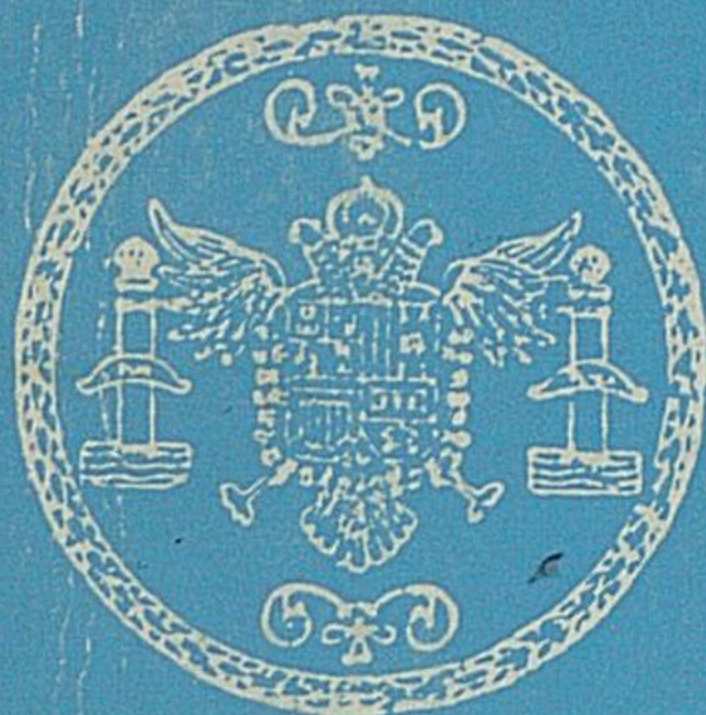


**Universidad de Granada**  
**Facultad de Ciencias**



Modelo no estacionario de la  
mesosfera y baja termosfera  
no estratificada en alta latitud

*Rafael Rodrigo Montero*



Septiembre, 1979

Tesis Doctoral

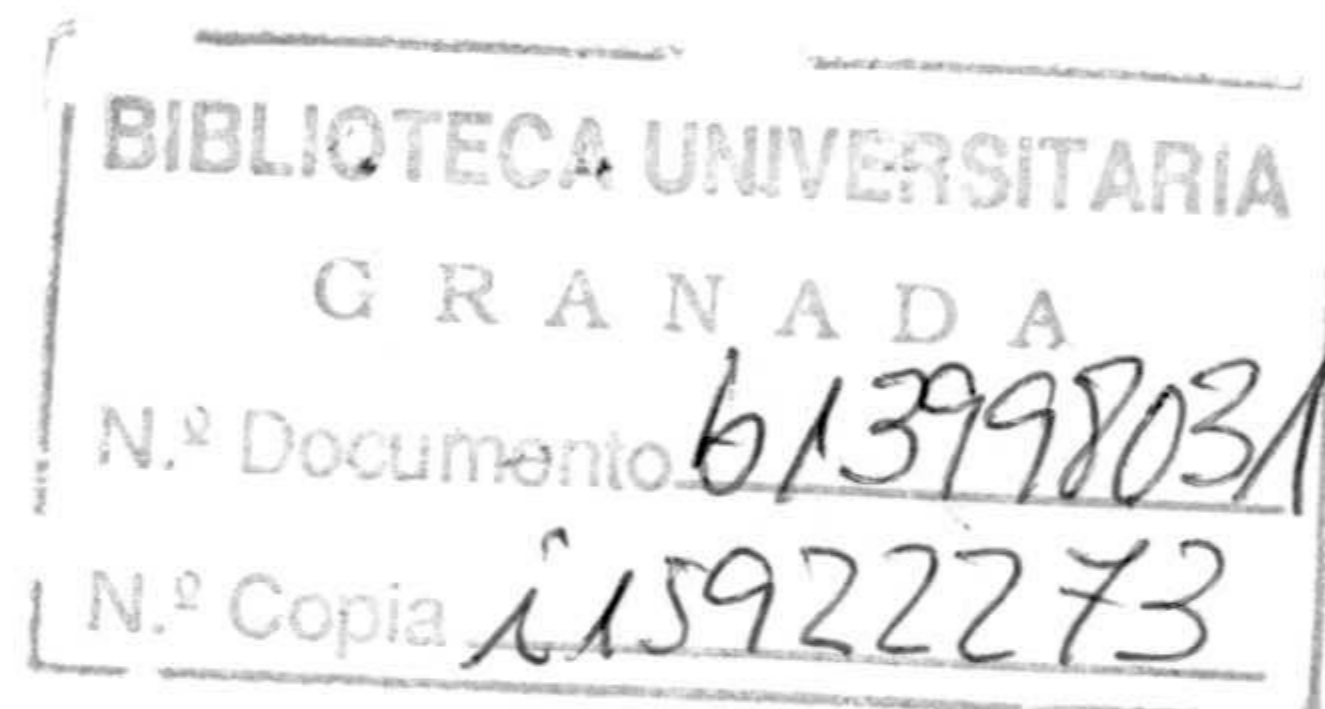


R.49.775

INSTITUTO DE ASTROFISICA DE ANDALUCIA  
CONSEJO SUPERIOR DE INVESTIGACIONES CIENTIFICAS

\*\*\*

DEPARTAMENTO DE FISICA FUNDAMENTAL  
FACULTAD DE CIENCIAS



MODELO NO ESTACIONARIO DE LA MESOSFERA Y  
BAJA TERMOSFERA NO ESTRATIFICADA EN ALTA  
LATITUD

RAFAEL RODRIGO MONTERO

Tesis Doctoral

UNIVERSIDAD DE GRANADA

1979





Tesis doctoral, dirigida por el Profesor Dr. Eduardo Battaner López, Adjunto de Mecánica y Termodinámica de la Universidad de Granada. Fué leída el 27 de Septiembre de 1979 obteniendo la calificación de sobresaliente "cum laude" ante el Tribunal formado por -- los profesores Sánchez, La Laguna; García, Granada; Orús, Barcelona; Román, Granada; Battaner, Granada.



A MI MUJER



## AGRADECIMIENTOS

Este trabajo es fruto de la colaboración entre el Instituto de Astrofísica de Andalucía y el Departamento de Física Fundamental de la Universidad de Granada.

Es un placer mostrar desde aquí mi agradecimiento a todas las personas que han colaborado en hacer posible esta memoria.

A todo el personal del Centro de Cálculo de la Universidad de Granada por su valiosa ayuda en todo el procesamiento de datos y programación.

Del Prof. J.S. Nisbet del "Ionosphere Research Laboratory" de la Universidad de Pennsylvania recibí los datos experimentales, así como numerosas sugerencias.

A todos mis compañeros del Instituto de Astrofísica de Andalucía por su constante apoyo y valiosas sugerencias. En especial a José Rodríguez por su inapreciable ayuda en la elaboración y reducción de los datos. Numerosas comunicaciones recibí de los miembros del Grupo de Atmósferas Planetarias del I.A.A.

A José M. Quintana quiero agradecerle su constante estímulo en todos los órdenes.

Por último quiero agradecer al Prof.Dr.D. Gerardo Pardo el haber aceptado la ponencia de esta memoria.



## INDICE

INTRODUCCION .....	7
CAP I PLANTEAMIENTO GENERAL DEL MODELO	
1.1 Introducción .....	11
1.2 Modelos de la atmósfera .....	16
1.3 Establecimiento específico del problema	19
CAP II DIFUSION Y TURBULENCIA. MODELOS DE LA ATMOSFERA	
2.1 Ecuaciones de difusión .....	23
2.1.1 Difusión vertical .....	23
2.1.2 Turbulencia .....	25
2.2 Ecuaciones individuales de movimiento vertical .....	27
2.3 Modelos teóricos .....	33
2.4 Vientos en la Termosfera .....	48
2.4.1 Procedimientos experimentales .....	50
2.4.2 Modelos teóricos de vientos .....	56
CAP III METODO DE ANALISIS	
3.1 Sistema de coordenadas .....	72
3.2 Temperatura .....	80
3.3 Procesos fotoquímicos .....	86
3.4 Vientos .....	96
3.4.1 Introducción. Tiempos característicos y modificación de las ecuaciones .....	96





3.4.2	Vientos horizontales en la Termosfera polar .....	100
3.4.3	Velocidad vertical atmosférica .....	117
3.5	Coeficiente de difusión vertical turbulenta .....	123
3.6	Establecimiento y resolución del sistema de ecuaciones .....	130
3.6.1	Química nocturna .....	136
3.6.2	Cálculo de $\theta$ y $\mathcal{H}$ .....	139
3.6.3	Condiciones límites .....	141
3.6.4	Solución numérica .....	143
CAP IV	ANALISIS DE LOS RESULTADOS	
4.1	Discusión general .....	148
4.2	Oxígeno atómico .....	158
4.3	H <sub>2</sub> O, H y OH .....	168
4.4	Ozono .....	174
4.5	Densidad y velocidad vertical atmosférica .....	176
	CONCLUSIONES .....	180
	APENDICE A .....	183
	APENDICE B .....	186
	REFERENCIAS .....	196



I N T R O D U C C I O N



Los modelos teóricos tienen el inconveniente de limitarse a la dirección vertical, puesto que los modelos tridimensionales necesitan una memoria y un tiempo de cálculo prohibitivo para los ordenadores actuales. Sin embargo, es muy probable que en determinadas circunstancias, en especial en altas latitudes magnéticas, los vientos horizontales deben de tener una importancia decisiva. La única solución posible es introducir los vientos horizontales a partir de datos experimentales, para obtener soluciones que puedan considerarse medianamente válidas. Pero tradicionalmente se tropezaba con la escasez de datos experimentales sobre estos vientos.

Sin embargo, el problema es grave. Las primeras medidas sobre compuestos minoritarios en altas latitudes indicaban valores considerablemente diferentes de los obtenidos en latitudes medias. La gran aportación de energía depositada en altas latitudes magnéticas debía de producir un sistema de vientos decisivo sobre la composición química y sobre el balance energético a escala global.

Estas consideraciones eran discutidas en el "Ionosphere Research Laboratory" de la Universidad de Pennsylvania. En especial, preocupaba el problema



del oxígeno atómico, según fué luego publicado por Nisbet y Glenar en 1977. Este problema provocó inicialmente un intercambio de cartas y cálculos entre J.S. Nisbet y E. Battaner, quien fué luego invitado por el "Ionosphere Research Laboratory" para establecer definitivamente las hipótesis y objetivos de un trabajo en colaboración.

Los datos experimentales sobre vientos horizontales en altas latitudes comenzaban a ser disponibles. Nisbet había realizado una interesante recopilación; los vientos deberían introducirse como datos de entrada en un modelo teórico que nosotros deberíamos desarrollar, que me fué propuesto como tesis doctoral y que de una forma muy atractiva y nueva nos permitiría prescindir en buena parte de la hipótesis de estratificación. Efectivamente, como se muestra a lo largo de esta memoria, la influencia de los vientos horizontales es decisiva, y al menos en altas latitudes, los cálculos que se realicen sin esta consideración, no pueden conducir a resultados verosímiles.

Era preciso elegir un lugar de la Tierra y un día a los cuales se refiriesen los cálculos. -- Fué elegido Chatanika, con una latitud magnética muy



similar a la que se referían los experimentos seleccionados de vientos, y con mayores posibilidades de confrontación empírica. La escasez de datos no permitía una diferenciación estacional y se decidió realizar los cálculos en condiciones equinociales. Expondremos a lo largo de la memoria, más detalladamente las otras especificaciones del modelo.



C A P I T U L O     I

PLANTEAMIENTO GENERAL DEL MODELO



### 1.1.- INTRODUCCION

En las últimas décadas se han realizado muchos intentos para explicar la presencia de los constituyentes O-H de la atmósfera. Se creía que estos representaban los productos de procesos químicos y fotoquímicos que implicaban  $H_2O$ ,  $CH_4$  y  $H_2$  transportados desde la superficie de la tierra y también  $O_2$  y  $O_3$ . Así, en la Estratosfera estos compuestos de H son sometidos a reacciones químicas con átomos O en estado base ó excitado, originándose éstos de la fotodisociación de  $O_3$ . A alturas aún mayores, en la baja Mesosfera, la fotodisociación de  $H_2O$  nos lleva a la producción de los constituyentes H, OH,  $HO_2$ ,  $H_2O_2$  y  $H_2$ , llegando también a ser importante la fotodisociación de  $O_2$ . A alturas termosféricas la disociación de  $H_2O$  es más rápida y la recombinación de los productos de la disociación se hace despreciable, de tal forma que en la alta Termosfera los átomos H representan la única forma significativa del contenido de hidrógeno.

Los constituyentes O-H en la región 60-100 km son de particular interés debido a su implicación en el "airglow", química iónica de la baja Ionosfera, balance térmico de esta parte de la atmósfera, y otros aspectos de la Aeronomía.



Así, la presencia de  $H_2O$  se realza por la observación de "water cluster ions", iones hidronio  $(H^+ \cdot (H_2O)_n)$  a alturas por debajo de 85 km (Narcisi y Bailey, 1965), por su posible papel en el "quenching" de  $CO_2$  excitado vibracionalmente por absorción de radiaciones solares (Houghton, 1969) y por su contribución en la formación de nubes noctilucentes (Humphreys 1933; Witt, 1969)..

Hace veinticinco años apareció un artículo revolucionario, explicando la presencia de  $O_2$  a alturas superiores a 100 km debido a la rapidez de la difusión molecular (Nicolet y Mange, 1954). Posteriores artículos discutieron más a fondo esta idea (Mange, 1955- y 1957; Nicolet, 1960). Unos diez años más tarde tuvo lugar una segunda innovación con la formulación de un modelo estacionario que incorporaba la difusión turbulenta (Colegrove et al., 1965 y 1966). Estos autores incluyeron difusión molecular para  $O$  y  $O_2$  y representaron la dinámica de la atmósfera simplemente por un coeficiente de difusión turbulenta vertical constante produciendo así distribuciones razonables de  $O$  y  $O_2$  entre 70 y 130 km. Más tarde, Hunt (1966) realizó un modelo aún más completo al introducir algunas reacciones adicionales que resultan ser importantes especialmente para los cálculos de ozono en la Estratosfera.



Hesstvedt (1968) extendió el modelo teniendo en cuenta la separación del equilibrio fotoquímico de ciertos constituyentes al incorporar transporte vertical por difusión turbulenta, resaltando que los procesos de transporte pueden influenciar grandemente las distribuciones de aquellos constituyentes que tienen tiempos de vida grandes, pero adoptó unas condiciones frontera muy restrictivas.

Bowman et al. (1970), presentaron una versión mejorada del modelo de Hessvedt resolviendo las ecuaciones de continuidad y difusión para un rango mayor de alturas, 60-120 km, y discutiendo los efectos de las condiciones frontera supuestas sobre los resultados e investigando los efectos producidos al variar el grado de mezcla turbulenta y el flujo solar.

Los modelos han ido mejorando notablemente tanto por la posibilidad de medidas de laboratorio de procesos químicos y fotoquímicos, medidas de globos y cohetes de intensidades de radiación solar ultravioleta, como por medidas desde cohetes de la turbulencia y de la composición atmosférica.

En estos modelos se parte de unos valores iniciales para las diferentes concentraciones,  $n_i$ , de los compuestos, y la integración en el tiempo se hace



hasta que se alcanzan condiciones estacionarias (es decir,  $\partial n_i / \partial t = 0$ ), de tal manera que el desarrollo en el tiempo no simula de ninguna manera la conducta diurna de la atmósfera. Pero precedieron a otros modelos que simulan las variaciones diurnas de los constituyentes O-H en la Mesosfera y baja Termosfera (Thomas y Bowman, 1972; Shimazaki y Laird, 1972; George et al., 1972; Isaksen, 1973; Bowman y Thomas, 1973 y otros) en los que se realizan revisiones de datos de flujo solar, coeficientes de reacción, predisociación de oxígeno molecular en las bandas de Shumann-Runge, y en los que se van utilizando valores dependientes de la altura del coeficiente de difusión turbulenta y ajustándose en algunos casos la magnitud del coeficiente para obtener una reconciliación con las medidas particulares de la composición química.

Una dificultad, ya expuesta ligeramente, en estudios teóricos es la incorporación de condiciones frontera inferior y superior realísticas en el modelo. En particular, el flujo hacia abajo de oxígeno atómico desde la Termosfera y un correspondiente flujo hacia arriba de oxígeno molecular, y el escape de hidrógeno atómico desde el tope de la atmósfera, invalidan la hipótesis de equilibrio difusivo como una condición fron



tera superior, hecha en algunos estudios, a una altura excesivamente baja.

Otra gran limitación de los modelos ha sido la imposición, la mayoría de las veces por necesidades de cálculo, de condiciones de estratificación que si bien pueden no influir en donde los vientos sean de pequeña magnitud, sí que nos pueden condicionar el modelo a altas latitudes donde existen sistemas de vientos de gran velocidad.

Otro inconveniente general de estos modelos es que las ecuaciones usadas sólo son válidas para constituyentes menores, con lo que es necesario imponer un perfil invariante de  $N_2$ , resultando así que la totalidad de la atmósfera habría que suponerla en equilibrio hidrostático, y además hay que elegir una frontera superior a alturas donde el oxígeno atómico siga -- siendo un constituyente menor. Stubbe (1973) y Battaner (1975) emplearon ecuaciones que son válidas para todos los constituyentes salvando así estos dos difíciles escollos.

Parece pues evidente que los resultados hasta el presente no proporcionan una descripción adecuada de la conducta de una atmósfera O-H. Sin embargo, es po



sible que algunos de los hechos más importantes ilustrados en estos modelos sean representativos de la atmósfera, y sería particularmente útil considerar la importancia de la fotoquímica en los cambios temporales esperados en la Mesosfera.

### 1.2.- MODELOS DE LA ATMOSFERA

Existe una estrecha interrelación entre el régimen térmico, la composición y la dinámica de la atmósfera, de tal forma que la construcción de un modelo requiere la solución simultánea de las ecuaciones de continuidad, movimiento y conservación de la energía.

Pero quien calcula un perfil de temperatura necesita conocer la composición química y quien calcula la composición química necesita conocer la temperatura. Actualmente, la única forma de atacar el problema es "mutilandole" y suponer algún perfil (ya de temperatura ó de concentraciones) apoyandose en datos experimentales.

Antes de proseguir, sería conveniente hacer una distinción en los modelos atmosféricos ya que pueden ser de naturaleza experimental ó teórica; sin embargo, ni las técnicas experimentales ni las posibilida





des de cálculo permiten establecer un modelo absolutamente empírico ó absolutamente teórico. Esta distinción se hace algo difusa, pero cabe hacer una distinción de grado entre modelos semiempíricos y modelos fundamentalmente teóricos.

En los modelos semiempíricos (p.ej. CIRA - 1965 y 1971; Jacchia, 1971 y 1977; Hedin et al., 1974; Nisbet et al., 1977; Barlier et al. 1978) se parte en general de información experimental sobre temperatura y densidad. Estos modelos ajustan las distintas regiones con escasez de datos y las variaciones diurnas con diferentes alternativas teóricas, entre ellas invariablemente la de equilibrio difusivo, constituyendo esta condición (ya comentada) una de las limitaciones más importantes ya que impide la elección de un límite inferior suficientemente bajo. Por tanto, en ellos ó se renuncia a una información sobre la Mesosfera, limitándose a alturas superiores a 90-120 km, ó ésta se obtiene por medio de interpolaciones ó extrapolaciones que, en lo que se refiere a concentraciones, resultan bastante cuestionables.

En la baja Termosfera, la zona de mayor escasez de información experimental, las concentraciones no se ajustan a las condiciones de equilibrio difusivo



resultando así que en esta región los datos suministrados por estos modelos tienen una escasa fiabilidad. Por el contrario, en la Termosfera media y superior estos modelos no sólo son de una gran exactitud, sino que reproducen las condiciones atmosféricas en distintas posiciones geográficas, horas locales, condiciones estacionales, actividades solares y geomagnéticas, etc.

De todas maneras, estos modelos nos pueden proporcionar una herramienta que de ningún modo debemos dejar de utilizar.

Entre los modelos fundamentalmente teóricos, de los que ya hemos hablado algo en el apartado anterior, cabe distinguir entre los modelos de la Mesosfera y los de la Termosfera.

Los modelos termosféricos (Mayr y Volland, 1973; Mayr et al., 1973 y 1974; Stubbe, 1973, entre otros) presentan también la dificultad de la adopción de un límite inferior entre 100 y 120 km, postulando en él un cese discontinuo de la turbosfera ó haciendo hipótesis, no comprobadas, sobre la densidad a esta altura, obteniendo así buenos resultados a partir de la Termosfera media, pero no muy realísticos en su frontera inferior.



En ellos se suele limitar el número de compuestos (normalmente O, O<sub>2</sub>, N<sub>2</sub> y a veces Ar, He y H) - para así poder tratar más exhaustivamente los procesos de transporte, incluso el transporte horizontal, aunque éste último de forma muy idealizada.

La mayor limitación achacable a los modelos mesosféricos, es que la excesiva complejidad de los -- procesos fotoquímicos hace imposible un tratamiento riguroso de los fenómenos de transporte, con lo que se elimina la posibilidad de determinar la densidad y lo - que obliga a imponer una frontera superior demasiado - baja, en la que la hipótesis general de equilibrio di- fusivo deja mucho que desear.

### 1.3.- ESTABLECIMIENTO ESPECIFICO DEL PROBLEMA

La región de nuestro interés, Mesosfera y - baja Termosfera, aparece como muy conflictiva; procesos fotoquímicos y de transporte, condiciones límite, va-- rriaciones de temperatura, ecuaciones adecuadas a todos los constituyentes, flujos solares, elección de un coeficiente de difusión turbulenta, tratamiento del hidró- geno atómico y otros problemas se han de ir estudiando detenidamente.



Pretendemos además estudiar la región de -  
interés en altas latitudes, en donde sistemas de vientos de gran velocidad afectan sustancialmente los perfiles de concentración de los compuestos por lo que se hace necesaria una hipótesis de no estratificación.

Así pues, pretendemos elaborar un modelo -  
que complemente las atmósferas de referencia ya citadas

- a) utilizando una descripción empírica de la temperatura,
- b) considerando las posibilidades de recombinación del oxígeno atómico con los compuestos derivados de la fotólisis del agua, pero simplificando al máximo el esquema fotoquímico en orden a tratar más detalladamente los fenómenos de transporte,
- c) empleando ecuaciones que no sean exclusivas de compuestos minoritarios lo que nos permitirá no tener que asumir un perfil de  $N_2$  invariante y colocar la frontera superior a mayor altura (220 km) en donde el oxígeno atómico deje de ser minoritario pudiendo se suponer equilibrio difusivo para todos los compuestos excepto para el hidrógeno atómico y adoptar una frontera inferior (60 km) con la hipótesis de mezcla, siendo ambas suposiciones prácticamente incuestionables



- d) usando un coeficiente de difusión turbulenta obtenido previamente de perfiles observados de oxígeno atómico, realizando así una reconciliación entre las predicciones teóricas y los resultados experimentales,
- e) tratando los coeficientes de fotodisociación en la forma usual,
- f) eliminando la hipótesis de estratificación al introducir vientos medios neutros y
- g) utilizando un método de integración, implícito en la altura y explícito en el tiempo, de una gran efectividad ya probada por Stubbe (1973) y Battaner (1975).



C A P I T U L O    I I

DIFUSION Y TURBULENCIA

MODELOS DE LA ATMOSFERA





## 2.1.- ECUACIONES DE DIFUSION

### 2.1.1.- DIFUSION VERTICAL

En la aproximación de primer orden de la ecuación de Boltzmann, las velocidades de difusión resultan ser: (Chapman y Cowling, 1970)

$$\langle \vec{V}_i \rangle = \left\{ \frac{n^2}{n_i \rho} \right\} \sum_j m_j D_{ij} \vec{d}_j - \frac{1}{n_i m_i} D_i^T \nabla \ln T \quad (2.1)$$

donde aparecen los coeficientes de transporte

$D_{ij}$ , coeficientes de difusión y

$D_i^T$ , coeficientes de difusión térmica

siendo:  $n_i$  la concentración de la especie  $i$

$m_i$  la masa de la especie  $i$

$n$  la concentración total

$\rho$  la densidad

En (2.1)  $\vec{d}_i$  viene dado por:

$$\vec{d}_i = \nabla \left( \frac{n_i}{n} \right) + \left( \frac{n_i}{n} - \frac{n_i m_i}{\rho} \right) \nabla \ln p - \frac{n_i m_i}{p \rho} (\rho \vec{a}_i - \sum_j n_j m_j \vec{a}_j) \quad (2.2)$$

donde:

$p$  es la presión y

$\vec{a}_i$  es la fuerza por unidad de masa.

La mayoría de los modelos atmosféricos--  
simplifican el problema suponiendo condiciones de -



estratificación (las componentes horizontales del -  
gradiente son despreciables frente a la vertical).  
Así, con (2.2) y admitiendo que la única fuerza ac-  
tuante es la gravedad, se tendrá:

$$d_i = \frac{1}{n} \frac{\partial n_i}{\partial z} - \frac{n_i}{n} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial z} + \frac{n_i}{n} \frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{n_i}{n} \frac{m_i}{m} \frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial z} \quad (2.3)$$

y como: 
$$\frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial z} = - \frac{1}{H} \quad (2.4)$$

donde H es la escala de altura de la atmósfera

$$\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial z} = - \frac{1}{H} + \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \quad (2.5)$$

$$\frac{m_i}{m} \frac{1}{H} = \frac{m_i}{m} \frac{mg}{kT} = \frac{1}{H_i} \quad (2.6)$$

donde  $H_i$  es la escala de altura de la especie i  
y k es la constante de Boltzmann.

Resulta:

$$d_i = \frac{n_i}{n} \left( \frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial z} + \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{1}{H_i} \right) \quad (2.7)$$

Al aplicar ahora (2.1) nos encontramos -  
con la dificultad del cálculo de  $D_{ij}$ . Cálculo que se  
simplifica suponiendo que el gas i se difunde en el-  
gas "resto de la atmósfera" y considerando un coefi-  
ciente binario entre estos dos gases,  $D_i^!$ . Por supues-  
to el gas "resto de la atmósfera" tiene unas propie-  
dades que dependerán de  $n_i$  que en definitiva es una-  
incógnita, por lo que  $D_i^!$  solo podrá conocerse estric



tamente una vez conocida  $n_i$ . Sin embargo, esto no ocurre si  $i$  es un constituyente menor.

Nicolet encontró así una expresión válida únicamente para constituyentes menores. Con (2.1)

$$\begin{aligned} \langle V_i \rangle = & - \frac{n^2}{n_i \rho} m D_i' d_i - \frac{1}{\rho_i} D_i^T \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} = \\ & - D_i' \left( \frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial z} + \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{1}{H_i} \right) - \frac{1}{\rho_i} D_i^T \frac{\partial T}{\partial z} \end{aligned} \quad (2.8)$$

y si utilizamos para la difusión térmica, el factor de difusión térmica,  $\alpha_i$ , en vez de  $D_i^T$

$$\alpha_i = \frac{\rho}{n^2 m_i m} \frac{D_i^T}{D_i'} \quad (2.9)$$

llegamos a:

$$\langle V_i \rangle = - D_i' \left( \frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial z} + \frac{1+\alpha_i}{T} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{1}{H_i} \right) \quad (2.10)$$

ecuación que llamaremos de Nicolet y que ha sido muy utilizada en modelos teóricos.

### 2.1.2.- TURBULENCIA

Los primeros intentos de examinar la relativa importancia de la difusión molecular y de la turbulenta fueron hechos por Colegrove et al. (1965),



en un modelo estacionario, haciendo uso de la modificación de la ecuación (2.10) realizada por Lettau (1951) que incluye los efectos de la difusión vertical turbulenta.

Lettau realizó esta modificación basándose en la teoría de longitud de mezcla, (teoría de turbulencia hoy abandonada) aunque la fórmula final puede obtenerse con hipótesis más simples.

Ya que el flujo turbulento será tanto mayor cuanto menos mezclados estén los compuestos, si la mezcla perfecta correspondería a un valor de  $n_i/n$  independiente de la posición, el flujo turbulento será proporcional y de sentido contrario a  $\nabla \frac{n_i}{n}$ . Por otra parte, cuanto mayor sea  $n$ , mayor será  $n_i$  y mayor el flujo. Se adopta pues,

$$n_i \langle \vec{V}_i \rangle_t = - Kn \nabla \frac{n_i}{n} \quad (2.11)$$

donde  $K$  recibe el nombre de coeficiente de mezcla.

Imponiendo la condición de estratificación y haciendo argumentos semejantes a los empleados en la sección anterior, obtenemos:

$$\langle V_i \rangle_t = - K \left( \frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial z} + \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{1}{H} \right) \quad (2.12)$$



Así, con (2.10) y (2.12) se tiene para compuestos neutros menores en condiciones de estratificación:

$$\begin{aligned} \langle V_i \rangle_t = & - D_i' \left( \frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial z} + \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{1}{H_i} \right) - \\ & K \left( \frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial z} + \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{1}{H} \right) \end{aligned} \quad (2.13)$$

teniendo que incluir  $\alpha_i$  para H, H<sub>2</sub> y He. Esta expresión se ha utilizado en muchos modelos teóricos por Colegrove et al. (1965), Hunt (1966 y 1971), Bowman et al. (1970), Thomas y Bowman (1972)...

## 2.2.- ECUACIONES INDIVIDUALES DE MOVIMIENTO VERTICAL

La ecuación (2.13) junto con la ecuación de continuidad de cada componente, escritas como:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = P_i - n_i l_i - \frac{\partial}{\partial z} (n_i v_i) \quad (2.14)$$

donde:  $P_i$  es la producción fotoquímica del compuesto  $i$

$l_i$  es la pérdida específica del compuesto  $i$   
y  $v_i$  es la velocidad vertical media del compuesto  $i$

nos conduce a un sistema de ecuaciones diferenciales, cuya solución deseamos.



Sin embargo, el empleo de (2.13), limita la solución a compuestos menores y ésta limitación constituye de hecho una de las mayores críticas a los modelos ya citados.

Sería bueno pues, disponer de unas ecuaciones del movimiento particular de cada compuesto válidas tanto para constituyentes menores como para mayores. Así salvaríamos dos dificultades:

a) Podríamos colocar la frontera superior a mayor altura, 220 km, incluso donde el  $O(^3P)$  no sea un compuesto minoritario. Mejorando así el problema de la elección de condiciones fronteras superior pues ahora puede suponerse, casi incuestionablemente, equilibrio difusivo para cualquier compuesto, excepción hecha del hidrógeno atómico que requerirá un tratamiento especial.

Los modelos de Colegrove et al. (1965 y 1966), Hesstvedt (1968 y 1971), Hunt (1971), Thomas y Bowman (1972), George et al. (1972), Shimazaki y Laird (1972), Isaksen (1973), Bowman y Thomas (1973) y otros, adolecen de esta potente posibilidad, al suponer equilibrio difusivo a alturas muy inferiores, allí donde  $O(^3P)$  no es mayoritario, lo que redundará en unos resultados que aunque buenos en la Mesosfera, dejan mucho que desear en la Termosfera.



b) No será necesario suponer un perfil invariante - de  $N_2$  dado, sino que podrá calcularse como un -- constituyente más. Lo que redundaría en no tener -- que suponer equilibrio hidrostático para la tota- lidad de la atmósfera. Hipótesis que en los mode- los anteriores es necesaria.

Fué Stubbe (1973) quien desarrolló unas- ecuaciones de transporte de O,  $O_2$  y  $N_2$  en un modelo de atmósfera neutra para estudiar los constituyentes iónicos de la Termosfera. Battaner (1975) las exten- dió a los constituyentes de una atmósfera neutra -- O-H.

Basándonos en la ecuación de Boltzmann, si multiplicamos el primer miembro por  $m_i \vec{v}_i$ ,  $d\tau_v$  e integramos (resultado que notamos por  $\vec{A}_i$ ) resulta - después de hacer operaciones que:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{v}_i}{\partial t} + \vec{v}_i \cdot \nabla \vec{v}_i + \frac{1}{\rho_i} \nabla \cdot (P_i' - \rho_i \langle \vec{v}_i \rangle \langle \vec{v}_i \rangle) - \vec{a}_i = \\ = \frac{\vec{A}_i}{\rho_i} \end{aligned} \quad (2.15)$$

El segundo miembro de la ecuación de -- Boltzmann, expresa analíticamente los choques de ca- da componente con las demás moléculas, que actuarán como una "fuerza de fricción".



Denotemos al resultado de multiplicar este segundo miembro por  $m_i \vec{v}_i d\tau_v$  e integrar,  $\vec{B}_i$ . Este  $\vec{B}_i$ , que llamaremos fuerza de fricción, nos proporciona la solución de Chapman-Enskog.

En efecto, según Dougherty la "fricción" realizada por el compuesto  $j$  sobre el  $i$  puede expresarse como:

$$\vec{B}_{ij} = - \rho_i v_{ij} (\vec{v}_i - \vec{v}_j) \quad (2.16)$$

con  $v_{ij}$ , "frecuencia de colisión" que supondremos independiente de  $(\vec{v}_i - \vec{v}_j)$ , aunque Stubbe (1968) demostró una ligera dependencia solo importante para velocidades muy grandes.

Pero, es natural que  $v_{ij}$  dependa de  $n_j$  por lo que escribimos:

$$v_{ij} = n_j S_{ij} \quad (2.17)$$

y teniendo en cuenta todos los compuestos resulta:

$$\vec{B}_i = - \sum_{j \neq i} \rho_i n_j S_{ij} (\vec{v}_i - \vec{v}_j) \quad (2.18)$$

donde  $S_{ij}$  se obtiene con la solución de Chapman-Enskog

$$S_{ij} = \frac{16}{3} \frac{\mu_{ij}}{m_i} \sigma_{ij}^2 \left( \frac{\pi kT}{2\mu_{ij}} \right)^{1/2} \quad (2.19)$$

admitiendo el modelo de potencial intermolecular de "esferas rígidas",



donde,  $\mu_{ij}$  es la masa reducida  
 $k$  es la constante de Boltzmann y  
 $\sigma_{ij}$  es la suma de los dos radios cinéticos -  
 de los gases que chocan.

Así: dividiendo (2.18) por  $\rho_i$  e igualan-  
 do con (2.15) se obtiene (ya que  $\vec{A}_i = \vec{B}_i$ ) que:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{V}_i}{\partial t} + \vec{V}_i \cdot \nabla \vec{V}_i + \frac{1}{\rho_i} \nabla \cdot (P_i - \rho_i \langle \vec{V}_i \rangle \langle \vec{V}_i \rangle) - \vec{a}_i = \\ = - \sum_{j \neq i} n_j S_{ij} (\vec{V}_i - \vec{V}_j) \end{aligned} \quad (2.20)$$

que son las ecuaciones del movimiento de cada compo-  
 nente.

Pero pretendemos encontrar una expresión  
 de (2.20) utilizable en la atmósfera en condiciones  
 de estratificación.

En primer lugar,  $\frac{d\vec{v}}{dt} \ll \vec{g}$  para todos los-  
 casos prácticos, por lo que puede despreciarse. Ade-  
 más, también puede despreciarse la viscosidad y en-  
 las únicas ocasiones que se ha empleado (2.20) se -  
 ha despreciado también el término  $\frac{1}{\rho_i} \nabla \cdot (\rho_i \langle \vec{V}_i \rangle \langle \vec{V}_i \rangle)$   
 (Battaner, 1975 y 1977a). Como fuerzas externas han  
 de considerarse la gravedad, y (por estar en un sis-  
 tema no inercial) las fuerzas centrífugas y de Co--



riolis. Si despreciamos éstas últimas, resulta:

$$\frac{1}{\rho_i} \frac{\partial}{\partial z} p_i + g + \sum_{j \neq i} n_j S_{ij} (v_i - v_j) = 0 \quad (2.21)$$

ó lo que es lo mismo,

$$\frac{kT}{m_i} \left( \frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial z} + \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{1}{H_i} \right) + \left( \sum_{j \neq i} n_j S_{ij} \right) v_i - \sum_{j \neq i} n_j S_{ij} v_j = 0 \quad (2.22)$$

Si ahora llamamos:

$$D_i' = \frac{kT}{m_i \sum_{j \neq i} n_j S_{ij}} = \frac{H_i g}{\sum_{j \neq i} n_j S_{ij}} \quad (2.23)$$

$$V_i = \frac{\sum_{j \neq i} n_j S_{ij} v_j}{\sum_{j \neq i} n_j S_{ij}} \quad (2.24)$$

se tiene:

$$v_i = V_i - D_i' \left( \frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial z} + \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{1}{H_i} \right) \quad (2.25)$$

donde los  $D_i'$  difieren ahora muy poco de los anteriores y por eso no los hemos cambiado de nombre.

A  $V_i$  le llamaremos "velocidad de fricción"

Si además, tenemos en cuenta la velocidad turbulenta (teóricamente debería haber aparecido una fuerza correspondiente en (2.20) ), nos queda finalmente que:





$$v_i = V_i - D_i \left( \frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial z} + \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{1}{H_i} \right) - K \left( \frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial z} + \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{1}{H} \right) \quad (2.26)$$

similar a (2.13), salvo  $V_i$ . Además,  $v_i$  no son ahora velocidades totales, no de difusión, y la expresión es válida para todos los constituyentes.

### 2.3.- MODELOS TEORICOS

En las secciones precedentes hemos venido haciendo referencia a distintos modelos atmosféricos, de los que haremos un breve análisis crítico.

En general, se supone a la atmósfera estratificada horizontalmente, utilizándose esta hipótesis en la mayoría de los modelos; sin embargo, si deseamos construir un modelo en regiones polares, donde la advección horizontal puede llegar a ser incluso la única fuente de un constituyente durante el invierno polar, sería necesario prescindir de esta hipótesis. Además, debido al calentamiento mediante precipitación en el óvalo auroral, se crean sistemas de vien-



tos de mayor velocidad y divergencia que en latitudes medias, y cuyos efectos pueden ser decisivos. Más adelante, trataremos más extensamente este problema.

La distribución de la densidad de un constituyente atmosférico viene descrita por la ecuación de continuidad (2.14).

La velocidad vertical de un compuesto minoritario puede separarse en tres partes

$$v_i = v_0 + \langle V_i \rangle + \langle V_i \rangle_t \quad (2.27)$$

donde  $v_0$  representa la velocidad macroscópica vertical de la atmósfera.

Pero, en la región atmosférica de interés, se conoce muy poco sobre sistemas de circulación de escala planetaria y consecuentemente en la mayoría de los cálculos teóricos,  $v_0$  se ha supuesto despreciable. No cabe duda que sería interesante el poder incluir en un modelo un cálculo de  $v_0$ , con objeto de estudiar su importancia en la ecuación de continuidad, así como sus efectos aeronómicos.

Así, si pensamos que  $\langle V_i \rangle_t$  es del orden de  $K/H$  y para la baja Termosfera  $H \approx 10^6$  cm y  $K \approx 5 \times 10^5$   $\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ , resulta que  $\langle V_i \rangle_t \approx 5$   $\text{cm s}^{-1}$  y en principio no podemos rechazar velocidades macroscó-



picas de este orden, de hecho, incluso pueden presentarse velocidades de  $100 \text{ cm s}^{-1}$  por lo que sistemas de circulación de gran escala pueden ser más importantes que procesos turbulentos en la alta atmósfera.

