larga, 26 horas, el átomo pierde energía por colisiones antes que pueda emitir, a pesar de encontrarse en un medio con baja frecuencia de colisión como es región F2.

En Tabla III damos un resumen de las radiaciones analizadas. Podemos concluir que una relación entre luminiscencia atmosférica y región F deberá establecerse a través de la intensidad de las líneas rojas; y de éstas la representativa es la más intensa en 6300 Å. Mencionemos que en un trabajo muy reciente [85] se han realizado mediciones en zona ecuatorial de radiación en 7774 Å. Esto corresponde a transiciones entre estados excitados superiores del átomo de O, del quintuplete 5P con muy poca separación en sus niveles al estado 5S_2 , con energía 9,2 ev. por encima del fundamental. Mientras no exista mayor información no sabemos si esta línea aporta alguna novedad respecto a lo conocido con la línea de 6300 Å.

La relación entre intensidad de luminiscencia en 6300 Å y parámetros de región F2 ha sido expresada por Barbier [78] en forma empírica de la siguiente manera

$$I(6300 \text{ Å}) = A + B \cdot N_m \text{ F2} \cdot \exp\left(\frac{200 - h'F}{H}\right)$$

donde I es la intensidad medida en rayleighs, A y B constantes, $h'F$ altura virtual de capa F y $H = \frac{KT}{mg}$ es altura de escala de O ya definida en ecuación (2.3.). Esta relación ha sido aplicada en bajas latitudes magnéticas con resultado aceptable [79].

Desde el punto de vista ionosférico mayor densidad electrónica implica mayor recombinación disociativa, que se traducirá en mayor intensidad I (6300 Å). Desde el punto de vista de la luminiscencia la anomalía ecuatorial es un aumento de la intensidad en latitudes de crestas. Cuando los registros de intensidad se realizan después de la puesta de sol, toda la radiación en 6300 Å proviene de recombinación disociativa; ha cesado la disociación de O_2 por fotones.

TABLA III <u>Emisiones en el rango visible del espectro</u> <u>originadas en regiones E y F</u>				
$\lambda(\text{\AA})$	Transición	Proceso previo	Intensidad (R)	Altura (km)
6300	$O(^1D_2) \longrightarrow O(^3P_2)$	$O_2^+ + e^-$ $O_2 + h\nu$	5×10^3 (dfa) 50 (noche)	> 160-región F
6360	$O(^1D_2) \longrightarrow O(^3P_2)$	$O_2^+ + e^-$ $O_2 + h\nu$	10^3 (dfa) 10 (noche)	> 160-región F
5577	$O(^1S_0) \longrightarrow O(^1D_2)$	$O+O+O$	10^3 (dfa) 300 (noche)	85-120-región E
5198	$N(^2D) \longrightarrow N(^4S)$	$NO^+ + e^-$	50	200-región F
5201		$N_2^+ + e^-$		
3914	$N_2^+(B^2\Sigma_u^+) \longrightarrow N_2^+(X^2\Sigma_g^+)$	$N_2 + p^+$	20	150-región E región F
4278		$N_2 + e^-$		
		$N_2 + h\nu$		
7774	$O(^5P) \longrightarrow O(^5S_2)$	-	10^3	~150-región F

La anomalía ecuatorial es reproducida por mediciones de la luminiscencia en 6300 Å. Mediciones realizadas en zona argentina -- [80] muestran la validez de la fórmula de Barbier y la variación latitudinal de la intensidad en forma consistente con la existencia de la anomalía. Estas mediciones barren un intervalo de latitud que comprende la cresta sur de la anomalía situada aproximadamente a --30° de inclinación (dip) magnética. Por ejemplo San Juan tiene inclinación magnética -28°3'.

CAPITULO VI

PRODUCCION Y PERDIDA DE IONIZACION

6.1. PRODUCCION DE IONIZACION

Vimos en el Capítulo 2, Sección 3 que la fotoionización - en región F es producida por radiación solar ultravioleta en el rango de 140 Å a 800 Å. El proceso de fotoionización es bien descrito por la teoría de Chapman [84]. Expondremos los lineamientos de la misma en forma sencilla usando las siguientes hipótesis simplificatorias:

- a) radiación solar incidente monocromática,
- b) atmósfera neutra formada por un gas único,
- c) atmósfera plana y estratificada.

Estas hipótesis serán levantadas luego, generalizando para rangos de longitud de onda, para diversos constituyentes atmosféricos, y para estratos esféricos siguiendo la curvatura de la Tierra.

Llamaremos I al flujo de radiación incidente, o flujo de fotones. Es función de la altura $I(h)$, disminuyendo a medida que penetra en la atmósfera. También es función de la altura la concentración del gas neutro $n(h)$.

Sea σ la sección eficaz de absorción del gas neutro. Entonces σI es la probabilidad de que una partícula atmosférica absorba un fotón.

Sea η la eficiencia de ionización, o sea el número de pares ión-electrón producidos por cada fotón absorbido. Entonces $\sigma \eta I$

es la probabilidad de que un fotón produzca un par ión-electrón.

La velocidad (rate) de producción es esa probabilidad multiplicada por la concentración de gas ionizable

$$q = \sigma I n n \quad (6-1)$$

se mide $m^{-3} \text{ seg}^{-1}$ o $cm^{-3} \text{ seg}^{-1}$; depende de la altura h a través de n y de I , y del ángulo de incidencia que no hemos explicitado aún.

El producto σn es la probabilidad de absorciones por unidad de longitud. En un intervalo de longitud ds tendremos $\sigma n ds$ absorciones. Definimos profundidad óptica de penetración τ tal que

$$\sigma n ds = d\tau \quad (6-2)$$

Quedará más explícito el significado de τ si observamos - que el decremento del flujo por absorción es

$$-dI = I \sigma n ds = I d\tau \quad (6-3)$$

luego

$$\frac{-dI}{I} = d\tau \quad (6-4)$$

$$I = I_{\infty} e^{-\tau} \quad (6-5)$$

donde I_{∞} es el flujo total incidente antes de penetrar en la atmósfera. La ecuación (6-1) podemos escribirla

$$q = I_{\infty} n \sigma n e^{-\tau} \quad (6-6)$$

Para Para explicitar el ángulo de incidencia relacionamos el camino ds con su proyección vertical

$$dh = -ds \cdot \cos \chi$$

donde χ es el ángulo cenital del Sol. El signo menos se debe a que h crece hacia arriba, mientras el camino s lo hace hacia abajo. Entonces

$$ds = -dh \cdot \sec \chi \quad (6-7)$$

Si derivamos ecuación (6-3) respecto a h y usamos ecuación (6-7) tenemos

$$-I \sigma n dh \sec \chi = I d\tau$$

de donde

$$\tau = - \int_{\infty}^{h_0} \sigma n \sec \chi \cdot dh = \int_{h_0}^{\infty} \sigma n \sec \chi dh \quad (6-8)$$

La sección eficaz σ y el ángulo χ no dependen de h ; para evaluar la integral usamos la altura reducida z de ecuación (2-4)

$$dz = \frac{dh}{H} \quad \text{donde } H \text{ es altura de escala del gas neutro.}$$

$$\int_{h_0}^{\infty} n dh = \int_0^{\infty} n H dz = \int_0^{\infty} n \frac{KT}{mg} dz = \frac{p_0}{mg} \int_0^{\infty} e^{-z} dz = n_0 \frac{KT_0}{mg} = n_0 H_0 \quad (6-9)$$

Hemos usado las ecuaciones

$$p = n K T \quad (2-1)$$

$$p = p_0 e^{-z} \quad (2-5)$$

El resultado vale para cualquier nivel h_0 de referencia.- Es conveniente elegir como h_0 aquel valor donde $\tau = 1$, es decir, I ha sido atenuado por un factor e^{-1} , tomando $\chi = 0$.

Podemos escribir la ecuación (6-8) de la forma

$$\tau(h, \chi) = \sigma \sec \chi n(h) \cdot H(h) \quad (6-10)$$

Para el nivel h_0 e incidencia vertical se cumple

$$1 = \sigma n_0 H_0 \quad (6-11)$$

De la ecuación (2-5) y considerando H proporcional a T -- (despreciamos variación de g con la altura) tenemos,

$$e^{-z} = \frac{p}{p_0} = \frac{n K T}{n_0 K T_0} = \frac{n H}{n_0 H_0}$$

multiplicando y dividiendo por σ , y usando ecuación (6-11)

$$e^{-z} = \sigma n H \quad \therefore \quad \sigma n = \frac{e^{-z}}{H} \quad (6-12)$$

Ahora escribimos la velocidad de producción q en función de z , para ello expresamos τ en función de z usando ecuaciones (6-10) y (6-12).

$$\tau(z, \chi) = e^{-z} \cdot \sec \chi \quad (6-13)$$

y transformamos la ecuación (6-6) usando las ecuaciones (6-12) y (6-13), además multiplicamos y dividimos por e .

$$q(z, \chi) = q_0 \exp(1 - z - e^{-z} \sec \chi) \quad (6-14)$$

donde $q_0 = \frac{I_{\infty} n}{eH}$ es la velocidad máxima de producción para incidencia vertical y $z = 0$. Esta expresión es la velocidad de producción obtenida por Chapman. En Fig. 31 puede verse la forma de q en función de z y de χ .

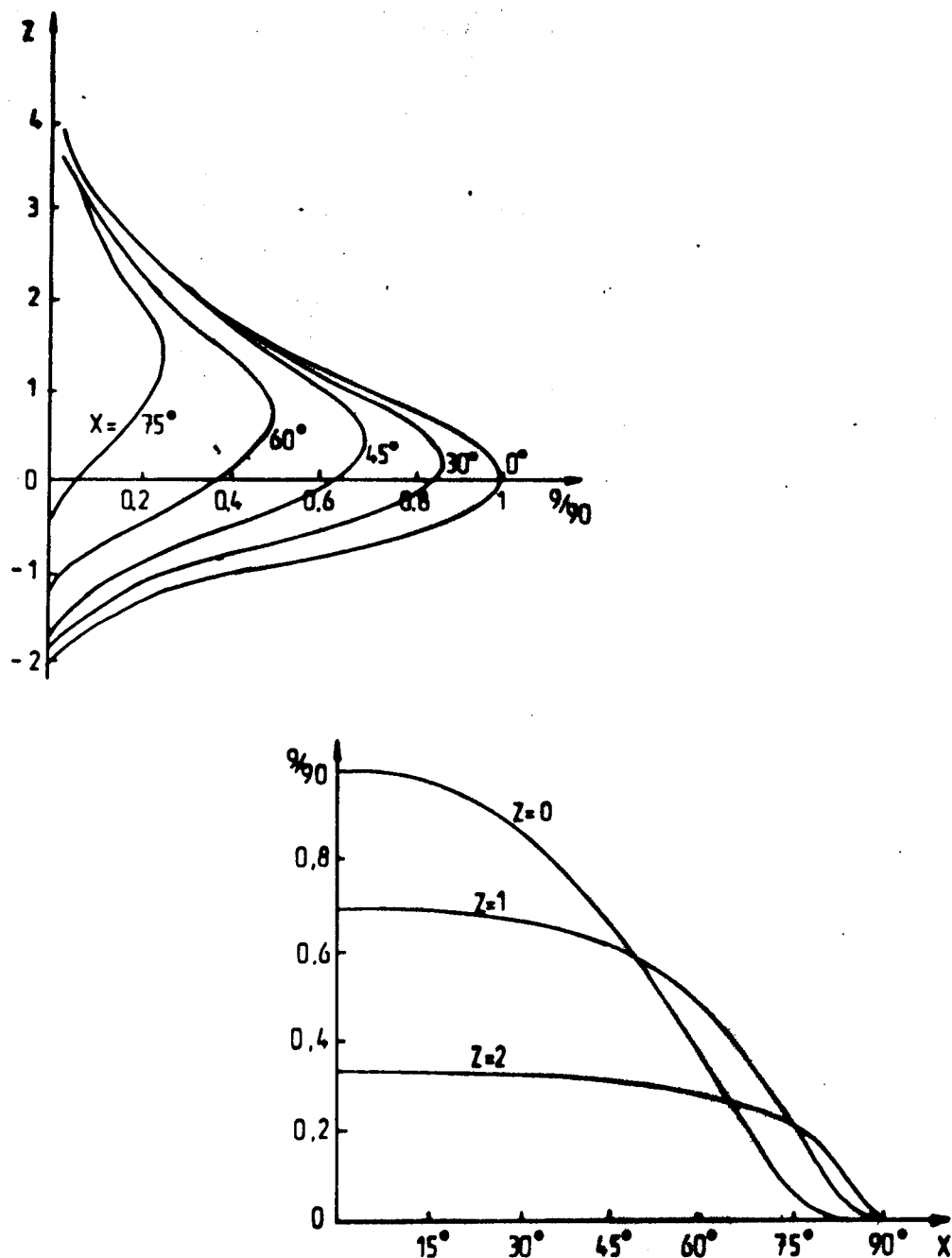


Fig. 31. Velocidad de producción q en función de altura reducida z y de ángulo cenital χ . En unidades de q_0 máxima. Ref. [4].

Podemos ahora levantar las hipótesis simplificatorias introducidas al comienzo de la deducción de q .

a) Si la radiación no es monocromática, el flujo incidente, la sección eficaz σ y la eficiencia varían con la longitud de onda λ ; reescribimos ecuación (6-6) explicitando las variables

$$q(h, x, \lambda) = I_{\infty}(\lambda) n(\lambda) \sigma(\lambda) n(h) e^{-\tau(h, x, \lambda)}$$

Si se conoce la variación con λ , es posible obtener

$$q(h, x) = \int \frac{dq}{d\lambda} d\lambda$$

En la práctica la integral se reduce a una suma sobre un número adecuado de intervalos de λ donde I_{∞} , σ y n varíen poco; esto es posible porque la dependencia es suave.

b) El gas neutro no es de un solo tipo, pero a los efectos de ionización es suficiente considerar los constituyentes mayores O , N_2 , O_2 . Cada uno tiene sección eficaz σ y concentración $n(h)$ distinta y eventualmente la eficiencia n puede diferir. Entonces según ecuación (6-6) y considerando radiación monocromática

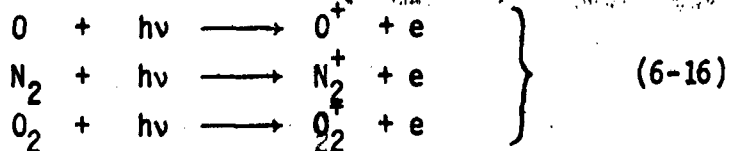
$$q(h, x) = I_{\infty} \sum_{i=1}^N n_i \sigma_i n_i(h) e^{-\tau(h, x, i)} \quad (6-15)$$

donde $i=1, \dots, N$ son los constituyentes atmosféricos a considerar.

c) Cuando el ángulo cenital es grande, por ejemplo a la salida o la puesta de sol, el factor $\sec x$ debe reemplazarse por una función analítica encontrada por Chapman. Para ángulos x menores de 70° la diferencia es despreciable, como puede verse en Fig. 32. Puesto que no trabajaremos con ángulos cenitales grandes, no nos extendemos sobre atmósfera con estratos esféricos.

De acuerdo al análisis realizado en Capítulo 5, Sección 5.2., la ionización producida por partículas difícilmente modifica la velocidad de producción q por fotoionización.

Entonces podemos decir que la ionización en región F se produce por



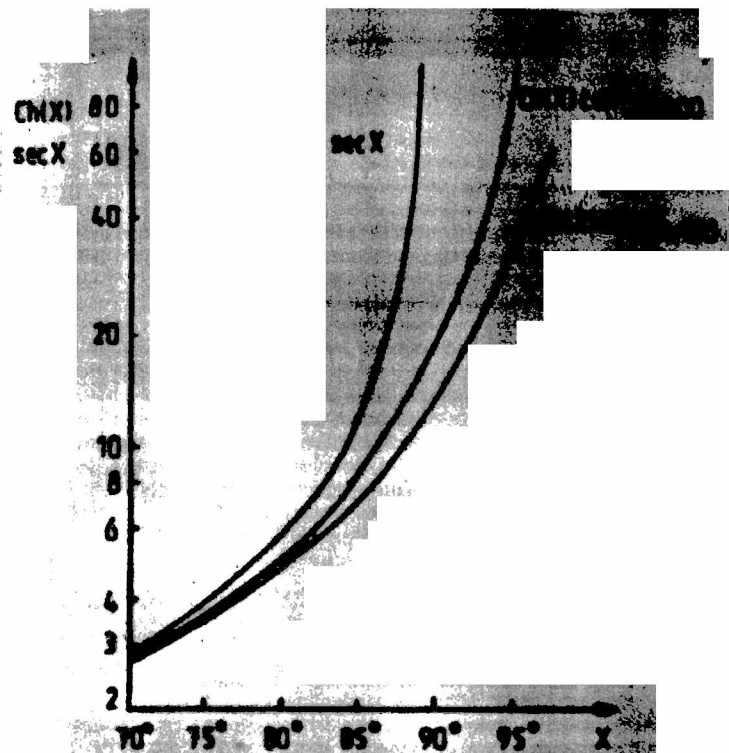
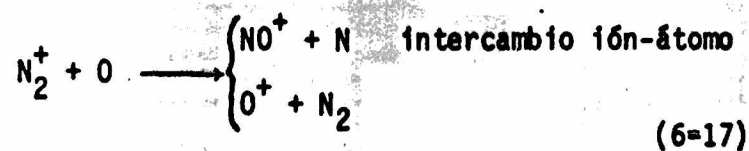


Fig. 32. Diferencia entre función de Chapman $Ch(x)$ y $\sec x$. Para $x < 70^\circ$ es despreciable. $Ch(x)$ depende paramétricamente de distancia geocéntrica r y altura de escala H .

El ión O_2^+ desaparece rápidamente por recombinación disociativa, es el proceso P1 de ecuación (5-1). El ión N_2^+ puede recombinarse (corresponde a P3 de ecuación (5-1)) o intercambiar la carga con el oxígeno atómico o con el molecular.



Entonces la densidad de iones positivos que equilibra eléctricamente la densidad electrónica está formada en su mayor parte por O^+ . En el próximo punto veremos cómo se pierden estos iones y electrones.

6.2. PERDIDA DE IONIZACION

El proceso más simple de pérdida es el de recombinación radiante. Un electrón choca con un ión, por conservación de momento lineal y de energía, es preciso que el átomo neutro que se forma emita un fotón



Para iones moleculares el proceso más fácil es el de recombinación disociativa



porque con dos átomos es simple conservar el momento lineal y la energía mediante la separación de los mismos. X e Y son genéricos. Los átomos resultantes pueden quedar en estado excitado como vimos en ecuación (5-1).

Un tercer modo de recombinación ocurre cuando en el proceso está presente un tercer cuerpo M que absorbe el momento y energía necesarios para que se cumplan las leyes de conservación



Este tercer modo no es importante en ionósfera, porque la presión de la alta atmósfera es insuficiente para producir estos procesos.

Si la pérdida es sólo por recombinación, dado que hay mayoría de iones atómicos O^+ deberíamos esperar que se cumpla ecuación (6-18). En ese supuesto, escribiremos para la variación de densidad de iones y electrones, y usando la notación $N(e) \equiv [e]$, ---- $N(O^+) \equiv [O^+]$ para la concentración:

$$\frac{d[e]}{dt} = q - \alpha [e][O^+]$$

donde α es el coeficiente de la velocidad del proceso de ecuación (6-18).