Se hace pues preciso, por ejemplo en altas latitudes, donde los sistemas de vientos modifican las condiciones de estratificación, la introducción y el cálculo de una  $v_0$ .

Colegrove et al. (1965 y 1966), aprovechando los trabajos de Lettau (1951), llegaron a -- (2.13) que al combinarse con (2.14) nos lleva a un sistema de ecuaciones en derivadas parciales de segundo orden de tipo parabólico. Para resolverlo es preciso utilizar valores iniciales y disponer de dos condiciones frontera que son difíciles de deducir.

Una condición frontera superior muy común es la de equilibrio difusivo

$$\phi_i = 0 \quad (2.28)$$

donde  $\phi_i$  es el flujo vertical y es igual a  $n_i v_i$  condición que establece que no hay flujo de un constituyente en o fuera de la atmósfera, lo cual es verdad para la mayoría de los compuestos excepto para H y He. Pero si pensamos en un método numérico de so-



lución, esta condición debe aplicarse a un nivel finito y entonces puede ocurrir que haya una pérdida sustancial de producción o de pérdida por encima de ese nivel lo que conducirá en definitiva a perfiles no realísticos. Así la mayoría de los autores al hacer uso de (2.13), válida solo para constantes menores, tienen que recurrir a una frontera superior demasiado baja, donde la citada condición no es satisfactoria.

Se han ensayado otras condiciones, como la de Strobel (1971), que estima el flujo aproximado en la frontera superior debido a procesos de producción y pérdida por encima de ella

$$\phi_i(z_{\max}) = \left( \frac{\partial}{\partial t}(n_i H_i) \right) z_{\max} - \int_{z_{\max}}^{\infty} (P_i - n_i l_i) dz \quad (2.29)$$

que resulta de la integración de (2.14) desde la frontera superior,  $z_{\max}$ , hasta el infinito, donde  $\phi_i(\infty) = 0$

Siendo  $n_i H_i$  una estimación de la concentración por encima de  $z_{\max}$  y usando estimaciones similares para  $P_i$  y  $l_i$ , llegando así a una condición en la que ha de presuponer equilibrio difusivo, habiéndola rechazado previamente. Además, esta condición solo es válida para flujos estacionarios y Strobel omite las condiciones de aplicabilidad de esta ecuación.



Una solución al problema de elegir la condición superior, y a que nivel, ha sido realizada por Battaner (1975) al hacer uso de las ecuaciones desarrolladas por Stubbe (1973), (2.26) válidas para todos los compuestos. Permiten establecer equilibrio difusivo a una altura suficientemente alta, 220 km, siendo esta condición prácticamente incuestionable.

Otra condición frontera muy generalizada en los modelos es la de equilibrio fotoquímico

$$n_i = \frac{P_i}{l_i} \quad (2.30)$$

que establece que los procesos químicos son tan -- rápidos que la densidad se determina únicamente por la química local en condiciones de equilibrio. Esta condición se usa generalmente en la frontera inferior donde la química es más rápida y es apropiada para compuestos minoritarios. Para  $O_2$ ,  $N_2$  y  $H_2O$  una condición más realística sería la de mezcla

$$n_i = \alpha_i n \quad (2.31)$$

y es de destacar que parece conveniente hacer una distinción entre el día y la noche, diferencia que solo se contempla en algunos modelos.



Shimazaki (1967 y 1968) y Shimazaki y Laird (1970) han usado la condición frontera inferior

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} n_i dz = \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} (P_i - n_i l_i) dz + \phi_i(z_{\min}) \quad (2.32)$$

que resulta de la integración de la ecuación de continuidad desde la frontera inferior a la superior con  $\phi_i(z_{\max}) = 0$ , con el objeto de obtenerla dependiente del tiempo, pero en realidad no es una condición frontera ya que no especifica ninguna restricción sobre  $n_i$  que no esté contenida en la ecuación de continuidad, de hecho es la ecuación de continuidad en forma integral. Y así, solo podría usarse como condición frontera si se dá una relación auxiliar de  $\phi_i(z_{\min})$  en función del tiempo, lo que constituiría de por sí la condición y no la ecuación. En definitiva, para resolver la ecuación imponen como condición frontera la propia ecuación integrada lo que por supuesto no constituye en sí ninguna condición.

Es preciso mencionar otro punto sobre la solución de las ecuaciones. Estas empezaron por resolverse en condiciones estacionarias, lo cual no simula la conducta de la atmósfera en un día completo, pero a lo largo de los años 1970 han ido apareciendo diversos métodos de integración para las ecuaciones en condiciones no estacionarias.

Pensemos que para poder tratar matemáticamente los términos de producción y pérdida no lineales en la ecuación de continuidad escritos en forma de diferencias finitas, estos



deben linealizarse, lo que redundará en la no-conservación de partículas. La condición requerida para aproximarse a la conservación de partículas, para un esquema implícito, es usar un paso de tiempo mucho menor que cualquier tiempo característico, ya sea de vida química, tiempo de difusión molecular y turbulenta. Pero, por ejemplo en la Mesosfera, esos tiempos de vida química son para algunos compuestos,  $O(^3P)$ ,  $H$ ,  $O_3$ , ..., prohibitivamente pequeños, de ahí que en principio sea imposible obtener soluciones que conserven las partículas con una cantidad razonable de tiempo de ordenador.

Shimazaki y Laird (1970) realizaron una técnica para superar este problema que viola la restricción de un paso pequeño de tiempo, pero no comentaron nada sobre su convergencia y sus propiedades de conservación. De tal forma su modelo, de ninguna forma puede resolver el problema matemático al no estar garantizada la convergencia y estabilidad de la solución.

El problema puede sin embargo resolverse combinando la integración detallada de la ecuación de continuidad para los compuestos de vida larga, con condiciones de equilibrio fotoquímico para los de vida corta.

Una importante simplificación es usar una función que contenga la suma de los oxígenos no estables y otra función que contenga la suma de los hidrógenos no estables. Funciones que forzosamente han de ser estables, al serlo la totalidad del oxígeno y del hidrógeno. Funciones de este tipo



fueron introducidas por Hesstvedt (1969 y 1971), Isaksen (1973), Hunten y Strobel (1974) y otros, y que aparecieron en la literatura con el nombre de "odd oxygen (hydrogen) function", término que traduciremos provisionalmente por función oxígeno - - (hidrógeno) impar.

Para terminar con el problema de la integración, debemos notar que aún con un paso de tiempo suficientemente pequeño suelen presentarse inestabilidades principalmente al amanecer y al anochecer, por lo que es preciso usar en esos casos un paso de tiempo variable que se acomode a los cambios rápidos de la concentración de ciertos constituyentes. Así, sería preciso disminuir automáticamente el paso de tiempo hasta que deje de existir la inestabilidad.

Está fuera de toda duda que los modelos teóricos que omiten la química de los compuestos de hidrógeno, solo serán válidos por encima de la turbopausa. Por lo que nos referiremos, debido a la región en estudio, solo a modelos de una atmósfera oxígeno-hidrógeno.

La fotoquímica del  $H_2O$  y del  $O_2$  en la atmósfera terrestre es extremadamente complicada. Hoy en día el modelo químico comunmente aceptado es el de Hunt (1966), pudiéndose encontrar una detallada discusión en Nicolet (1970 y 1971).

Los modelos teóricos han de apoyarse en una -



serie de parámetros de entrada, flujos solares a densidad óptica nula, coeficientes de reacción, secciones eficaces de fotodisociación, etc., y mal hubieran podido desarrollarse estos si no hubiera sido por los continuos avances producidos en la determinación de dichos parámetros en el laboratorio, razón por la cual los primeros modelos al adolecer de medidas suficientemente exhaustivas, no pasan de ser un pequeño esbozo de la realidad. Sin embargo, no por ello dejan de ser interesantes y constantes fuentes de consulta, sin restarle la "originalidad" que tuvieron.

Así, Hesstvedt (1968) no trató detalladamente las secciones eficaces de absorción para el  $O_2$  en las bandas de Schumann-Runge, aunque sus cálculos de los coeficientes de disociación están en buen acuerdo con los calculados posteriormente por Nicolet (1971). La crítica más seria al trabajo de Hesstvedt es, sin embargo, su condición frontera superior excesivamente restrictiva: equilibrio fotoquímico a 100 km. Así, con esta condición no puede tratar de forma adecuada los problemas aeronómicos implicados en la modelación de la atmósfera. Por lo tanto, la densidad de los constituyentes que están controlados por los procesos de transporte cerca de la frontera superior, ejemp.  $H_2O$ ,  $O(^3P)$ ,.... serán erróneas por encima de la mesopausa. -- Hesstvedt incorporó el transporte vertical por difusión turbulenta al introducir un coeficiente de mezcla,  $K$ , dependiente de la altura (Colegrove et al., 1965 y 1966 había introducido un -



$K = 4 \times 10^6 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  constante, posteriormente, estos mismos autores también utilizaron un  $K$  dependiente de la altura).

Ya se han citado los trabajos de Shimazaki y Laird (1970 y 1972), y su crítica es extensible al de Keneshea y Zimmerman (1970). Debido, posiblemente, a la aplicación incorrecta de la condición de equilibrio difusivo a 150 km, no aparece un flujo hacia abajo de  $O$  (que debe ser de  $\approx 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) y el correspondiente flujo hacia arriba de  $O_2$ .

Keneshea y Zimmerman obtienen así, un resultado peculiar del flujo de  $O$ , al concluir un flujo hacia arriba durante el día de  $10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  a 170 km.

Además, al no tener en cuenta la fina estructura de absorción de radiación solar en las bandas de Schumann-Runge, concluyen un coeficiente de fotodisociación del  $O_2$  y del  $H_2O$  demasiado grande en la Mesosfera. Sobreestimando, Shimazaki y Laird (1970), su valor en un factor de 100.

El modelo estacionario de Bowman et al. (1970) proporciona un mejor entendimiento de los procesos que determinan el comportamiento de una atmósfera oxígeno-hidrógeno. No disponiendo de secciones eficaces detalladas de absorción de  $O_2$  en las bandas de Schumann-Runge, sobreestimaron los coeficientes de fotodisociación del  $H_2O$ .

Sus condiciones frontera son realísticas físicamente, con un flujo hacia abajo apropiado de  $O$ , estimado a par-



tir de (2.29) a 120 km. El modelo puede mejorarse usando condiciones frontera de flujo para  $O_2$ , H,  $H_2$  y  $H_2O$  en lugar de densidades fijas a 120 km. Resulta muy interesante su discusión sobre los procesos importantes de producción y pérdida de  $O(^3P)$ ,  $O_2$  y  $H_2O$ .

Brinkman (1971) estudió la atmósfera oxígeno-hidrógeno desde el punto de vista de la eficiencia de escape de átomos de H. El modelo incluye un tratamiento de la absorción de  $O_2$  en las bandas de Schumann-Runge, mejorando, al aumentar la producción de  $O(^3P)$  en los 80 km, ciertas irregularidades aparecidas en los perfiles de  $O(^3P)$  en modelos anteriores.

Modelos posteriores han ido incorporando las sucesivas revisiones en los datos de flujo solar, coeficientes de reacción y de predisociación de  $O_2$  en las bandas de Schumann-Runge (Hunt, 1971, Thomas y Bowman, 1972, George et al., 1972, Isaksen, 1973 y otros) siendo en ellos una de las mayores incógnitas el coeficiente de difusión turbulenta y sus variaciones con la altura, punto que trataremos más exhaustivamente en el Capítulo 3.

Entre estos últimos modelos, caben destacar el de Thomas y Bowman (1972) y el de Isaksen (1973) aunque éste último es más apropiado para regiones más bajas que la de nuestro estudio.





Thomas y Bowman suponen a tan sólo 140 km un flujo vertical nulo para todos los constituyentes - excepto para  $O(^3P)$ ,  $O_2$  y H. Suponen para  $O_2$  un flujo - hacia arriba de  $JHn$ , donde J representa el coeficiente de disociación del  $O_2$ , y H y n son la escala de altura y la densidad de  $O_2$  respectivamente a esa altura. Lo - cual podría compensar la pérdida de moléculas por foto - disociación por encima de 140 km, y suponen un flujo - hacia abajo de  $O(^3P)$  de magnitud  $2JHn$  para asegurar la conservación del número total de átomos de oxígeno. Es to en definitiva, es una hipótesis de equilibrio difu - sivo que aunque mejora la de otros modelos, sigue sien - do una condición fronterera muy cuestionable por ser a - tan baja altura.

Posteriormente, Bowman y Thomas (1974) -- realizaron un estudio sobre los efectos que pueden pro - ducir en un modelo el cambio de los coeficientes de -- reacción.

Frederick (1976), ha realizado un estudio sobre la química en una atmósfera neutra utilizando un modelo estacionario que no incluye procesos de trans - porte en la alta Estratosfera y Mesosfera en condicio - nes de actividad solar y geomagnética moderada y en --



en condiciones de gran actividad. Sus resultados muestran una notable reducción en la concentración diurna de  $O_3$  en condiciones de gran actividad. Así, la química neutra iniciada en la alta Estratosfera y Mesosfera por precipitación de partículas energéticas puede alterar de forma significativa las concentraciones de algunos compuestos menores en altas latitudes.

Zimmerman y Keneshea (1976) en un análisis de las medidas, mediante un espectrómetro de masas en un cohete de sondeo, de los constituyentes termosféricos y de las ecuaciones de movimiento, examinaron y cuestionaron las técnicas para modelar las distribuciones de los constituyentes en la baja Termosfera, que utilizan densidades de arrastre de satélites. Revelaron que la baja Termosfera no está en equilibrio. Esto viene a reforzar nuestras críticas a las condiciones frontera superior excesivamente bajas -- propuestas por otros modelos, incluso por ellos mismos.

Moreels et al. (1977) han desarrollado un modelo atmosférico con vistas a aplicarlo al problema de emisión del OH. El tratamiento de los procesos fo-



toquímicos es muy exhaustivo mientras que el de los procesos de transporte se realiza de forma similar a Colegrove et al. (1965). Al escoger las condiciones de frontera igual que Thomas y Bowman (1972), el modelo adolece de la misma inconsistencia. Más completo es el tratamiento del transporte en el estudio teórico de las emisiones de OH de Battaner y Lopez-Moreno (1979).

Recientemente, Keneshea et al. (1979) han realizado un modelo de la Mesosfera y baja Termosfera presentando una discusión sobre la importancia de la difusión turbulenta en los perfiles de los compuestos. Su tratamiento matemático, similar al de Keneshea y Zimmerman (1970), ya ha sido criticado.

Una simulación completa de la dinámica atmosférica debe tener en cuenta necesariamente los efectos horizontales.

Así, se requiere utilizar modelos tridimensionales que, en principio, permitan una representación completa del transporte según sus diferentes escalas espacio-temporales y que no necesiten, en la práctica, ninguna parametrización de carácter empírico.



Pero tales modelos no pueden aún, por razones ligadas a la potencia de los ordenadores actuales, tratar simultáneamente una estructura dinámica evolutiva y un número elevado de constituyentes atmosféricos. Así, aparecen como un compromiso razonable - modelos bidimensionales (cuyas variables son generalmente latitud y altura) de un solo compuesto (Harwood y Pyle, 1975, Klimov y Sutyrin, 1974, Brasseur, 1978, y otros), y modelos cuasi-tridimensionales de la dinámica de la alta atmósfera (Vest, 1973, Volland y Mayr, 1972 y 1973, Gardner, 1977 y otros).

Sin entrar en una discusión detallada de estos modelos, diremos que tratan de forma muy idealizada el transporte horizontal, ignorando p.ej. Vest - términos que pueden ser importantes, como arrastre de iones en la región auroral. En cualquiera de ellos, las hipótesis simplificadoras restringen notablemente la aplicabilidad de sus resultados.

En el Capítulo siguiente y en las siguientes secciones, trataremos más detalladamente los modelos semi-empíricos y teóricos termosféricos.



#### 2.4.- VIENTOS EN LA TERMOSFERA

El propósito de este apartado es el de recoger las investigaciones experimentales y teóricas sobre la dinámica de la Termosfera. Poniendo de manifiesto la conducta particular de ésta en latitudes altas.

En latitudes medias y bajas la dinámica de la Termosfera se entiende razonablemente; así los modelos teóricos (Kohl y King, 1967, Volland y Mayr 1973, Blum y Harris, 1975, Strauss et al., 1975a) tomando como única fuente de energía la absorción de radiación solar ultravioleta, reproducen las características generales de la distribución de densidad y temperatura termosférica de acuerdo con los modelos empíricos basados tanto en medidas desde tierra como en satélites (Jacchia, 1971 y 1977, Hedin et al., 1974, 1977a y 1977b, VonZahn et al., 1977, Thuillier et al., 1977a y b Barlier et al. 1978).

También dichos modelos reproducen las características de los vientos termosféricos medidos experimentalmente ya sea mediante radar de "scatter" incoherente (Evans, 1971, Amayenc, 1974, Roble et al. 1974 y otros), interferómetro Fabry-Perot (Hays y Roble, 1971



Hernández y Roble, 1976 y otros), ó con experimentos de lanzamientos de nubes químicas desde cohetes (Haerendel et al., 1967, Haerendel y Lust, 1969, Meriwether et al., 1973, Rieger, 1974, y otros).

La situación es muy diferente a altas latitudes ya que aparecen otras fuentes de energía y de momento debido a la influencia de procesos magnetosféricos.

En la dirección perpendicular al campo magnético, la existencia de iones íntimamente ligados a las líneas del campo magnético actúan como un arrastre sobre los vientos neutros. De hecho, si los iones están en movimiento debido a campos eléctricos, el viento neutro puede, en alguna forma, estar controlado por ellos. Pero campos eléctricos lo suficientemente grandes como para afectar de forma significativa al viento neutro han de ser de origen magnetosférico y de aquí que solo sean importantes por encima de aproximadamente  $60^\circ$  de latitud magnética.

También los procesos magnetosféricos pueden afectar a los vientos neutros al variar la estructura térmica de la alta atmósfera. Llegan a ser así importantes dos procesos: calentamiento Joule debido a sistemas de campos eléctricos que mueven el plasma ionosférico



interaccionando con la atmósfera neutra por colisión, y precipitación de partículas energéticas.

Estas fuentes de energía, debidas a la convección magnetosférica, son importantes incluso durante periodos de tiempo de actividad magnética moderada y predominantes en condiciones de gran actividad (Banks 1971, Strauss, 1978).

Así, se observa un mejor acuerdo entre los modelos teóricos y los datos experimentales al considerar los efectos de un proceso general de calentamiento a altas latitudes (Dickinson et al., 1975, Strauss et al., 1975b, Maeda, 1976 y 1977, Strauss y Schulz, 1976).

En los apartados siguientes haremos una breve síntesis de las técnicas experimentales y de los modelos teóricos, haciendo siempre énfasis en las condiciones especiales de la Termosfera polar, región de nuestro estudio en la que no podemos, si no queremos incurrir en error, despreciar los vientos neutros horizontales.

#### 2.4.1.- PROCEDIMIENTOS EXPERIMENTALES

Durante los últimos años numerosos inves-



tigadores han llevado a cabo estudios experimentales sobre la dinámica de la Termosfera.

En altas latitudes, aunque los fenómenos observados son cuantitativamente muy variables, estos estudios presentan en conjunto una evidencia irrefutable de que existen procesos específicos que modifican los vientos termosféricos que solo fueran generados por gradientes de presión debido a calentamiento solar.

Estas medidas de vientos neutros incluyen:

1. Medidas espectrométricas del corrimiento Doppler de la línea  $6300 \text{ \AA}$  del oxígeno atómico en aurora y "nightglow".

En la última década se han realizado determinaciones ópticas directas de vientos neutros en la Termosfera basándose en el corrimiento Doppler de la línea  $6300 \text{ \AA}$  del oxígeno atómico mediante el uso de interferómetros Fabry-Perot de gran poder de resolución (Armstrong, 1969, Hays y Roble, 1971, Nagy et al., 1974, Hernández y Roble, 1976, Hernández et al., 1978, Sipler y Biondi, 1978). Recientemente, Jacka et al. (1979) y Cocks y Jacka (1979) han realizado medidas de temperaturas y vientos mediante esta técnica.



ca tanto de día como de noche.

Aunque las medidas presentan una pequeña resolución en altura, con este instrumento se pueden determinar los vientos neutros en función del tiempo, y con la ayuda de ionogramas es posible estimar las alturas de emisión en  $6300 \text{ \AA}$  en las que actúan los vientos.

Se realizan medidas sistemáticas de los vientos termosféricos principalmente por -- Hernández y colaboradores en el "Fritz Peak Observatory", Colorado ( $39.8^\circ\text{N}$ ) y por el grupo de "Laurel Ridge Airglow Observatory" ( $40.1^\circ\text{N}$ ) en Pennsylvania.

Las medidas son pues, a latitudes medias, lo que imposibilita su aplicación en nuestro modelo.

## 2.- Medidas con radar de "scatter" incoherente.

Datos de radar de "scatter" incoherente proporcionan, indirectamente, información sobre la conducta de los vientos neutros (Evans et al., 1970, Amayenc y Vasseur, 1972, Amayenc, 1974, Salah y Holt, 1974, Comfort et al., 1976).

En la baja Termosfera, la medida del desplazamiento iónico paralelo al campo magnético



$\vec{B}$  es prácticamente igual a la proyección del viento neutro meridional a lo largo de  $\vec{B}$ .

Por encima de  $\approx 220$  km empieza a ser significativa la velocidad de difusión ambipolar; por lo tanto, las medidas de los desplazamientos iónicos deben corregirse antes de interpretarse como vientos neutros (Bates y Roberts, 1977).

Los datos, proporcionan una información insuficiente como para poder separar los efectos de arrastre iónico y de calentamiento Joule en los vientos neutros (Brekke et al. 1973 y 1974, Banks y Doupnick, 1975). Además, los cálculos directos a partir de ellos han de restringirse a una única componente horizontal del campo horizontal de vientos a la altura de observación y solo combinándolos con modelos de la región termosférica pueden derivarse perfiles completos horizontales bidimensionales (Roble et al., 1974, Antoniadis, 1976).

Las medidas se realizan principalmente en St. Santin-Nancay (45°N), Francia, Millstone Hill (42°N), U.S.A., Chatanika (65°N), Alaska - y Arecibo (18.5°N), Puerto Rico. Pero, desafortunadamente ninguno de los datos obtenidos por



la técnica de radar son aprovechables para los vientos zonales.

- 3.- Experimentos de lanzamiento de nubes químicas desde cohetes.

La técnica experimental requiere el lanzamiento desde un cohete de sondeo de vapor de Bario y Estroncio. El Bario se ioniza rápidamente y puede seguirse su movimiento desde Tierra, midiéndose así la velocidad del desplazamiento de iones. El Estroncio permanece neutro y por tanto, medidas de la velocidad de la nube de Estroncio nos indicarán la velocidad del viento neutro.

Se han hecho experimentos de este tipo en latitud media (Haerendel et al., 1967, Haerendel y Lust, 1969, Lloyd et al., 1972, Meriwether et al., 1973, Rieger, 1974), y en latitud alta (Rees, 1971, Stoffregen, 1972, Beddinger, 1973 -- y 1975, Rothwell et al., 1974, Kelley et al., -- 1977, y otros).

Un factor limita la técnica de medida; una medida a una altura no permite el cálculo de efectos viscosos. Este efecto es pequeño en la región de interés y por tanto, medidas de este -



tipo pueden proporcionar perfiles verticales completos de los vientos neutros.

En el modelo hemos utilizado, como se indicará en el Capítulo 3, medidas experimentales de este tipo realizadas en diferentes tiempos y latitudes semejantes, con objeto de obtener una medida media completa en el casquete polar.

#### 4.- Otros procedimientos.

Las técnicas reseñadas anteriormente son las más utilizadas hoy en día. Sin embargo, son de destacar también:

##### a) Radar de meteoros.

El seguimiento de la cola de los meteoros y los movimientos que en ella se producen proporciona una buena herramienta para analizar vientos neutros. Los principales experimentos se realizan en Garching por Spizzichino

##### b) Arrastre de satélites.

Se encontró así el conocido fenómeno de superrotación (King-Hele, 1964). Al analizar los cambios en las direcciones orbitales de los satélites, puede derivarse la variación de velocidad del viento zonal medio con la altura y el



tiempo local, (King-Hele y Walker, 1977).

c) Estudio del movimiento de células verdes, (Wicknar y Petitdidier, 1975).

d) Lanzamiento de "virutas" metálicas desde cohetes, (Rose et al., 1972, Dieminger et al., 1974).

#### 2.4.2.- MODELOS TEORICOS DE VIENTOS

Cabe preguntarnos ahora hasta qué punto la teoría se ajusta a esos vientos neutros atmosféricos experimentales. Hasta hace pocos años, los modelos teóricos no reproducían los experimentos, y aún ahora existen variaciones considerables. Podemos -- achacar estas diferencias a la gran complejidad matemática del problema y a la dependencia de los resultados de condiciones aparentemente sin importancia en las hipótesis.

En la Termosfera las moléculas colisionan tan frecuentemente que el aire puede considerarse como un fluido sujeto a las ecuaciones hidrodinámicas del movimiento. La validez de esta ecuación de movimiento sólo es cuestionable en la Exosfera, por encima de aproximadamente 500 km, donde las moléculas se mueven en órbitas balísticas y sufren pocas coli-



siones. Así, en la región de interés, podemos escribir la ecuación de conservación del movimiento para la mezcla, en la forma más general usada en la literatura, - como:

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \vec{u} + 2\vec{\Omega} \times \vec{u} = \vec{g} + \vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{R}) - \frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \vec{u} - \nu_{ni} (\vec{u} - \vec{u}_i) \quad (2.33)$$

donde  $\vec{u}$  es la velocidad del viento,  $\vec{u}_i$  es la velocidad de los iones,  $\vec{\Omega}$  es la velocidad angular de la Tierra,  $\vec{g}$  es la aceleración debida a la gravedad,  $\nu_{ni}$  es la -- frecuencia de colisión ión-neutro,  $\vec{R}$  el radio de la -- Tierra, y  $\frac{\mu}{\rho}$  la viscosidad cinemática, siendo la densidad.

Antes de proseguir, analicemos más a fondo los términos de esta ecuación, es decir, los factores que actúan sobre el aire neutro.

#### a) Aceleración del aire.

Ya que se desea encontrar la velocidad -- del viento en un sistema de coordenadas fijado con respecto a la Tierra, que rota con velocidad angular  $\vec{\Omega}$ , deben incluirse en la ecuación de movimiento las -- aceleraciones de Coriolis y centrífuga.

De acuerdo con  $\frac{d}{dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla)$ , si aplica



mos esta identidad a la velocidad  $\vec{u}$  nos aparece un término no lineal en (2.33),  $\vec{u} \cdot \nabla \vec{u}$ . Si suponemos que los términos inerciales  $\frac{\partial u}{\partial \phi}$ , en un sistema de coordenadas esféricas, son del orden de las propias velocidades, el término no lineal será pequeño si la velocidad del viento es mucho más pequeña que la velocidad de rotación de la Tierra,  $\vec{\Omega} R$ . Pero si  $u$  es grande y tiene grandes gradientes, lo que ocurre en altas latitudes, el término puede ser significativo. De ahí que un modelo teórico del sistema de vientos haya de incluir el término no lineal de derivada convectiva. El término inercial es además muy importante en la propagación de ondas acústicas y de gravedad, (Hines, 1960).

b) Gradiente de presión.

Las componentes horizontales de  $\nabla p$  proporcionan la fuerza que origina los vientos. Naturalmente la componente vertical de  $\nabla p$  es con mucho el término más importante, pero ya que es casi exactamente compensada por la gravedad, los movimientos verticales del aire son normalmente menores que los horizontales.

c) Viscosidad.

Las fuerzas viscosas aparecerán si existen gradientes de  $\vec{u}$ . El tratamiento matemático de estas



fuerzas por unidad de volumen es complicado y suele admitirse la expresión  $\mu \nabla^2 u$ , (donde  $\mu$  es el coeficiente de viscosidad molecular). Generalmente, (Risbeth, 1972), sólo se consideran las componentes verticales del gradiente del viento. Blum y Harris (1975a) incluyeron, por primera vez, en sus cálculos los términos viscosos debidos a las componentes horizontales del gradiente de velocidad. Indudablemente, en la región polar, estas componentes horizontales del gradiente no pueden despreciarse de ninguna manera (Rodrigo et al. 1979 y Battaner et al., 1979), así que han de incluirse en los cálculos los términos viscosos debidos a dichos gradientes.

d) Colisiones entre iones y neutros.

Los iones ejercen un arrastre sobre el aire debido a que su movimiento está impedido por el campo magnético terrestre. Esta fuerza de fricción "ion drag", que traduciremos por arrastre iónico, es generalmente el factor más importante que modifica la velocidad del viento en la Termosfera. La fuerza de arrastre iónico por unidad de masa que actúa sobre el aire neutro debido a colisiones con los iones (de velocidad  $\vec{u}_i$ ) puede escribirse como:

$$v_{ni} (\vec{u} - \vec{u}_i)$$



La mayoría de los modelos resuelven las ecuaciones horizontales de movimiento y suponen equilibrio hidrostático. Para ello se han usado dos aproximaciones:

- a) Un tratamiento a base de perturbaciones del conjunto de ecuaciones hidrodinámicas (Lindzen, 1970, Volland y Mayr, 1970 y 1972).
- b) Resolución de la ecuación de movimiento utilizando un modelo dado de la estructura atmosférica (Geisler, 1967, Kohl y King, 1967, Bailey et al., 1969, Challinor, 1971, Cho y Yeh, 1970, Ruster y Dudeney, 1972, Blum y Harris, 1975).

Estos modelos difieren en las hipótesis sobre el tratamiento del arrastre iónico y de la viscosidad. Ninguno, excepto Blum y Harris, incluye los términos no lineales de la derivada de la velocidad ni los debidos al gradiente de la velocidad meridional.

Recientemente, Clairemidi (1979), ha desarrollado un modelo de vientos en la región F que incluye los términos no lineales, al utilizar un método matemático basado en un desarrollo en armónicos esféricos de la ecuación de conservación de la cantidad de movimiento, despreciando el movimiento vertical. Al no



ser el modelo autoconsistente, se apoya en otros modelos de la estructura atmosférica para conocer la densidad y la temperatura neutra y la densidad iónica.

En la introducción de este apartado ya hemos puesto de manifiesto las especiales condiciones -- que concurren en la Termosfera polar. Un tratamiento más adecuado en esta región, requiere una determinación más detallada de los efectos globales de la convección magnetosférica lo que a su vez requiere ciertas consideraciones más precisas sobre el balance térmico que incluyan explícitamente la contribución debida al calentamiento Joule por colisiones ión-neutro y la debida a calentamiento por absorción de radiación ultravioleta.

Un aporte de energía de este tipo se redistribuye tanto por conducción térmica como por vientos horizontales, y por calentamiento y enfriamiento adiabático, asociados con movimientos verticales. Ya que el último fenómeno depende de los vientos neutros y ya que el calentamiento Joule depende de las velocidades neutras y de la de los iones, debe resolverse simultáneamente el conjunto acoplado de las ecuaciones de continuidad conservación de momento para neutros e iones y de energía. Además, debido a la interacción en



tre iones y neutros, un cálculo completo debería también incluir las ecuaciones de continuidad y conservación de energía para iones. Sin embargo, hasta la fecha no se ha intentado un cálculo de este tipo que incluya los campos eléctricos que existen en esta latitud.

Se debe pues, en principio, resolver el conjunto de ecuaciones (2.33) junto con:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (2.34)$$

que es la ecuación de continuidad de la mezcla, y con

$$\rho C_p \left( \frac{\partial T}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla T \right) - \frac{\partial p}{\partial t} - \vec{u} \cdot \nabla p = \nabla \cdot (\kappa \nabla T) + Q_{uv} + Q_J \quad (2.35)$$

ecuación de conservación de energía escrita en la forma apropiada (ver Banks y Kockarts, 1973 y Strauss y Schulz, 1976), donde:

$C_p$  es la capacidad calorífica a presión constante,

$\kappa$  es la conductividad térmica,

$Q_{uv}$  es el calentamiento debido a absorción de radiación solar ultravioleta y

$Q_J$  es el calentamiento Joule que acompaña al término de arrastre iónico en (2.33).

El calentamiento Joule está dado por:



$$Q_J = \rho \frac{m_i}{m+m_i} v_{ni} (\vec{u} - \vec{u}_i)^2 = v_{ni} \frac{\rho}{2} (\vec{u} - \vec{u}_i)^2 \quad (2.36)$$

donde  $m_i = m$  por hipótesis. Esto es razonable ya que el oxígeno atómico es el mayoritario en la región F de la Ionosfera.

Se ha despreciado el calentamiento Joule por electrones ya que éstos tienen una conductividad de Pedersen mucho menor que la de los iones en esta región, (una discusión completa puede verse en Strauss y Schulz, 1976).

Para calcular la velocidad iónica  $\vec{u}_i$  en función de la velocidad neutra  $\vec{u}$ , del campo magnético  $\vec{B}$  y del campo eléctrico  $\vec{E}$ , se utiliza la ecuación de movimiento de los iones. Así, si se desprecian los gradientes de presión y la gravedad, después de algunas operaciones, resulta (Strauss, 1978):

$$\begin{aligned} \vec{u}_i - \vec{u} &= \vec{B} \frac{q_i}{m_i v_{in}} (\vec{B} \cdot \vec{E}) + \left( \left( \frac{q_i B}{m_i c} \right)^2 + v_{in}^2 \right)^{-1} \\ & \left\{ v_{in} \frac{q_i B}{m_i c} \vec{u} \times \vec{B} + \left( \frac{q_i B}{m_i c} \right)^2 \left( \frac{c}{B} \vec{E} \times \vec{B} - \vec{u} + \vec{B}(\vec{u} \cdot \vec{B}) \right) + \right. \\ & \left. v_{in} \frac{q_i}{m_i} \left( \vec{E} - \vec{B}(\vec{E} \cdot \vec{B}) \right) \right\} \quad (2.37) \end{aligned}$$

donde  $v_{in} = \frac{\rho}{\rho_i} v_{ni}$  y  $q_i$  es la carga iónica.



Si ahora sustituimos (2.37) en (2.33) y (2.36), las ecuaciones para la atmósfera neutra pueden resolverse sin hacer más referencia a la ecuación de momento de los iones. De todas formas, es preciso utilizar un modelo del campo eléctrico, siendo el más utilizado el de Volland (1975).

Para finalizar este apartado, haremos un breve resumen crítico de los modelos teóricos de vientos con implicaciones de fenómenos de alta latitud aparecidos en los últimos años. Excelentes recopilaciones pueden encontrarse en Strauss (1978) y King-Hele (1978).

Cole (1965), sometió a examen por primera vez la posible importancia del calentamiento Joule en la alta atmósfera neutra. En posteriores comunicaciones Cole (1971a y b), discutió las implicaciones del calentamiento Joule y del arrastre iónico, debidos a campos eléctricos en alta latitud, sobre el balance de energía, sobre las variaciones de la densidad y sobre los campos de vientos.

Fedder y Banks (1972), presentaron un modelo del momento en la región polar, demostrando la importancia del arrastre iónico asociado con la convección al establecer sistemas de vientos. Discutieron, en la Termosfera polar, la cantidad de energía debida a ca-



lentamiento Joule y disipación viscosa, y describieron cualitativamente la manera de la que la circulación a alta latitud puede interaccionar con los vientos dirigidos por gradientes de presión, generados por radiación solar.

Su descripción conduce a un sistema de vientos neutros que se ajustan más de lo que cabe esperar al arrastre de plasma ("ion drift"), ya que despreciaron los efectos de los gradientes de presión externos, la fuerza de Coriolis y las variaciones espaciales de la densidad iónica.

Chang et al. (1974) desarrollaron un modelo magnetohidrodinámico de los vientos y del calentamiento Joule y lo aplicaron en condiciones de actividad magnética. Aunque resolvieron las ecuaciones no lineales completas del movimiento, el modelo no incluye enfriamiento adiabático asociado con los movimientos ascendentes causados por las fuentes de energía características de las condiciones del modelo ni los efectos de interacción de los vientos en condiciones perturbadas con los vientos en condiciones moderadas generados por gradientes de presión.

Sus cálculos estaban de acuerdo con las predicciones de Cole (1971a y b) de que en la zona au-



roral y en condiciones de gran actividad magnética, -- existen vientos horizontales de varios cientos de  $m s^{-1}$  y movimientos verticales un orden de magnitud más pequeños.

Heaps y Megill (1975) investigaron, en un modelo similar, los efectos tanto de arrastre iónico -- como de calentamiento Joule, mostrando que ambos son -- sustanciales.

Maeda (1976) realizó un modelo simple de -- la convección del campo eléctrico e incluyó el arrastre neutro y la fuerza de Lorentz en el balance del momento de los iones, y fuerza de Coriolis, viscosidad y -- arrastre iónico en el de neutros.

Sus cálculos de la distribución global de los vientos neutros y del arrastre del plasma en alta latitud, mostraron un buen acuerdo cualitativo con los datos experimentales de Nagy et al. (1974), pero, evidentemente, un acuerdo cuantitativo con datos experimentales dependerá del modelo de densidad iónica y de distribución del campo eléctrico que se utilice.

Los modelos descritos solo tratan de la -- región polar sin hacer alusión a su indudable implicación en regiones de latitud baja y media. Volland y -- Mayr (1973), estudiaron los efectos de una fuente de --



energía localizada en la zona auroral sobre la densidad termosférica.

Strauss et al. (1975b) aplicaron un modelo numérico tridimensional para tratar los efectos del calentamiento a alta latitud sobre la dinámica de la Termosfera. Concluyeron que además de producirse un aumento de la temperatura, de la densidad y de los vientos hacia el Ecuador en la Termosfera media durante épocas de fuerte calentamiento, el calentamiento Joule es una componente importante del balance de energía incluso en condiciones de actividad moderada.

Dickinson et al. (1975), llegaron a una conclusión similar usando un modelo numérico bidimensional promediado zonalmente.

Richmond y Matsushita (1975) mostraron, en un modelo bidimensional para simular los vientos y los cambios de temperatura resultantes de los efectos auróres durante una tormenta magnética, que el arrastre iónico puede llegar a producir vientos zonales de hasta  $400 \text{ ms}^{-1}$ . Observaron que sería preciso un análisis tridimensional, ya que éste mostraría probablemente que pueden desarrollarse gradientes de presión opuestos a estos vientos.

Un modelo tridimensional de este tipo ha-





sido desarrollado por Strauss y Schulz (1976). Es un estudio de los efectos dinámicos de la convección magnetosférica en la atmósfera neutra bajo condiciones estacionarias. Constituye, hoy en día, uno de los mejores modelos autoconsistentes.

Indudablemente, son necesarios modelos tridimensionales dependientes del tiempo con una mayor resolución espacial, y el uso de modelos de la densidad iónica que describan adecuadamente los efectos de la zona auroral para poder obtener así una descripción más real de la alta atmósfera en latitudes altas.



C A P I T U L O     I I I

METODO DE ANALISIS



El objetivo fundamental de este trabajo es la determinación de las concentraciones de compuestos neutros en función de dos variables independientes: altura y tiempo geomagnético local.

Consideramos los compuestos:  $N_2$ ,  $O_2$ ,  $O$  (en los estados  $^3P$  y  $^1D$ ),  $O_3$ ,  $H_2O$  y sus principales derivados como consecuencia de la fotólisis:  $OH$ ,  $H$  y  $HO_2$ .