El coeficiente de velocidad de reacción está asociado a la sección eficaz del proceso, siendo más usado en este tipo de reacciones. α es la sección eficaz multiplicada por una velocidad que es el promedio en el tiempo de la velocidad relativa de las partículas

las intervinientes. Se mide en cm^3/seg o m^3/seg .

Por la condición de neutralidad eléctrica y al considerar amplio predominio de O^+ en región F

$$[\text{O}^+] = [\text{e}]$$

entonces

$$\frac{d[\text{e}]}{dt} = q - \alpha [\text{e}]^2$$

En un estado estacionario la variación será nula, luego

$$q = \alpha [\text{e}]^2 \quad [\text{e}] = \left(\frac{q}{\alpha}\right)^{1/2} \quad (6-21)$$

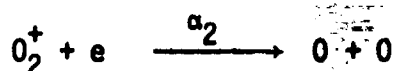
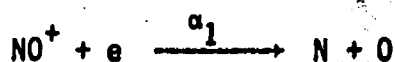
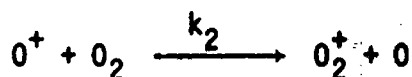
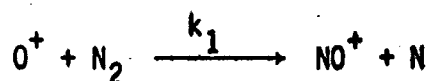
Sin embargo esto no es correcto para región F, porque la pérdida de iones y electrones no se da por recombinación directa como hemos supuesto. De hecho, la probabilidad para el proceso de ionización (6-18) es pequeña.

Si queremos describir cómo se pierden los iones y electrones, tenemos que considerar las reacciones de intercambio de carga e intercambio ión-átomo



En región F vimos que los iones son principalmente O^+ , y los neutros O , N_2 , O_2 . La densidad de los neutros no es cambiada -- por las reacciones con iones ya que es muy superior a la densidad iónica.

Los procesos que llevan a la pérdida de ionización son



(6-22)

donde k_i son los coeficientes de velocidad de intercambio de carga, y α_i los coeficientes de velocidad de recombinación. Estos procesos de recombinación disociativa son P1 y P2 de ecuación (5-1).

Escribiremos la variación de densidad de iones y electrones

$$\frac{d[e]}{dt} = q - \alpha_1 [NO^+] [e] - \alpha_2 [O_2^+] [e] \quad (6-23)$$

$$\frac{d[O^+]}{dt} = q - k_1 [O^+] [N_2] - k_2 [O^+] [O_2] \quad (6-24)$$

$$\frac{d[NO^+]}{dt} = k_1 [O^+] [N_2] - \alpha_1 [NO^+] [e] \quad (6-25)$$

$$\frac{d[O_2^+]}{dt} = k_2 [O^+] [O_2] - \alpha_2 [O_2^+] [e] \quad (6-26)$$

más la condición de neutralidad eléctrica

$$[e] = [O^+] + [NO^+] + [O_2^+] \quad (6-27)$$

Si tomamos condiciones de equilibrio, en ecuaciones (6-23) a (6-26) el primer miembro se anula, además podemos considerar la mayoría de iones positivos como de oxígeno atómico O^+ , entonces las ecuaciones resultantes son

$$q = \alpha_1 [NO^+] [e] + \alpha_2 [O_2^+] [e] \quad (6-23 \text{ a})$$

$$q = k_1 [O^+] [N_2] + k_2 [O^+] [O_2] \quad (6-24 \text{ a})$$

$$k_1 [O^+] [N_2] = \alpha_1 [NO^+] [e] \quad (6-25 \text{ a})$$

$$k_2 [O^+] [O_2] = \alpha_2 [O_2^+] [e] \quad (6-26 \text{ a})$$

$$[e] = [O^+] \quad (6-27 \text{ a})$$

De ecuación (6-25 a) y usando (6-27 a) tenemos

$$[NO^+] = \frac{k_1 [N_2] [O^+]}{\alpha_1 [e]} = \frac{k_1}{\alpha_1} [N_2] \quad (6-28)$$

De ecuación (6-26 a) y usando (6-27 a) tenemos

$$[O_2^+] = \frac{k_2}{\alpha_2} [O_2] \quad (6-29)$$

Si reemplazamos las expresiones dadas por ecuaciones (6-28) y (6-29) en ecuaciones (6-23 a) y (6-24 a) respectivamente obtenemos

$$q = \{k_1 [N_2] + k_2 [O_2]\} [e] \quad (6-30)$$

$$q = \{k_1 [N_2] + k_2 [O_2]\} [O^+] \quad (6-31)$$

Se define

$$k_1 [N_2] + k_2 [O_2] = \beta \quad (6-32)$$

Coefficiente de pérdida de ionización, tiene dimensiones seg^{-1} .

Expresa el hecho de que la pérdida sigue una ley lineal con la densidad electrónica, y no cuadrática como se obtenía en ecuación (6-21) por recombinación radiante.

Podemos estimar la vida media de las distintas especies, ya que en pérdida lineal es el tiempo necesario para reducir la densidad inicial en e^{-1} .

La vida media de los iones moleculares es más corta que la de iones atómicos.

A medida que disminuye la altura y crecen $[N_2]$ y $[O_2]$ la vida media de los iones atómicos también disminuye. En región E $\tau(O^+) = 0,02 \text{ seg}$. A su vez la vida media de los iones moleculares aumenta pues la densidad electrónica $[e]$ disminuye.

Hemos supuesto los valores de los coeficientes k_i y α_i -- constantes. En realidad tienen una leve dependencia de la temperatura T , decrecen cuando ésta aumenta.

El proceso $O^+ + N_2$ tiene una dependencia del estado vibra

cional de N_2 . El valor de k_1 puede aumentar a medida que es mayor el estado vibracional.

Estas modificaciones en los coeficientes no producen cambios importantes en la pérdida. Realmente la pérdida de ionización no es significativa en el balance diurno de la ionosfera porque el mecanismo importante es el transporte de la ionización. Hemos visto que en la anomalía ecuatorial el transporte es fundamental.

Pero lo mismo es necesario analizar los términos de producción y pérdida para ver si no aparecen hechos nuevos o distintos.

CAPITULO VII

PRODUCCION Y PERDIDA EN RELACION CON LA ANOMALIA ECUATORIAL

7.1. FOTOIONIZACION

En este capítulo aplicaremos la teoría desarrollada en el capítulo anterior sobre producción y pérdida de ionización. Lo haremos para bajas latitudes magnéticas, cuando los datos son conocidos ser diferentes que en otras latitudes, y en condiciones de actividad solar mínima. Elegimos esas condiciones para poder verificar si los resultados numéricos de producción y pérdida muestran un apartamiento apreciable de datos conocidos o extrapolados. Así, examinados los términos de producción y pérdida de ionización en la ecuación de continuidad (4-1), en trabajos futuros podremos concentrarnos en el término de transporte, con nuevos datos sobre campos eléctricos y velocidad de deriva electromagnética que permitan incluso explicar los hechos particulares mencionados en Capítulo 5.

Para calcular la velocidad de producción usamos la ecuación (6-6)

$$q = I_{\infty} n \sigma n e^{-\tau}$$

que generalizada para radiación no monocromática y los constituyentes atmosféricos mayoritarios queda

$$q = \sum_{\lambda} \sum_i n_i I_{\infty \lambda} n_{\lambda i} \sigma_{\lambda i} e^{-\tau_{\lambda i}} \quad (7-1)$$

donde i son los constituyentes O , N_2 , O_2 y la sumatoria sobre λ indica intervalos adecuados en el rango de 140 Å a 911 Å. En cada intervalo los valores de I_{∞} , n y σ se toman constantes. Están indica-

dos en Tabla IV. Respecto a la eficiencia de ionización η de los tres constituyentes podemos estimar su valor aproximadamente en 1. Si bien es cierto que la eficiencia es menor que 1 para el caso de fotones menos energéticos (mayor longitud de onda), esta eficiencia es mayor que 1 para pequeña longitud de onda debido a la ionización secundaria. En el rango de 1 a 300 Å (en lo que nos interesa el rango de 140 a 300 Å) la radiación solar ultravioleta produce fotoelectrones que pueden causar ionización secundaria. La conservación del momento lineal en la ionización requiere que el exceso de energía del fotón sea compartido entre ión y electrón (fotoelectrón) en razón inversa a sus masas, por lo que el fotoelectrón se lleva casi toda la energía. La ionización secundaria no es grande porque los fotoelectrones pierden parte de su energía por colisiones. Allen [87] ha encontrado para la eficiencia la relación empírica

$$\eta = \frac{360}{\lambda \text{ (Å)}}$$

si la aplicamos a nuestros intervalos de Tabla IV tenemos que para el extremo de λ menor es $\eta = 2,11$, mientras que en los intervalos centrales donde las secciones eficaces de ionización son mayores, η oscila entre 0,6 y 0,8. Tomando $\eta = 1$ la variación numérica de nuestros resultados es insignificante.

Los valores del flujo de fotones para los intervalos de λ en condiciones de actividad solar mínima son los obtenidos en Ref. [88] corregidos con los valores más modernos de Ref. [99]. Las secciones eficaces de ionización de Ref. [87 - 89 - 90 - 99]. Las concentraciones n_i para O, N₂ y O₂ de Ref. [4], para actividad solar mínima. Siendo $n_i(h)$ tenemos que fijar la altura o contemplar la variación con la altura. Teniendo en cuenta el mecanismo de formación de la anomalía ecuatorial buscamos la producción en la base de región F2, normalmente la anomalía se presenta ya a esa altura. Seleccionamos $h = 200$ km para nuestros cálculos.

A fin de calcular q de ecuación (7-1) necesitamos conocer τ . De ecuación (6-10) tenemos

$$\tau(\lambda, h, \chi) = \sec \chi \sum_i \sum_{\lambda} \sigma_{i\lambda} n_i(h) H_i(h) \quad (7-2)$$

TABLA IV Valores de parámetros para determinar velocidad de producción q en años de actividad solar mínima				
Intervalo de longitud de onda λ Å	Flujo de fotones I_{∞} $10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ seg}^{-1}$	Sección eficaz de ionización		
		σ_{O} 10^{-18} cm^2	σ_{N_2} 10^{-18} cm^2	σ_{O_2} 10^{-18} cm^2
140-205	0,85	5,06	5,17	7,00
205-280	0,66	6,90	8,78	11,58
280-370	0,38	8,47	12,50	16,30
370-460	0,22	9,38	19,33	18,92
460-630	0,19	9,97	20,60	23,06
630-796	0,10	4,95	21,08	15,16
796-911	1,83	3,04	0	5,77

Fijado h quedan conocidos los $n_i(h)$. La altura de escala H depende de la altura a través de la temperatura T y de la aceleración de la gravedad g

$$H_i = \frac{KT}{m_i g} = \frac{RT}{M_i g} \quad (7-3)$$

donde $R = 8,314 \times 10^7 \text{ erg} \cdot \text{grado}^{-1} \text{ mol}^{-1}$ es la constante de los gases y M es la masa de un mol.

$$\text{Para } h = 200 \text{ km resulta } g(h) = g(o) \frac{R_T R_T^2}{(R_T + h)^2} = 950 \text{ cm seg}^{-2}$$

Para el mismo valor h es $T = 1000 \text{ }^\circ\text{K}$, dependiendo de la hora del día, siendo máximo para ángulo cenital pequeño, aproximadamente al mediodía. Este valor de T es algo alto para condiciones de actividad mínima. Para verificar que la imprecisión en T no afecte nuestros resultados calculamos τ y q para $T = 900 \text{ }^\circ\text{K}$ y $T = 1100 \text{ }^\circ\text{K}$. La modificación en el valor de q en ambos casos es del 2%-3% aproximadamente.

Esta modificación no es significativa. Es consecuencia -- del hecho que la variación de la altura de escala H_i para una variación $T = 100 \text{ }^\circ\text{K}$ es pequeña, entre 3-5 km para los distintos constituyentes. Para $T = 1000 \text{ }^\circ\text{K}$ los valores son

$$H_0 = 54,7 \text{ km.}$$

$$H_{N_2} = 31,3 \text{ km.}$$

$$H_{O_2} = 27,3 \text{ km.}$$

Respecto al ángulo cenital χ realizamos el cálculo tomando inicialmente $\chi = 0$, $\sec \chi = 1$. Luego observamos la variación para $\chi = 45^\circ$, $\sec \chi = 1,41421$. Esta variación para el valor de q es aproximadamente del 8%-10%. Dado que estamos interesados en producción con relación a la anomalía ecuatorial y dado el mecanismo de formación y mantenimiento de la misma no trabajamos con ángulos cenitales grandes como ya lo indicamos en Capítulo 6, Sección 1.

El resultado obtenido para la velocidad de producción es

$$q = \sum_{\lambda} \sum_i n_i I_{\infty\lambda} \sigma_{\lambda i} e^{-\tau} = 200 \text{ cm}^{-3} \text{ seg}^{-1}$$

Hemos calculado además los valores de τ para dos constituyentes sólo, O y N_2 . Es muy semejante al τ total, por lo que la contribución de O_2 a la producción no es importante. Si tomamos un único constituyente O la variación de τ es grande, por tanto N_2 no puede despreciarse para considerar la producción de iones y electrones. Que el ión N_2^+ no subsista es consecuencia de procesos subsiguientes

a la ionización, por lo que el ión predominante es el O^+ como indicamos en el Capítulo 6.

El resultado obtenido para la velocidad de producción q es consistente con datos existentes, en particular los de Ref. [4 - 7-15] que son algo más altos por no corresponder a condiciones de actividad mínima o estar calculados a altura inferior a 200 km. Cálculos previos que hemos realizado [91] para condiciones de actividad media dieron como resultado $q \approx 4 \times 10^3 \text{ cm}^{-3} \text{ seg}^{-1}$. Estos cálculos fueron hechos con valores de flujo de fotones y secciones eficaces de ionización obtenidos antes de 1979. Incluso con estos datos el cálculo en condiciones de actividad solar mínima lleva a un valor $q \approx 10^3 \text{ cm}^{-3} \text{ seg}^{-1}$ que es mayor que el obtenido actualmente.

De todos modos podemos concluir que la velocidad de producción en zona ecuatorial no muestra hechos nuevos respecto a otras latitudes. El orden de magnitud es el mismo.

Nos hemos limitado a fotoionización sin considerar ionización por partículas energéticas por las razones expuestas en el Capítulo 5, Sección 2.

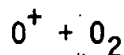
7.2. PERDIDA

Hemos analizado la pérdida de ionización en Capítulo 6, Sección 2. El parámetro importante que determina la velocidad de pérdida es el coeficiente de pérdida β definido por ecuación (6-32).

$$\beta = k_1 [N_2] + k_2 [O_2] \quad (7-4)$$

Depende fuertemente de la altura a través de las concentraciones de N_2 y de O_2 . Para ser consecuentes con nuestro análisis de la Sección anterior trabajaremos con $h \approx 200 \text{ km}$ y $T = 1000 \text{ }^\circ\text{K}$.

Los coeficientes k_1 y k_2 son los de velocidad de reacción de



respectivamente, de acuerdo a ecuación (6-22). Varían con la temperatura T , aunque esta variación no es grande ha sido estudiada, teóricamente y en laboratorio. Hemos usado los valores de Ref. [99]. - Los resultados experimentales son pocos [86]. En condiciones iónicas también [99]. Los resultados aceptados indican que k_1 decrece levemente cuando T aumenta, aunque existe alguna excepción para reacciones que involucran N_2^+ y O [94]. Se ha señalado que k_1 depende de la temperatura vibracional T_v de la molécula N_2 , es decir, de su estado vibracional [95]. También se han obtenido curvas de k_1 como función de T_v observándose un mínimo extenso para el rango 600 °K-1100 °K suponiendo $T_v = T_g$ temperatura del gas neutro [96], es decir, se supone $T_v(N_2^*)$ igual a $T(N_2)$ no excitado y otros neutros). - Otros autores [97] concluyen que $T_v \approx 1,4 T_g$ para alturas superiores a 200 km. Los valores elegidos son [99].

$$k_1 = 5,13 \times 10^{-13} \text{ seg}^{-1} \text{ cm}^3$$

$$k_2 = 1,25 \times 10^{-11} \text{ seg}^{-1} \text{ cm}^3$$

La ecuación (7-4) nos da entonces

$$\beta = 4,4 \times 10^{-3} \text{ seg}^{-1}$$

Otra vez este resultado es consistente con datos existentes. El coeficiente β aumenta rápidamente al disminuir la altura -- porque aumentan las concentraciones de N_2 y O_2 , a 150 km ya es β -- del orden de $10^{-1} - 10^{-2}$, mientras que a 300 km ha disminuído al orden $10^{-4} - 10^{-6}$, según la actividad solar.

Podemos decir también que la pérdida de ionización en zona ecuatorial no muestra hechos nuevos o distintos.

7.3. CONSISTENCIA DE RESULTADOS

Resulta interesante comparar los resultados para producción y pérdida de ionización con datos experimentales obtenidos recientemente. Estos datos son mediciones de concentraciones iónicas (N^+ , NO^+ , N_2^+ , O^+ , O_2^+) realizadas mediante espectrómetros de masas volados en los satélites pasantes S3-1 y S3-2.

En Fig. 33 se muestran valores de las concentraciones obtenidas por el satélite S3-1 [100] para la sección de la órbita --- 1581 del día 3-9-76. La sección de órbita corresponde al pasaje sobre la zona americana abarcando en latitud la parte sur de la anomalía ecuatorial, en tiempo local corresponde a horas diurnas, cercanas al mediodía. Las condiciones de ese día fueron de tranquilidad magnética. Se nota el comportamiento análogo de las concentraciones de iones atómicos, aunque en el caso de O^+ su densidad es dos órdenes de magnitud mayor que N^+ . Excepto el valor absoluto, las dos curvas se siguen perfectamente, este hecho subsiste aun en días perturbados magnéticamente. También se nota el efecto de anomalía en los iones atómicos, aunque no lo hemos indicado en abscisas, la depresión central en sus curvas corresponde al ecuador magnético. Los

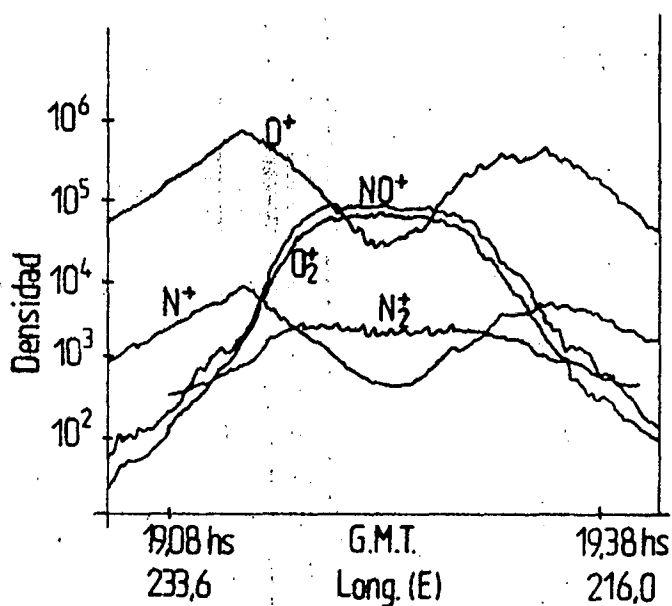


Fig. 33. Concentraciones iónicas medidas por el satélite S3-1 en su órbita 1581 al pasar por zona sudamericana, día 3-9-76. Ref. [100].

iones moleculares muestran un comportamiento algo distinto. Se nota un seguimiento total en las curvas de O_2^+ y NO^+ , hecho que también -- subsiste en días perturbados magnéticamente.