El modelo está concebido para  $71^\circ 25'$  de latitud geomagnética, condiciones equinociales y actividad solar y geomagnética moderada. Se realiza pues, en alta latitud, situación exacta Chatanika (Alaska)  $71^\circ 25'N, 210^\circ 20'E$ , con el propósito de estudiar la influencia de los movimientos medios horizontales sobre la composición de la atmósfera, teniendo en cuenta los peculiares fenómenos de latitudes aurorales.

Los parámetros y variables atmosféricas que se utilizan las podemos clasificar en dos grupos:

a) Variables utilizadas como datos previos.

Incluimos aquellas que por su frecuente utilización, ó por requerir una laboriosa recopilación, es conveniente disponer de las tablas correspondientes. Estas son (indicando si dependen en este modelo de la altura  $z$ , del tiempo  $t$ , ó de la longitud de onda  $\lambda$ ):

aceleración de la gravedad  $g(z)$



- coeficiente de turbulencia vertical  $K(z)$
- coeficientes de reacciones químicas  $R(z,t)$
- flujos solares a densidad óptica nula  $\phi_{\infty\lambda}(\lambda)$
- secciones eficaces de fotodisociación  $\sigma_{i\lambda}(\lambda)$
- temperatura  $T(z,t)$
- gradiente relativo de temperatura  $\frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} (z,t)$
- concentraciones medias en condiciones estacionarias  $n_i(z)$
- alturas de escala individuales  $H_i(z,t)$
- vientos medios horizontales  $v_E$  y  $v_N(z,t)$  y divergencia horizontal del viento  $DIVH(z,t)$

b) Variables necesarias para determinar las concentraciones, íntimamente ligadas con ellas y cuyo valor se ha deducido con el valor de las concentraciones.

Estas son:

- altura de escala de la atmósfera  $H(z,t)$
- coeficientes de difusión molecular  $D_i(z,t)$
- densidad  $\rho(z,t)$
- velocidades de difusión de  $O(^3P)$ ,  $O_2$ ,  $N_2$  y  $H_2O$  -  $\langle V_i \rangle(z,t)$
- velocidades totales individuales  $v_i(z,t)$
- velocidad vertical de la mezcla atmosférica  $v_z(z,t)$
- producciones químicas  $P_i(z,t)$
- pérdidas químicas específicas  $l_i(z,t)$
- flujos solares  $\phi_{z\lambda}(z,t,\lambda)$  y coeficientes de fotodisociación  $S_{iz}(z,t)$



### 3.1.- SISTEMA DE COORDENADAS

Como los efectos geofísicos en altas latitudes están influenciados principalmente por las variaciones geomagnéticas, los datos experimentales utilizados están expresados en función de la altura y del tiempo geomagnético.

El sistema de coordenadas que vamos a usar es el sistema de coordenadas geomagnéticas, definido por el polo geomagnético y el plano meridiano a través de los polos geográfico y geomagnético.

Se define el tiempo magnético universal (UMT) como el ángulo entre el meridiano magnético que contiene al polo Norte y el meridiano magnético del Sol; este concepto lo revisaremos más adelante.

Por razones obvias de simulación de la atmósfera en un día completo, es más cómodo trabajar con tiempo solar, así pues, es preciso realizar la conversión de tiempo geomagnético local (GLT) en tiempo solar local (SLT). Dicha conversión requiere la introducción de ciertos tiempos "intermedios" que pasamos a analizar a continuación.



a) Tiempos UMT y  $H_{\odot P}$  (ángulo horario solar de S. Pedro y S. Pablo).

Aunque los centros geográficos y del dipolo no coinciden, al estar el Sol en el infinito podemos imaginar la figura 1

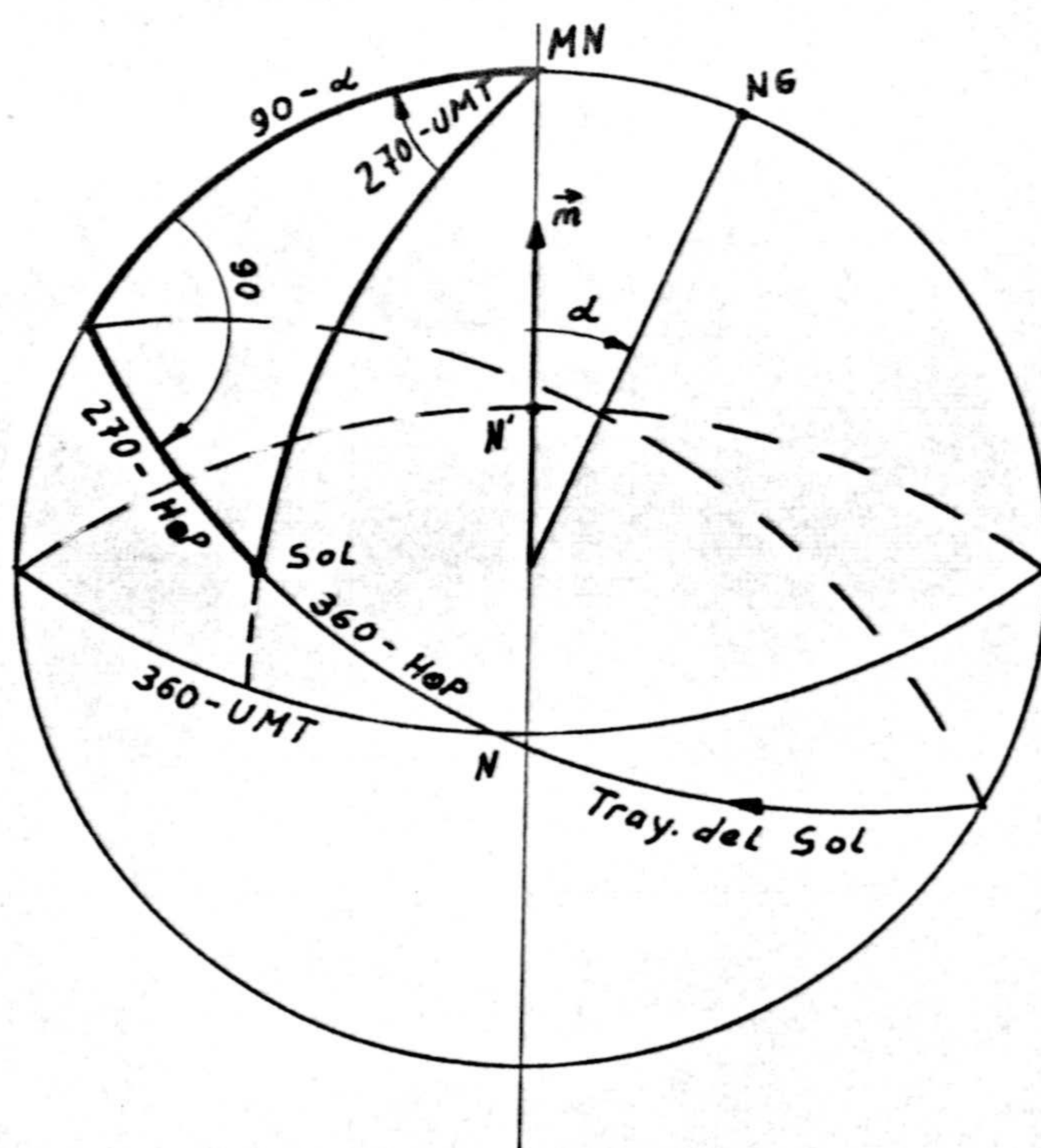


Fig. 1

donde:  $NN'$  es la intersección del Ecuador magnético y el geográfico. Tomaremos a  $N$  como origen de tiempos -- tanto magnéticos como geográficos. La posición real de  $N$  (como veremos posteriormente) coincide aproximadamente con las islas de S. Pedro y S. Pablo en el Océano -- Atlántico.



es el ángulo formado por el dipolo y el eje geográfico, y UMT es el ángulo formado por el Sol y la posición de S. Pedro y S. Pablo, centrado en el polo norte magnético (NM).

La ventaja de la introducción de estos -- tiempos es que el paso  $UMT \leftrightarrow H_{\theta}P$  es sencillo, así como lo son  $H_{\theta}P \leftrightarrow SLT$  y  $UMT \leftrightarrow GLT$ .

A partir de la figura 1 se obtiene que:

$$\operatorname{tg} (270 - H_{\theta}P) = \operatorname{sen} (90 - \alpha) \operatorname{tg} (270 - UMT)$$

luego:

$$\operatorname{tg} H_{\theta}P = \frac{\operatorname{tg} UMT}{\cos \alpha} \quad (3.1)$$

b) Paso  $GLT \leftrightarrow UMT$ .

Si consideramos la figura 2

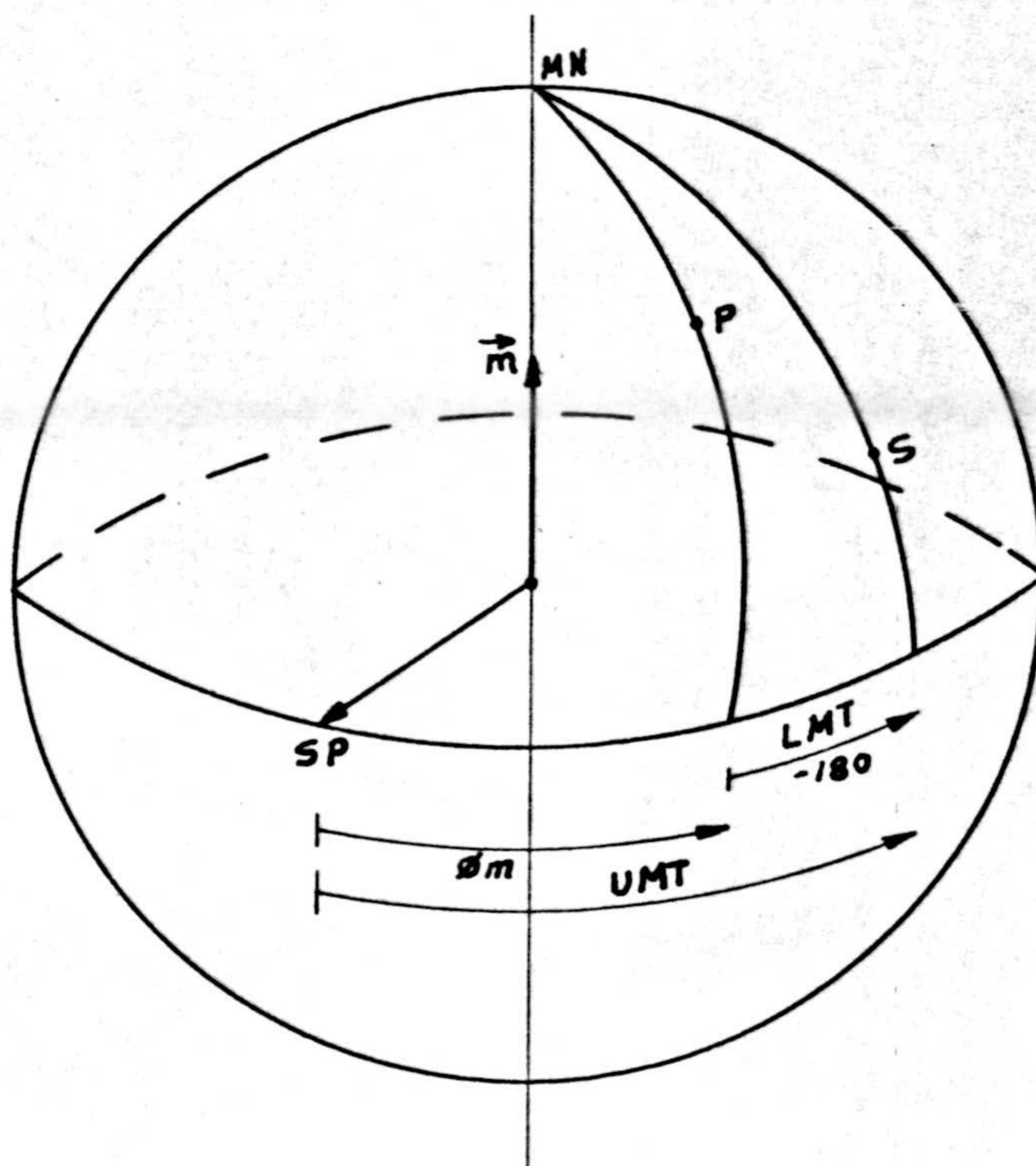


Fig. 2



donde: P es la estación de observación,  
 S es el Sol,  
 SP es S.Pedro y S.Pablo y  
 $\vec{m}$  es el vector unidad en la dirección del dipolo negativo (polo norte magnético).

Se obtiene que:

$$UMT = \phi_m + GLT - 180 \quad (3.2)$$

donde  $\phi_m$  es la latitud magnética, contada hacia el Este desde S.Pedro y S.Pablo.

b) Determinación de  $\phi_m$ .

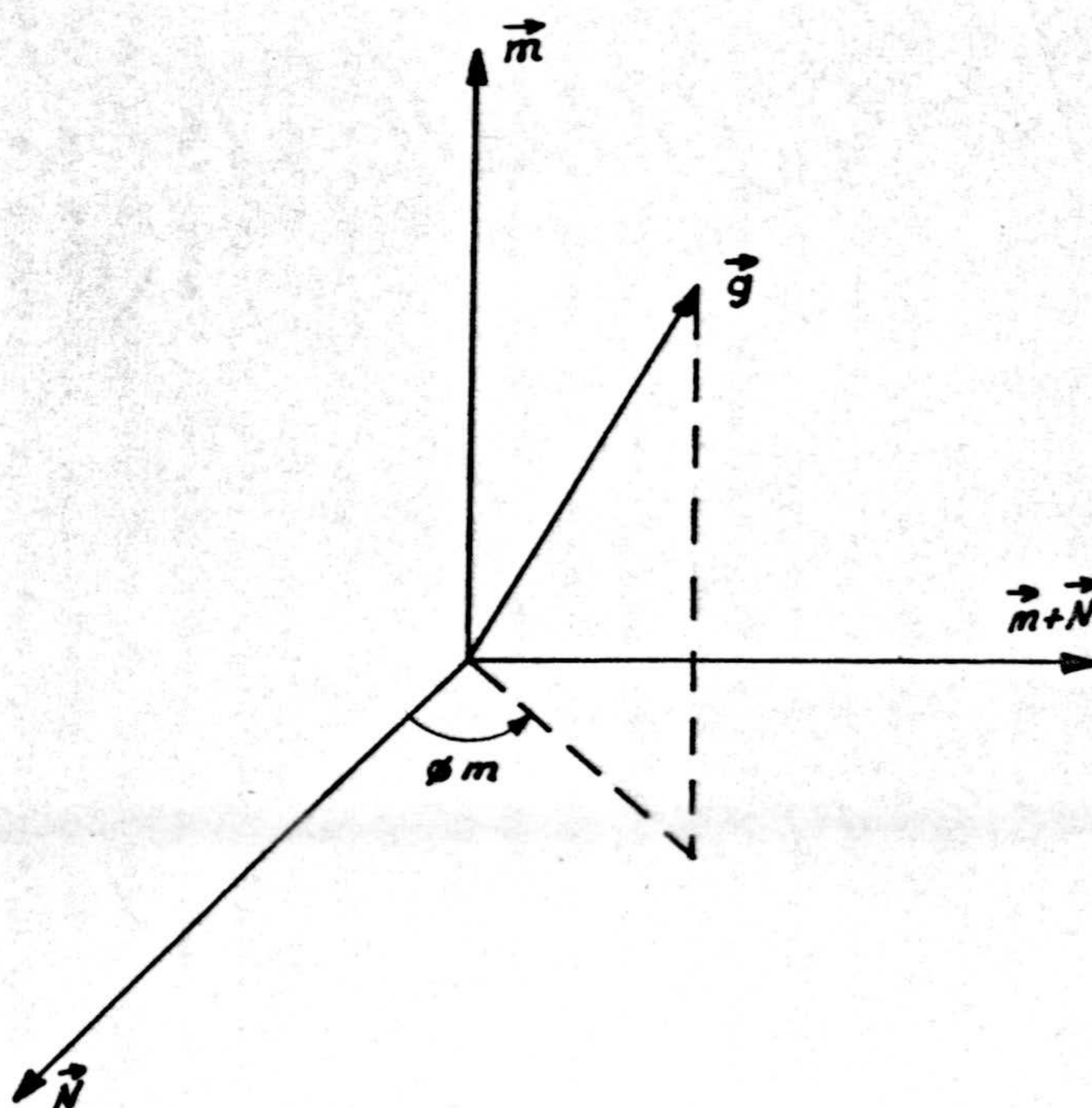


Fig. 3

Si llamamos  $\vec{N}$  al vector unitario desde el centro del dipolo a S.Pedro y S.Pablo, y  $\vec{g}$  al vector de posición-



relativo al dipolo,  $\vec{g} = \vec{P} - \vec{d}$ , donde  $\vec{P}$  es el vector de posición y  $\vec{d} = (\vec{P}_N + \vec{P}_S)/2$ , siendo  $\vec{P}_N$  y  $\vec{P}_S$  los vectores de posición del polo norte magnético y sur magnético, respectivamente (Nisbet, 1976).

Analizando la figura 3, resulta:

$$\operatorname{tg} \phi_m = \frac{\vec{g} \cdot (\vec{m} \times \vec{N})}{g \cdot N}$$

y además,

$$\operatorname{sen} \lambda_m = \frac{\vec{g} \cdot \vec{m}}{g}$$

donde,  $\lambda_m$  es la latitud geomagnética.

Tras algunos cálculos, se obtiene:

$$\vec{m} = (0.1253, -0.2561, 0.9561)$$

$$\vec{d} = R (-0.176, -0.010, 0.020) \quad \text{siendo } R \text{ el radio de la Tierra}$$

$$\vec{N} = (0.9039, -0.4273, 0) \quad (\text{su cálculo se presenta en el siguiente apartado}).$$

$$\vec{m} \times \vec{N} = (-0.4085, -0.8642, -0.2931)$$

con lo que encontramos la fórmula práctica para la determinación de  $\phi_m$

$$\operatorname{tg} \phi_m = \frac{-\cos \lambda (0.4085 \cos \phi + 0.2561 \operatorname{sen} \phi) - 0.2931 \operatorname{sen} \lambda - 0.069}{0.153 + \cos \lambda (0.9039 \cos \phi - 0.4237 \operatorname{sen} \phi)}$$

(3.3)

d) Conversión de  $H_\theta P$  a SLT.

Evidentemente, en la figura 4, se cumple que:



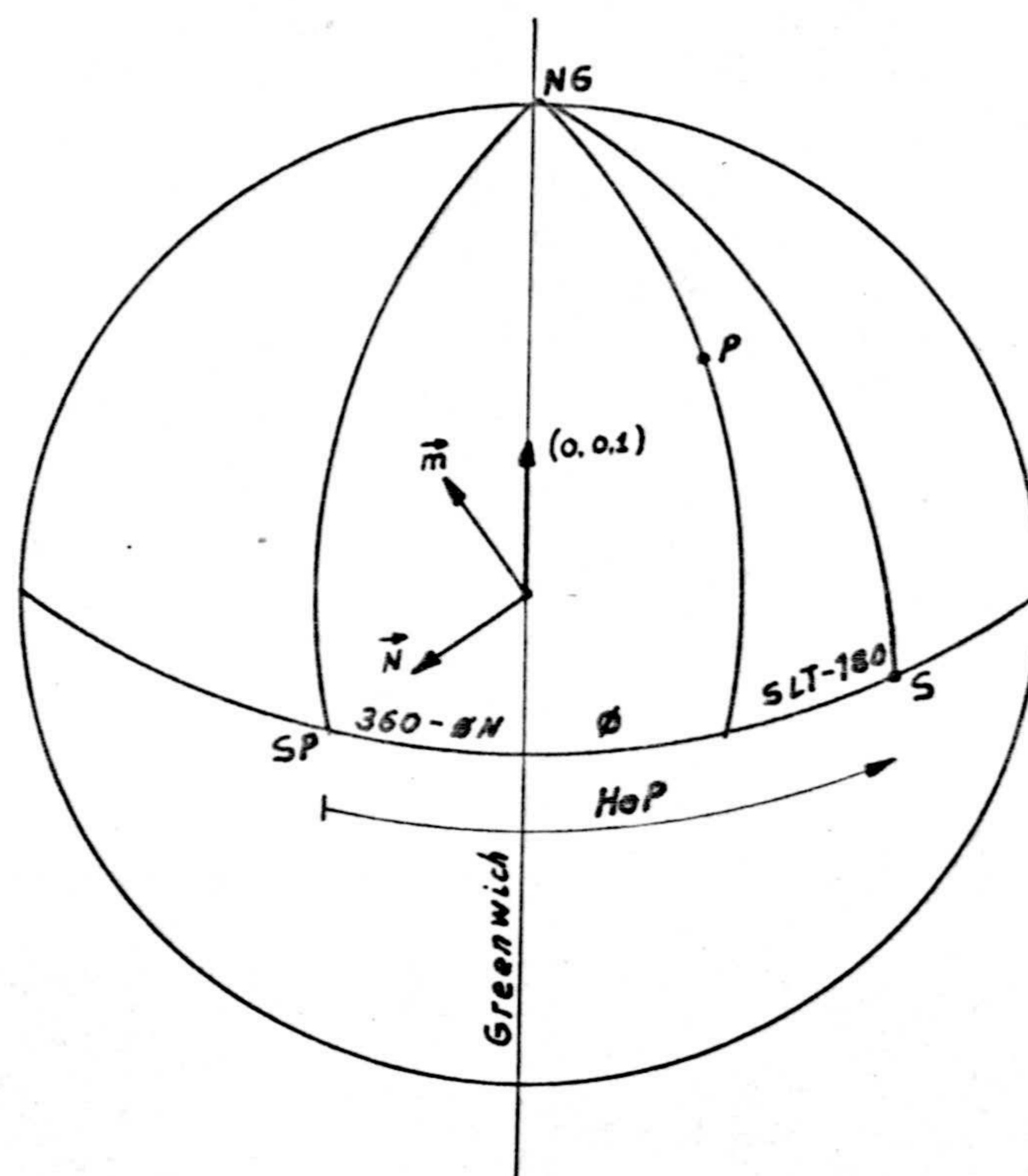


Fig. 4

$$H_{\theta}P = 360 - \phi_N + \phi + SLT - 180$$

siendo  $\phi_N$  la longitud de S. Pedro y S. Pablo.

Por tanto:

$$SLT = H_{\theta}P + \phi_N - \phi - 180 \quad (3.4)$$

donde  $\phi_N$  es el ángulo formado por  $\vec{N}$  y el vector (P de Greenwich) proyectado en el plano ecuatorial  $(R, 0, 0)$ .

$\vec{N}$  será el unitario correspondiente a  $-\vec{m} \times (0, 0, 1)$ .

Así se obtiene que:

$$\phi_N = -25^{\circ}3'$$



e) Determinación de  $\alpha$ .

Es el ángulo formado por  $\vec{m}$  y  $(0,0,1)$ .

Numéricamente se obtiene:  $\alpha = 17^{\circ}4'$ .

f) Expresión final.

Con (3.2) y (3.4) en (3.1) se tiene:

$$\text{SLT} = \text{arc tg} \left( \frac{\text{tg} (\phi_m + \text{GLT})}{0.9561} \right) - \phi - 154.7^{\circ} \quad (3.5)$$

De todas maneras, para nuestro propósito de programación es mejor utilizar los pasos intermedios por las razones que pueden verse en g)

g) Al calcular "arc tg" en (3.5) se obtienen dos valores posibles de SLT.

Esta disyuntiva desaparece ya que teniendo en cuenta (3.1) y las figuras 5,6,7 y 8, se deduce que:

Si	UMT = $0^{\circ}$	$H_{\theta}P = 0^{\circ}$
	UMT = $90^{\circ}$	$H_{\theta}P = 90^{\circ}$
	UMT = $180^{\circ}$	$H_{\theta}P = 180^{\circ}$
	UMT = $270^{\circ}$	$H_{\theta}P = 270^{\circ}$



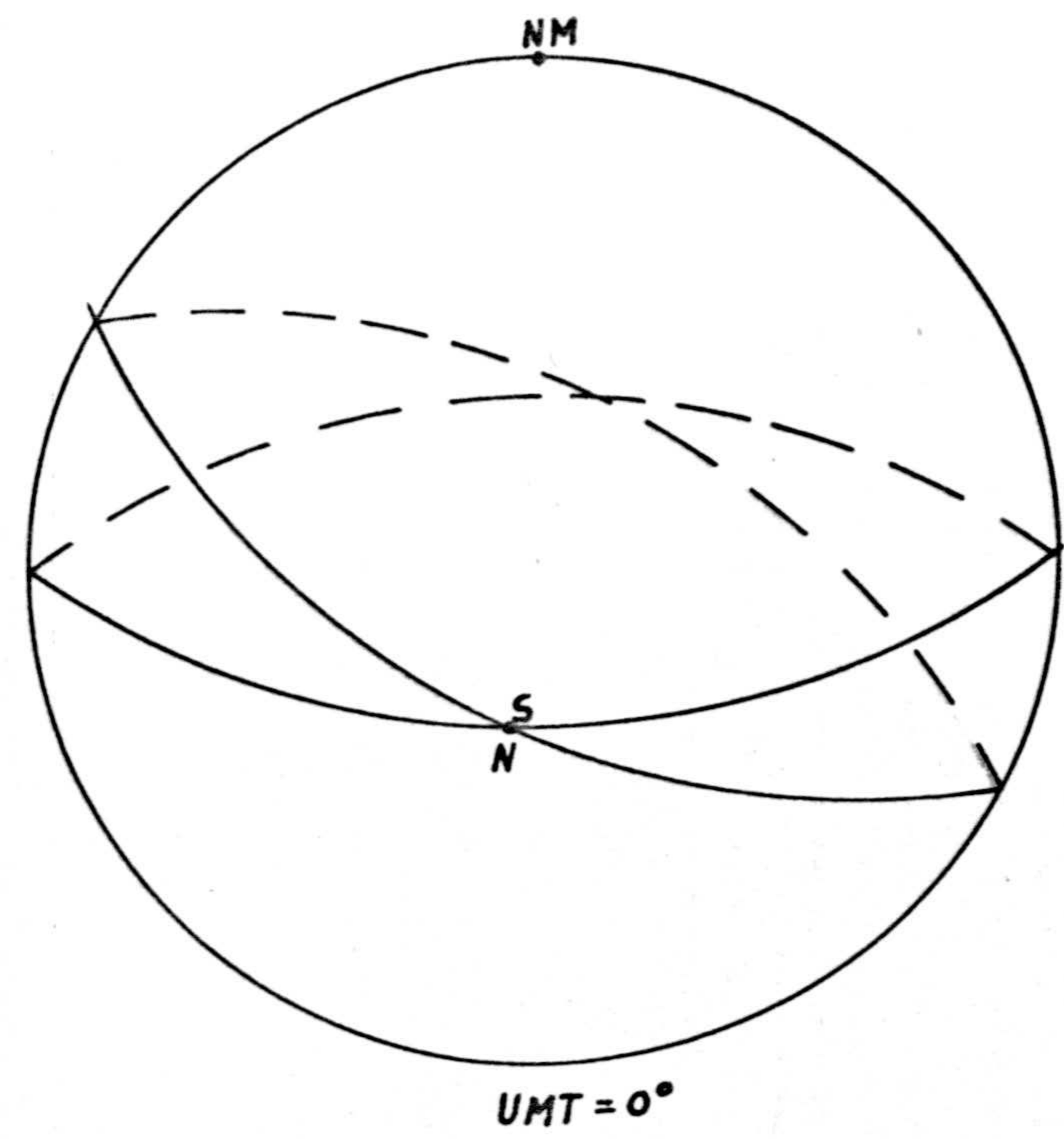


Fig.5

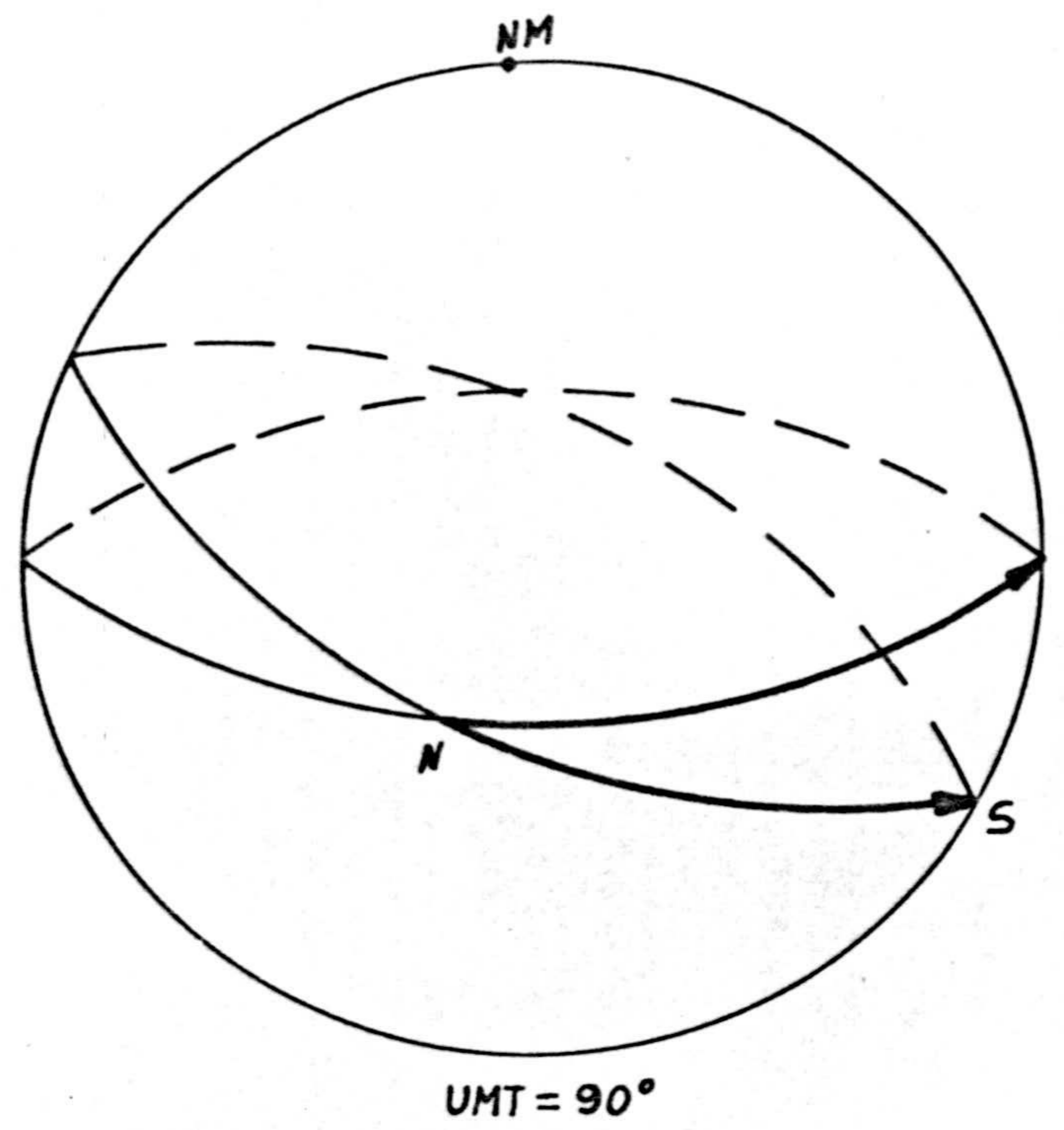


Fig.6

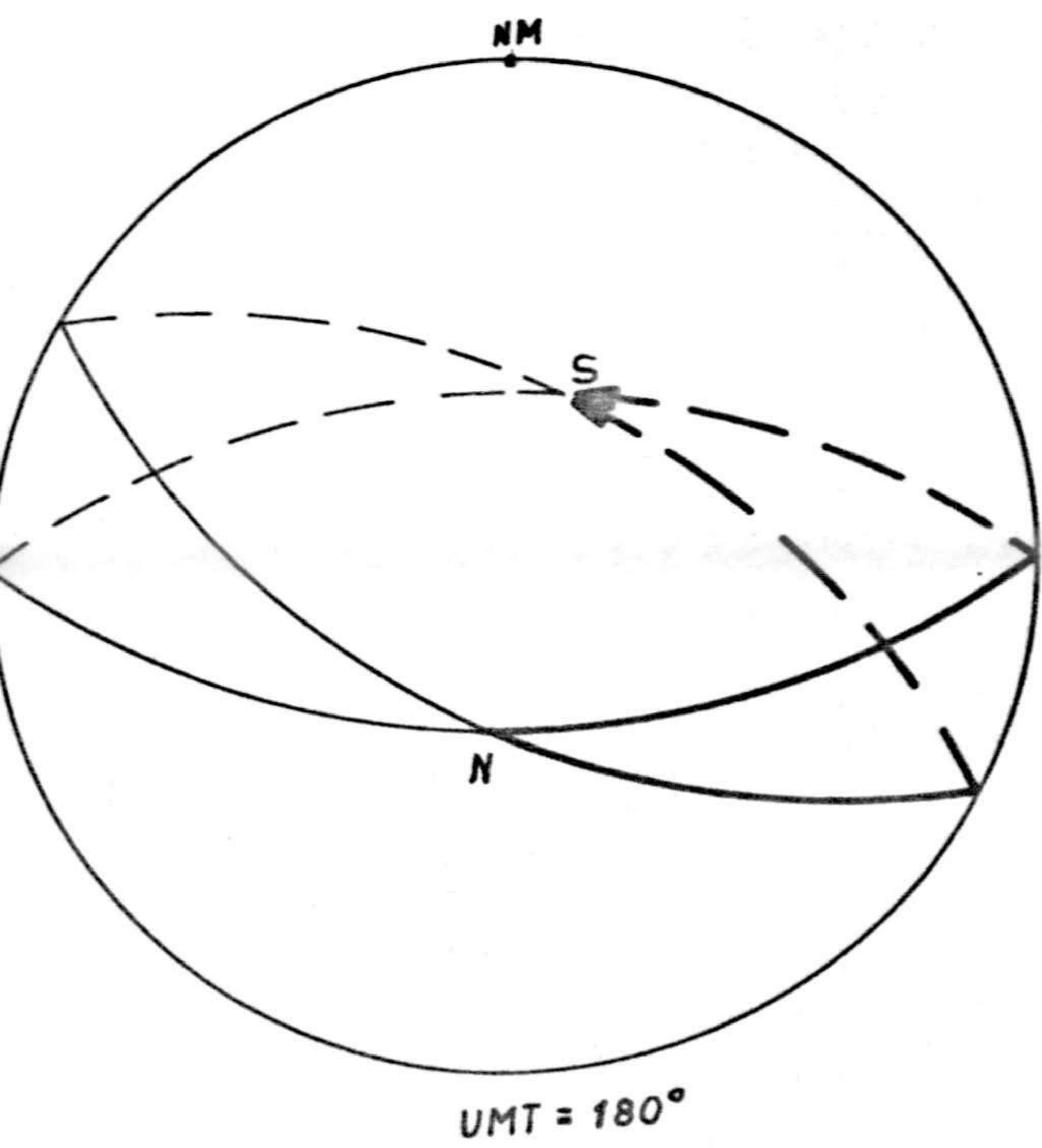


Fig.7

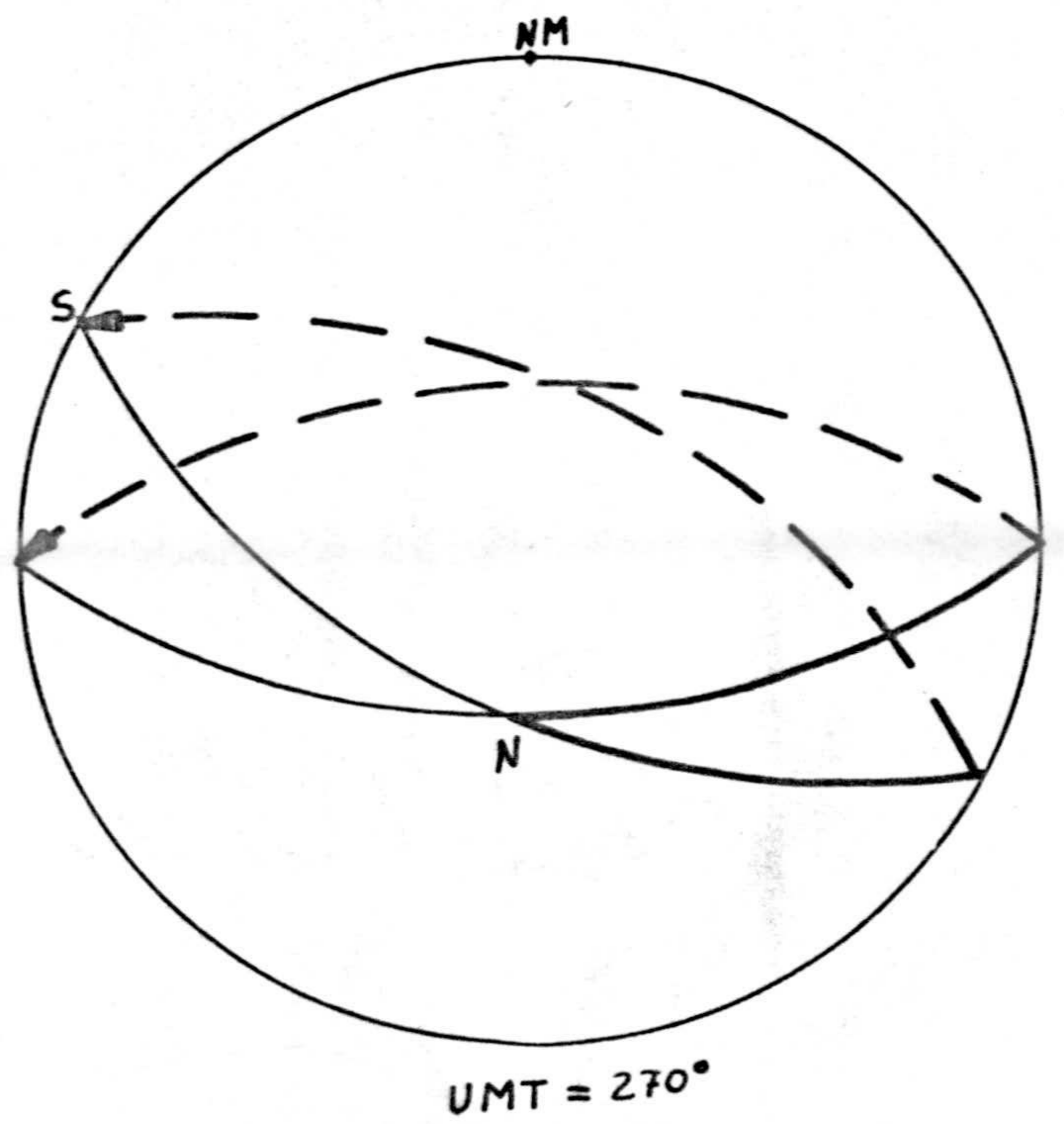


Fig.8



### 3.2.- TEMPERATURA

Para nuestro propósito de determinar las variaciones diurnas de la densidad y composición, hemos de incluir variaciones temporales de la temperatura.

Ya hemos reseñado anteriormente la imposibilidad física, capacidad y tiempo de ordenador, de efectuar un cálculo autoconsistente que incluya también la ecuación de conservación de la energía. Nos vemos pues obligados a adoptar un perfil de temperatura. En apartados anteriores ya hemos discutido algunos de los modelos semiempíricos y teóricos de la Termosfera.

Se ha adoptado el perfil de temperatura de Jacchia (1971), quien usando datos de densidades totales, basados en el arrastre de satélites, construye un modelo de difusión estático de la atmósfera por encima de 100 km con variaciones diurnas estacionales, latitudinales, longitudinales, y variaciones con la actividad solar y geomagnética.

El perfil de temperatura comienza a partir de un valor constante  $T_0 = 183^\circ\text{K}$  a la altura  $z_0 = 90$  km, con un gradiente  $G_0 = \left(\frac{dT}{dz}\right)_{z=z_0}$ , que aumenta hasta un punto de inflexión a un altura fija de  $z_x = 125$  km, y es asintótica a la temperatura exosférica



ca  $T_\infty$ . Tanto la temperatura  $T_x$  como su gradiente ----  
 $G_x = \left( \frac{dT}{dz} \right)_{z=z_x}$  en el punto de inflexión son funciones  
 de  $T_\infty$ ; por simplicidad se hace  $G_x$  función de  $T_x$ .

La temperatura  $T_x$  viene definida por la -  
 ecuación:

$$T_x = a + bT_\infty + c \exp(dT_\infty) \quad (3.6)$$

con la restricción de que  $T_x = T_0$  si  $T_\infty = T_0$  (es decir,  
 para el caso hipotético de que la temperatura exosférii  
 ca sea la misma que la temperatura a 90 km).

Los valores numéricos de los coeficientes  
 en (3.6) son:

$$a = 371.6678$$

$$b = 0.0518806$$

$$c = -294.305$$

$$d = -0.00216222$$

Para una altura  $z$  comprendida entre  $z_0$  y  
 $z_x$ , el perfil de temperatura viene definido por un po-  
 linomio de cuarto grado

$$T = T_x + \sum_{i=1}^4 c_i (z - z_x)^i \quad (3.7)$$

Los coeficientes  $c_i$  se determinan con las siguientes -  
 condiciones:

$$\text{cuando } z = z_0 \begin{cases} T = T_0 \\ G_0 = 0 \end{cases}$$



$$\text{cuando } z = z_x \left\{ \begin{array}{l} G_x = 1.9 \frac{T_x - T_o}{z_x - z_o} \\ \left( \frac{d^2 T}{dz^2} \right)_{z=z_x} = 0 \end{array} \right.$$

Par justificar la condición sobre  $G_x$ , pensemos que: ta que la condición para que no existan inflexiones en el perfil de temperatura en el intervalo  $z_o < z < z_x$  viene dada por

$$\frac{4}{3} < \frac{z_x - z_o}{T_x - T_o} G_x < 2 \quad (3.8)$$

los experimentos con gradientes dentro de este rango - muestran que es factible garantizar la constancia de  $\frac{z_x - z_o}{T_x - T_o} G_x$  para todos los perfiles de temperatura, encontrándose que el mejor valor es de 1.9.

Para  $z > z_x$ , el perfil de temperatura se determina por la ecuación

$$T = T_x + A \operatorname{tg}^{-1} \left\{ \frac{G_x}{A} (z - z_x) (1 + B(z - z_x)^\beta) \right\} \quad (3.9)$$

donde:

$$A = \frac{2}{\pi} (T_\infty - T_x); \quad B = 4.5 \times 10^{-6}; \quad \beta = 2.5 \quad (z \text{ en km})$$

La función tangente inversa se elige entre -- varias funciones asintóticas convenientes debido a su facilidad -- de tabulación y cálculo. El término correctivo  $(1 + B(z - z_x)^\beta)$  des



hace la estricta dependencia del perfil de temperatura del tipo de función asintótica elegida.

Para las variaciones temporales de la temperatura exosférica hemos utilizado el modelo de Wydra (1975) y Nisbet et al. (1977), en el que se analizan los datos del satélite OGO-6, comparandose temperaturas medidas al utilizar el espectro de "airglow" en  $6300 \text{ \AA}$  con temperaturas derivadas de las densidades totales y de las densidades de  $N_2$ .

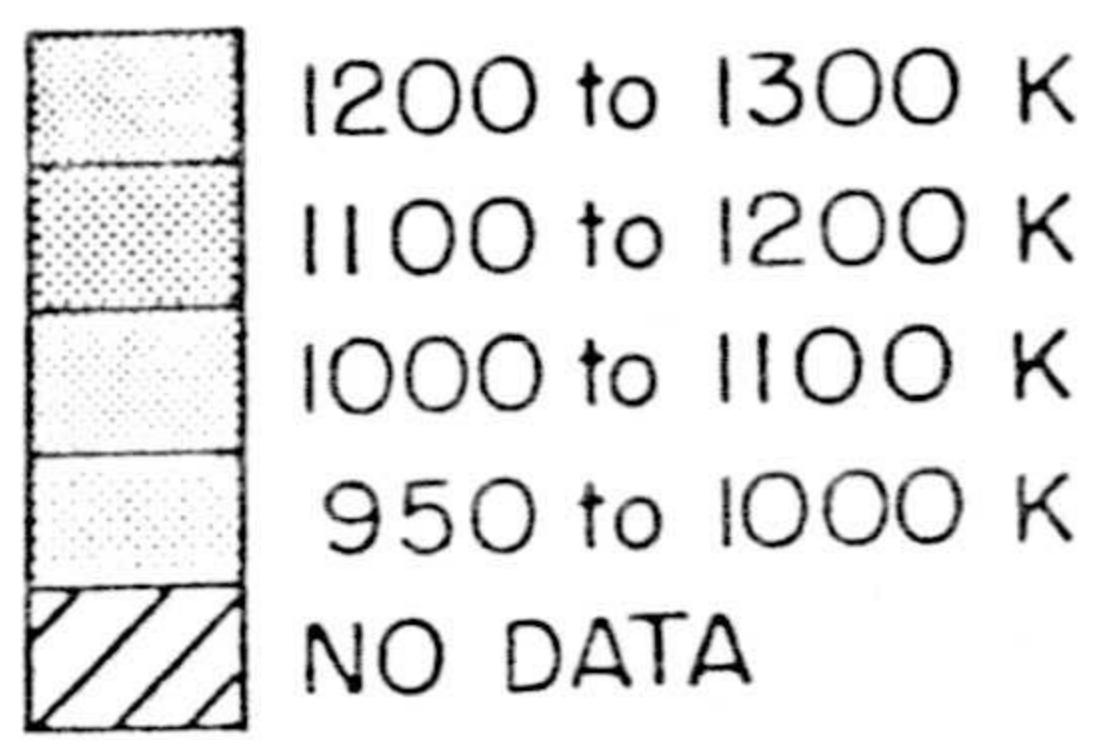
El modelo tiene en cuenta variaciones geomagnéticas y es representativo de los fenómenos en alta latitud.

En la figura 9 y en la Tabla 1 se muestra la temperatura exosférica en función de la latitud geomagnética y del tiempo geomagnético en condiciones equinocciales y para una actividad magnética moderada.

Puesto que Chatanika se encuentra a  $71^{\circ}25'$  de latitud geomagnética, se dispone de datos tabulados a lo largo de un día completo, de hora en hora. Para poder disponer de  $T_{\infty}$  a cualquier tiempo, se ha realizado un análisis armónico de los datos que aparecen en la Tabla. Así,  $T_{\infty}$  puede expresarse como:

$$T_{\infty} = A_0 + \sum_{i=1}^4 \left( A_i \cos \frac{2\pi i t}{T_{\theta}} + B_i \sin \frac{2\pi i t}{T_{\theta}} \right) \quad (3.10)$$





EQUINOX  
Kp 1.3 to 4.0

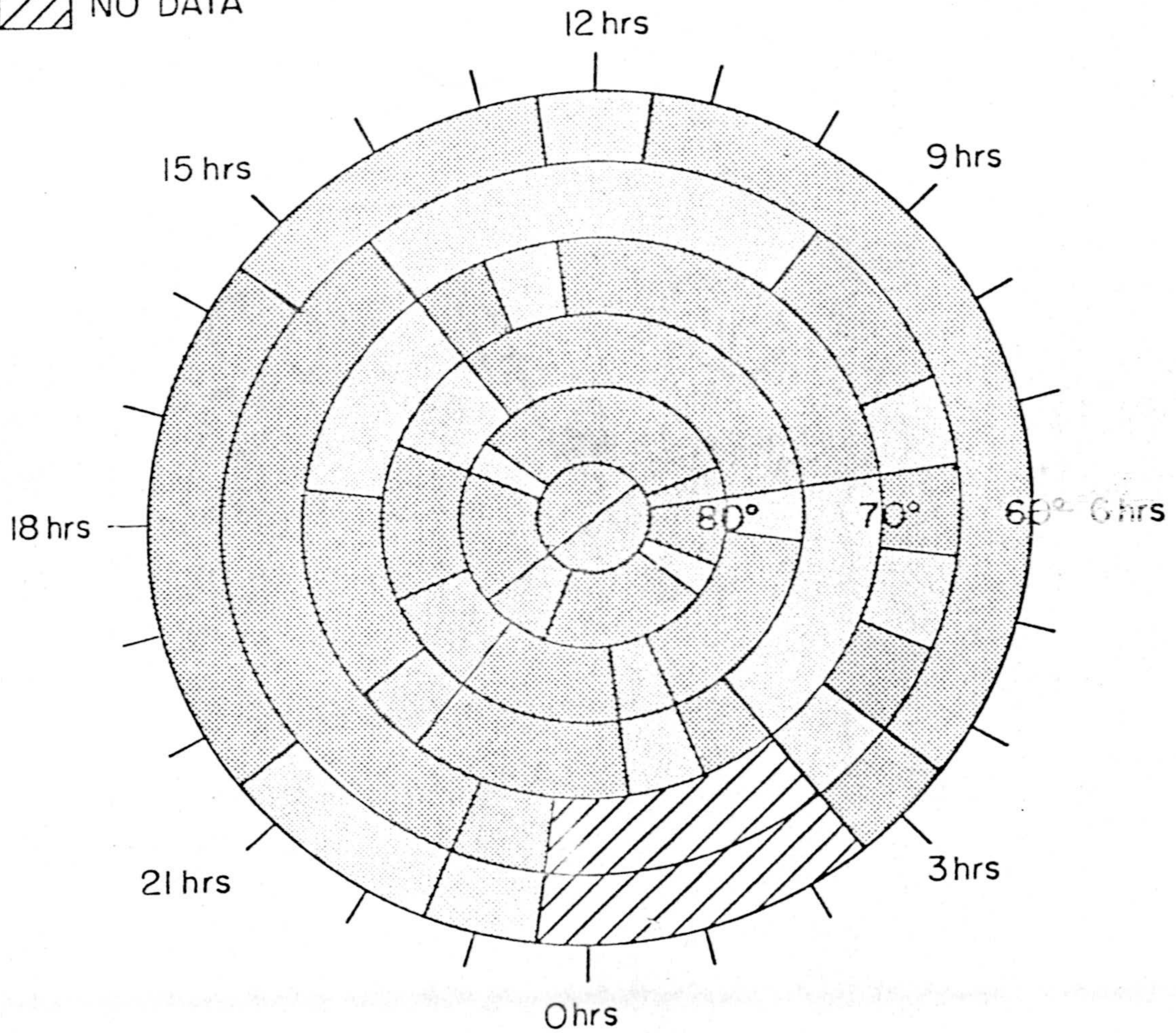


Figura 9 Temperatura Exosférica como función de la latitud y tiempo geomagnético para un rango de  $K_p$  de 1.3 a 4.0 en equinocio (Wydra, 1975)



Geomagnetic Latitudes	Geomagnetic Time Hours																							
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
85 - 90	1178 ±40	1268 ±38	1218 ±31	1299 ±45	1152 ±54	1325 ±36	1261 ±30	1100 ±42	1105 ±38	1182 ±36	1158 ±29	1147 ±36	1247 ±40	1248 ±33	1113 ±49	1232 ±30	1069 ±40	1123 ±38	1242 ±36	1137 ±38	1135 ±35	1170 ±35	1268 ±42	1253 ±38
80 - 85	1168 ±26	1102 ±26	1148 ±32	1093 ±27	1156 ±24	1155 ±24	1222 ±18	1166 ±21	1159 ±20	1191 ±21	1175 ±22	1198 ±18	1190 ±21	1164 ±18	1125 ±17	1097 ±19	1141 ±18	1156 ±21	1149 ±19	1139 ±24	1213 ±22	1206 ±20	1174 ±24	1168 ±26
75 - 80	1230 ±24	1124 ±26	1163 ±24	1113 ±26	1153 ±22	1084 ±20	1149 ±16	1175 ±12	1152 ±12	1128 ±13	1159 ±12	1179 ±12	1170 ±15	1131 ±13	1091 ±12	1097 ±14	1160 ±16	1156 ±15	1151 ±18	1201 ±18	1206 ±19	1199 ±18	1129 ±22	1139 ±28
70 - 75	977 ±120	1190 ±69	1069 ±32	1071 ±24	1061 ±22	1074 ±17	1119 ±14	1145 ±10	1116 ±10	1113 ±9	1115 ±11	1102 ±11	1087 ±11	1107 ±12	1097 ±11	1093 ±10	1088 ±12	1176 ±14	1198 ±15	1193 ±16	1201 ±14	1147 ±15	1178 ±22	1140 ±38
65 - 70	0 0	0 0	1002 ±60	1120 ±33	1080 ±23	1110 ±13	1093 ±13	1131 ±8	1109 ±9	1048 ±8	1076 ±9	1047 ±10	1035 ±14	1097 ±12	1118 ±12	1160 ±11	1147 ±11	1102 ±12	1135 ±13	1148 ±14	1168 ±12	1107 ±15	1222 0	0
60 - 65	0 0	0 0	1113 ±120	1019 ±35	1060 ±23	1060 ±15	1086 ±11	1096 ±7	1063 ±7	1061 ±7	1012 ±9	999 ±11	1022 ±14	1014 ±12	1046 ±14	1128 ±11	1103 ±11	1113 ±11	1139 ±12	1112 ±12	1078 ±14	1088 ±26	923 ±60	0

Tabla 1: Temperatura Exosférica tabulada para latitud y tiempo geomagnético en condiciones equinociales con un rango de  $K_p$  de 1.3 a 4.0 (Wydra, 1975)



donde  $T_{\oplus}$  es el período de rotación terrestre y  
 $A_0 = 1119$ ,  $A_1 = 13.391$ ,  $B_1 = -30.432$ ,  $A_2 = -6.231$   
 $B_2 = -39.012$ ,  $A_3 = -8.192$  y  $B_3 = 1.977$

Por debajo de 90 km adoptamos las temperaturas de CIRA (1965) sin considerar cambios diarios y que es mostran en la figura 10. Algunos autores. (Rose y Widdel, 1972) han encontrado variaciones importantes de temperatura entre 85 y 95 km.

### 3.3.- PROCESOS FOTOQUIMICOS

Se sabe (p.ej. Hunt, 1966) que la influencia de los compuestos derivados de la fotólisis del agua en la Mesosfera es muy importante. Así, una gran parte de la recombinación del oxígeno atómico tiene lugar a través de reacciones con OH y HO<sub>2</sub> y reacciones con H son un importante mecanismo de pérdida de ozono.

En 1.1 ya pusimos de manifiesto la importancia de los compuestos O-H para la explicación de algunos problemas aeronómicos.

El objetivo de este apartado no es el de discutir todos los procesos fotoquímicos importantes en la región de interés, para ello pueden consultarse los excelentes trabajos de Hunt (1966) y Nicolet (1971)



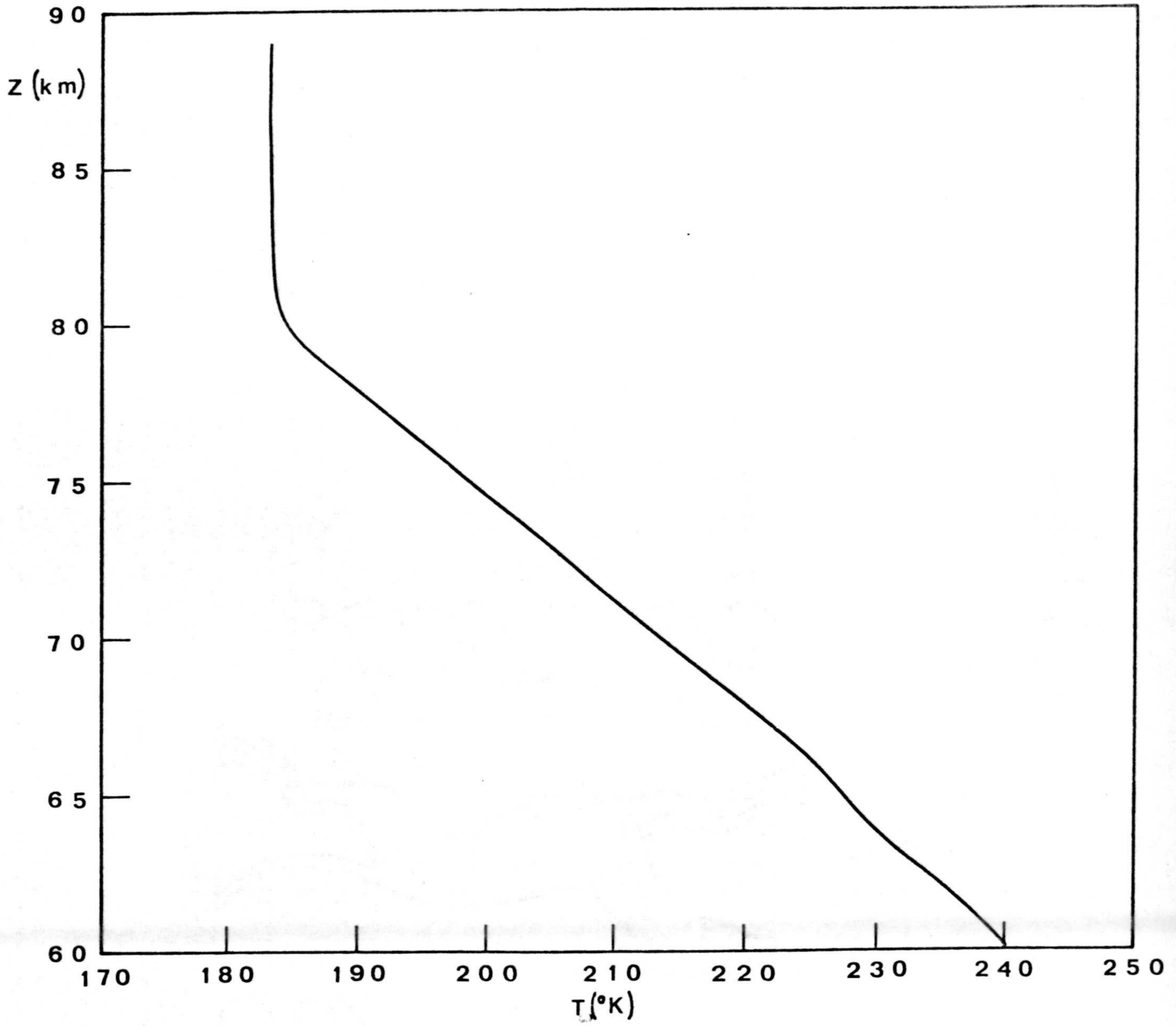


Fig.10. Temperatura de acuerdo con CIRA (1965) de 60 a 90 km.



sino el de describir brevemente los procesos fotoquímicos introducidos en el modelo.

Hemos utilizado un esquema fotoquímico -- simple (Battaner, 1975) que mantiene las bien conocidas influencias de los compuestos de hidrógeno sobre los de oxígeno, y que permite un tratamiento más detallado de los fenómenos de transporte.

En la Tabla 2 presentamos las reacciones químicas y los procesos de fotodisociación considerados en este modelo así como los respectivos coeficientes.

Dicha Tabla está simplificada comparada con la de otros modelos oxígeno-hidrógeno. No se han incluido los compuestos  $H_2$  y  $H_2O_2$  ya que su influencia sobre la química de otros compuestos no es importante, hipótesis que también hizo Nicolet (1971).

Se ha llegado a la Tabla 2 tras realizar consideraciones de orden de magnitud con modelos previos. Dichas consideraciones nos conducen a rechazar algunas reacciones y hacer así el sistema más fácil de manejar.

Conviene hacer un especial énfasis en la elección de los coeficientes de reacción, así como en el cálculo de los coeficientes de fotodisociación.



TABLA 2

R1	$O(^3P) + O_2 + M \rightarrow O_3 + M$	$7.6 \times 10^{-35} e^{445/T}$	Benson y Axworthy(1965)
R2	$O(^3P) + O_3 \rightarrow O_2 + O_2$	$1.5 \times 10^{-11} e^{-2125/T}$	Schiff(1972a)
R3	$O(^3P) + O(^3P) + M \rightarrow O_2 + M$	$2.7 \times 10^{-33}$	Reeves et al.(1960)
R4	$O(^1D) + M \rightarrow O(^3P) + M$	$7 \times 10^{-11}$	Zipf(1969)
R5	$H + O_2 + M \rightarrow HO_2 + M$	$2.6 \times 10^{-33} e^{800/T}$	Clyne y Thrush(1963)
R6	$H + O_3 \rightarrow OH + O_2$	$2.6 \times 10^{-11}$	Kaufman(1964)
R7	$O(^3P) + OH \rightarrow H + O_2$	$5 \times 10^{-11}$	Kaufman(1969)
R8	$O(^3P) + HO_2 \rightarrow OH + O_2$	$10^{-11}$	Kaufman(1969)
R9	$OH + HO_2 \rightarrow H_2O + O_2$	$10^{-11}$	Kaufman(1964)
S1	$O_2 + h\nu \rightarrow O(^1D) + O(^3P)$		ver texto
S2	$O_2 + h\nu \rightarrow O(^3P) + O(^3P)$		ver texto
S3	$H_2O + h\nu \rightarrow H + OH$		ver texto
S4	$O_3 + h\nu \rightarrow O(^3P) + O_2$		ver texto
S5	$O_3 + h\nu \rightarrow O(^1D) + O_2$		ver texto



Las medidas de R9 de Hochanadel et al. (1972) son mucho mayores que las estimadas previamente; dos órdenes de magnitud mayor que el valor dado por Nicolet (1971). Para este análisis usamos el valor intermedio de Kaufman (1964).

Las reacciones 7 y 8 representan procesos importantes de pérdida de  $O(^3P)$ , adoptando para R7 y R8 los valores propuestos por Kaufman (1969) y recomendados por Bowman y Thomas (1974).

En el presente estudio la reacción 1 junto con 3 representan la principal pérdida de  $O(^3P)$  sobre casi la totalidad del rango de alturas considerado. Un aumento de R1, propuesto por Davis et al. (1972), --  $R1 = 1.1 \times 10^{-34} e^{500/T}$ , y sugerido por Bowman y Thomas (1974), nos conduce a una excesiva producción de ozono a  $\approx 85$  km, por lo que mantenemos en este esquema el valor previo de Benson y Axworthy (1965).

La reacción 3 sugerida por Barth y Hildebrandt (1961) como capaz de producir  $O_2$  excitado con suficiente energía para excitar al  $O(^3P)$  por colisión posterior dando lugar a la emisión en  $5577 \text{ \AA}$  del  $O(^1S)$ , ha sido objeto de numerosos intentos en el laboratorio para determinar su coeficiente apropiado y relacionarlo con las observaciones atmosféricas. En nuestro es--



quema usamos el coeficiente propuesto por Reeves et al. (1960) que es próximo al valor propuesto más recientemente por Campbell y Gray (1973),  $4.7 \times 10^{-33} (300/T)^2$ , cuando  $M = N_2$ .

El principal mecanismo de producción de  $HO_2$  es la reacción 5. Para mantener la dependencia con la temperatura de R5 hemos adoptado el valor de Clyne y Thrush (1963).

La pérdida de  $O(^1D)$  se produce por desactivación con M. Para R4 adoptamos el valor de Zipf (1969) que es muy próximo al propuesto por Gauthier y Snelling (1971), cuando  $M = N_2$ .

La pérdida de ozono se produce por las reacciones 2 y 6 siendo esta última junto con 7 y 8 importantes en la determinación de la concentración de OH. Un aumento en R1 requerirá un coeficiente R6 mucho menor que el medido por Kaufman (1964) para obtener perfiles de H y OH en conformidad con los experimentos. Al no usar para R1 el mayor valor de Davis et al. (1972), el valor de Kaufman resulta apropiado para R6.

Para R2 usamos el valor de Schiff (1972) de acuerdo con las últimas medidas.

El cálculo de los coeficientes de fotodisociación es como sigue:



Denotemos por  $\sigma_{i\lambda}$  la sección eficaz de fotodisociación del compuesto  $i$  para la longitud de onda expresada con el subíndice  $\lambda$  (empleando valores discretos en el espectro solar). Sea  $\phi_{z\lambda}$  el flujo solar en esa longitud de onda a la altura  $z$ .

Por definición de  $\sigma_{i\lambda}$ , se producirán  $\sigma_{i\lambda} \phi_{z\lambda} n_i$  fotodisociaciones por  $\text{cm}^3$  y  $s$ , de forma que:

$$\frac{d\phi_{z\lambda}}{dz} = -\sigma_{i\lambda} \phi_{z\lambda} n_i \quad (3.11)$$

y si para la misma longitud de onda pueden producirse disociaciones de otras moléculas, entonces:

$$\frac{d\phi_{z\lambda}}{dz} = -\sum_i \sigma_{i\lambda} \phi_{z\lambda} n_i \quad (3.12)$$

que se integra fácilmente resultando:

$$\phi_{z\lambda} = \phi_{\infty\lambda} \exp\left(-\sum_i \sigma_{i\lambda} \int_z^{\infty} n_i dz\right) \quad (3.13)$$

donde  $\phi_{\infty\lambda}$  es el flujo solar a densidad óptica nula.

Nos interesa disponer de un coeficiente análogo a los  $R$ , llamado coeficiente de fotodisociación  $J_i$ , tal que  $J_i n_i$  nos dé el número de fotodisociaciones por  $\text{cm}^3$  y  $s$ . Evidentemente,

$$J_i = \sum_{\lambda} \sigma_{i\lambda} \phi_{z\lambda} \quad (3.14)$$

Para tener en cuenta la variación del Sol, basta pensar que el trayecto elemental recorrido por



los fotones será  $\approx \sec \chi_{\theta} dz$ , siendo  $\chi_{\theta}$  la distancia cenital solar, y teniendo en cuenta la curvatura de la Tierra, queda en lugar de (3.13)

$$\phi_{z\lambda} = \phi_{\infty\lambda} \exp\left(-\sum_i \sigma_i \int_z^{\infty} n_i \alpha dz\right) \quad (3.15)$$

donde  $\alpha$ :

$$\alpha = \left(1 - \frac{R^2}{(R+z)^2} \sin^2 \chi_{\theta}\right)^{-1/2} \quad (3.16)$$

En efecto, se ve en la figura 11 cómo el nuevo trayecto elemental será  $dz/\cos u$ , y  $\cos u$  con breves consideraciones trigonométricas se ve que es el denominador de (3.16).

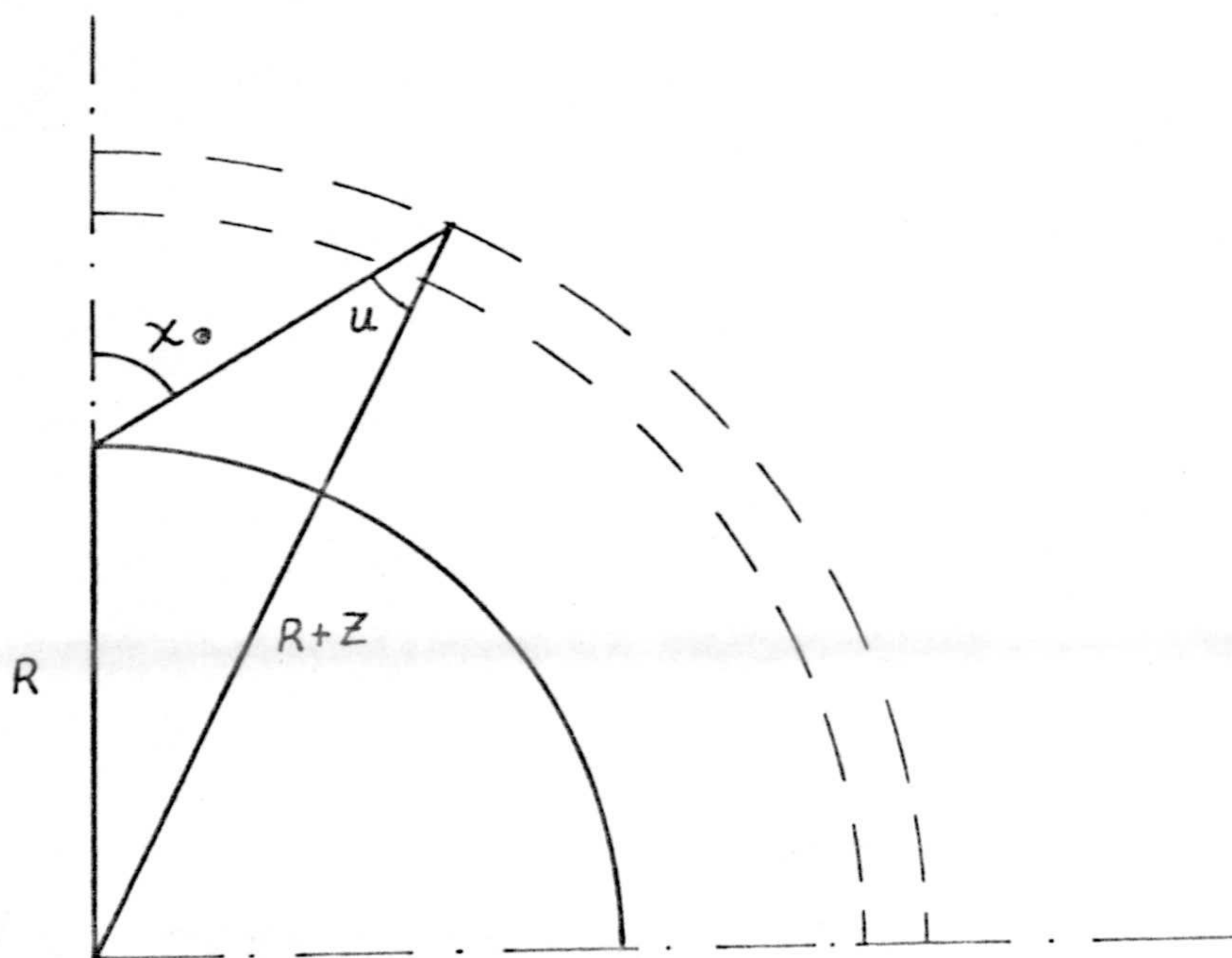


Fig. 11



Finalmente, interesa conocer cómo calcular  $\chi_{\theta}$ . Con el triángulo esférico de la figura 12 se obtiene

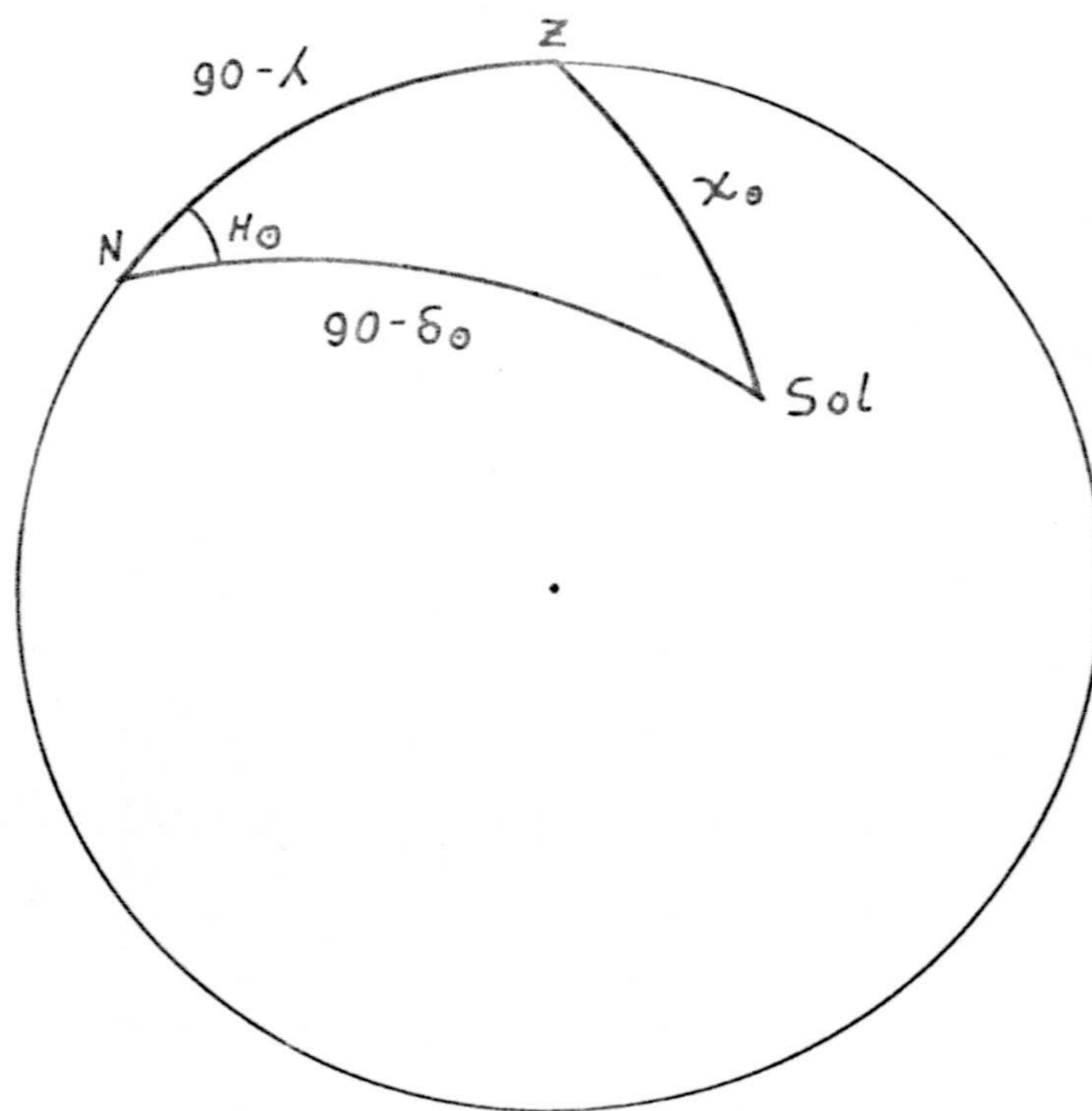


Fig. 12

$$\cos \chi_{\theta} = \sin \delta_{\theta} \sin \lambda + \cos \delta_{\theta} \cos \lambda \cos H_{\theta} \quad (3.17)$$

siendo  $\delta_{\theta}$  y  $H_{\theta}$  la declinación y el ángulo horario solar y  $\lambda$  la latitud del lugar.

Así pues, haciendo uso de (3.15) en (3.14) podemos calcular los coeficientes de fotodiosciación para los procesos propuestos en la Tabla 2. Para ello necesitamos datos del flujo solar en el tope de la atmós-



fera y de las secciones eficaces  $\sigma_{i\lambda}$ .

Para el flujo solar en el tope de la atmósfera hemos tomado los datos de Donneli y Pope (1973) en cuyo trabajo se han revisado y recopilado resultados experimentales previos. El flujo que usamos es mucho menor que el propuesto por Detwiller et al. (1961) en la región 1300-1800 Å y próximo a los valores propuestos por Parkinson y Reeves (1969).

En lo que se refiere a las secciones eficaces de absorción, para tener en cuenta la fina estructura de las bandas de Schumann-Runge (problema ya discutido en 2.3) hemos utilizado las secciones eficaces medias de absorción para el O<sub>2</sub> calculadas por Kockarts (1973). Esta sección eficaz media no puede considerarse como independiente de la altura, pero los resultados son buenos entre 60 y 90 km. como mostró Kockarts (1971), mediante una comparación de los resultados con los obtenidos con la estructura detallada.

Para otras longitudes de onda, adoptamos para la absorción por O<sub>2</sub> los valores de Ackerman (1971), y los de Watanabe (1958) y Thompson et al. (1963) para el H<sub>2</sub>O.

Los coeficientes de fotodisociación para el O<sub>3</sub> pueden considerarse independientes de la altura



y hemos adoptado los valores propuestos por Thomas y Bowman (1972),  $5 \times 10^{-4}$  y  $9.7 \times 10^{-3} \text{s}^{-1}$  para S4 y S5 respectivamente, tomando los datos de las secciones eficaces de los trabajos de Tanaka et al. (1953) e Inn y Tanaka (1953).

La figura 13 muestra los coeficientes de fotodisociación obtenidos con nuestros cálculos.

### 3.4.- VIENTOS

#### 3.4.1.- INTRODUCCION. TIEMPOS CARACTERISTICOS Y MODIFICACION DE LAS ECUACIONES

Ya hemos destacado en 2.4 que en altas latitudes, al producirse sistemas de vientos de gran velocidad, éstos pueden modificar los perfiles de los distintos compuestos en la región de interés, de tal forma que es necesaria una revisión de la hipótesis de estratificación.

Esta influencia puede ser directa, debido al transporte horizontal de los compuestos, y también mediante el sistema de vientos verticales que originan.