En Fig. 34 se muestran mediciones obtenidas por el satélite S3-2 en la órbita 1550 del día 25-3-76, magnéticamente muy tranquilo. La sección de la órbita corresponde a zona sudamericana, el tiempo local ya es nocturno, el efecto de anomalía ha desaparecido. Se nota también el seguimiento de las curvas de O^+ y N^+ como en --- tiempo diurno.

Con nuestros resultados podemos explicar la mayor parte - de los datos que se extraen de estas figuras y de las mediciones de ambos satélites, a saber: comportamiento análogo de las curvas de O^+ y N^+ y diferencia cuantitativa, correspondencia cuantitativa de las curvas de O_2^+ y NO^+ , orden de magnitud del valor absoluto de las densidades de O^+ , N^+ , O_2^+ y NO^+ .

Además en tiempo diurno es claro el efecto de anomalía en los iones atómicos, perfectamente consistente con los procesos físicos usados en nuestro trabajo para explicar la anomalía ecuatorial. El hecho que los iones moleculares no muestren el efecto de anomalía no quita coherencia a lo expuesto, como estos iones tienen vida media más corta participan sólo del comienzo del "efecto fuente" de la anomalía y no alcanzan a ser removidos del ecuador magnético. De todos modos una explicación más detallada del comportamiento de los iones moleculares en su apartamiento de la anomalía ecuatorial necesita la inclusión de los términos de transporte en la ecuación de - continuidad. Ese aspecto del problema, como ya lo indicamos, no lo hemos tratado aquí. Será desarrollado en trabajos futuros.

Pasamos a explicar la consistencia de nuestros resultados con los datos satelitarios. En días magnéticamente tranquilos el -- cálculo realizado en condiciones de equilibrio (condiciones estacionarias) muestra ser suficiente. El análisis sólo con producción y - pérdida se acerca a la descripción real. En días perturbados será - necesario considerar los términos de transporte.

Para los iones en consideración tenemos el sistema de ecuaciones:

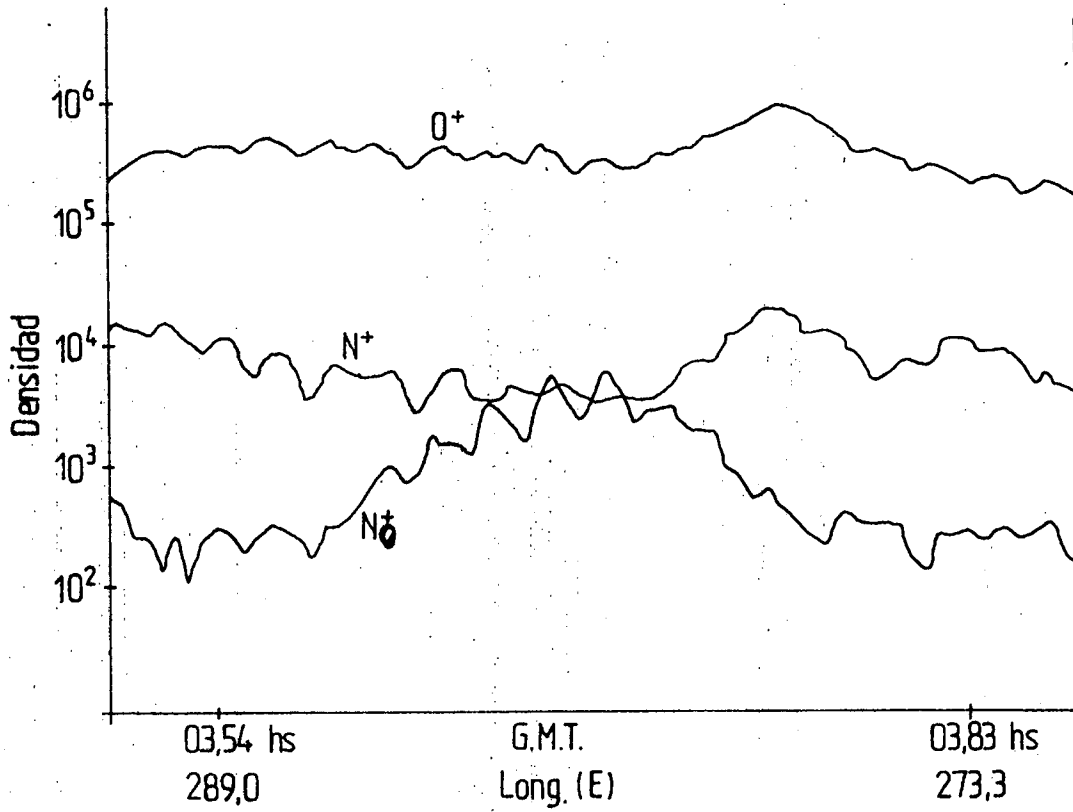


Fig. 34. Concentraciones iónicas medidas por el satélite S3-2 en su órbita 1550, día 25-3-76, tiempo nocturno. Ref. [101].

$$\begin{aligned} \frac{d[O^+]}{dt} = & I'_{O_0} \cdot [O] + k_8 [O] [N_2^+] + k_9^* [N] [O_2^+] - [O^+] \{k_1 [N_2] + \\ & + k_2 [O_2] + k_{10} [NO] + k_{11} [NO]\} \end{aligned} \quad (7-6)$$

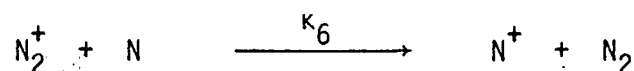
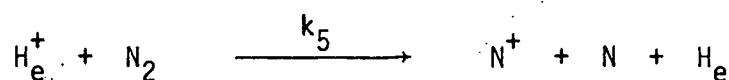
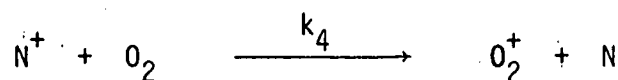
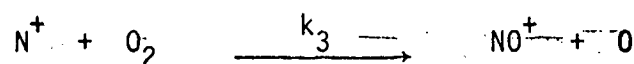
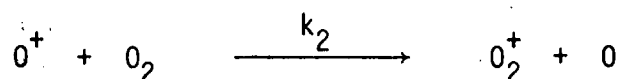
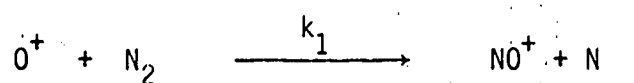
$$\begin{aligned} \frac{d[O_2^+]}{dt} = & I'_{O_2} \cdot [O_2] + [O^+] \{k_2 [O_2] + k_{11} [NO]\} + k_{12} [O_2] [N_2^+] + \\ & + k_4 [O_2] [N^+] - [O_2^+] \{k_7 [N] + k_{13} [N_2] + k_9^* [N] + \alpha_2 [e]\} \end{aligned} \quad (7-7)$$

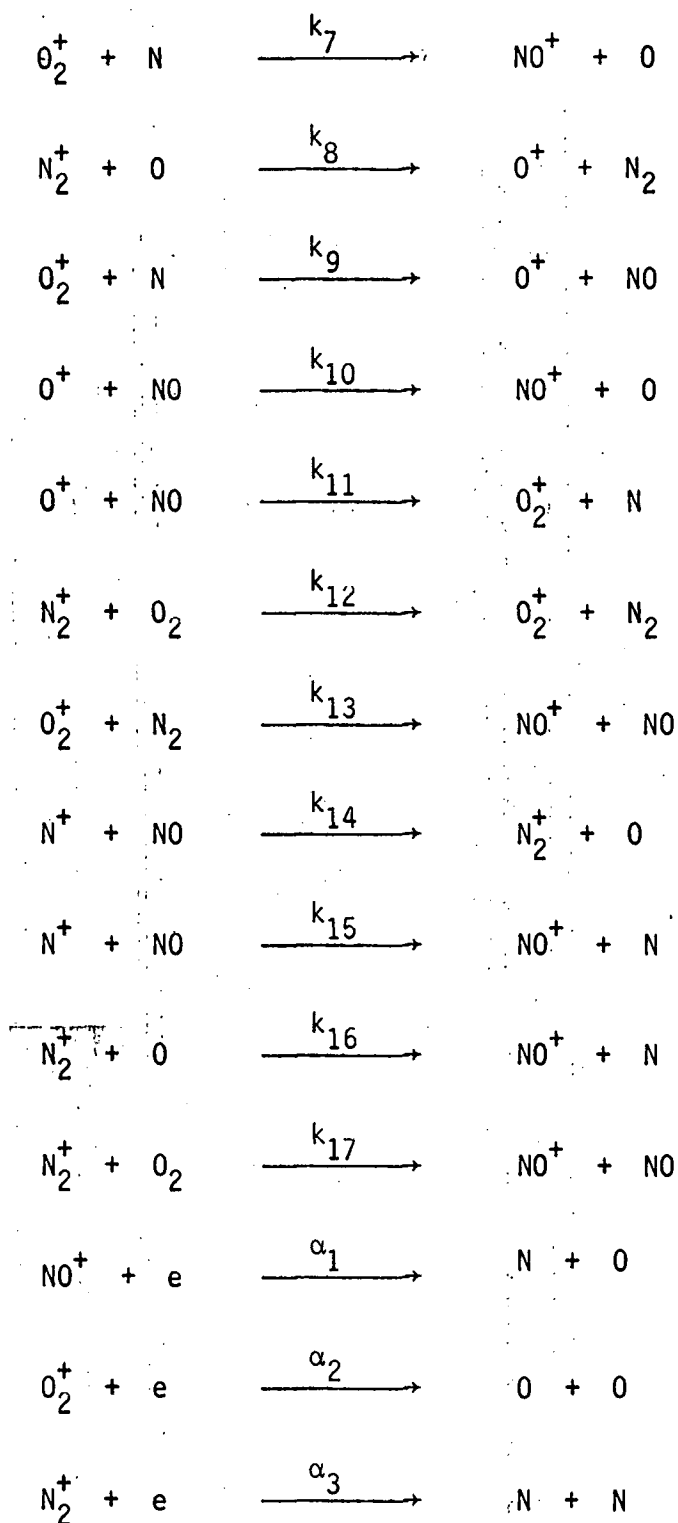
$$\frac{d[N^+]}{dt} = I'_N [N] + k_6 [N] [N_2^+] - [N^+] \{k_{14} [NO] + k_4 [O_2] + k_{15} [NO] + k_3 [O_2]\} \quad (7-8)$$

$$\frac{d[N_2^+]}{dt} = I'_{N_2} [N_2] + k_{14} [NO] [N^+] - [N_2^+] \{k_6 [N] + (k_8 + k_{16}^*) [O] + (k_{12} + k_{17}^*) [O_2] + \alpha_3 [e]\} \quad (7-9)$$

$$\frac{d[NO^+]}{dt} = I'_{NO} [NO] - \alpha_1 [NO^+] [e] + [O^+] \{k_1 [N_2] + k_{10} [NO]\} + [O_2^+] \{k_7 [N] + k_{13} [N_2]\} + [N^+] \{k_3 [O_2] + k_{15} [NO]\} + [N_2^+] \{k_{16}^* [O] + k_{17}^* [O_2]\} \quad (7-10)$$

donde $I' = \sigma I \eta$ es el coeficiente de fotoionización introducido para ec. (6-1). Los k_i son los coeficientes de las reacciones que enumeramos a continuación, k_i^* indica reacción endotérmica (que normalmente no se considera en ionósfera), α_i son los coeficientes de recombinación disociativa:





Los valores de los distintos coeficientes han sido estudiados por diversos autores, nosotros usamos preferentemente los dados por Torr y Torr en Ref. [99]. Las reacciones de baja y probabilidad podemos despreciarlas en el conjunto de ec. (7-6) a (7-10).

Además debemos tener en cuenta que en las concentraciones de componentes neutros $[NO]$ y $[N]$ son minoritarios frente a $[O]$, $[O_2]$ y $[N_2]$. Respecto a las concentraciones iónicas son minoritarias --- $[N_2^+]$ y $[N^+]$. Todo esto permite simplificar el sistema de ecuaciones.

Siguiendo a Nicolet [102] podemos distinguir dos regiones en la ionósfera, una donde los iones atómicos pasan rápidamente a iones moleculares (densidad alta como en región E), allí se consigue un estado estacionario y podemos igualar a cero el primer miembro de nuestras ecuaciones. La otra región es donde los iones atómicos tienen vida media apreciable (región F de menor densidad).

Si resolvemos las ec. (7-6) a (7-10) en el caso estacionario manteniendo sólo los términos mayoritarios, obtenemos:

$$[O^+] = \frac{I'_0 [O] + k_8 [N_2^+] [O]}{k_1 [N_2] + k_2 [O_2]} \quad (7-11)$$

$$[O_2^+] = \frac{I'_{02} [O_2]}{\alpha_2 [e]} + \frac{I'_0 [O]}{\alpha_2 [e]} \left[\frac{1}{1 + k_1 [N_2] / k_2 [O_2]} \right] \quad (7-12)$$

$$[NO^+] = \frac{I'_0 [O]}{\alpha_1 [e]} \left[\frac{1}{1 + k_2 [O_2] / k_1 [N_2]} \right] \quad (7-13)$$

$$[N^+] = \frac{I'_N [N_2] + k_6 [N] [N_2^+]}{k_4 [O_2]} \quad (7-14)$$

$$[N_2^+] = \frac{I'_{N_2} [N_2]}{\alpha_3 [e]}$$

A alturas de región F ya no se puede considerar el estado de equilibrio para iones atómicos. Entonces integramos la ec. (7-6) para obtener $[O^+]$, manteniendo sólo los términos relevantes, incluso el término en k_8 lo despreciamos en esta primera aproximación.

$$\frac{d[O^+]}{dt} = I'_0 \cdot [O] - [O^+] \{k_1 [N_2] + k_2 [O_2]\} \quad (7-15)$$

$$\text{Llamando } [O^+]_e = \frac{I'_0 [O]}{k_1 [N_2] + k_2 [O_2]} \quad (7-16)$$

al valor estacionario dado por la ec. (7-11) y suponiendo éste constante podemos escribir

$$\frac{d([O^+] - [O^+]_e)}{dt} = -([O^+] - [O^+]_e) \{k_1 [N_2] + k_2 [O_2]\}$$

que integrada resulta

$$[O^+] = [O^+]_{in} \exp(-\{k_1 [N_2] + k_2 [O_2]\} t) + \frac{I'_0 \cdot [O]}{k_1 [N_2] + k_2 [O_2]} \{1 - \exp(-\{k_1 [N_2] + k_2 [O_2]\} t)\} \quad (7-17)$$

donde $[O^+]_{in}$ corresponde al valor de la concentración para $t=0$.

Si procedemos de la misma para N^+ obtenemos

$$[N^+] = [N^+]_{in} \exp(-(k_3 + k_4) [O_2] t) + \frac{I'_N \cdot [N_2]}{(k_3 + k_4) [O_2]} \{1 - \exp(-(k_3 + k_4) [O_2] t)\} \quad (7-18)$$

que muestra la tendencia de N^+ a estar presente a alturas elevadas - en comportamiento análogo al de O^+ (ec. 7-17), aunque con una concentración menor debido a los distintos valores estacionarios. En efecto, si estimamos el orden de magnitud para las concentraciones estacionarias, tenemos:

$$[O^+]_e = \frac{I'_0 [O]}{k_1 [N_2] + k_2 [O_2]} \approx 8,0 \times 10^5 \text{ cm}^{-3} \quad (7-19)$$

$$[N^+]_e = \frac{I'_N [N_2]}{(k_3 + k_4) [O_2]} \approx 3,5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3} \quad (7-20)$$

donde hemos tomado para I'_i y k_i los valores de Ref. [99]; incluso - en el caso de k_1 y k_2 que usamos en ec. (7-4) de los mismos autores pero con $T = 1000^\circ\text{K}$, aquí los recalculamos con un valor más real de $T \approx 760^\circ\text{K}$; para las concentraciones de neutros hemos usado Ref. [2].

$$I'_0 = 2,9 \times 10^{-7} \text{ seg}^{-1}$$

$$I'_N = 1,0 \times 10^{-7} \text{ seg}^{-1}$$

I'_N actúa sobre $[N_2]$ que sufre fotoionización disociativa.

$$k_1 = 6,0 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ seg}^{-1} \quad (\text{en 7-4 era } 5,13 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ seg}^{-1})$$

$$k_2 = 1,5 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ seg}^{-1} \quad (\text{en 7-4 era } 1,25 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ seg}^{-1})$$

$$k_3 = 2 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ seg}^{-1}$$

$$k_4 = 4 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ seg}^{-1}$$

$$[O] = 1,05 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$$

$$[O_2] = 1,37 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$$

$$[N_2] = 2,9 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$$

Los valores de (7-19) y (7-20) son compatibles con los datos de satélites S3-1 y S3-2, y reflejan la diferencia en dos órdenes de magnitud de ambas concentraciones.

Aprovechamos los valores numéricos que hemos usado en esta sección para constatar velocidades de producción de cada especie; con los I'_i obtenemos

$$q(O^+) = I'_0 \cdot [O] = 305 \text{ cm}^{-3} \text{ seg}^{-1}$$

$$q(N^+) = I_N [N_2] = 29 \text{ cm}^{-3} \text{ seg}^{-1}$$

resultados que son compatibles con el valor obtenido en Secc. 7.1.

Nos resta examinar la coincidencia de valores de $[O_2^+]$ y $[NO^+]$. De la ec. (7-7) deducimos un valor estacionario, pero a diferencia de la obtención de ec. (7-12), ahora consideramos el término en $k_7 [N]$ pues aunque decrece $[N]$ con la altura lo hace menos rápidamente que $[N_2]$. Obtenemos:

$$[O_2^+] = \frac{[O_2] \{I_{O_2}^+ + k_2 [O^+]\}}{\alpha_2 [e] + k_7 [N] + k_{13} [N_2]}$$

que podemos escribir en primera aproximación

$$[O_2^+] \approx \frac{[O_2] \{I_{O_2}^+ + k_2 [O^+]\}}{\alpha_2 [e]} \quad (7-21)$$

Repitiendo el procedimiento a partir de ec. (7-10) obtenemos un valor estacionario para $[NO^+]$:

$$[NO^+] = \frac{k_1 [N_2] [O^+] + [O_2^+] \{k_7 [N] + k_{13} [N_2]\}}{\alpha_1 [e]}$$

que podemos escribir

$$[NO^+] \leq \frac{k_1 [O^+] [N_2]}{\alpha_1 [e]} \quad (7-22)$$

Usando los valores numéricos ya introducidos, $[O^+]_e$ y Ref. [99] los siguientes:

$$I_{O_2}^+ = 1,0 \times 10^{-7} \text{ seg}^{-1}$$

$$\alpha_1 = 0,46 \times 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ seg}^{-1}$$

$$[e] = 5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$$

$$\alpha_2 = 0,60 \times 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ seg}^{-1}$$

podemos evaluar (7-21) y (7-22) obteniendo:

$$[O_2^+] \approx 5,5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$$

$$[\text{NO}^+] \approx 6,0 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}.$$

de acuerdo con la correspondencia cuantitativa de ambas concentraciones según los datos satelitarios.