La inclusión de vientos medios en este modelo, nos conduce a que el perfil de un compuesto sea-



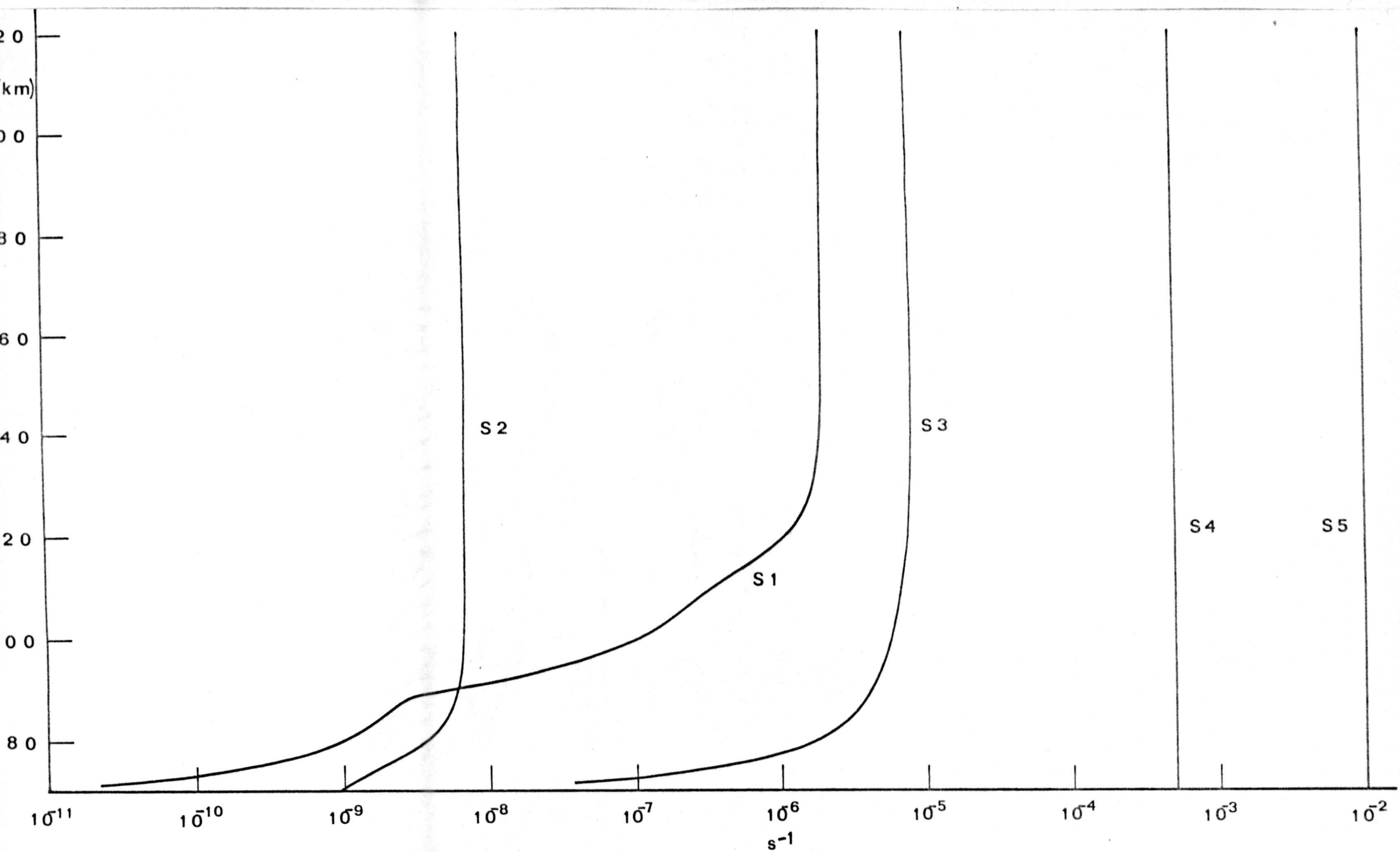


Fig.13. Variación con la altura de los coeficientes de fotodisociación, a mediodía, de los procesos considerados en la Tabla 2



el resultado de la acción conjunta de estos vientos, - de procesos fotoquímicos y de transporte difusivo. Interesa pues disponer de procedimientos rápidos para saber cuándo uno de esos efectos es mucho más importante para así poder despreciar los otros. Para ello hacemos uso de los tiempos característicos  $\tau_q$ ,  $\tau_t$ ,  $\tau_m$ , etc. - que nos dan un orden de magnitud del tiempo en que  $n_i$  se altera sustancialmente debido al efecto considerado.

Así, definidos usualmente en la literatura, aparecen:

a) Tiempo característico fotoquímico.-

$$\tau_q = \min (1/l_j) \quad (3.18)$$

donde  $l_j$  es la pérdida específica de un compuesto - debido a la reacción  $j$ .

b) Tiempo característico de turbulencia.-

$$\tau_t = \frac{H^2}{K} \quad (3.19)$$

donde  $H$  es la altura de escala de la atmósfera y  $K$  el coeficiente de difusión turbulenta.

c) Tiempo característico de difusión molecular.-

$$\tau_m = \frac{H_i^2}{D_i} \quad (3.20)$$

donde  $H_i$  es la altura de escala del compuesto  $i$ , y  $D_i$  su coeficiente de difusión molecular definido con (2.23).



Análogamente, es conveniente definir los tiempos característicos de los vientos horizontales  $\tau_{vh}$  y de los verticales  $\tau_{vv}$ , con objeto de conocer su importancia frente a los fenómenos de difusión y procesos fotoquímicos.

Definimos:

$$\tau_{vh} = \frac{1}{\nabla \cdot \vec{v}_0} \approx \frac{R_\oplus}{v_0} \quad (3.21)$$

siendo  $v_0$  la velocidad de la mezcla y  $R_\oplus$  el radio terrestre.

$$\tau_{vv} = \frac{H}{v_z} \quad (3.22)$$

siendo  $v_z$  la componente vertical de  $v_0$ .

Para 100 km,  $v_0$  es normalmente del orden de  $10^2 \text{ cm s}^{-1}$ ; y así,  $\tau_{vh} \approx 10^6 \text{ s}$  resulta ser mucho mayor que el tiempo de difusión que es del orden de algunas horas. Pero, como veremos posteriormente, en latitudes polares pueden observarse vientos más fuertes de  $10^4 \text{ cm s}^{-1}$ , con lo que  $\tau_{vh} \approx 10^4 \text{ s}$  del orden de los tiempos de difusión (Rodrigo et al. 1979 b.)

Igualmente,  $\tau_{vv}$  en estas latitudes puede ser del orden de horas. Por tanto, el efecto de los vientos puede llegar a ser, a ciertas alturas, incluso más importante que la propia difusión molecular.

Este breve análisis nos conduce a reconsi



derar las ecuaciones desarrolladas en los apartados -- 2.1 y 2.2. Una modificación interesante de la hipóte-- sis de estratificación consiste en introducir en (2.14) las derivadas horizontales de los vientos medios hori-- zontales, así, si definimos

$$\text{DIVH} = \frac{\partial v_E}{\partial x} + \frac{\partial v_N}{\partial y} \quad (3.23)$$

resulta que la ecuación de continuidad para cada com-- puesto puede reescribirse como:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = P_i - n_i l_i - \frac{\partial}{\partial z} (n_i \langle V_i \rangle + n_i v_z) - n_i \text{DIVH} \quad (3.24)$$

donde  $v_E$  es la velocidad del viento zonal, positiva ha-- cia el Este, y  $v_N$  es la velocidad del viento meridional positiva hacia el Norte.

#### 3.4.2.- VIENTOS HORIZONTALES EN LA TERMOSEFERA POLAR

Esta modificación entraña tener que cono-- cer experimentalmente  $v_E$  y  $v_N$ , y disponer de un proce-- dimiento de cálculo apropiado para  $v_z$ .

Sólo en los últimos años se han llevado a cabo medidas exhaustivas de los vientos horizontales - en latitudes polares en la baja Termosfera. Como discu-- timos en 2.4.1, las medidas con experimentos de lanza-



miento de nubes químicas desde cohetes, nos pueden proporcionar perfiles verticales completos de los vientos en la región de interés. Para el presente estudio hemos tenido en cuenta diferentes medidas (que mostramos en la Tabla 3) a diferentes tiempos y latitudes que combinadas proporcionan un conocimiento bastante detallado sobre los vientos en la región 100-160 km sobre Chatanika (Nisbet y Glenar, 1977).

Los 26 tiempos diferentes se agruparon en 12 intervalos de dos horas, 0-2, 2-4, 4-6, etc. y se dibujó el promedio para cada intervalo. Los datos para cada altura desde 100 a 160 km, con un paso de 5 km, se ajustaron mediante un análisis armónico.

El perfil de los coeficientes con la altura fué sometido a un alisamiento ponderado para evitar, en parte, su carácter no continuo debido al intervalo de 5 km. Se procedió después a una interpolación lineal en cada intervalo para conocer así los coeficientes de kilómetro en kilómetro.

Las figuras 14, 15, 16, 17, 18 y 19 muestran los vientos meridionales y zonales a 100, 120 y 160 km.

Al carecer de datos experimentales desde 160 a 220 km (límite superior del modelo), se han extraído datos de vientos a 280 km (Strauss y Schulz, 1976)



N°	SITUACION		TIEMPO UT	FECHA		GLT.	Lat.G.	K <sub>p</sub>	F <sub>10.7</sub>	Rango de altura (km)	Referencia
	Lat.N.	Long.E.		DIA	AÑO						
1	65.1	212.5	16.7h	288	72	4.6	71.2	3.0	95	110-160	A
2	65.1	212.5	15.2h	288	72	3.1	71.2	3.0	95	100-180	A
3	65.1	212.5	22.1h	23	76	9.6	71.2	3.4	72	105-125	B
4	65.1	212.5	9.6h	86	63	21.6	71.2	0.2	74	95-160	C
5	65.1	212.5	7.7h	50	74	20.0	71.2	0.5	85	95-132	C
6	58.8	265.7	3.5h	142	63	21.8	73.4	0.7	91	80-175	D
7	58.8	265.7	4.1h	143	63	22.4	73.4	1.2	89	80-160	D
8	58.8	265.7	8.3h	143	63	2.2	73.4	0.6	89	85-160	D
9	58.8	265.7	6.0h	306	64	0.4	73.4	1.2	75	95-130	D
10	58.8	265.7	0.0h	58	65	18.0	73.4	1.8	74	90-160	D
11	67.8	20.4	7.7h	32	68	10.9	58.5	1.6	262	90-160	E
12	67.8	20.4	7.6h	35	68	10.8	58.5	3.8	227	90-165	E
13	67.8	20.4	18.5h	289	68	21.3	58.5	1.3	138	90-155	E
14	67.8	20.4	6.7h	306	68	9.8	58.5	4.3	156	90-170	E
15	80.6	58.0	13.6h	57	70	18.3	65.9	2.6	182	100-160	F
16	80.6	58.0	16.9h	76	71	21.7	65.9	2.2	117	100-160	F
17	80.6	58.0	17.2h	77	71	22.0	65.9	1.1	115	100-160	F
18	80.6	58.0	10.2h	307	71	15.2	65.9	0.8	117	100-160	F
19	80.6	58.0	9.3h	311	71	14.4	65.9	2.2	107	100-160	F
20	80.6	58.0	12.9h	52	72	17.7	65.9	2.4	194	100-160	F
21	80.6	58.0	16.9h	76	72	21.7	65.9	2.7	135	100-160	F
22	80.6	58.0	21.8h	79	72	2.4	65.9	1.2	136	100-155	F
23	80.6	58.0	12.3h	46	74	17.1	65.9	1.1	86	100-140	F
24	80.6	58.0	17.5h	78	74	22.3	65.9	0.2	81	100-140	F
25	80.6	58.0	16.3h	72	71	21.0	65.9	4.9	114	110-160	F
26	80.6	58.0	22.9h	72	71	3.5	65.9	5.0	114	115-160	F

Tabla 3. Referencias: A. Bedinger(1973), B. Nielsen(1976), C. Bedinger(1975)  
D. Bedinger(1966), E. Rees(1971), F. Andreeva et al.(1975)



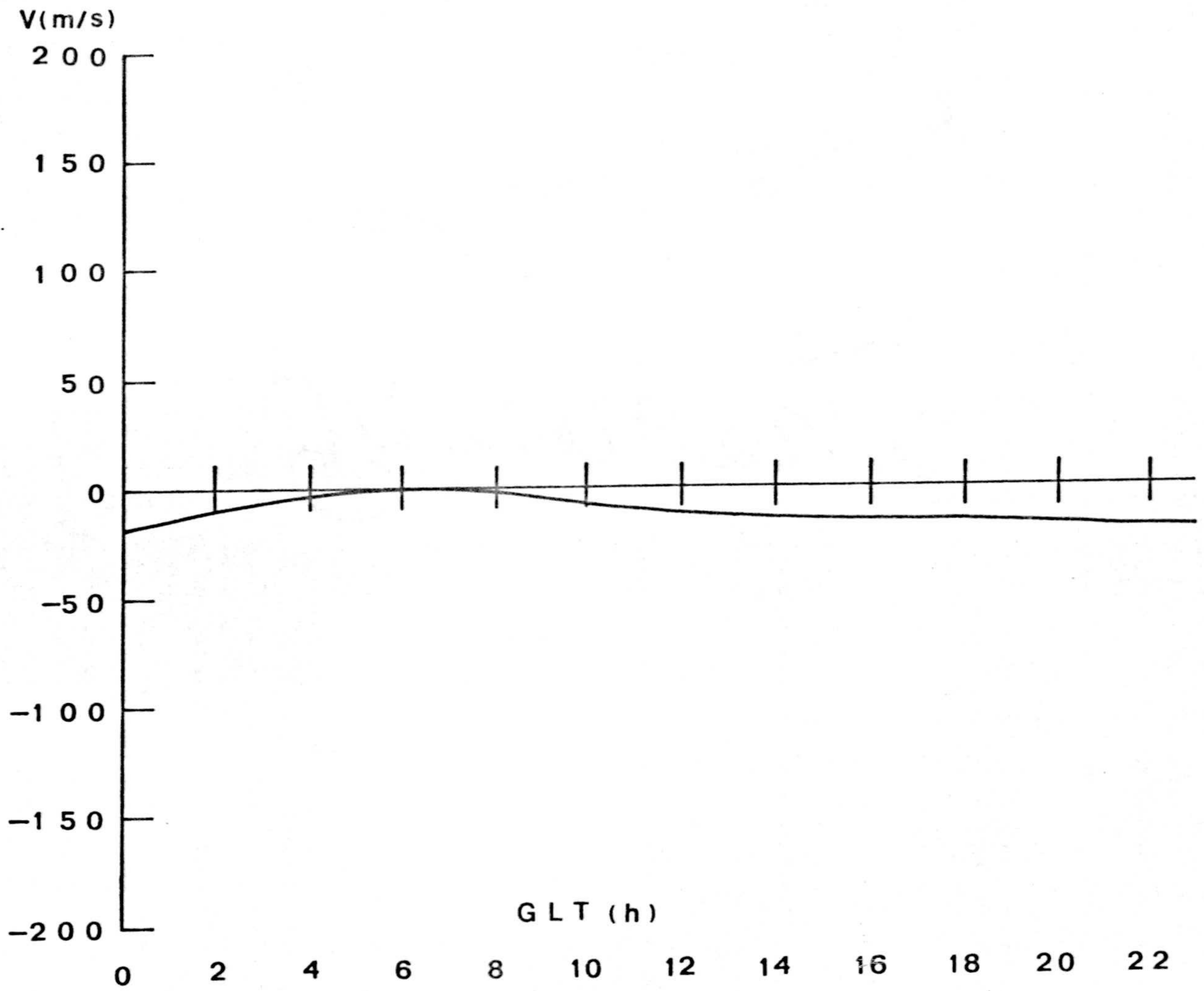


Fig.14. Viento meridional a 100 km, resultado de los experimentos de la Tabla 3.





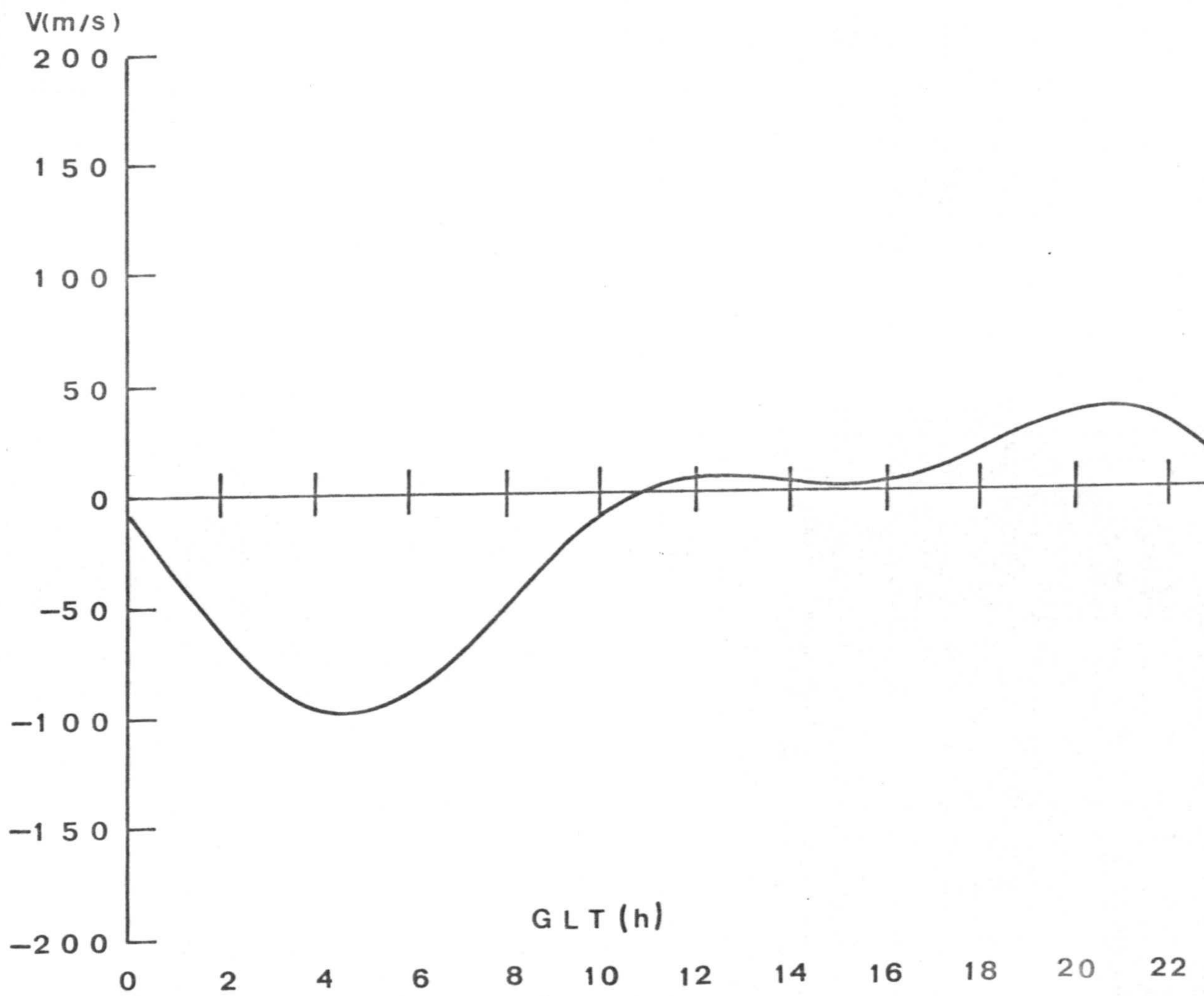


Fig.15. Viento meridional a 120 km, resultado de los experimentos de la Tabla 3.



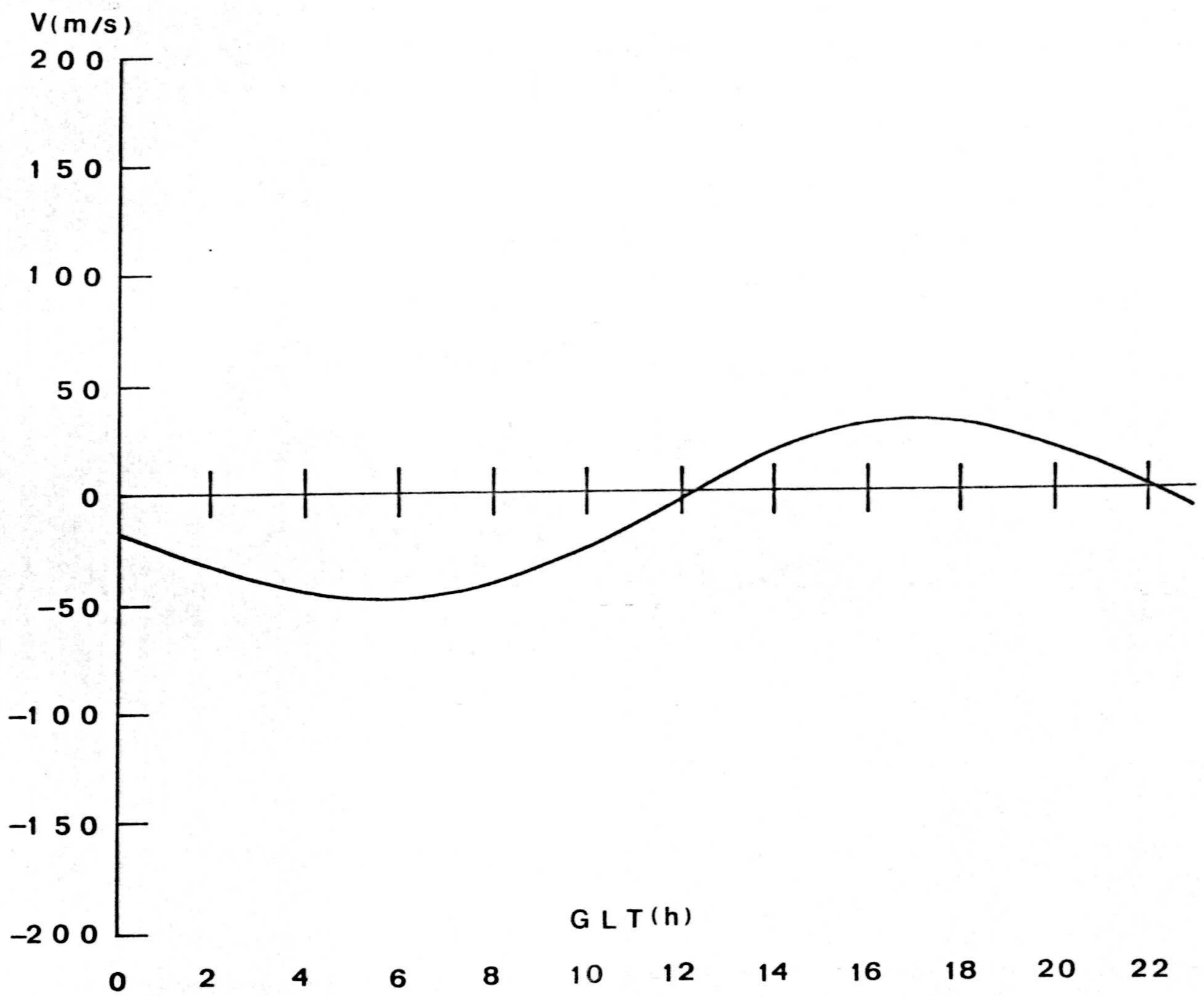


Fig.16. Viento meridional a 160 km, resultado de los experimentos de la Tabla 3.



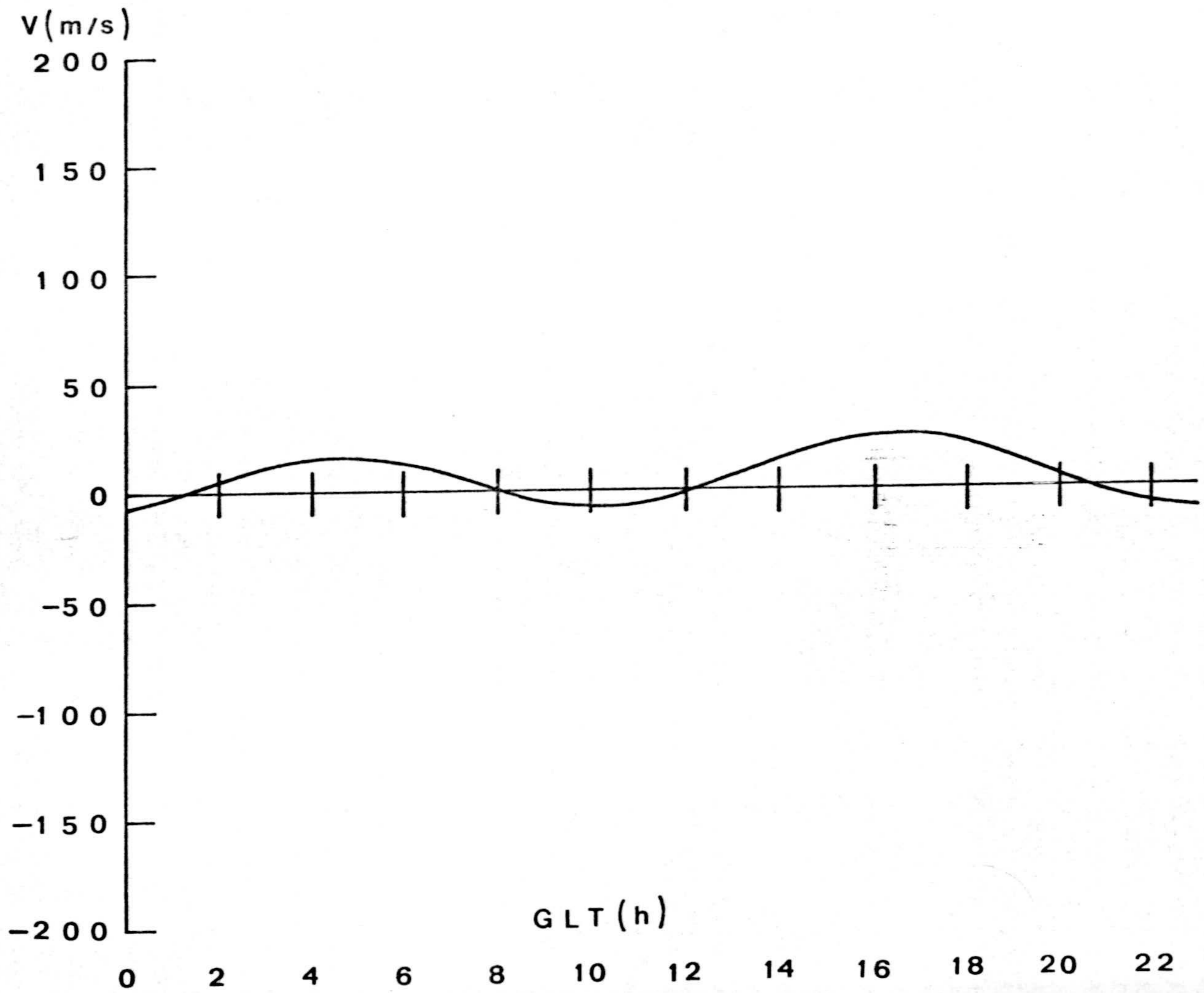


Fig.17. Viento zonal a 100 km, resultado de los experimentos de la Tabla 3.



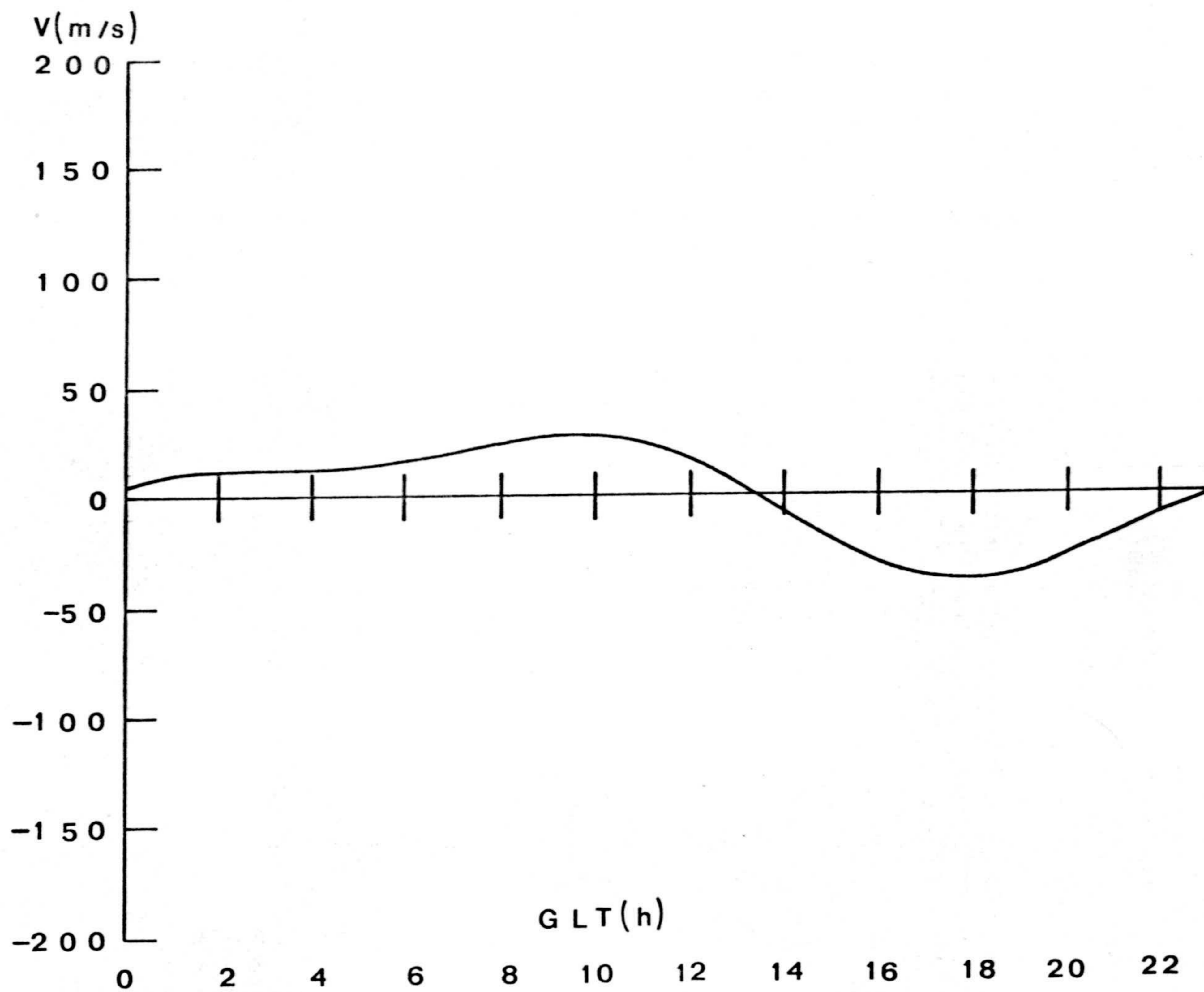


Fig.18. Viento zonal a 120 km, resultado de los experimentos de la Tabla 3.



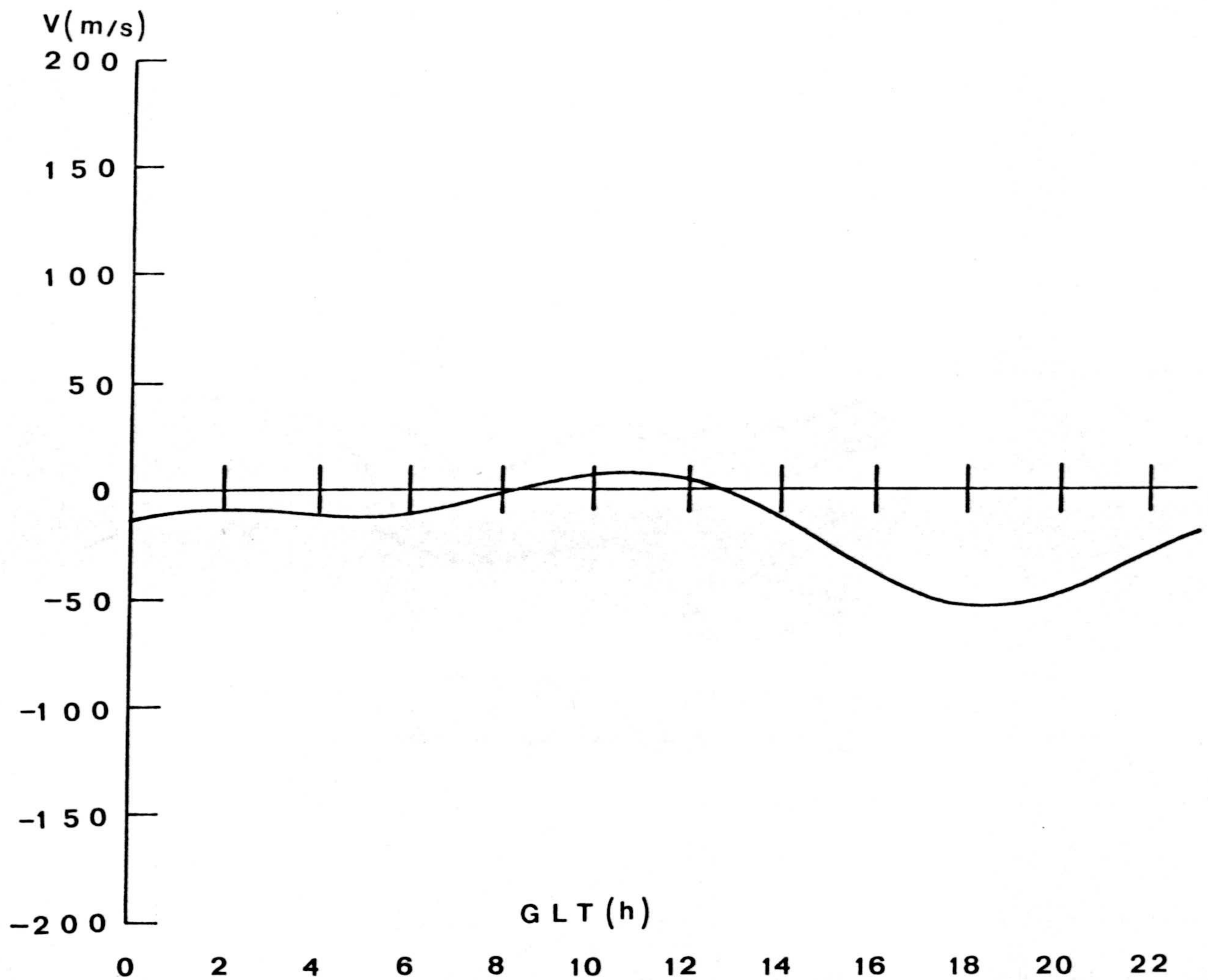


Fig.19. Viento zonal a 160 km, resultado de los experimentos de la Tabla 3.



y tras un ajuste de Fourier, sus coeficientes fueron interpolados con los de 160 km, obteniéndose así vientos en la región de 160 a 200 km, tomándose a partir de 200 km constantes para evitar incompatibilidad con nuestra hipótesis de equilibrio difusivo a 220 km (apartado 2.2).

La interpolación muestra un buen acuerdo con Mayr y Volland(1975), en el sentido de que los coeficientes de segundo orden disminuyen con la altura - y los de primer orden son prácticamente un continuación de los obtenidos a 160 km.

Así, resultaron velocidades medias de acuerdo con Strauss(1978) y que se muestran en las figuras 20 y 21 para 200 km de altura.

Las figuras 22 y 23 dan una idea global de la variación con la altura y la hora geomagnética local de los vientos meridionales y zonales y en las figuras 24 y 25 se muestran sus velocidades promediadas a lo largo de un día completo.