CONCLUSIONES

En el estudio que hemos realizado de la anomalía ecuatorial quisimos determinar en qué medida la producción y pérdida de ionización en la zona ecuatorial puede tener valores distintos que en otras latitudes. Los valores obtenidos para la velocidad de producción $q \approx 2 \times 10^2 \text{ cm}^{-3} \text{ seg}^{-1}$ y para el coeficiente de pérdida lineal $\beta \approx 4,4 \times 10^{-3} \text{ seg}^{-1}$ indican que no existen diferencias apreciables. Este resultado es consistente con el conocimiento actual sobre formación y mantenimiento diario de la anomalía, donde el transporte de la ionización juega un rol fundamental.

Hemos analizado los aspectos fenomenológicos de la región F2 de la ionósfera en general y de la anomalía ecuatorial en particular. Comparamos estos aspectos con los diversos modelos existentes sobre la misma y dedicamos mayor atención al modelo de Anderson. Este modelo describe el campo magnético terrestre con mayor precisión que el modelo dipolar, y para campos eléctricos y vientos neutros usa descripciones basadas en datos experimentales disponibles.

Nosotros sugerimos que con el modelo de Anderson y datos últimos sobre campos eléctricos y deriva electromagnética de la ionización es posible explicar los valores menores de las crestas de densidad electrónica de la anomalía en años de actividad solar mínima.

anomalía geomagnética. Concluimos que no es posible hasta el momento establecer una relación cuantitativa entre ambas anomalías, y sugerimos un camino para continuar esta indagación.

Al relacionar la anomalía ecuatorial con luminiscencia atmosférica, no hacemos ningún aporte original ni sugerencia. Simplemente quisimos destacar los aspectos cuánticos de la emisión de radiación por los constituyentes atmosféricos a alturas de región F2, que se encuentran normalmente muy resumidos.

También hemos mostrado la consistencia de los resultados obtenidos con datos de concentraciones iónicas obtenidos por los satélites S3-1 y S3-2.

REFERENCIAS

- [1] G. Herzberg; Molecular Spectra and Molecular Structure, Van Nostrand, New York (1950).
- [2] C.I.R.A. Cospar International Reference Atmosphere, North-Holland, Amsterdam (1965).
- [3] J. A. Ratcliffe; An Introduction to the Ionosphere and Magnetosphere, Cambridge University Press (1972).
- [4] H. Rishbeth and O. K. Garriott; An Introduction to Ionospheric Physics, Academic Press (1969).
- [5] J. C. Cain, W. E. Daniels, J. Hendricks and D. C. Jensen; An Evaluation of the Main Geomagnetic Field, J. Geophys. Res. 70, -3647 (1965).
- [6] D. Stern; Geomagnetic Euler Potentials, J. Geophys. Res. 72, --3995 (1967).
- [7] H. Rishbeth; A Review of Ionospheric F Region Theory, Proc. ---IEEE 55, 16 (1967).
- ~~[8] E. V. Appleton and M. A. F. Barnett; Local Reflection of wire-~~
less Waves from the Upper Atmosphere, Nature 115, 333 (1925).

- [9] G. Breit and M. A. Tuve; A Radio Method of Estimating the ---- Height of the Conducting Layer, Nature 116, 357 (1925).
- [10] R. P. Feynman, R. B. Leighton y M. Sands; The Feynman Lectures on Physics, Vol. II, Fondo Educativo Interamericano, S. A. --- (1972).
- [11] L. Landau et E. Lifchitz; Electrodynamique des milieux conti-- nus, Editions MIR, Moscou (1969).
- [12] J. D. Jackson; Electrodinámica Clásica, Editorial Alhambra, Ma-- drid (1966).
- [13] L. Spitzer; Física de los Gases Totalmente Ionizados, Editio--- rial Alhambra, Madrid (1969).
- [14] D. L. Carpenter and C. G. Park; On What Ionospheric Workers -- Should Know about the Plasmopause - Plasmasphere, Rev. Geophys. Space Phys. 11, 133 (1973).
- [15] H. Rishbeth; On Explaining the Behavior of the Ionospheric F - Region, Rev. Geophys. 6, 33 (1968).
- [16] B. P. Toledo; La producción de ionización en región F. Rev. y- Fís. Teor., U.N.T., 28, ... (1978).
- [17] J. R. Manzano, J. V. Lascano, B. P. Toledo, L. Kurban, M. Gon- zález, R. Cejas y R. Perelló; Evidencia de la presencia de La- garganta de densidad electrónica en los registros de los sonda- dores de la red sudamericana, Geoacta 10, 53 (1980).
- [18] D. Eccles and J. W. King; A Review of Topside Sounder Studies- of the Equatorial Ionosphere, Proc. IEEE 57, 1012 (1969).
- [19] E. V. Appleton; Two Anomalies in the Ionosphere, Nature 157, - 691 (1946).

- [20] R. G. Rastogi; Magnetic Control of the Variations of the Critical Frequency of the F2 Layer of the Ionosphere, Can. J. Phys. 37, 874 (1959).
- [21] R. G. Rastogi; The Effect of Geomagnetic Activity on the F2 Region over Central Africa, J. Geophys. Res. 67, 1367 (1962).
- [22] S. K. Mitra; Geomagnetic Control of Region F2 of the Ionosphere, Nature 158, 668 (1946).
- [23] H. Rishbeth, A. Lyon and M. Peart; Diffusion in the Equatorial F Layer, J. Geophys. Res. 68, 2559 (1963).
- [24] D. F. Martyn; Electric Currents in the Ionosphere, Phil. Trans. Roy. Soc. London A 246, 306 (1953).
- [25] A. Valenzuela y G. Haerendel; Estudio de los campos eléctricos y magnéticos en la alta atmósfera, Publ. Comisión Nac. Inv. Espaciales, Argentina (1973).
- [26] J. R. Spreiter and B. R. Briggs; Theory of electrostatic fields in the ionosphere at equatorial latitudes, J. Geophys. Res. 66, 2345 (1961).
- [27] R. A. Duncan; The equatorial F-region of the ionosphere, J. Atmosph. Terr. Phys. 18, 89 (1960).
- [28] B. B. Balsley and J. J. Woodman; On the control of F-region -- drift velocity by the E-region electric field; experimental -- evidence, J. Atmosph. Terr. Phys. 31, 865 (1969).
- [29] B. B. Balsley; Nighttime electric fields and vertical ionospheric drifts near the magnetic equator, J. Geophys. Res. 74, --- 1213 (1969).
- [30] B. B. Balsley; Electric fields in the equatorial ionosphere: A review of techniques and measurements, J. Atmosph. Terr. Phys. 35, 1053 (1973).

- [31] G. Haerendel, R. Lüst and E. Rieger; Motion of artificial ion-clouds in the upper atmosphere, Planet. Space Sci. 15, 1 (1967).
- [32] R. F. Woodman and T. Hagfors; Methods for the measurement of vertical ionospheric motions near the magnetic equator by incoherent scattering, J. Geophys. Res. 74, 1205 (1969).
- [33] R. F. Woodman; Vertical drift velocities and east-west electric fields at the magnetic equator, J. Geophys. Res. 75, 6249 (1970).
- [34] A. M. Sauvage y B. P. Toledo; Resultados observacionales sobre la anomalia ecuatorial en región F. Publ. Comisión Nac. Est. - Geo-Heliofísicos, Argentina (1975).
- [35] A. J. Lyon and L. Thomas; The F2 region equatorial anomaly in the African, American and East Asian sectors during sunspot maximum, J. Atmosph. Terr. Phys. 25, 373 (1963).
- [36] C. S. R. Rao and P. L. Malthotra; A study of geomagnetic anomaly during International Geophysical Year, J. Atmosph. Terr. Phys. 26, 1075 (1964).
- [37] M. F. K. Abur-Robb and D. W. Windle; On the day and night reversal in N_m F2 north-south asymmetry, Planet. Space Sci. 17, 96 (1969).
- [38] D. N. Anderson; A theoretical study of the ionospheric F-region equatorial anomaly. II. Results in the American and Asian sectors, Planet. Space Sci. 21, 421 (1973).
- [39] R. P. Sharma and E. J. Hewens; A study of the equatorial anomaly at American longitudes during sunspot minimum, J. Atmosph. Terr. Phys. 38, 475 (1976).
- [40] L. Thomas; The F2-region equatorial anomaly during solstice periods at sunspot maximum, J. Atmosph. Terr. Phys. 30, 1631 ---

(1968).

- [41] R. A. Goldberg and E. R. Schmerling; The effect of diffusion on the equilibrium electron density distribution in the F-region near the magnetic equator, J. Geophys. Res. 68, 1927 ---- (1963).
- [42] R. G. Rastogi and S. Sanatani; Longitudinal effect in the equatorial F2 region of the ionosphere, J. Atmosph. Terr. Phys. 25, 739 (1963).
- [43] R. G. Rastogi; The diurnal development of the anomalous equatorial belt in the F2 region of the ionosphere, J. Geophys. Res. 64, 727 (1959).
- [44] B. C. N. Rao; Some characteristic features of the equatorial ionosphere and the location of the F-region equator, J. Geophys. Res. 68, 2541 (1963).
- [45] R. G. Rastogi; A synoptic study of the F2 region of the ionosphere in the Asian zone. J. Atmosph. Terr. Phys. 18, 315 (1960).
- [46] S. M. Radicella and A. H. C. Ragone; Seasonal variations of -- f_o F2 and the equatorial anomaly, Publ. Estación Ionosférica, Univ. Nac. de Tucumán (1966).
- [47] C. M. Rush and D. Miller; Some aspects of the day to day variability of the equatorial anomaly: American and Japanese sectors, Radio Sci. 7, 1085 (1972).
- [48] R. P. Sharma and E. J. Hewens; A study of the equatorial anomaly at American longitudes during sunspot minimum, J. Atmosph. Terr. Phys. 38, 475 (1976).
- ~~[49] G. E. K. Lockwood and G. L. Nelms. Topside sounder observations of the equatorial anomaly in the 75 °W longitude zone, J. Atmosph. Terr. Phys. 26, 569 (1964).~~

- [50] B. C. Gibson-Wilde; The equatorial anomaly in the Australasian zone during sunspot minimum, J. Atmosph. Terr. Phys. 29, 1269- (1967).
- [51] R. Raghavarao and M. R. Siraraman; Enhancement of the equatorial anomaly in the topside ionosphere during magnetic storms, J. Atmosph. Terr. Phys. 35, 2091 (1973).
- [52] R. F. Woodman, D. U. Sterling and W. B. Hanson; Synthesis of Jicamarca data during the great storm of March 8, 1970, Radio-Sci. 7, 739 (1972).
- [53] J. W. King and D. Eccles; The effect of a solar eclipse on the development of the ionospheric equatorial anomaly, J. Atmosph. Terr. Phys. 30, 1715 (1968).
- [54] R. G. Baxter; On the theoretical effects of electrodynamic --- drift in the equatorial F2 layer, J. Atmosph. Terr. Phys. 26, -711 (1964).
- [55] E. N. Bramley and M. Peart; Diffusion and electromagnetic ---- drift in the equatorial F2 region, J. Atmosph. Terr. Phys. 27, 1201 (1965).
- [56] E. N. Bramley and M. Young; Winds and electromagnetic drifts - in the equatorial F2 region, J. Atmosph. Terr. Phys. 30, 99 -- (1968).
- [57] W. B. Hanson and R. J. Moffett; Ionization transport effects - in the equatorial F region, J. Geophys. Res. 71, 5559 (1966).
- [58] D. N. Anderson; A theoretical study of the ionospheric F re--- gion equatorial anomaly. I. Theory, Planet. Space Sci. 21, 409 (1973).
- [59] S. Chandra and R. A. Goldberg; Geomagnetic control of diffu--- sion in the upper atmosphere, J. Geophys. Res. 69, 3187 (1964).

- [60] R. A. Goldberg; A review of the theories concerning the equatorial R2 region ionosphere, Proc. IEEE 57, 1119 (1969).
- [61] M. F. K. Abur-Robb; Combined world-wide neutral air wind and electrodynamic effects on the F2-layer, Planet. Space Sci. 17, 1269 (1969).
- [62] C. M. Rush; Some effects of neutral wind changes on the low latitude F region, J. Atmosph. Terr. Phys. 34, 1403 (1972).
- [63] M. F. Wu; On the effect of the vertical drift in the equatorial F region, Radio Sci. 7, 1079 (1972).
- [64] P. C. Kendall and W. M. Pickering; Magnetoplasma diffusion at F2-region altitudes. Planet. Space Sci. 15, 825 (1967).
- [65] P. C. Kendall; Geomagnetic control of diffusion in the F2-region of the ionosphere. I. The form of the diffusion operator, J. Atmosph. Terr. Phys. 24, 805 (1962).
- [66] R. G. Baxter and P. C. Kendall; A theoretical technique for evaluating the time dependent effects of general electrodynamic drifts in the F2 layer of the ionosphere, Proc. Roy. Soc. A 304, 171 (1968).
- [67] D. L. Sterling, W. B. Hanson, R. J. Moffett and R. G. Baxter; Influence on electromagnetic drifts and neutral air winds on some features of the F2 region, Radio Sci. 4, 1005 (1969).
- [68] D. N. Anderson and S. Matsushita, Seasonal differences in the low latitude F2 region ionization density caused by $\vec{E} \times \vec{B}$ drift and neutral wind, J. Atmosph. Terr. Phys. 36, 2001 (1974).
- [69] B. G. Fejer, D. T. Farley, R. F. Woodman and C. Calderón, Dependence of equatorial F-region vertical drifts on season and solar cycle, J. Geophys. Res. 84, 5792 (1979).

- [70] R. F. Woodman, R. G. Rastogi and C. Calderón, Solar cycle effects on the electric fields in the equatorial ionosphere, J. Geophys. Res. 82, 5257 (1977).
- [71] A. Valenzuela, Comunicación (fuera de programa) en la Reunión Nacional de Física, Bariloche, Argentina, diciembre 1980.
- [72] J. G. Roederer, Southern hemisphere anomalies, Space Research-6, 117 (1966).
- [73] D. A. Gagliardini, R. J. Franco y S. Radicella, Electrones precipitados en la anomalía magnética del Atlántico Sur, Publicación del Programa Nacional de Radiopropagación (1974).
- [74] A. J. Zmuda, Ionization enhancement from Van Allen electrons in the South Atlantic Magnetic Anomaly, J. Geophys. Res. 71, - 1911 (1966).
- [75] J. A. Gledhill, Working Conference on A. S. H. A. Y. (Antarctica and Southern Hemisphere Aeronomic Year) Planning (1974).
- [76] G. W. Sharp, W. L. Imhof and R. G. Johnson, Direct evidence -- for corpuscular radiation effects on the ionosphere in the --- Southern Anomaly region, Space. Res. 6, 203 (1966).
- [77] M. C. Kelley, W. E. Swartz, Y. Tayan and R. Torbert; On the relationship between the plasma density profile measured in the equatorial E and F regions and simultaneous energetic particle and spread F observations, J. Atmosph. Terr. Phys. 39, 1263 -- (1977).
- [78] D. Barbier, Interpretation de la luminiscence nocturne de la raie rouge de l'oxygene, C. R. Acad. Sci. Paris 244, 2077 ---- (1957).
- [79] D. Barbier and J. Glaume, La couche ionosphérique nocturne F - dans la zone intertropicale et ses relations avec l'emission -

- de la raie 6300 Å du ciel nocturne, Planet. Space Sci. 9, 133- (1962).
- [80] R. A. Perelló, R. Lejás y H. G. Polimeni, Luminiscencia de la-atmósfera, Publicación del Centro Nacional de Luminiscencia, - San Juan (1970).
- [81] J. I. Steinfeld, Molecules and Radiation: An Introduction to - Modern Molecular Spectroscopy, The M. I. T. Press, Massachusetts (1979).
- [82] G. Herzberg, Atomic Spectra and Atomic Structure, Dover, New - York (1944).
- [83] C. Candler, Atomic Spectra, Hilger & Watts Ltd, London (1964).
- [84] S. Chapman, The absorption and dissociative or ionizing effect of monochromatic radiation in an atmosphere on a rotating --- Earth, Proc. Phys. Soc. London 43, 26 (1931).
- [85] J. G. Moore and E. J. Weber, 6300 and 7774 Å airglow measure-- ments of equatorial plasma depletions, J. Atmosph. Terr. Phys. 43, 851 (1981).
- [86] T. Ogawa and T. Shimazaki, Diurnal variations of odd nitrogen- and ionic densities, J. Geophys. Res. 80, 3945 (1975).
- [87] C. W. Allen, The interpretation of the XUV solar spectrum, --- Space Sci. Rev. 4, 91 (1965).
- [88] H. E. Hinteregger, L. A. Hall and G. Schmidtke, Solar XUV ra-- diation and neutral particle distribution in the July, 1963 -- thermosphere, Space Research, ed. King-Hele, Muller and Righi-- NT, Vol. V. North-Holland Publ., Amsterdam, 1175 (1965).
- [89] G. V. Marr, Photoionization processes in gases, Academic Press, New York (1967).

- [90] C. W. Mc Daniel, Collision phenomena in ionized gases, John -- Wiley & Sons, New York (1964).
- [91] B. P. Toledo, Comunicación en la Reunión Nacional de Física, - Bariloche, Argentina, diciembre 1980.
- [92] E. E. Ferguson, D. K. Bohme, F. C. Fehsenfeld and D. B. Dunkin, Temperature dependence of slow ion-atom interchange reactions, J. Chem. Phys. 50, 5039 (1969).
- [93] M. A. Biondi, Atmospheric electron-ion and ion-ion recombina-- tion processes, Can. J. Chem. 47, 1711 (1969).
- [94] D. G. Torr, Refinement of the aeronomically determined rate -- coefficient for the reaction of N_2^+ with O, J. Geophys. Res. 84, 1939 (1979).
- [95] A. L. Schmeltekopf, F. C. Fehsenfeld, G. I. Gilman and E. E. - Ferguson, Reaction of atomic oxygen ions with vibrationally -- excited nitrogen molecules, Planet. Space Sci. 15, 401 (1967).
- [96] T. F. O'Malley, Simple model for the high energy reaction of - O^+ ions with N_2^+ , J. Chem. Phys. 52, 3269 (1970).
- [97] J. C. G. Walker, R. S. Stolarski and A. F. Nagy, The vibratio-- nal temperature of molecular nitrogen in the thermosphere, Ann. Geophys. 25, 831 (1969).
- [98] Mc Ewan and Phillips, Chemistry of the Atmosphere, Ed. E. Ar-- nold Ltd., London, (1975).
- [99] D. G. Torr and M. R. Torr, Chemistry of the thermosphere and - ionosphere, J. Atmosph. Terr. Phys. 41, 797 (1979).
- [100] C. R. Philbrick, Empirical F-region model development based - on S3-1 satellite measurements, Air Force Geophys. Lab. (pre-- print 1982).

[101] C. R. Philbrick, Orbital de satellite S3-2, (preprint 1982).

[102] M. Nicolet, La constitution et la composition de L'atmosphère supérieure, The earth's environment, Gordon and Breach (1963).