La importancia y el efecto de estos vientos sobre la concentración de diversos compuestos será discutida posteriormente. De todas formas, hagamos notar la gran influencia que no sólo sobre la composición sino también sobre el balance calorífico en lati



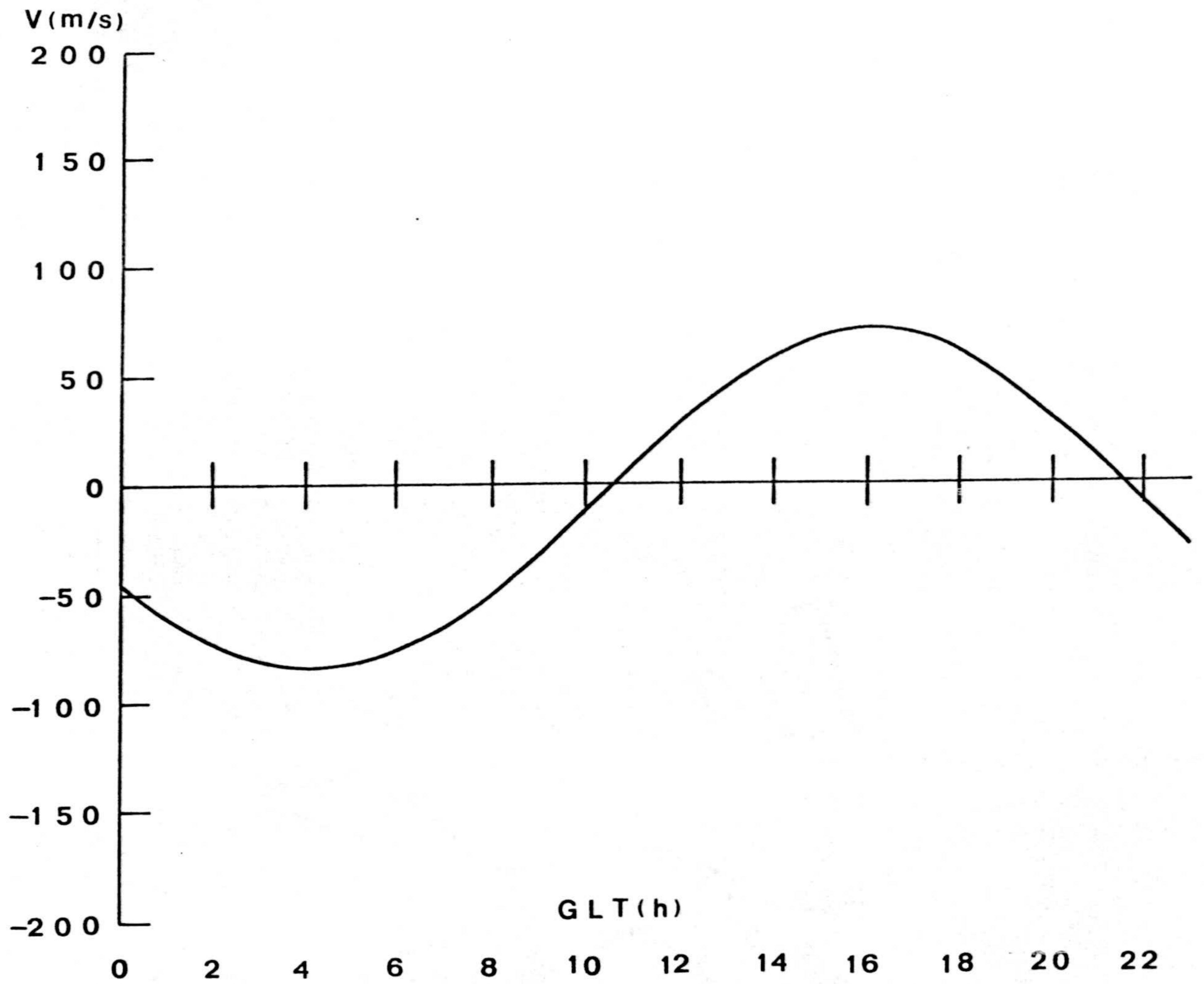


Fig.20. Viento meridional a 200 km, resultado de la interpolación con Straus y Schulz (1976)



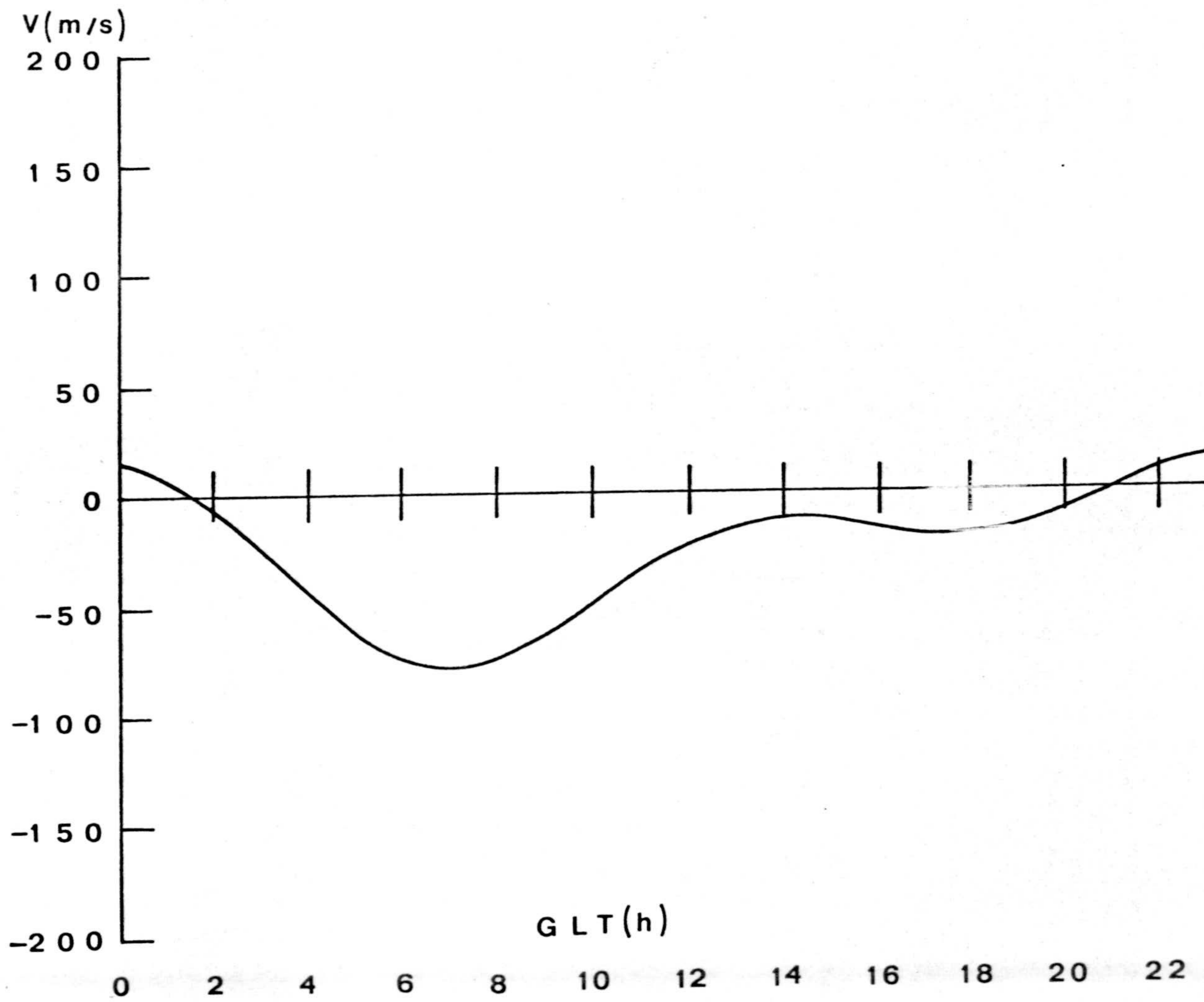


Fig.21. Viento zonal a 200 km, resultado de la interpolación con Straus y Schulz (1976)



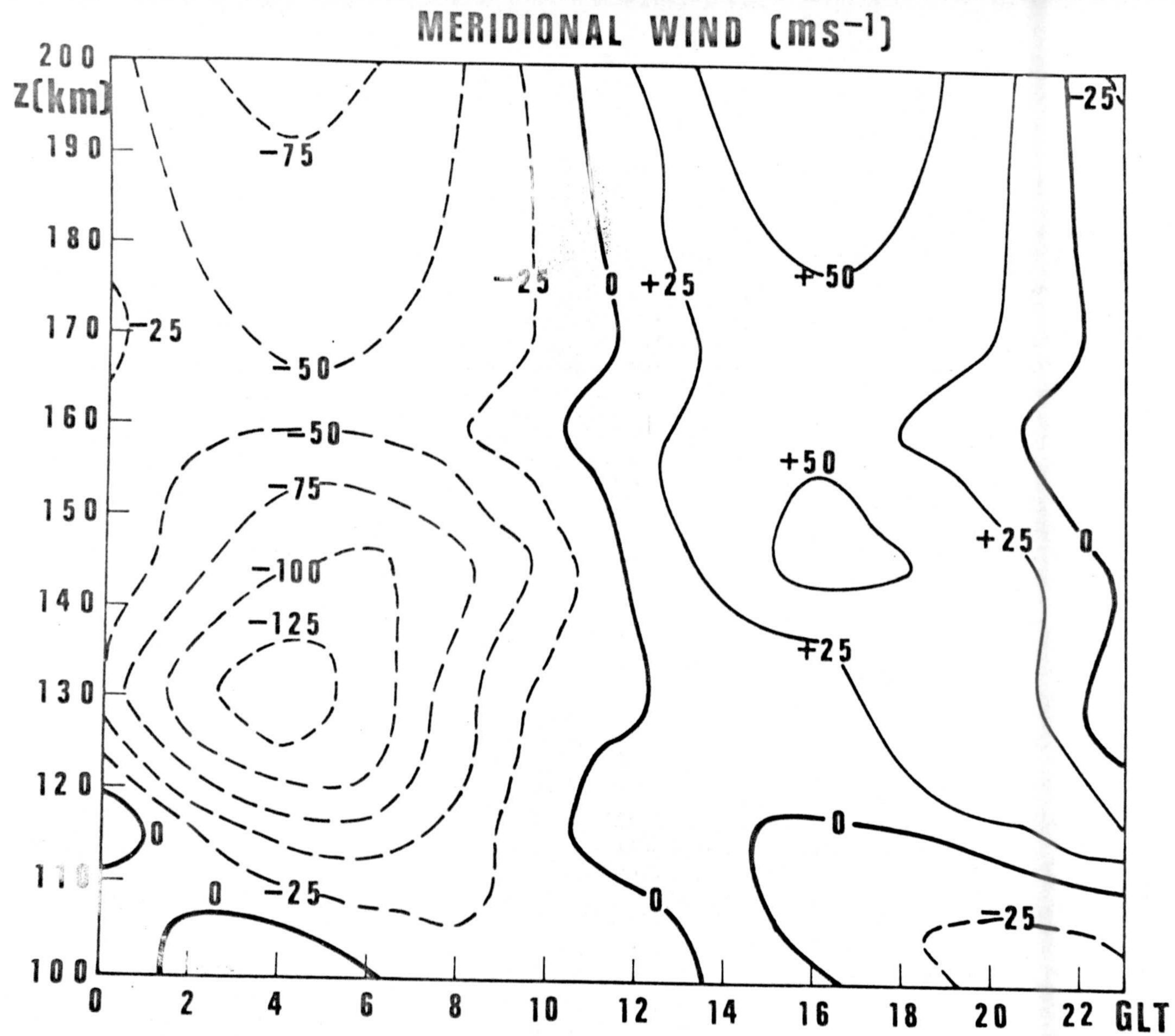


Fig. 22.



# ZONAL WIND

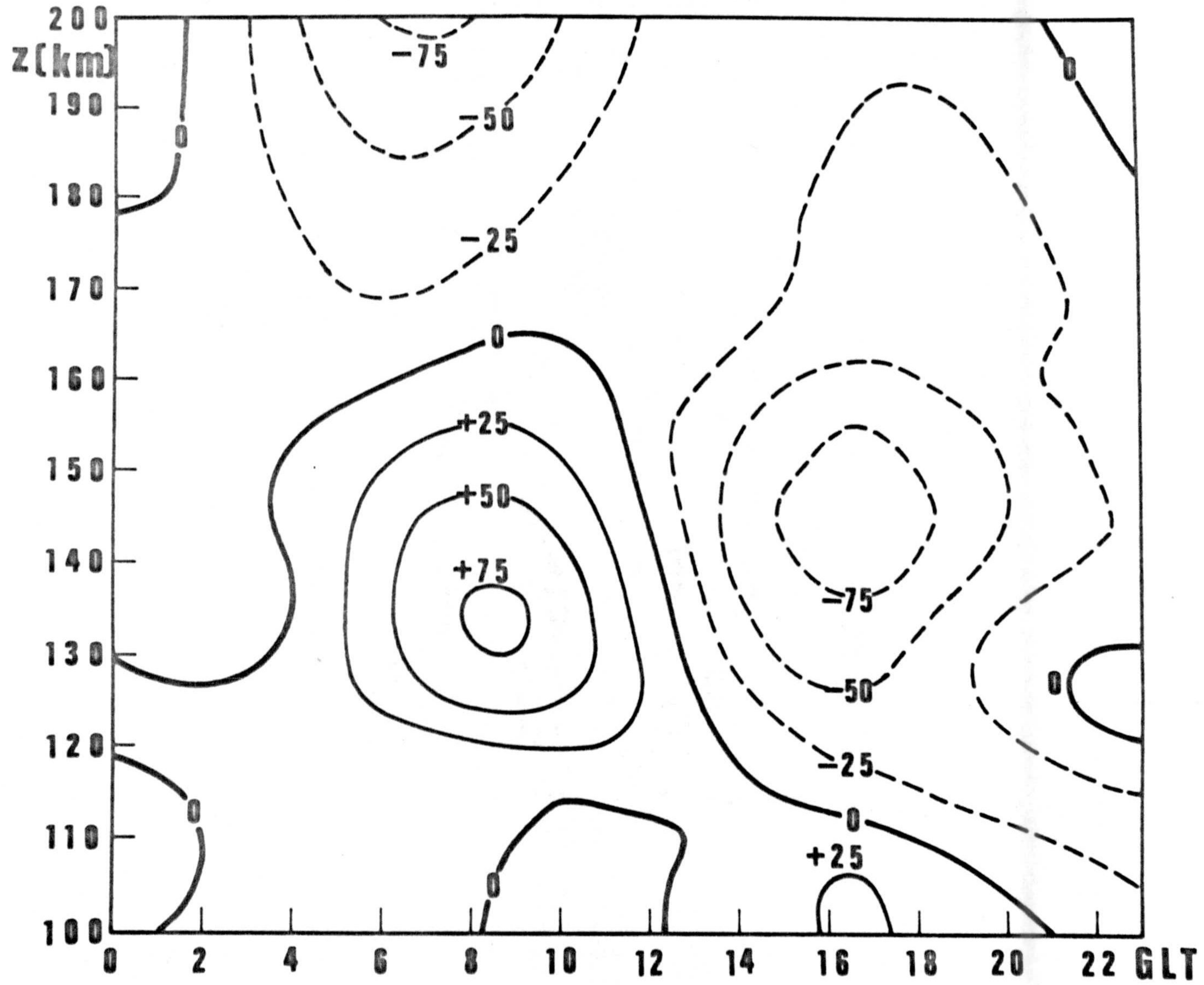


Fig. 23.



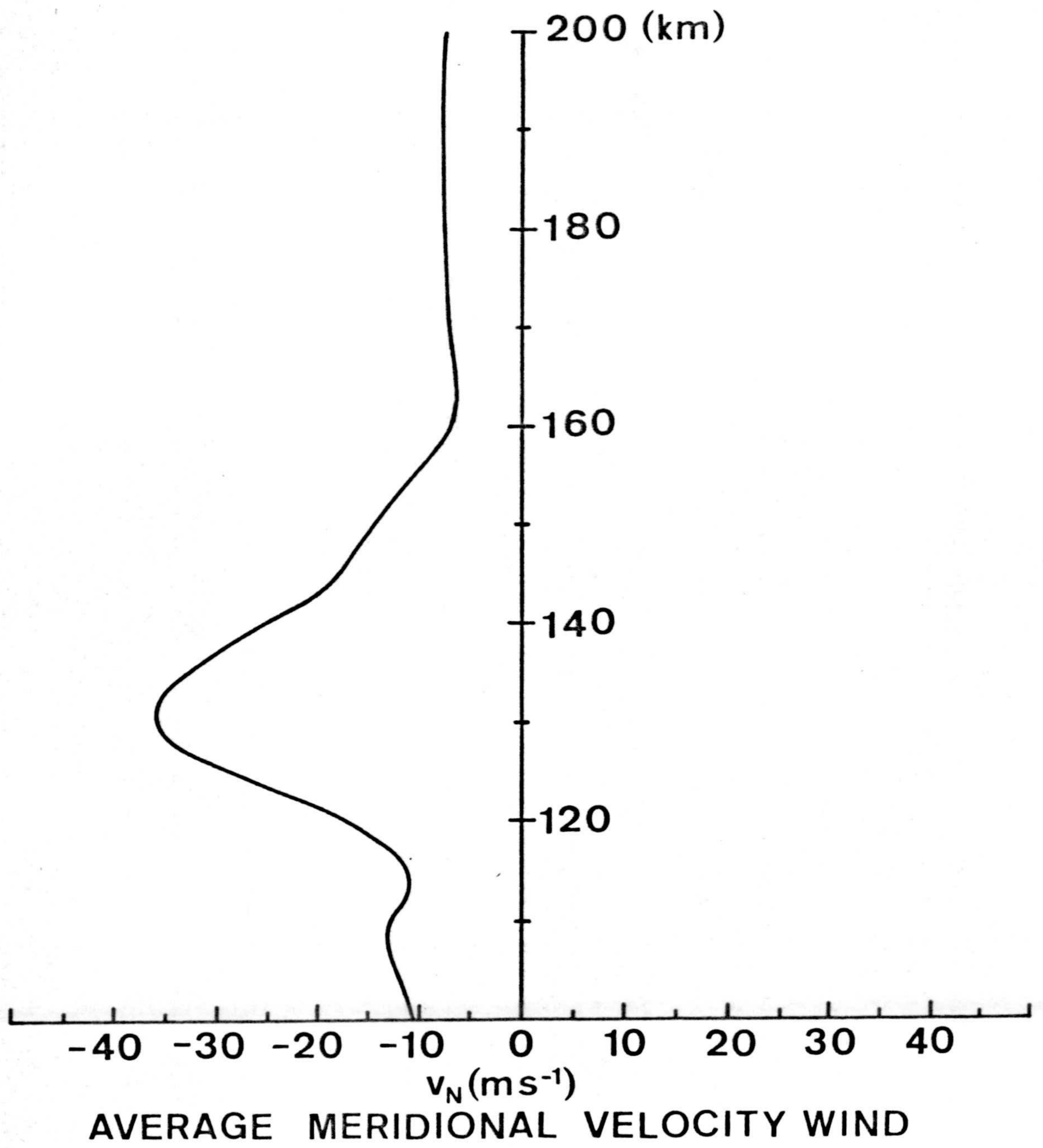


Fig. 24.



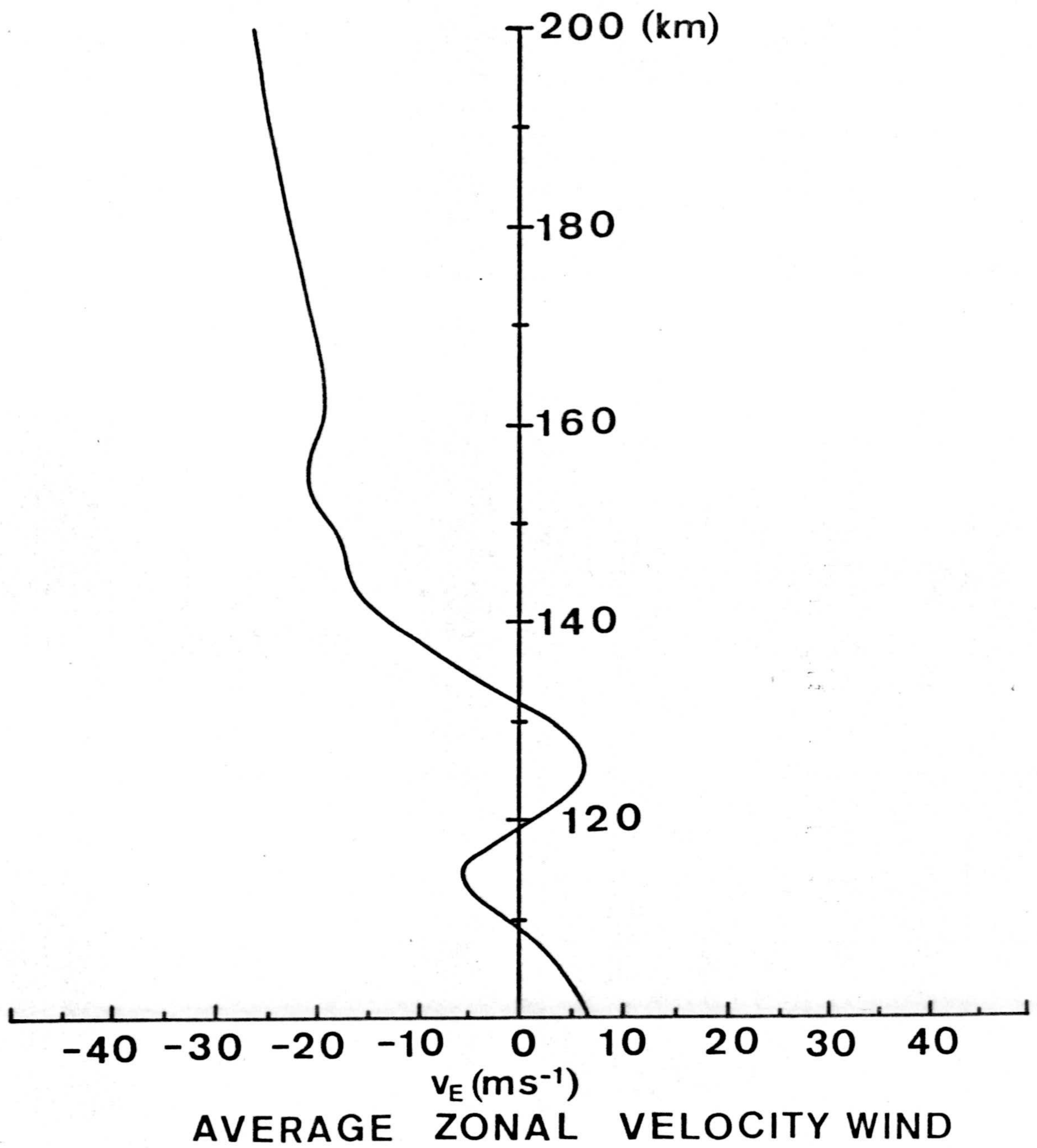


Fig.25.



tudes medias, deben tener unos vientos tan fuertes - con una dirección Sur predominante.

El cálculo de DIVH se realiza aproximando  $\frac{\partial v_E}{\partial x}$  y  $\frac{\partial v_N}{\partial y}$  como sigue:

Admitiendo la estacionaridad del sistema de vientos - con respecto al tiempo geomagnético

$$\frac{\partial v_E}{\partial x} = \frac{\partial v_E}{\partial t} \frac{\partial t}{\partial x}$$

y haciendo uso de la equivalencia entre longitud y tiempo

$$t = \frac{T_{\oplus} x}{2\pi R_{\oplus} \cos \lambda}$$

resulta:

$$\frac{\partial v_E}{\partial x} = \frac{\partial v_E}{\partial t} \frac{T_{\oplus}}{2\pi R_{\oplus} \cos \lambda} \quad (3.25)$$

siendo,  $T_{\oplus}$  el período de rotación terrestre y  $\lambda$  la latitud del lugar.

Así, tras algunas operaciones

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_E}{\partial x} = \frac{2.36916}{R_{\oplus}} & \left( -a_1^E \sin \frac{2\pi}{T_{\oplus}} t + b_1^E \cos \frac{2\pi}{T_{\oplus}} t - \right. \\ & \left. 2a_2^E \sin 2 \frac{2\pi}{T_{\oplus}} t + 2b_2^E \cos 2 \frac{2\pi}{T_{\oplus}} t \right) \end{aligned} \quad (3.26)$$

donde  $a_i^E$ ,  $b_i^E$ ,  $i=1,2$  son los coeficientes del análisis armónico correspondiente a  $v_E$ .

Para el otro término de DIVH,  $\frac{\partial v_N}{\partial y}$ , en ausencia de datos a latitudes intermedias, tomamos -



para un tiempo determinado los valores correspondientes a ese instante, y al punto correspondiente 12 horas después. Así, el término puede aproximarse por:

$$\frac{\partial v_N}{\partial y} = \frac{v_N(t + 12) - v_N(t)}{\Delta y}$$

y si ahora suponemos que la variación entre esos valores extremos es lineal, entonces:

$$\Delta y = R_{\theta} (\pi - 2\lambda)$$

Resultando:

$$\frac{\partial v_N}{\partial y} = \frac{1.14744}{R_{\theta}} \left( -2a_1^N \cos \frac{2\pi}{T_{\theta}} t - 2b_1^N \operatorname{sen} \frac{2\pi}{T_{\theta}} t \right) \quad (3.27)$$

donde  $a_1^N$  y  $b_1^N$  son los coeficientes del análisis armónico correspondiente a  $v_N$ .

Las figuras 26, 27, 28 y 29 muestran el perfil de DIVH para diversas horas.

### 3.4.3.- VELOCIDAD VERTICAL ATMOSFERICA

Para el cálculo de  $v_z$  usamos la ecuación de continuidad y movimiento de la mezcla, que pueden escribirse como:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \frac{\partial v_z}{\partial z} + v_z \frac{\partial \rho}{\partial z} + \rho \operatorname{DIVH} = 0 \quad (3.28)$$

$$y \quad \frac{\partial v_z}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = -g \quad (3.29)$$



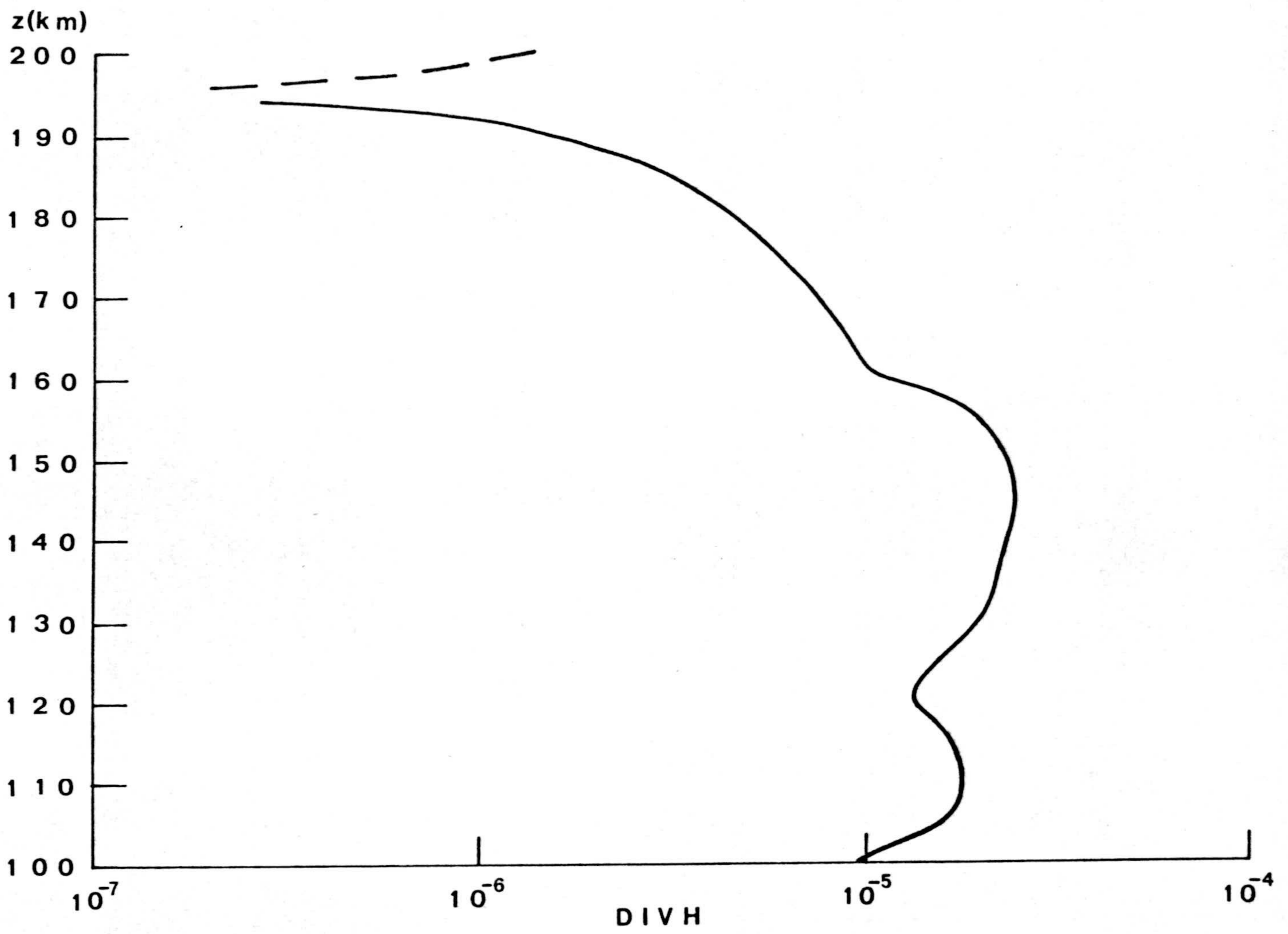


Fig.26. Perfil de DIVH a las 0 h (tiempo local)

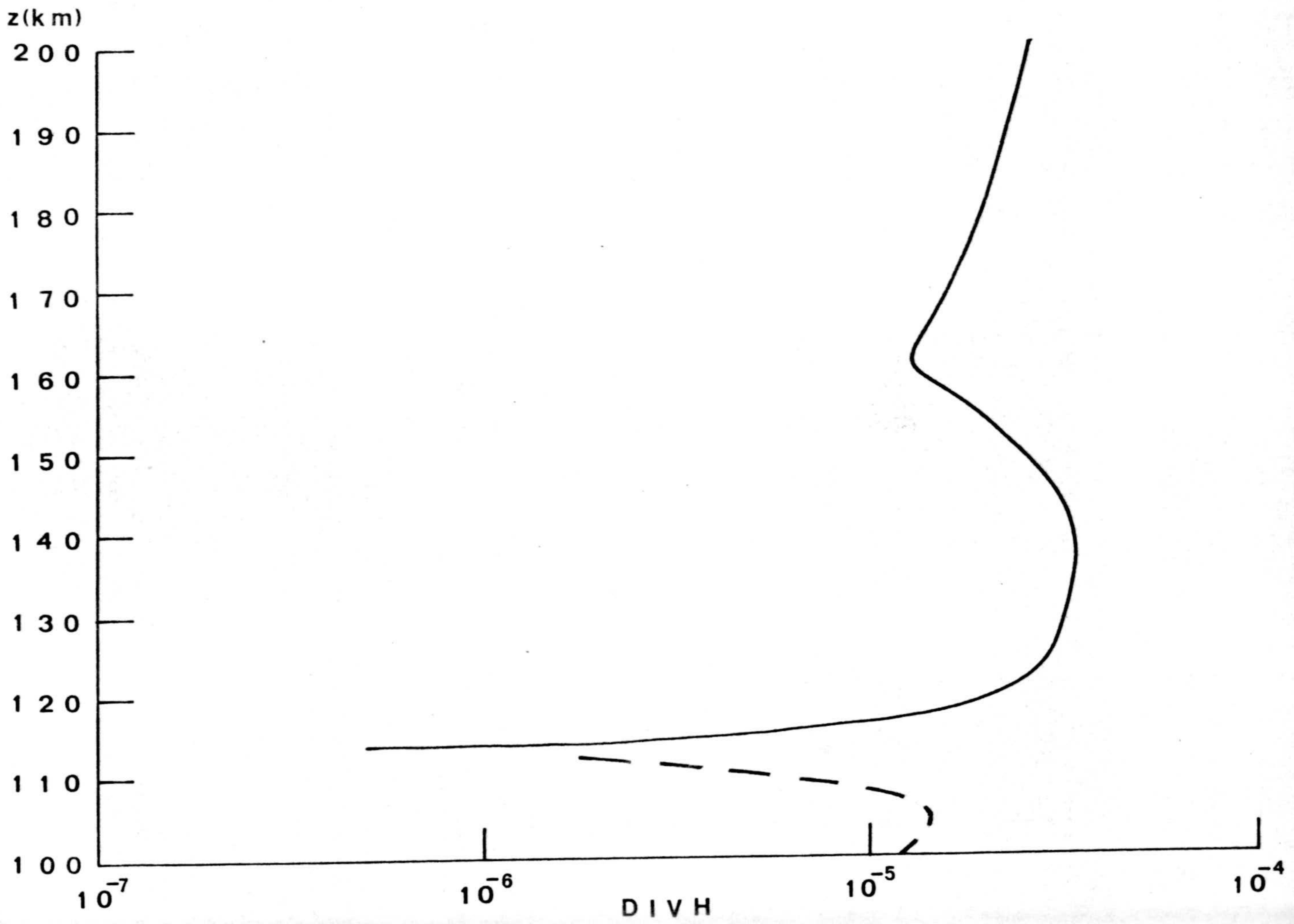


Fig.27. Perfil de DIVH a las 6 h (tiempo local)



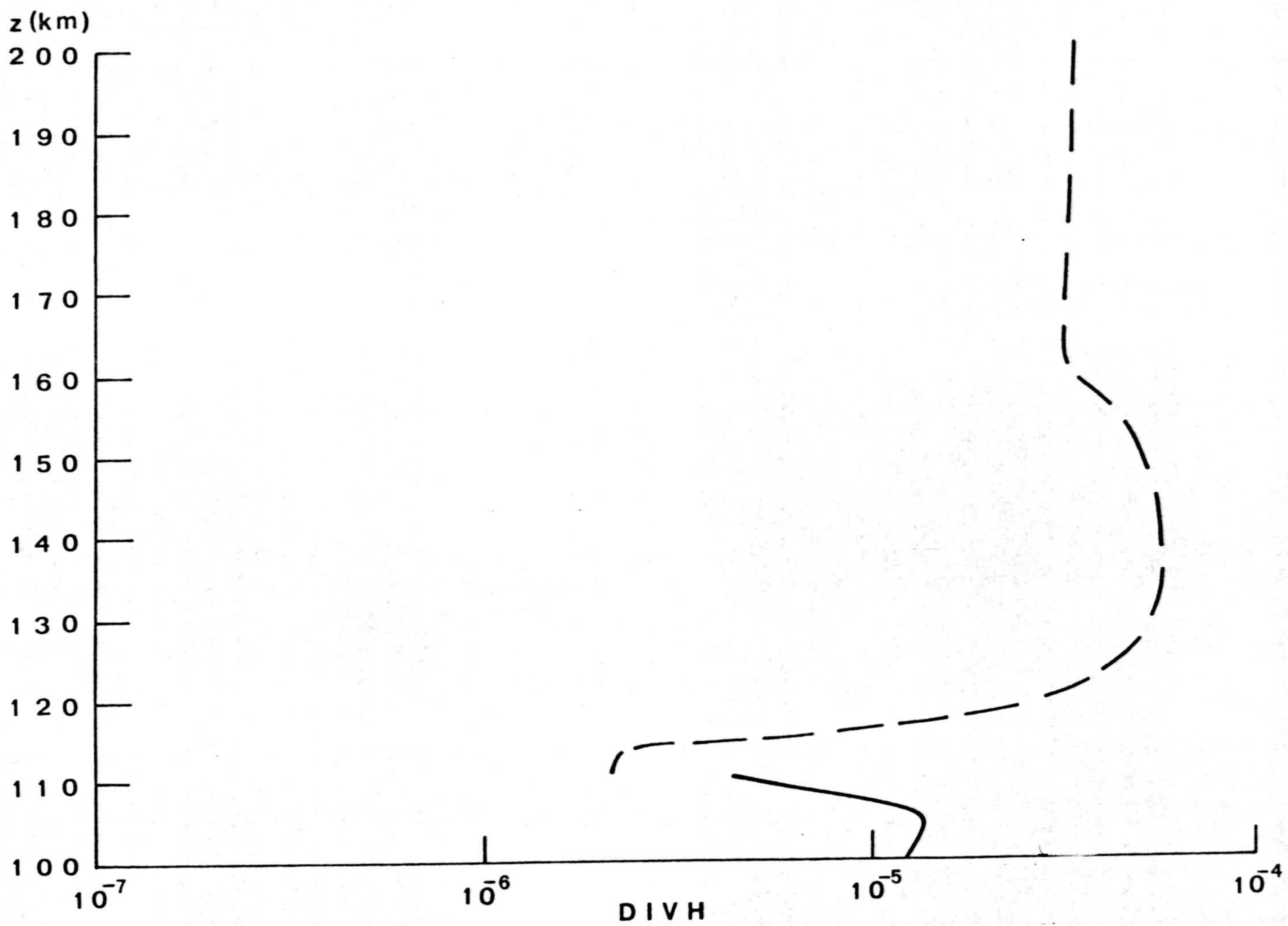


Fig. 28. Perfil de DIVH a las 12 h (tiempo local)

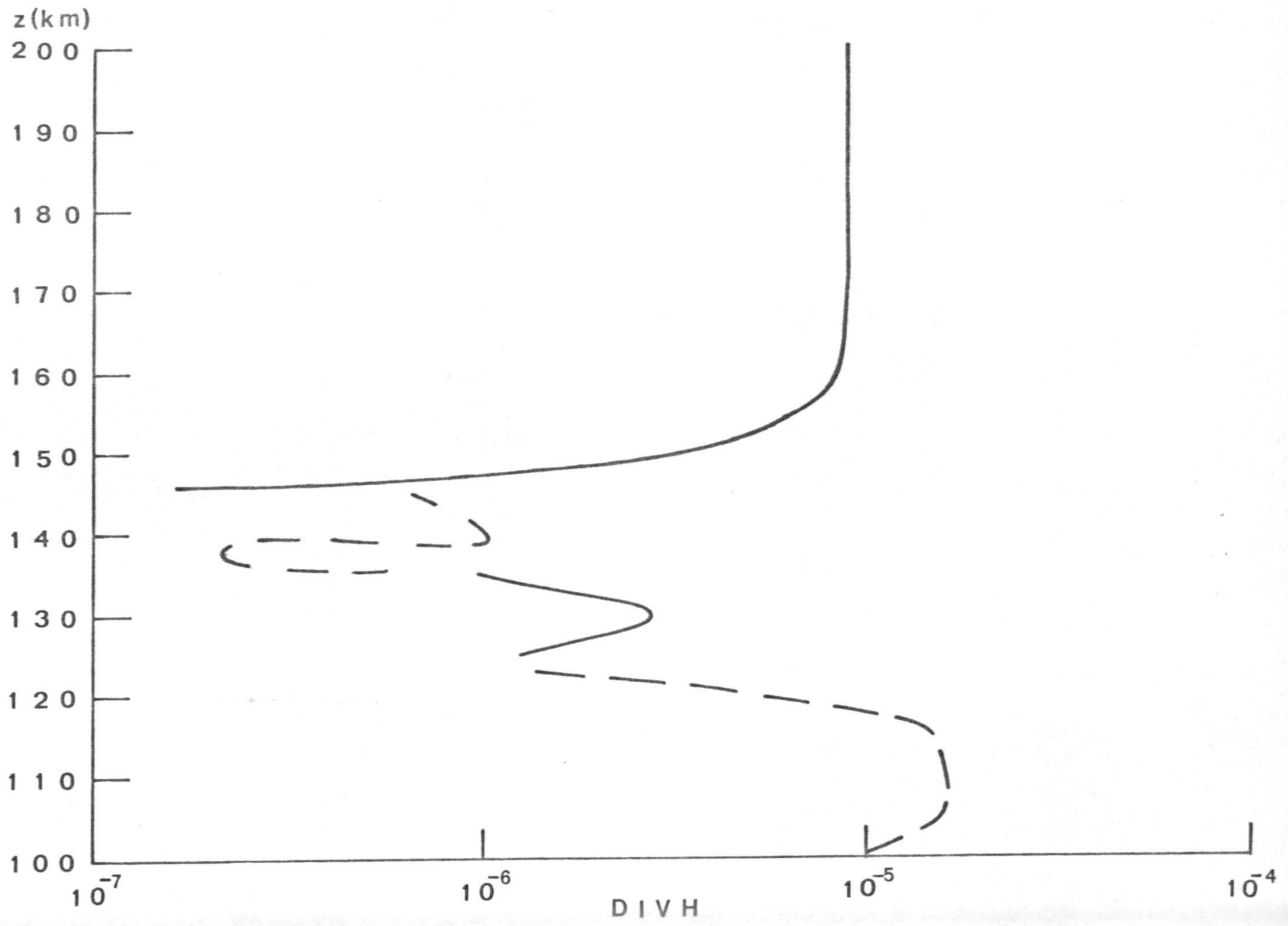


Fig. 29. Perfil de DIVH a las 18 h (tiempo local)



Así, de (3.28), despreciando el término  $\frac{\partial v_z}{\partial z}$  (hipótesis comunmente aceptada), resulta:

$$v_z = - \frac{\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{DIVH}}{\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z}}$$

Con consideraciones sobre el orden de magnitud, se comprueba que  $\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} \ll \text{DIVH}$ , por lo que:

$$v_z = - \frac{\text{DIVH}}{\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z}} \quad (3.30)$$

Lógicamente, si el sistema de vientos verticales, originados por los movimientos medios horizontales, es grande, y el incremento temporal es pequeño, puede suponerse estacionaridad,  $\frac{\partial v_z}{\partial t} = 0$ , con lo que de (3.29)

$$\frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial z} = - \frac{1}{H} \quad (3.31)$$

Haciendo ahora uso de la ecuación de estado  $p = nkT$  y de (3.31), (3.30) llega a ser:

$$v_z = \frac{\text{DIVH}}{\frac{1}{H} + \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z}} \quad (3.32)$$

lo que nos permite el cálculo de la velocidad vertical media en función de los vientos medios horizontales.

### 3.5.- COEFICIENTE DE DIFUSION VERTICAL TURBULENTA

Los perfiles de algunos compuestos son muy sensibles a las variaciones temporales y con la altura del perfil de difusión turbulenta.

En los últimos años se han desarrollado diversos precedimientos para determinar dicho perfil (p.ej. Keneshea y Zimmerman, 1970; Johnson y Gottlieb 1970; Shimazaki, 1971; Lindzen, 1971; Justus, 1973) pero la situación, sin embargo, permanece inalterable, y el coeficiente K sigue siendo el factor menos conocido al construir modelos teóricos en esta región. De hecho como escribió Hunt (1971) "en la práctica uno selecciona un coeficiente que produzca resultados razonables".

Existen argumentos (Thomas y Bowman, 1972; Hunten y Strobel, 1974) en favor de disminuir su magnitud. La anisotropía discutida por Bolgiano (1968), Murgatroyd (1971) y otros puede ser la responsable del hecho de que las medidas horizontales sean mucho mayores que las requeridas para el transporte vertical.

Colegrove et al. (1965), encontraron que un coeficiente K independiente con la altura estaba inversamente relacionado con la razón  $[O]/[O_2]$  a 120 km ya que al aumentar la turbulencia aumenta la recombinación de oxígeno atómico. Pero, desde entonces, es



te valor se ha considerado demasiado grande (Jacchia 1971; Scholz y Offermann, 1974). Estas razones favorecen una disminución en la magnitud del coeficiente de difusión turbulenta.

Para este modelo hemos utilizado un método para deducir un perfil de  $K$  independiente con el tiempo (Battaner, 1975) que es una versión generalizada del de Colegrove et al. (1965 y 1966). En futuros trabajos sería conveniente una revisión del método que tuviera en cuenta las variaciones con la latitud de  $K$ , sugeridas por Lindzen (1971), Kockarts (1973) y Chandra y Sinha (1974).

El método consiste en la integración de la ecuación de continuidad del oxígeno atómico para determinar el valor de  $K$  que explique los perfiles experimentales de  $O$ . Aunque éste no es el camino ideal para determinar  $K$ , probablemente sea el mejor que puede hacerse hoy en día con los datos presentes.

Para esta integración, se adoptaron dos perfiles de  $O$ . El primero (figura 30) teniendo en cuenta las consideraciones de Henderson (1971), Offermann y Grossmann (1972), Rose y Widdel (1973) y las medidas de "airglow" de Gullede et al. (1968), Huru-hata et al. (1967) en las que se supuso el mecanismo de Chapman con el valor del coeficiente de reacción-

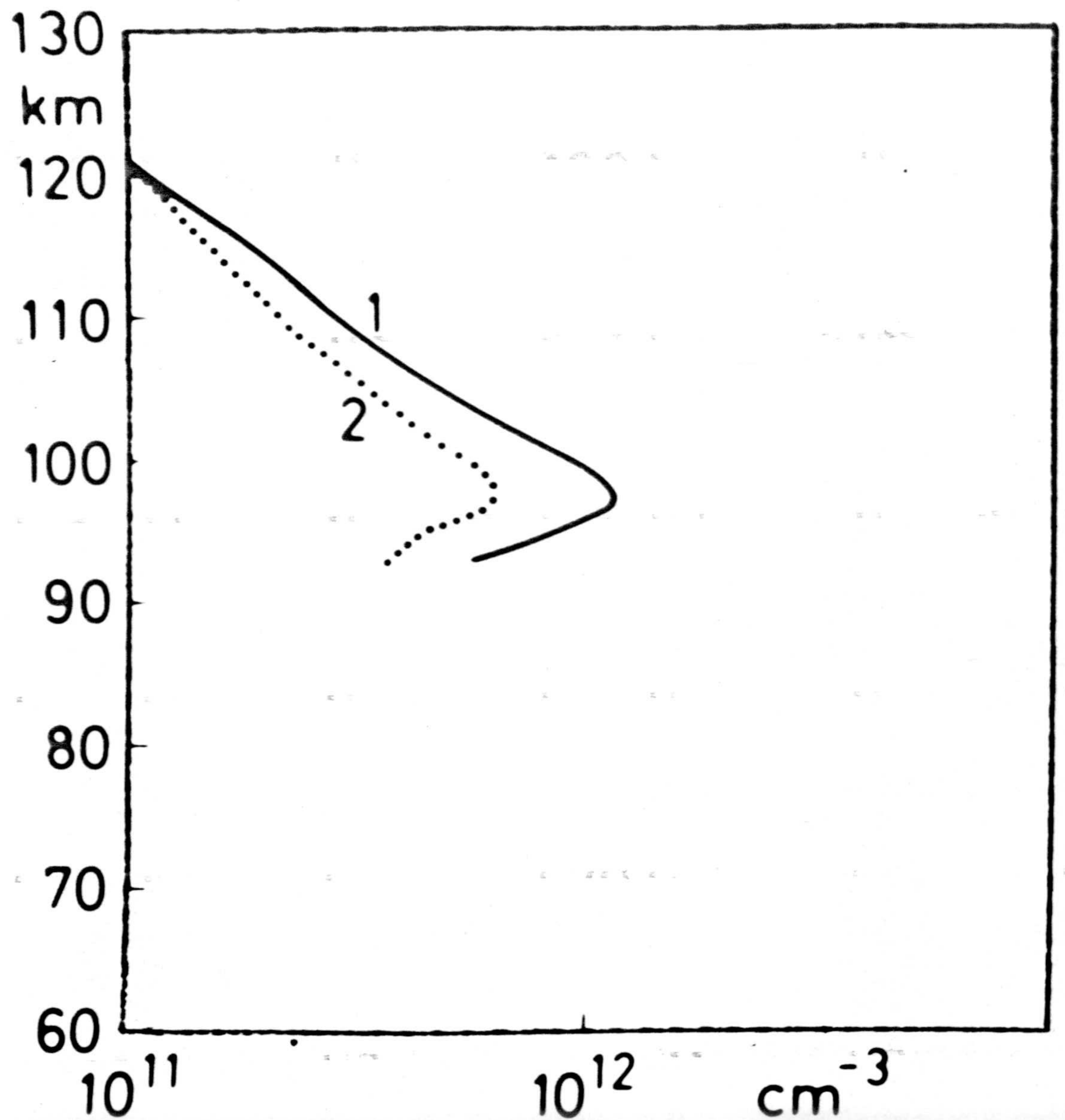


Fig. 30. Perfiles de oxígeno atómico para el cálculo de K. El perfil 1 se explica en el texto. El perfil 2 es de Offermann y Drescher (1973).



de Young y Black (1966), y despreciando los efectos de "quenching".

El otro perfil se tomó de Offermann y Drescher (1973), ya que tiene en cuenta los valores propuestos más recientemente por Schiff (1972b) para el coeficiente del mecanismo de Chapman y para los coeficientes de desactivación de  $O(^1S)$  por  $N_2$  y  $O_2$ .

Recientes trabajos (Witt et al., 1979; Solheim y Llewellyn, 1979) sobre la química de la emisión en  $5577 \text{ \AA}$  rechazan el mecanismo de Chapman y al proponer el mecanismo en dos pasos de Barth como el responsable de dicha emisión, sería conveniente adoptar para el método nuevos perfiles de  $O$ . Pero, debido a la especulación que existe hoy en día en lo que se refiere a los coeficientes de dicho mecanismo, parece aconsejable posponer esta revisión.

Una vez que se ha adoptado un perfil de  $O$  la ecuación de continuidad estacionaria del oxígeno atómico, una vez integrada nos lleva a:

$$\phi_T = \int_z^\infty (P_O - [O(^3P)] l_O - \frac{\partial}{\partial z} \phi_M) dz$$

donde  $\phi_T$  y  $\phi_M$  son respectivamente el flujo turbulento y molecular.

Obviamente, se supone que el flujo turbulento desaparece en el infinito.





Entonces, podemos obtener el perfil de K con la clásica expresión de Lettau (1951)

$$K = \frac{\phi_T}{N \frac{d}{dz} \left( \frac{[O(^3P)]}{N} \right)} \quad (3.33)$$

donde N es el número total de partículas.

Para calcular  $\phi_T$  se necesitan los perfiles de otros constituyentes, principalmente el de  $O_2$ . Para su cálculo se usan los resultados de un cálculo estacionario previo con el perfil de K de Shimazaki (1971).

Discutimos a continuación cuán realístico puede considerarse el método. El numerador de (3.33) es aproximadamente constante entre 96 y 116 km. Sus valores dependen en gran manera del perfil de O y por tanto la magnitud de K es muy sensible a esta elección.

Si en esta región  $\phi_T$  es aproximadamente constante, la forma del perfil vendrá dada por el denominador de (3.33) que depende exclusivamente de  $[O(^3P)]$ . Así, con un perfil realístico de  $O(^3P)$ , la forma del perfil de K obtenido será más real que su valor absoluto!

Los resultados del método se presentan en la figura 31. El método no es aplicable a alturas inferiores a 116 km. Aunque el perfil número 2 no es



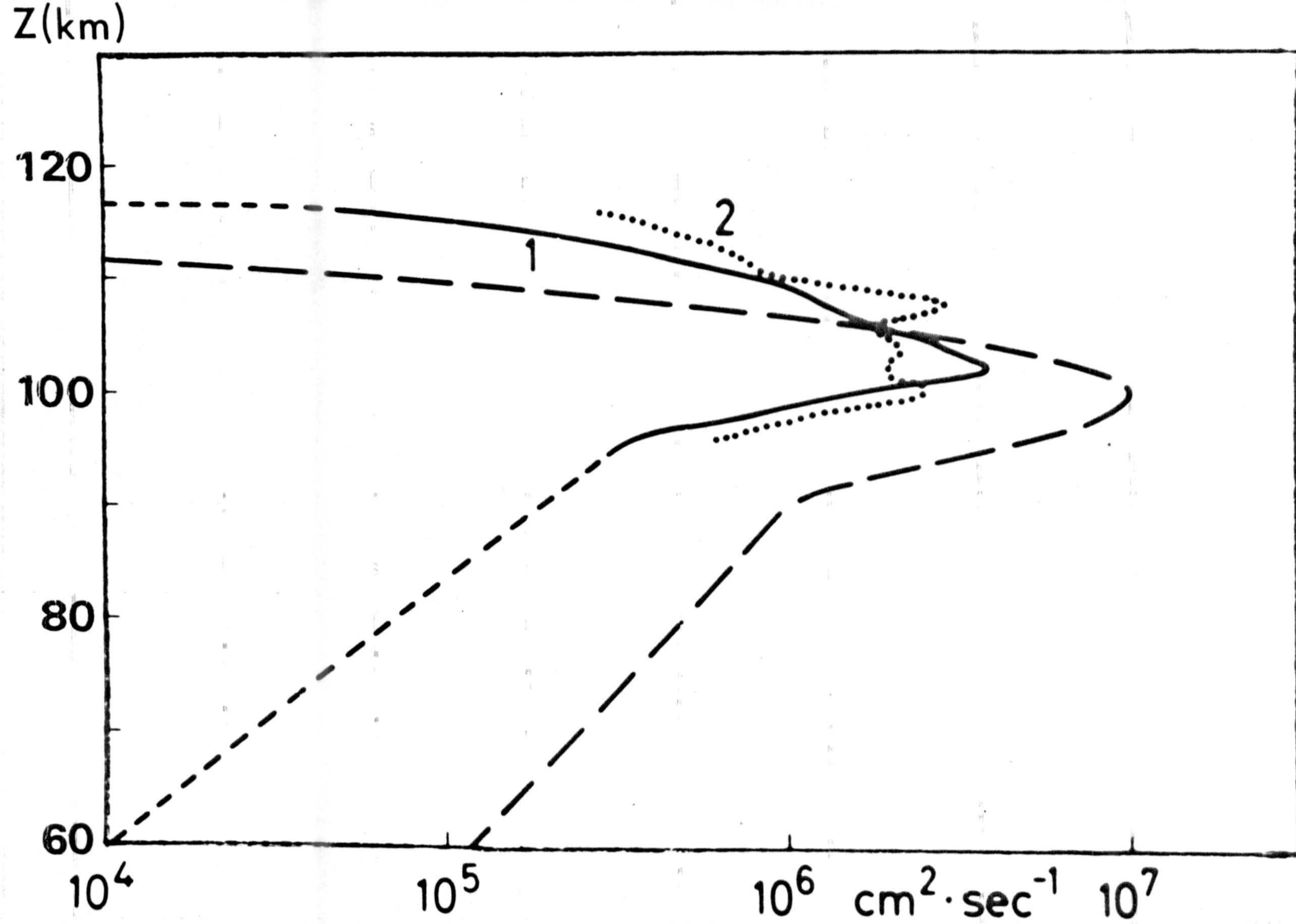


Fig. 31. Perfiles del coeficiente de difusión turbulenta. El perfil de Shimazaki (1971) (línea a trazos) se dibuja por comparación.

muy diferente del perfil número 1, escogemos éste último por dos razones:

- a) La forma de 1 es similar al perfil de Shimazaki (1971), que puede considerarse compatible con medidas en cohetes.
- b) El perfil 2 es más irregular

Como ya se ha expuesto, los valores absolutos son cuestionables, pero están de acuerdo con las consideraciones anteriores de disminución. Por debajo de 95 km es necesaria una elección arbitraria y adoptamos los valores dados por la línea de trazos en la figura 31, que son relativamente bajos.

Por último, digamos que el perfil deducido puede reproducirse con la fórmula de Shimazaki (1971)

$$K = K_M \exp(-S_1(z-z_0)^2) \quad z \geq z_0$$

$$K = (K_M - K_m) \exp(-S_2(z-z_0)^2) + K_m \exp(-S_3(z-z_0)) \quad z \leq z_0 \quad (3.34)$$

con los valores propuestos por Battaner (1975)

$$K_M = 3.8 \times 10^6 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}, \quad K_m = 6 \times 10^5 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$$

$$z_0 = 102 \text{ km}, \quad S_1 = 0.024 \text{ km}^{-2}, \quad S_2 = 0.18 \text{ km}^{-2} \text{ y}$$

$$S_3 = 0.098 \text{ km}^{-1}$$



### 3.6.- ESTABLECIMIENTO Y RESOLUCION DEL SISTEMA DE ECUACIONES

Con todas las consideraciones expuestas anteriormente, escribimos las ecuaciones de continuidad para cada compuesto de la forma:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = P_i - n_i l_i - \frac{\partial}{\partial z} (n_i v_z + n_i \langle V_i \rangle) - n_i \text{DIVH} \quad (3.35)$$

adoptando  $i=1$  para  $O(^3P)$ ,  $i=2$  para  $O(^1D)$ ,  $i=3$  para  $OH$ ,  $i=4$  para  $HO_2$ ,  $i=5$  para  $O_3$ ,  $i=6$  para  $O_2$ ,  $i=7$  para  $N_2$ ,  $i=8$  para  $H_2O$  e  $i=9$  para  $H$ .

El cálculo de la producción y pérdida específica química,  $P_i$  y  $l_i$ , es obvio a partir del esquema fotoquímico expuesto en 3.3, el cálculo de  $v_z$  y  $\text{DIVH}$  se realiza como en 3.4.

Las velocidades de difusión verticales,  $\langle V_i \rangle$ , se obtienen a partir de las ecuaciones del movimiento (ya discutidas en 2.2)

$$\langle V_i \rangle = - D_i \left( \frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial z} + \frac{1+\alpha_i}{T} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{1}{H_i} \right) - K \left( \frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial z} + \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{1}{H} \right) \quad (3.36)$$

donde  $\alpha_i$  es el coeficiente de difusión térmica, despreciable salvo para el hidrógeno para el que tomamos el valor  $\alpha_g = 0.4$

Ya que los movimientos medios verticales están representados por  $v_z$ , no es preciso el cálculo de las fuerzas de fricción a través de colisiones.

El cálculo de todos los coeficientes en (3.36) se realiza conforme a lo expuesto en 2.2, excepción hecha del coeficiente de difusión turbulenta  $K$ , ya discutido en 3.5.

Si introducimos ahora (3.36) en (3.35) obtenemos un sistema de 9 ecuaciones diferenciales de segundo orden de tipo parabólico, que tras algunas operaciones queda en la forma:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = A_i \frac{\partial^2 n_i}{\partial z^2} + B_i \frac{\partial n_i}{\partial z} + C_i n_i + F_i \quad (3.37)$$

$$\text{donde: } A_i = D_i + K$$

$$B_i = \frac{\partial A_i}{\partial z} - E_i - v_z$$

$$E_i = -A_i \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{D_i}{H_i} - \frac{K}{H} - \frac{D_i \alpha_i}{T} \frac{\partial T}{\partial z}$$

$$C_i = -l_i - \frac{\partial E_i}{\partial z} - \text{DIVH} - \frac{\partial v_z}{\partial z}$$

$$F_i = P_i$$

Para la mayoría de los compuestos, el procedimiento numérico de resolución consistió en el algo



ritmo de Gauss, que presentamos en el Apéndice A. Pero ya que el intervalo de tiempo para la integración numérica de este sistema debe ser menor que cualquier tiempo característico, de difusión, de vientos y fotoquímico, y como éste último es en la Mesosfera, para algunos compuestos, prohibitivamente pequeño, el procedimiento sistemático general, hubiera requerido unos tiempos de cálculo excesivamente grandes. Para evitarlo, hemos introducido funciones oxígeno e hidrógeno impar (ya discutidas en 2.3). Además, hemos supuesto que los compuestos  $O(^1D)$ ,  $OH$ ,  $HO_2$  y  $O_3$  no están afectados por difusión molecular.

Como existe una gran variación con la altura de los tiempos químicos de  $O(^3P)$  y de  $H$ , es obligatorio hacer una distinción más precisa de regiones.

a) REGION 60-80 km.

En esta región, tanto  $H$  como  $O(^3P)$  tienen un tiempo químico muy corto. Puesto que el  $O_2$  tiene vida larga, es estable, y así el resto del oxígeno no contenido en  $O_2$

$$\vartheta = [O(^3P)] + 3[O_3] \quad (3.38)$$

será obligatoriamente estable.

Esta función  $\vartheta$ , así definida, corres-

ponde precisamente a la función oxígeno impar. Sus variaciones temporales vendrán dadas por:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\partial [O(^3P)]}{\partial t} + 3 \frac{\partial [O_3]}{\partial t} \quad (3.39)$$

donde  $\frac{\partial [O(^3P)]}{\partial t}$  y  $\frac{\partial [O_3]}{\partial t}$  vienen dadas por (3.37).

Esta expresión nos permitirá calcular  $\theta$  mediante el algoritmo de Gauss, al ser  $\theta$  de vida larga. Por las mismas razones  $O_2$  se puede calcular con (3.37).

Ya que el tiempo característico fotoquímico del  $O_3$  es mucho más pequeño que cualquier otro, las variaciones de  $O_3$  serán debidas fundamentalmente a los procesos fotoquímicos, de ahí que pueda suponerse para  $O_3$  equilibrio fotoquímico, que puede expresarse (teniendo en cuenta la tabla 2) como:

$$R1[O(^3P)][O_2]M = (R2[O(^3P)] + S4 + S5)[O_3] \quad (3.40)$$

Así, con (3.38) y (3.40) puede eliminarse  $O_3$  y calcular  $O(^3P)$  como:

$$[O(^3P)] = \frac{-b \pm \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a} \quad (3.41)$$

donde:

$$a = R2$$

$$b = S4 + S5 + 3R1[O_2]M - \theta R2$$

$$c = -\theta (S4 + S5)$$



Como "-c" es forzosamente positivo, las soluciones de (3.41) serán reales, una positiva y otra negativa, por ser  $\sqrt{b^2-4ac} > b$ , de las que habrá que tomar exclusivamente la positiva. Así, con (3.40) puede entonces calcularse  $[O_3]$ .

Como a estas alturas puede despreciarse la difusión molecular, y con las mismas consideraciones que para  $O_3$ , la condición de equilibrio fotoquímico del  $O(^1D)$

$$S1 [O_2] + S5 [O_3] = R4 M [O(^1D)] \quad (3.42)$$

nos permite ahora calcular  $[O(^1D)]$ .

El  $H_2O$  tiene una vida larga y puede entonces calcularse con (3.37). Los compuestos no considerados en el modelo  $H_2$  y  $H_2O_2$  tienen también vida larga. Por tanto, el resto del hidrógeno no contenido en  $H_2O$ ,  $H_2$  y  $H_2O_2$

$$\mathcal{H} = [OH] + [HO_2] + [H] \quad (3.43)$$

tendrá vida larga. Esta función  $\mathcal{H}$ , corresponde a la función hidrógeno impar.

Sus variaciones temporales vienen dadas por:

$$\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial t} = \frac{\partial [OH]}{\partial t} + \frac{\partial [HO_2]}{\partial t} + \frac{\partial [H]}{\partial t} \quad (3.44)$$

donde las derivadas del segundo miembro pueden calcularse con (3.37). Así, al ser  $\mathcal{H}$  una función estable puede calcularse con el algoritmo de Gauss.

Las expresiones del equilibrio fotoquímico del  $\text{HO}_2$  y del H:

$$R5 [H] [O_2] M = R8 [O(^3P)] [HO_2] \quad (3.45)$$

$$R7 [O(^3P)] [OH] = (R5 [O_2] M + R6 [O_3]) [H] \quad (3.46)$$

permiten expresar  $\text{HO}_2$  y OH en función de H, más abundante que ellos. Así, junto con (3.43) se tiene:

$$[H] = \frac{J_2}{1 + \frac{a}{b} + \frac{c}{d}} \quad (3.47)$$

donde:

$$a = R5 [O_2] M$$

$$b = R8 [O(^3P)]$$

$$c = a + R6 [O_3]$$

$$d = R7 [O(^3P)]$$

Para calcular  $[HO_2]$  podemos emplear (3.45) y por razones de programación es mejor calcular  $[OH]$  mediante su condición de equilibrio fotoquímico

$$R6 [H] [O_3] + R8 [O(^3P)] [HO_2] + S3 [H_2O] = R7 [O(^3P)] [OH] \quad (3.48)$$

Para calcular  $[N_2]$  puede emplearse, evidentemente el algoritmo de Gauss.

b) REGION 80-90 km.

A partir de unos 80 km, el tiempo químico del  $O(^3P)$  se hace superior a una hora, con lo que ya no es necesario emplear (3.41), sino que se debe emplear (3.37).



c) REGION 90-220 km.

Por las mismas razones, a partir de 90 km,  $[H]$  debe calcularse con (3.37). Además, en esta región la vida química del  $H_2$  se hace menor y el argumento anterior deja de ser válido.

El esquema de resolución expuesto hasta ahora es únicamente válido durante el día. Esto nos obliga a hacer una distinción por la noche.

### 3.6.1.- QUIMICA NOCTURNA

En la Mesosfera nocturna no hay producción de  $O(^3P)$  y  $H$ , por lo que estos compuestos - desaparecieron rápidamente después de la puesta de Sol. Como consecuencia, el  $O_3$  no tendrá pérdidas químicas importantes y lejos de comportarse según el equilibrio fotoquímico, como proponen algunos autores, se verá muy influenciado por los fenómenos de transporte.

Ahora, podemos suponer para  $O(^3P)$  evolución química, con lo que su ecuación de continuidad por debajo de 80 km, será:

$$\frac{d[O(^3P)]}{dt} = - A [O(^3P)]^2 - B [O(^3P)] \quad (3.49)$$

donde:

$$A = R3 M$$

$$B = R1 [O_2] M + R2 [O_3] + R7 [OH] + R8 [HO_2]$$

que integrada, nos proporciona  $[O(^3P)]$  como:

$$[O(^3P)] = \frac{B [O(^3P)]' e^{-B\Delta t}}{A [O(^3P)]' (1 - e^{-B\Delta t})} + B \quad (3.50)$$

siendo  $[O(^3P)]'$  el valor de la concentración de  $O(^3P)$  del paso anterior. Esta integración está permitida - ya que por la noche  $O_3$ ,  $OH$  y  $HO_2$  son de vida larga, - debido a que en ausencia de  $O(^3P)$  las reacciones de pérdida de  $O_3$ ,  $OH$  y  $HO_2$ ,  $R_2$ ,  $R_7$  y  $R_8$  respectivamente, son ineficaces.

Así, con  $[O(^3P)]$  y  $\theta$  puede calcularse  $O_3$  mediante (3.38). Vemos que el uso de la función oxígeno impar nuevamente resuelve las dificultades - que se plantean para el cálculo de  $O_3$ .

Evidentemente,  $O(^1D)$  puede considerarse ausente durante la noche.

Análogamente, por debajo de 80 km la ecuación de continuidad de  $H$  puede ponerse como:

$$\frac{d[H]}{dt} = - A[H] + R7 [O(^3P)] [OH] \quad (3.51)$$

siendo  $A = R5 [O_2] M + R6 [O_3]$

que integrada dá:



$$[H] = [H]' e^{-A\Delta t} + \frac{R7 [O(^3P)] [OH]}{A} (1 - e^{-A\Delta t}) \quad (3.52)$$

donde  $[H]'$  es el valor de la concentración de H en el paso anterior.

Para calcular  $[OH]$  y  $[HO_2]$  por debajo de 80 km contamos con la función hidrógeno impar (3.43), pero necesitamos otra condición que nos informe de cómo están distribuidos dentro de  $\mathcal{R}$ .

Si escribimos sus ecuaciones de equilibrio fotoquímico en la forma

$$R8 [O(^3P)] [HO_2] = R7 [O(^3P)] [OH] + R9 [OH] [HO_2] \quad (3.53)$$

$$0 = R8 [O(^3P)] [HO_2] + R9 [OH] [HO_2] \quad (3.54)$$

y restamos tendremos:

$$[OH] = \frac{2R8}{R7} [HO_2] \quad (3.55)$$

condición que podríamos llamar "equilibrio fotoquímico interno", que es independiente de  $[O(^3P)]$  y que nos indica que una vez que  $[H]$  es suficientemente baja, la distribución de  $[OH]$  y de  $[HO_2]$  dentro de  $\mathcal{R}$  es independiente de  $[O(^3P)]$ .

Así, con (3.43) y (3.55) podemos calcular  $[OH]$  y  $[HO_2]$ .

Entre 80 y 90 km, para calcular  $[H]$ ,  $[OH]$  y  $[HO_2]$  puede emplearse el mismo esquema desarrollado en la química diurna, puesto que ni  $O(^3P)$  ni H se perderán durante la noche.

### 3.6.2.- CALCULO DE $\theta$ Y $\mathcal{H}$

Nuestro propósito es ahora encontrar expresiones diferenciales, que permitan calcular  $\theta$  y  $\mathcal{H}$  de la misma forma que (3.37), lo que nos conduce a la integración sistemática por medio del algoritmo de Gauss. Ya que el cálculo solo atañe a regiones inferiores a 90 km, el incluir para ellos la difusión molecular no conduce mas que a una pérdida del tiempo de cálculo.

Sea  $h_i$  el "número" con que va afectado el hidrógeno en la fórmula del compuesto  $i$ , (así, en  $H_2O$ ,  $h_g = 2$ ) y  $s_i$  el "número" con que va afectado el oxígeno (p.ej.  $s_g = 1$ ).

Evidentemente,

$$\sum_i h_i (P_i - n_i l_i) = 0 \quad (3.56)$$

$$\sum_i s_i (P_i - n_i l_i) = 0 \quad (3.57)$$

Despreciando la difusión molecular en (3.37), resultan las ecuaciones de continuidad en la forma:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = P_i - n_i l_i + \frac{\partial}{\partial z} \left( K \frac{\partial n_i}{\partial z} + n_i \gamma \right) \quad (3.58)$$

donde:

$$\gamma = K \left( \frac{1}{H} + \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \right)$$



Si multiplicamos (3.58) por  $h_i$  y sumamos, obtenemos:

$$\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial t} + 2 \frac{\partial [\text{H}_2\text{O}]}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left( K \left( \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial z} + 2 \frac{\partial [\text{H}_2\text{O}]}{\partial z} \right) + \gamma (\mathcal{H} + 2 [\text{H}_2\text{O}]) \right) \quad (3.59)$$

y si ahora restamos la expresión (3.58) para el  $\text{H}_2\text{O}$  estable, previamente multiplicada por 2, se tiene que:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial t} = & -2(P_8 - [\text{H}_2\text{O}]_1) + \frac{\partial}{\partial z} \left( K \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial z} + \gamma \mathcal{H} \right) = \\ & K \frac{\partial^2 \mathcal{H}}{\partial z^2} + \left( \frac{\partial K}{\partial z} + \gamma \right) \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial z} + \frac{\partial \gamma}{\partial z} \mathcal{H} + Q_8 \end{aligned} \quad (3.60)$$

con  $Q_8 = -2(P_8 - [\text{H}_2\text{O}]_1)$

Como (3.60) es análoga, en cuanto a la forma, a (3.37), puede ya integrarse por el procedimiento general.

Análogamente, si multiplicamos (3.58) -- por  $s_i$  y sumamos respecto de  $i$ , obtenemos:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial t} + 2 \frac{\partial [\text{O}_2]}{\partial t} + \frac{\partial [\text{H}_2\text{O}]}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ K \left( \frac{\partial \theta}{\partial z} + 2 \frac{\partial [\text{O}_2]}{\partial z} + \frac{\partial [\text{H}_2\text{O}]}{\partial z} \right) + \right. \\ \left. \gamma (\theta + 2[\text{O}_2] + [\text{H}_2\text{O}]) \right\} \end{aligned}$$

y si restamos las expresiones (3.58) para el  $\text{H}_2\text{O}$  y el  $\text{O}_2$  (de vida larga) multiplicada por 2, se tiene que:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = Q_6 + Q_8/2 + \frac{\partial}{\partial z} \left( K \frac{\partial \theta}{\partial z} + \gamma \theta \right)$$

con  $Q_6 = -2(P_6 - [\text{O}_2]_1)$

Si despreciamos  $Q_8/2$  frente a  $Q_6$ , se -- tiene finalmente que:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = K \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} + \left( \frac{\partial K}{\partial z} + \gamma \right) \frac{\partial \theta}{\partial z} + \frac{\partial \gamma}{\partial z} \theta + Q_6 \quad (3.61)$$

lo que nos permite aplicar a el mismo algoritmo de resolución de Gauss.

### 3.6.3.- CONDICIONES LIMITES

En 2.3, al hablar de los modelos teóricos, arguimos la necesidad de adoptar condiciones límites en las fronteras inferior y superior consecuentes con los fenómenos aeronómicos.

#### a) LIMITE SUPERIOR

El hecho de que utilizamos ecuaciones válidas para todos los compuestos nos permite adoptar la condición de equilibrio difusivo a 220 km para  $O(^3P)$ ,  $O_2$ ,  $N_2$  y  $H_2O$  prácticamente incuestionable.

Para tener en cuenta la evaporación atmosférica, hemos supuesto para H una velocidad de escape dada por:

$$v_e = 10^{1.548 + 1.405 \times 10^{-3} T_\infty - 3.33 \times 10^{-8} T_\infty} \quad (3.62)$$

deducida de los resultados de Kockarts y Nicolet (1963). Esta hipótesis es algo arbitraria ya que no está basada en resultados experimentales, y de hecho nuestros cálculos indican que las velocidades calculadas con (3.62) son demasiado grandes. El efecto es míni-



mo en la Mesosfera sobre los otros perfiles, y en la práctica no se ven muy alterados si se toma un flujo nulo.

Para  $O(^1D)$ ,  $OH$ ,  $HO_2$  y  $O_3$  adoptamos la condición de equilibrio fotoquímico, aunque estos compuestos a 220 km no tienen la menor influencia.

En orden a hacer compatible la condición de equilibrio difusivo con el transporte horizontal, debido a vientos medios horizontales, adoptamos para las componentes horizontales de la divergencia de dichos vientos un valor constante a partir de 200 km - (ver 3.4.3). Asimismo, suponemos una continuidad de flujo vertical medio a 220 km, escrito en la forma:

$$V_{220} = \frac{n_{219} V_{219}}{n_{220}} \quad (3.63)$$

#### b) LIMITE INFERIOR

Consideramos la condición de mezcla para  $O_2$ ,  $N_2$  y  $H_2O$  a 60 km, en la forma

$$n_i = \alpha_i n \quad (3.64)$$

siendo las fracciones de mezcla 0.209, 0.781 y  $3 \cdot 10^{-6}$  respectivamente.

Para  $\mathcal{H}$  y  $\theta$  suponemos también mezcla en la forma (Battaner, 1975):

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\mathcal{H}}{n} \right) = 0 ; \quad \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\theta}{n} \right) = 0 \quad (3.65)$$



que no necesita el concurso experimental sobre los valores de  $\mathcal{K}_{60}$  y de  $\theta_{60}$ .

De acuerdo con lo expuesto en 3.6.1 y 3.6.2,  $O_3$ ,  $HO_2$ ,  $H$  y  $O(^1D)$  se suponen en equilibrio fotoquímico durante el día, no necesitándose condiciones límites para  $O(^3P)$  y  $OH$ .

Durante la noche, suponemos "evolución química" para  $O(^3P)$  y  $H$ , equilibrio fotoquímico para  $O(^1D)$ , (en realidad  $[O(^1D)] = 0$ ) y "equilibrio fotoquímico interno" (expresado por (3.55)) para  $OH$  y  $HO_2$ . (Para  $O_3$  no se precisa condición límite).

#### 3.6.4.- SOLUCION NUMERICA

Los parámetros atmosféricos, p.ej. producción y pérdida específica química,  $P_i$  y  $l_i$ , coeficientes y velocidades de difusión,  $D_i$  y  $\langle V_i \rangle$ , y las concentraciones de los compuestos,  $n_i$ , se conocen al resolver las ecuaciones de continuidad y movimiento de cada compuesto en varios puntos con la ayuda de un computador. El método básico consiste en reemplazar las ecuaciones diferenciales por ecuaciones en diferencias finitas que se resuelven para el valor central.

Se introduce una malla equidistante bi-



dimensional con pasos de malla  $\Delta t$  y  $\Delta z$ . Las derivadas en  $t$  se sustituyen por la diferencia

$$\frac{\partial n_{i,j}^{(k)}}{\partial t} = \frac{n_{i,j}^{(k)} - n_{i,j}^{(k-1)}}{\Delta t} \quad (3.66)$$

donde, el subíndice  $i$  indica como siempre el compuesto considerado, el  $j$  la altura y el superíndice  $k$  el paso de tiempo

y las derivadas en  $z$  por:

$$\frac{\partial n_{i,j}^{(k)}}{\partial z} = \frac{n_{i,j+1}^{(k)} - n_{i,j-1}^{(k)}}{2\Delta z} \quad (3.67)$$

$$\frac{\partial^2 n_{i,j}^{(k)}}{\partial z^2} = \frac{n_{i,j+1}^{(k)} - 2n_{i,j}^{(k)} + n_{i,j-1}^{(k)}}{(\Delta z)^2} \quad (3.68)$$

Al sustituir estas expresiones en (3.37) obtenemos un sistema en diferencias puramente implícito que representa en el tiempo  $t^k$  a  $x$  alturas un sistema tridiagonal de ecuaciones con  $x+2$  variables. Esas dos variables de exceso se determinan por medio de las condiciones frontera espaciales.

El uso de un esquema en diferencias implícito tiene la ventaja de que los intervalos  $\Delta z$  y  $\Delta t$  pueden escogerse libremente según los requerimientos de convergencia y sensibilidad.

Evidentemente, se necesitan unas condiciones límites en el tiempo.



El cálculo se realiza hasta que se obtiene una solución estable con un período de un día, es decir, hasta conseguir periodicidad estacionaria.

Como condición inicial, usamos perfiles conseguidos con un modelo estacionario previo. Las condiciones frontera espaciales de este modelo son similares a las indicadas para el modelo no estacionario y los perfiles iniciales se obtuvieron con un modelo de "evolución exclusivamente química" tras 19 días de integración. A su vez, para este modelo, que solo necesita condiciones temporales, se toman perfiles iniciales admitiendo que hay exclusivamente tres compuestos  $N_2$ ,  $O_2$  y  $H_2O$  mezclados hasta 120 km, con fracciones de mezcla las especificadas anteriormente y en equilibrio difusivo a partir de esa altura.

Con esta serie de modelos se alcanza fácilmente la convergencia en el modelo final no estacionario, tras 9 días de integración.

El paso en altura,  $\Delta z$ , es de 1 km y el paso de tiempo,  $\Delta t$ , es de 15 minutos. Como ya discutimos en 2.3, aún con un paso de tiempo suficientemente pequeño, pueden presentarse inestabilidades, tal es el caso del amanecer y del anochecer. Es preciso entonces usar en estos casos un paso de tiempo variable que se acomode a los cambios rápidos de la-



concentración de ciertos constituyentes. Nuestro paso de tiempo fué dividido automáticamente por 10 hasta que el modelo volvía a ser estable.

En el Apéndice B se muestra el diagrama de flujo del programa realizado en Fortran V. Para su ejecución, se utilizó el terminal DCT-2000 del Centro de Cálculo de la Universidad de Granada, conectado al UNIVAC 1108 del Ministerio de Educación y Ciencia. Algunos cálculos y verificaciones, se realizaron en el computador HEWLETT-PACKARD 9845-A del Instituto de Astrofísica de Andalucía.

C A P I T U L O      I V

ANALISIS DE LOS RESULTADOS



#### 4.1.- DISCUSION GENERAL

Al resolver el sistema de ecuaciones (3.37) con las consideraciones hechas en 3.6, hemos obtenido los perfiles de los compuestos  $O(^3P)$ ,  $O(^1D)$ ,  $O_3$ ,  $OH$ ,  $HO_2$ ,  $O_2$ ,  $N_2$ ,  $H$  y  $H_2O$  en la Mesosfera y baja Termosfera a lo largo de un día completo.

La introducción del transporte horizontal así como la del sistema de vientos verticales que origina, expuestas en 3.4. muestran que al menos en alta latitud, no solo no puede despreciarse dicho transporte sino que éste desempeña un papel importante.

La concentración de los distintos compuestos está controlada además de por procesos fotoquímicos por los fenómenos de transporte, tanto difusión molecular como difusión turbulenta y como transporte horizontal. Sin embargo, en algunas regiones y a algunas horas, uno de estos procesos es predominante. La figura 32 muestra los tiempos característicos de los fenómenos de transporte, según las definiciones dadas en 3.4.1.

El tiempo característico del transporte horizontal  $\tau_{vh}$  es muy variable con el tiempo, no ocurre así con  $\tau_t$  y  $\tau_m$ .

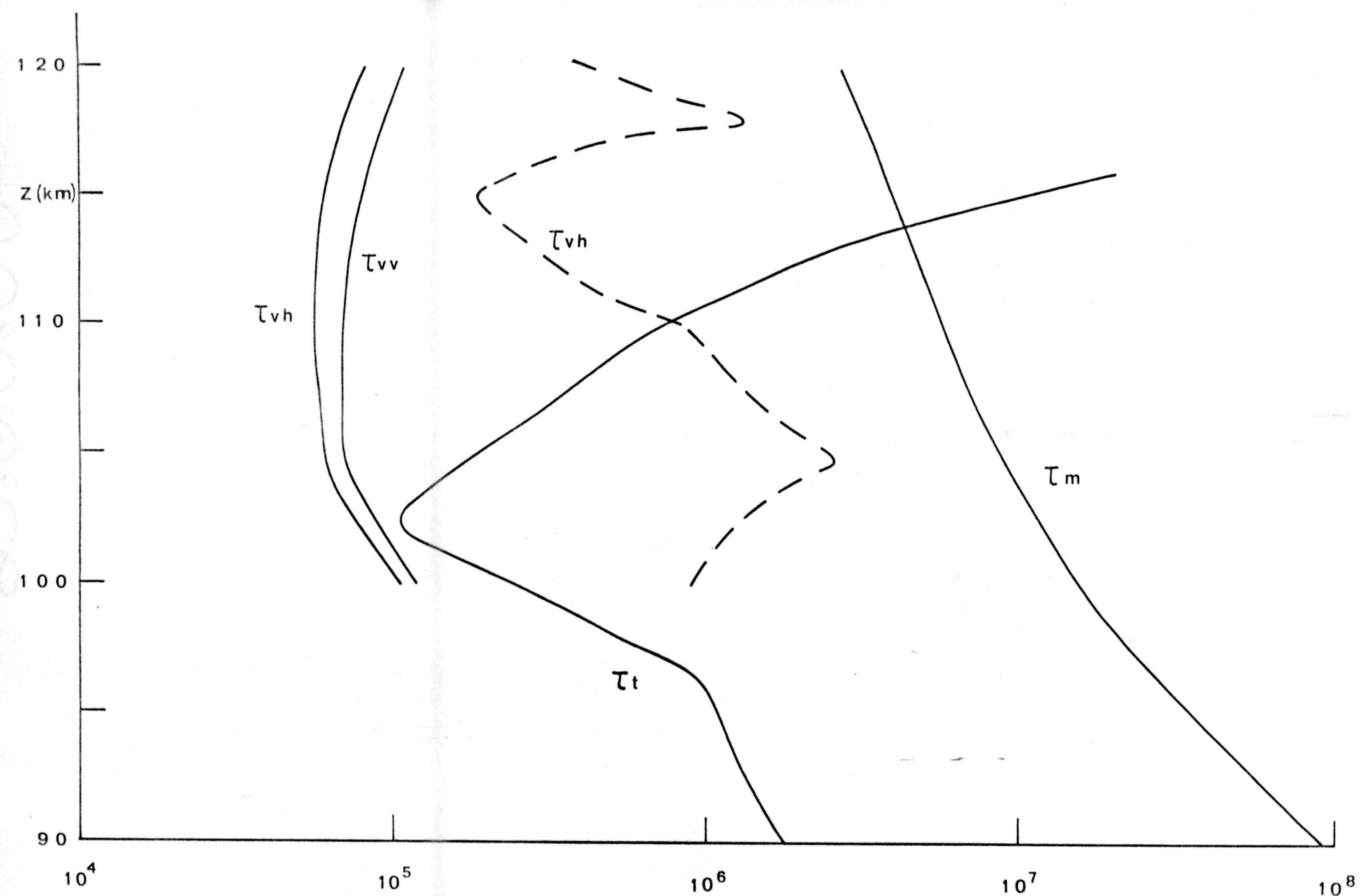


Fig. 32. Tiempos característicos de los distintos fenómenos de transporte a medianoche (líneas continuas) y a las 9h (tiempo local, línea a trazos).  $\tau$ (s).



Como se muestra en la figura a las 0 h -- (tiempo local), turbulencia y transporte horizontal son los fenómenos predominantes hasta  $\approx 108$  km; a partir de esta altura y hasta  $\approx 120$  km el tiempo característico,  $\tau_{vh}$ , del transporte horizontal es mucho menor que cualquier otro, lo que nos indica que en este rango de alturas, la concentración de los distintos compuestos está controlada principalmente por transporte horizontal.

Por encima de  $\approx 120$  km, la difusión molecular empieza a ser un factor importante, llegando a ser predominante a alturas superiores a  $\approx 160$  km.

Ya que el sistema de vientos horizontales origina un sistema de vientos verticales que tienden a restablecer una distribución vertical de acuerdo con el equilibrio hidrostático, el transporte horizontal verá reducido su rango de altura de preponderancia.

A las 9 h (tiempo local) la influencia del transporte horizontal es mucho menor y así en este tiempo los perfiles de los compuestos no se verán tan afectados por el transporte horizontal.

Existe una gran falta de datos experimentales sobre los compuestos minoritarios en esta región y sobre todo a alta latitud, debido a que de hecho me

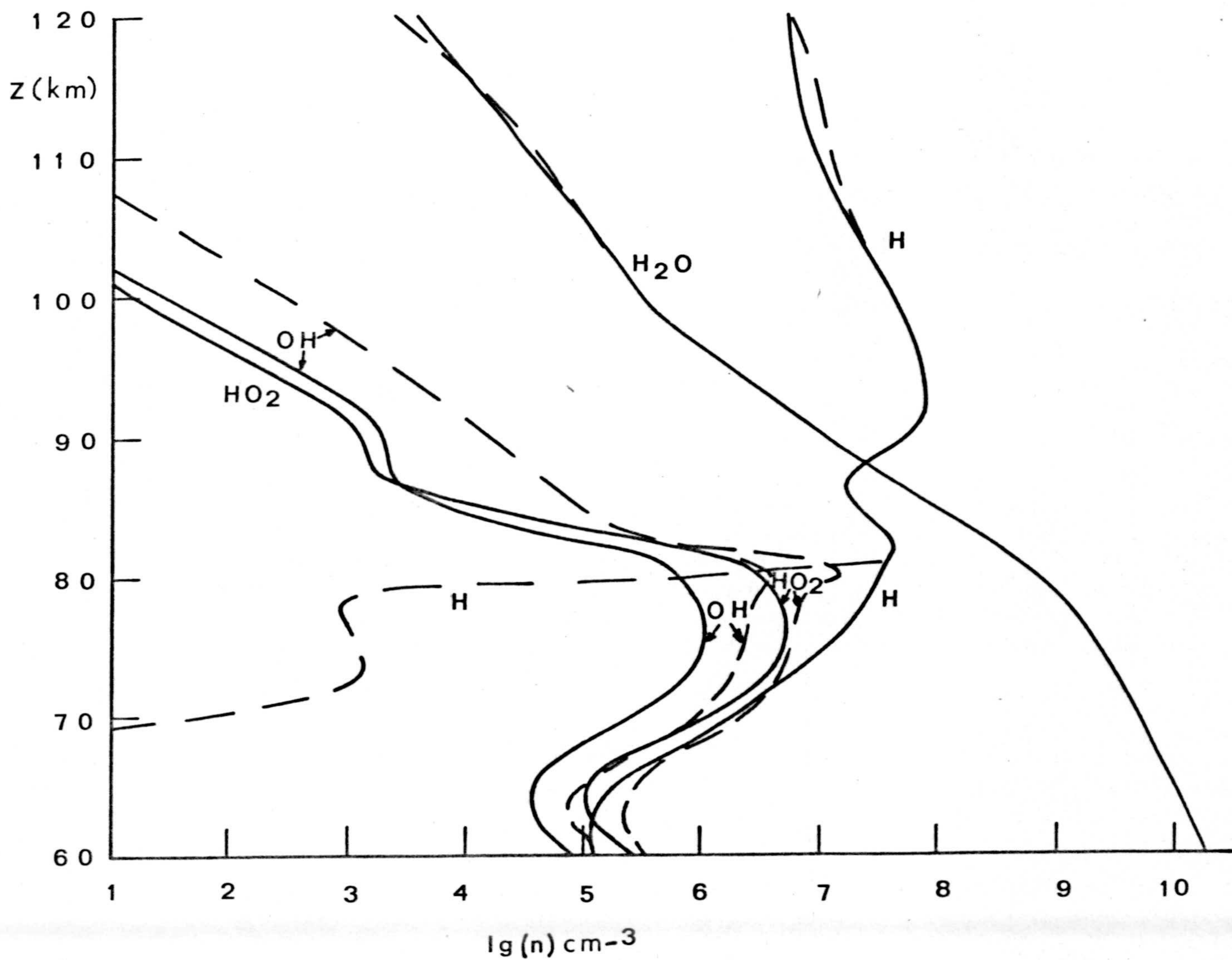


Fig. 33. Perfiles de HO<sub>2</sub>, OH, H<sub>2</sub>O y H a mediodía (líneas continuas) y a medianoche (líneas a trazos).



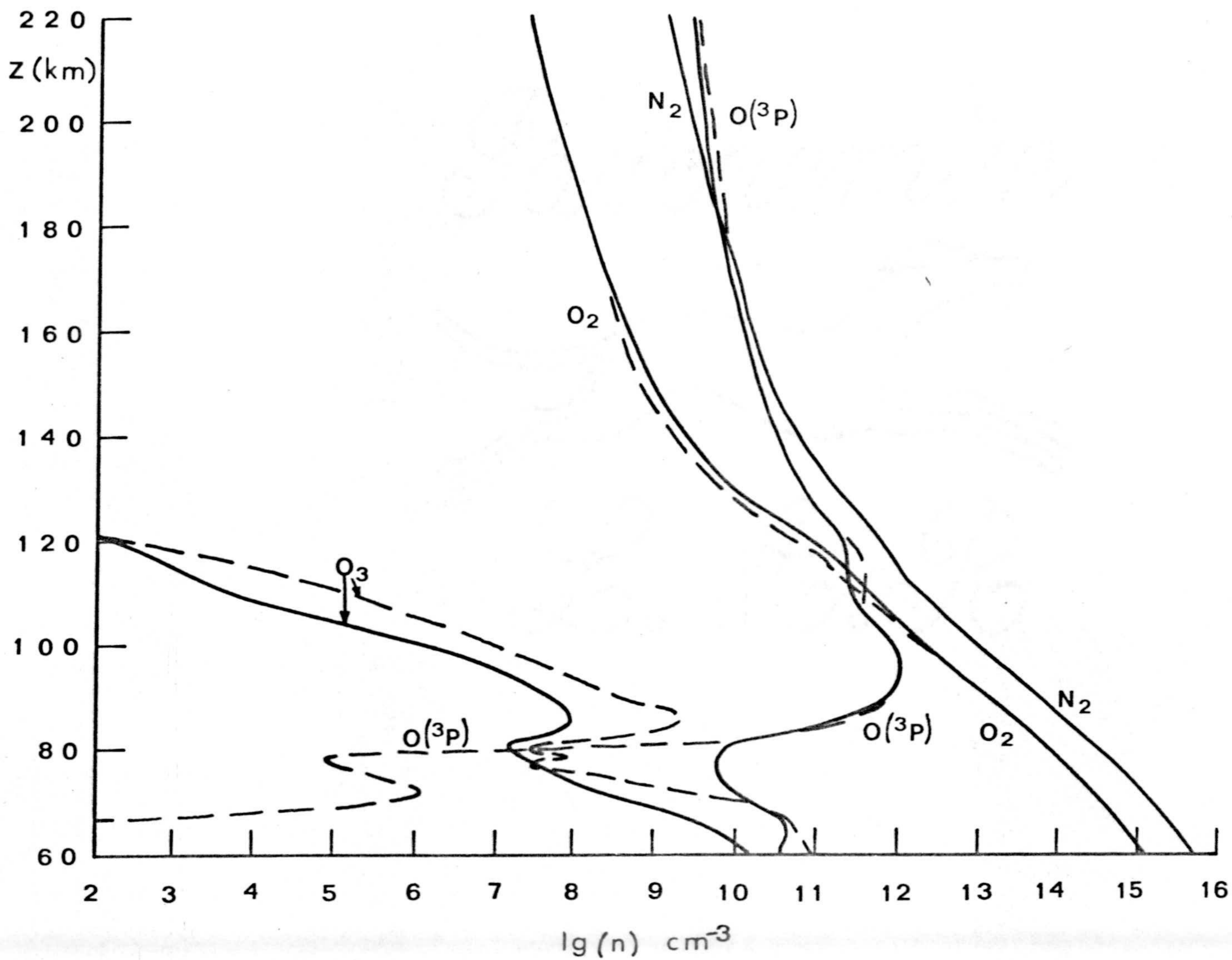


Fig. 34. Perfiles de  $O(^3P)$ ,  $O_2$ ,  $N_2$  y  $O_3$  a mediodía (líneas continuas) y a medianoche (líneas a trazos).

didadas "in situ" de la Mesosfera sólo pueden realizarse por medio de cohetes. La región está demasiado alta para medidas con globo y demasiado baja para satélites, aunque estos últimos vehículos han sido útiles en estudios ópticos y UV de la Mesosfera en el horizonte. Consecuentemente, es muy interesante obtener modelos teóricos como guía para los distintos problemas aeronómicos.

Las figuras 33 y 34 muestran los perfiles obtenidos de los distintos compuestos a mediodía y medianoche.

En la Termosfera, a partir de 130 km, los perfiles son muy regulares, como corresponde al equilibrio difusivo. En esta región no haremos comparaciones con otros resultados, ya que existen en el presente modelos más elaborados para esta región.

Sin embargo, hemos de notar que los resultados obtenidos son razonables e incluso muestran una disminución en la concentración, principalmente en la de  $O(^3P)$ . Este resultado, sugerido por Frederick (1976) como consecuencia de precipitación de partículas energéticas en el casquete polar, muestra la importancia, incluso a alturas superiores a 180 km, del sistema de vientos.



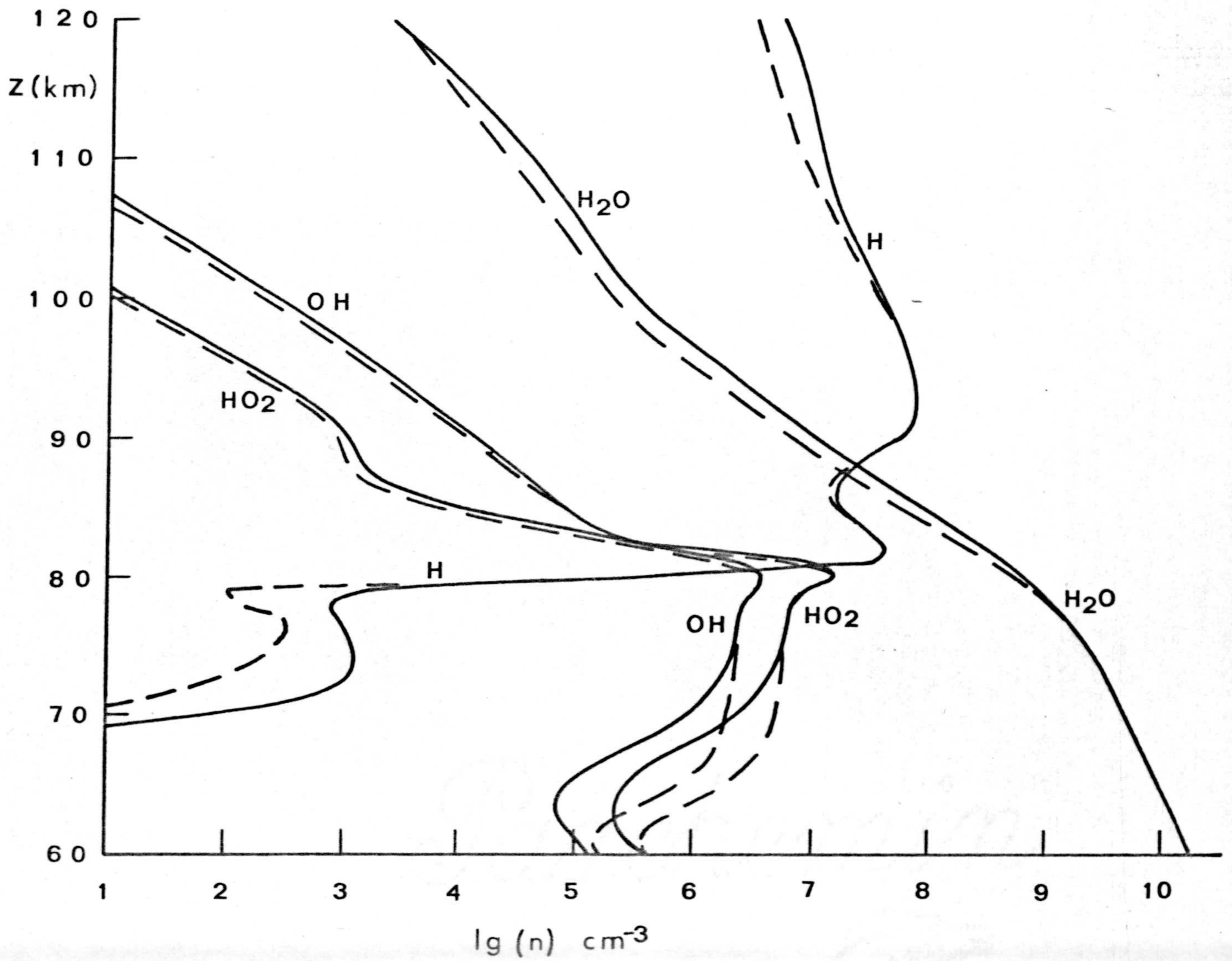


Fig. 35. Perfiles a medianoche de HO<sub>2</sub>, OH, H<sub>2</sub>O y H según este modelo (líneas continuas) y el de Battaner(1975) (líneas a trazos).

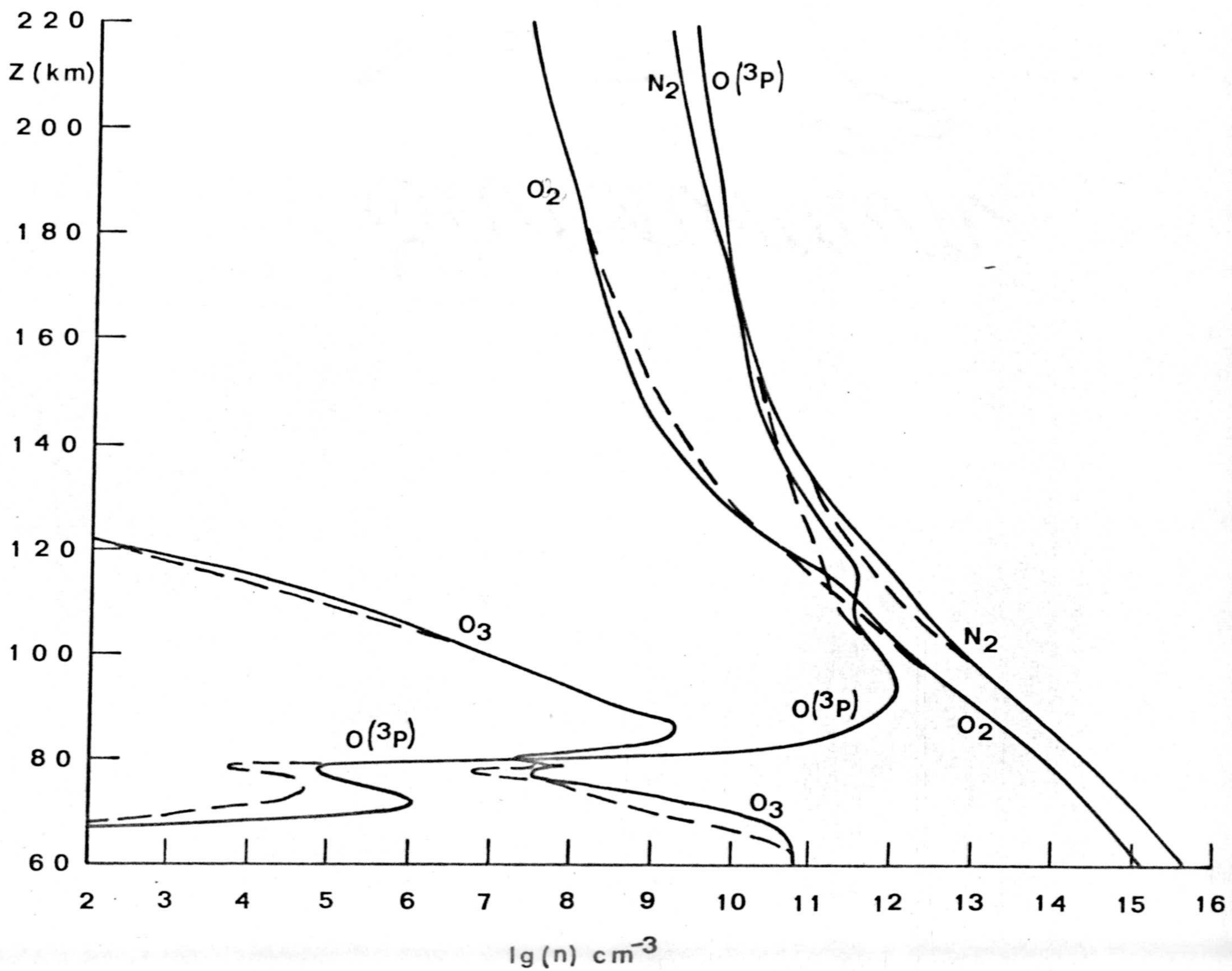


Fig. 36. Perfiles a medianoche de  $O(^3P)$ ,  $O_2$ ,  $N_2$  y  $O_3$  según este modelo (líneas continuas) y el de Battaner(1975) (líneas a trazos).



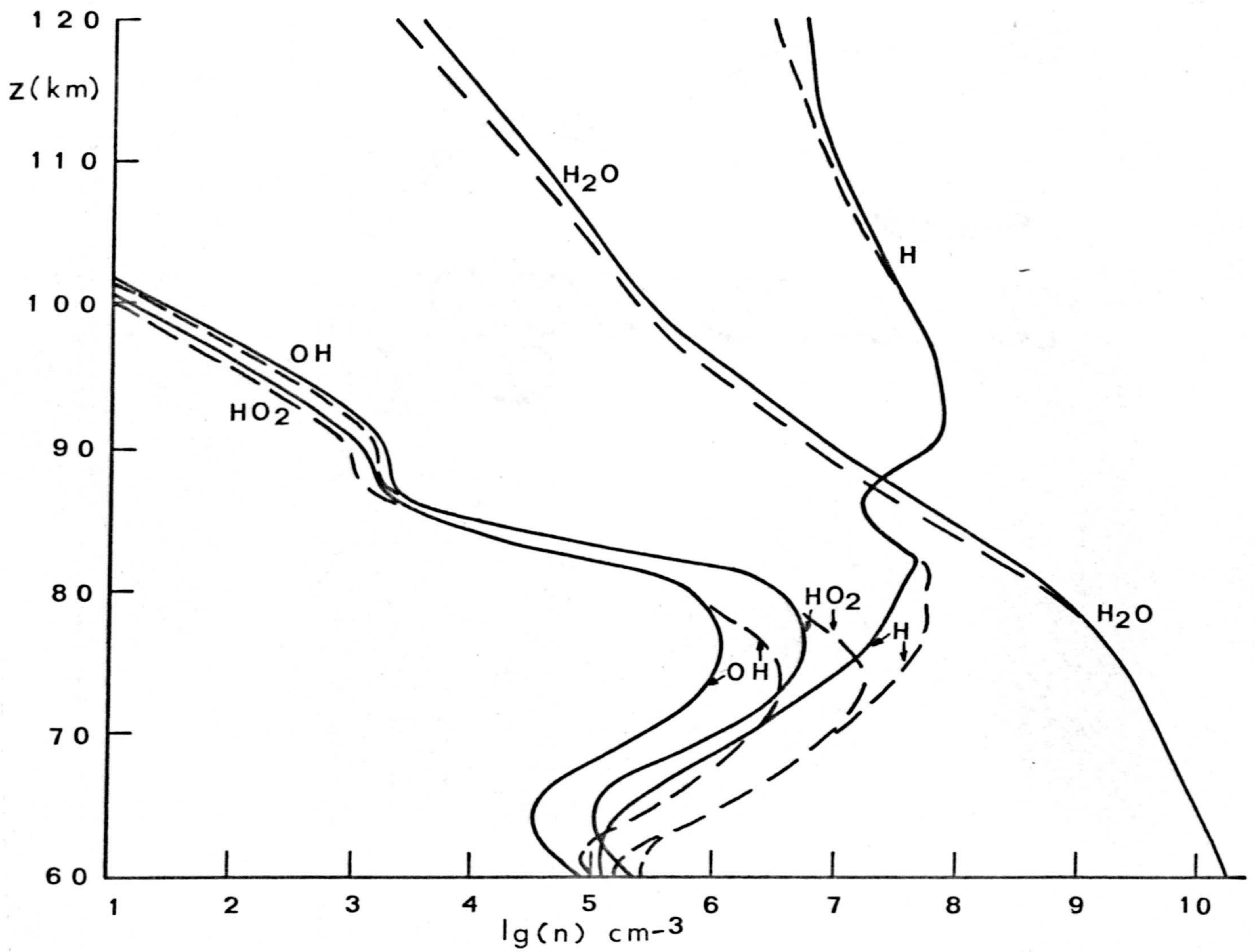


Fig. 37. Perfiles a mediodía de HO<sub>2</sub>, OH, H<sub>2</sub>O y H según este modelo (líneas continuas) y el de Battaner(1975) (líneas a trazos).

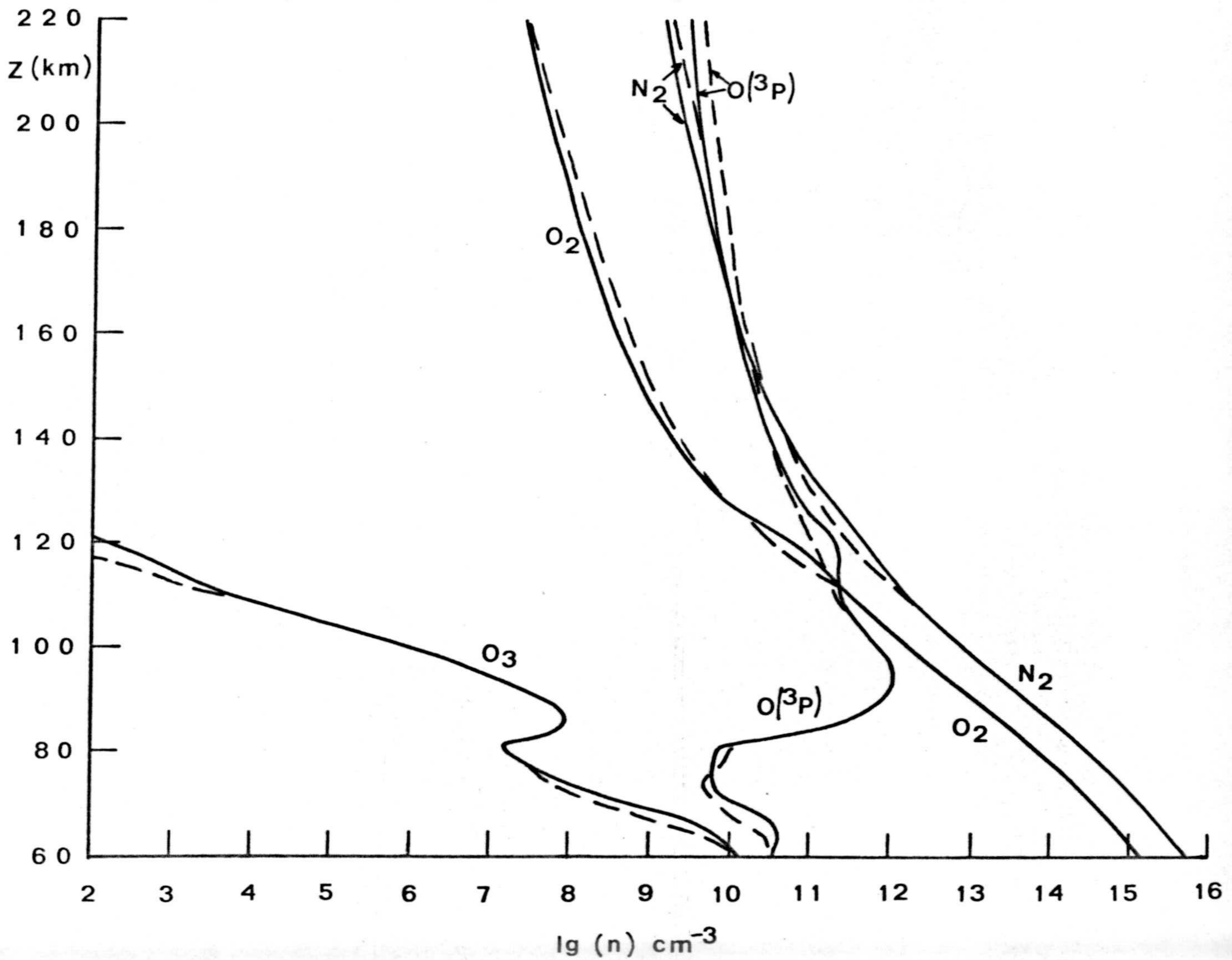


Fig. 38. Perfiles a mediodía de  $O(^3P)$ ,  $O_2$ ,  $N_2$  y  $O_3$  según este modelo (líneas continuas) y el de Battaner(1975) (líneas a trazos).



Las figuras 35,36,37 y 38 muestran los -- perfiles obtenidos en el modelo comparados con el modelo de Battaner (1975), a latitud media, que no incluye vientos.

Limitaremos pues, nuestro análisis a la -- región inferior, 60-100 km, y a la aparición de irregularidades en los perfiles en la región 100-130 km -- como pueden observarse en las figuras 36 y 38.

#### 4.2.- OXIGENO ATOMICO

Solo en los últimos 6 años se ha determinado la distribución del oxígeno atómico mesosférico. Los datos a alta latitud se comparan en la figura 39. La curva 1 es una distribución deducida por Evans y Llewellyn (1973) a partir de la observación de los -- perfiles de la banda  $1.27 \mu\text{m}$  de  $\text{O}_2(^1\Delta_g)$  y varias bandas de Meinel de OH. Las medidas se obtuvieron con la ayuda de un cohete en Ft. Churchill, Canada ( $58.7^\circ\text{N}$ ,  $-93.8^\circ\text{O}$ ) al atardecer. La curva 2 muestra la distribución de oxígeno atómico medida por medio de la técnica de fluorescencia resonante por Dickinson et al. (1974), con un cohete de sondeo lanzado a las 22.37 UT desde -- South Uist, Scotland ( $57.3^\circ\text{N}$ ,  $7.3^\circ\text{O}$ ).

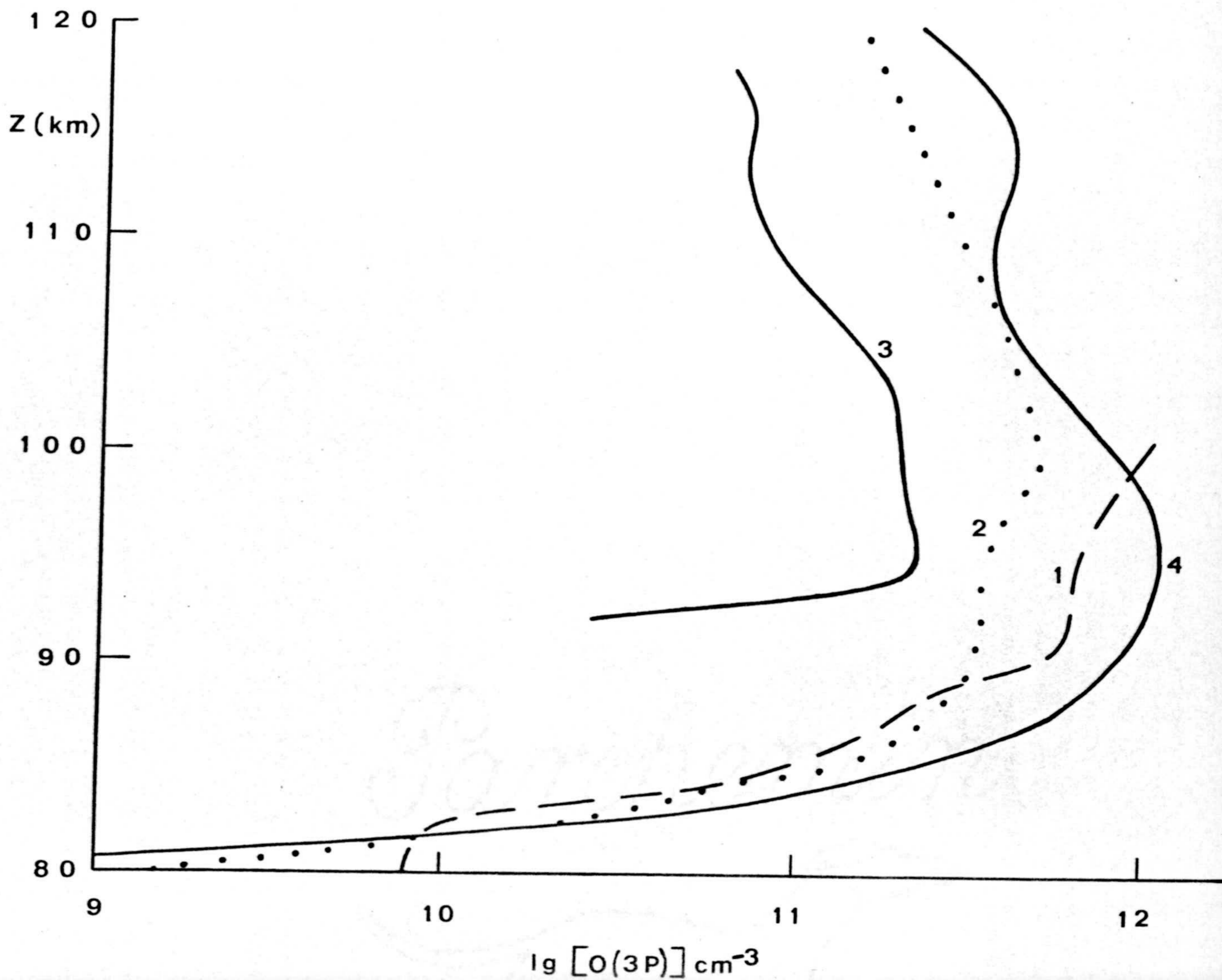


Fig. 39. Perfiles nocturnos de  $O(^3P)$ . Curva 1, Evans y Llewellyn(1973). Curva 2, Dickinson et al.(1974) Curva 3, Wasser y Donahue(1979). Curva 4, este modelo.



Los resultados de nuestro estudio (curva 4) muestran un acuerdo razonable con estas medidas por debajo de 90 km, resultando el máximo mayor que el de Dickinson et al. (1974). Como ya se discutió en 3.3 un aumento en el coeficiente de reacción R1 reduciría la concentración de  $O(^3P)$ . Además, el usar un coeficiente de turbulencia menor, como vimos en 3.4, conlleva un aumento en la concentración de  $O(^3P)$ . Si aceptamos la sugerencia de Kockarts (1973) de que a mayor latitud debe introducirse un coeficiente de turbulencia mayor, el máximo reduciría su magnitud.

Nuestro perfil de  $O(^3P)$  muestra un segundo máximo a  $\approx 115$  km. La figura 40 muestra la evolución de este segundo máximo a lo largo del día. Su posición es variable, llegando incluso a desaparecer de 7 a 10 h (tiempo local). En efecto, como ya discutimos en 4.1, en esos tiempos el transporte horizontal no es predominante, debido a que tanto la velocidad del viento meridional como la del zonal son próximas a cero a esas horas.

Los perfiles experimentales en la figura 39 también indican la existencia de un segundo máximo, situado a menor altura. La curva 3 muestra las medidas recientes de Wasser y Donahue (1979) que evidencian una variación latitudinal del transporte cerca de la me



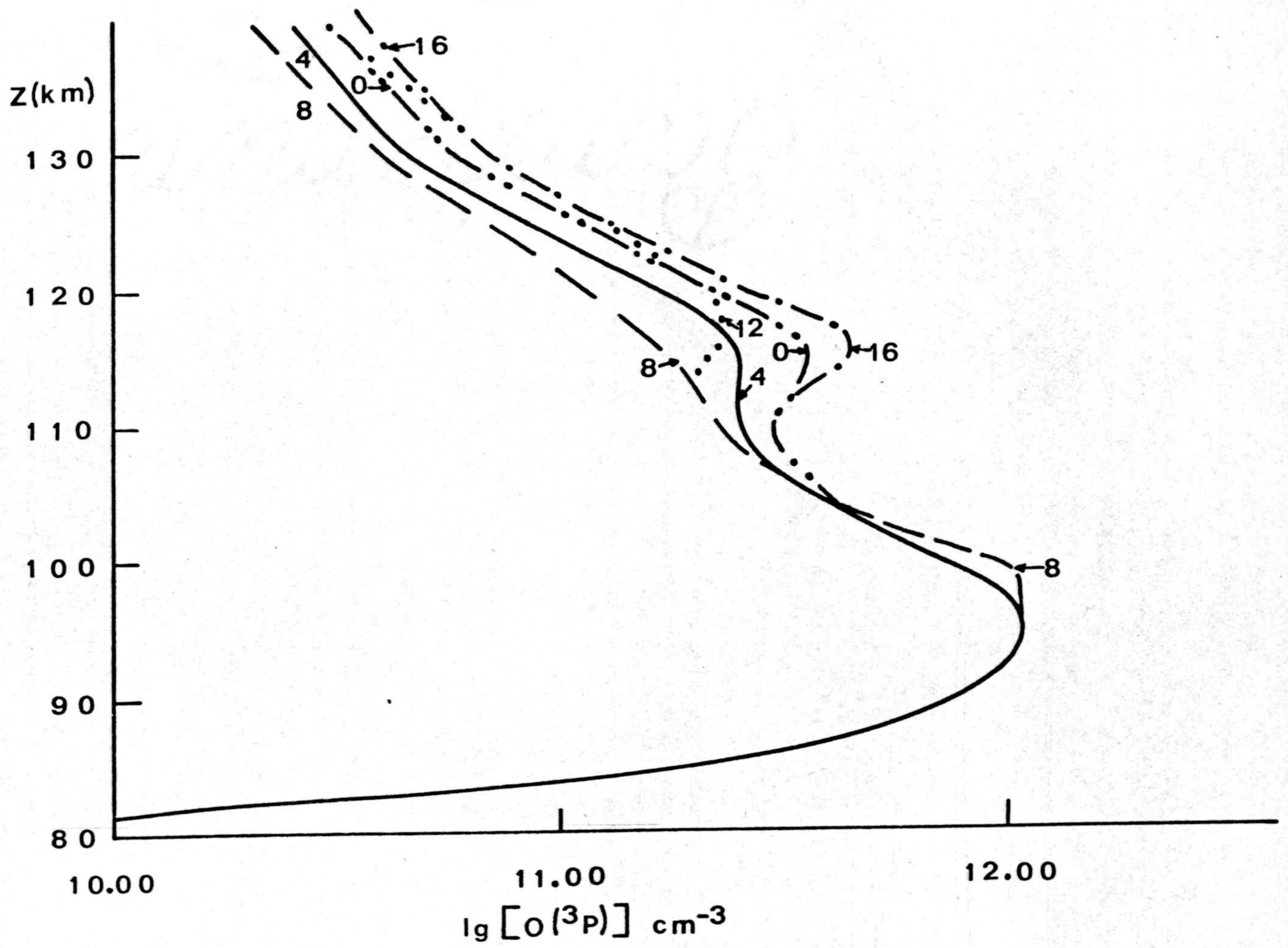


Fig. 40. Perfil de  $O(^3P)$  (80-140 km) a distintas horas del día (tiempo local).



sopausa. Dicho perfil muestra la existencia de un segundo máximo a  $\approx 115$  km, no reproducido hasta ahora por ningún modelo teórico, coincidiendo con nuestras predicciones. Al ser la forma de nuestro perfil extraordinariamente similar a este perfil experimental, podemos concluir que los modelos, al menos en alta latitud, que no incluyen el transporte horizontal no pueden ser representativos de la región simulada.

Las medidas sobre la distribución de la concentración de  $O_2(^1\Delta_g)$  realizadas por Evans et al. (1972), muestran un doble máximo que podría reproducirse con nuestro perfil de  $O(^3P)$  si el mecanismo de Barth es el principal responsable de la formación de  $O_2(^1\Delta_g)$ .

La concentración de los compuestos  $O_2$ ,  $N_2$  y  $O_3$  muestran también irregularidades con respecto a un modelo sin transporte horizontal utilizado como referencia (Battaner, 1975) como puede verse en las figuras 35 y 37. Así, también en los perfiles de  $O_2$ ,  $N_2$  y  $O_3$ , a aproximadamente 115 km, se observan cambios de pendiente, achacables a la introducción en el modelo de un sistema de vientos; aunque dicha variación no llega a ser tan significativa como lo es para el oxígeno atómico.

Este hecho puede deberse a que al haber





despreciado gradientes horizontales de concentración, e incluir las componentes horizontales de la divergencia del viento neutro, éstas actúan en principio de modo global sobre la distribución de todos los compuestos pero al existir posteriormente una redistribución vertical de acuerdo con el equilibrio hidrostático, el oxígeno atómico se vería afectado de distinta forma tanto por su masa pequeña, como por su mayor carácter difusor.

Hemos aplicado nuestros datos de  $O(^3P)$  al problema de la emisión en  $5577 \text{ \AA}$  del oxígeno atómico, considerando los dos mecanismos posibles, Chapman y Barth, para la producción de  $O(^1S)$ .

Considerando de acuerdo con Witt et al. (1979) la producción y posterior desactivación de  $O_2(c^1\Sigma_u^-)$  en el mecanismo de Barth, con los coeficientes recomendados por Slanger y Black (1977), hemos obtenido los perfiles de emisión de  $OI(5577)$  que se muestran en la figura 41. Para deducir estos perfiles hemos considerado la distribución de  $O(^3P)$  obtenida por Battaner(1975) en un modelo que no incluye transporte horizontal, y el perfil obtenido con este modelo.

Los resultados concuerdan con lo sugerido por Witt et al.(1979), en el sentido de que el mecanismo



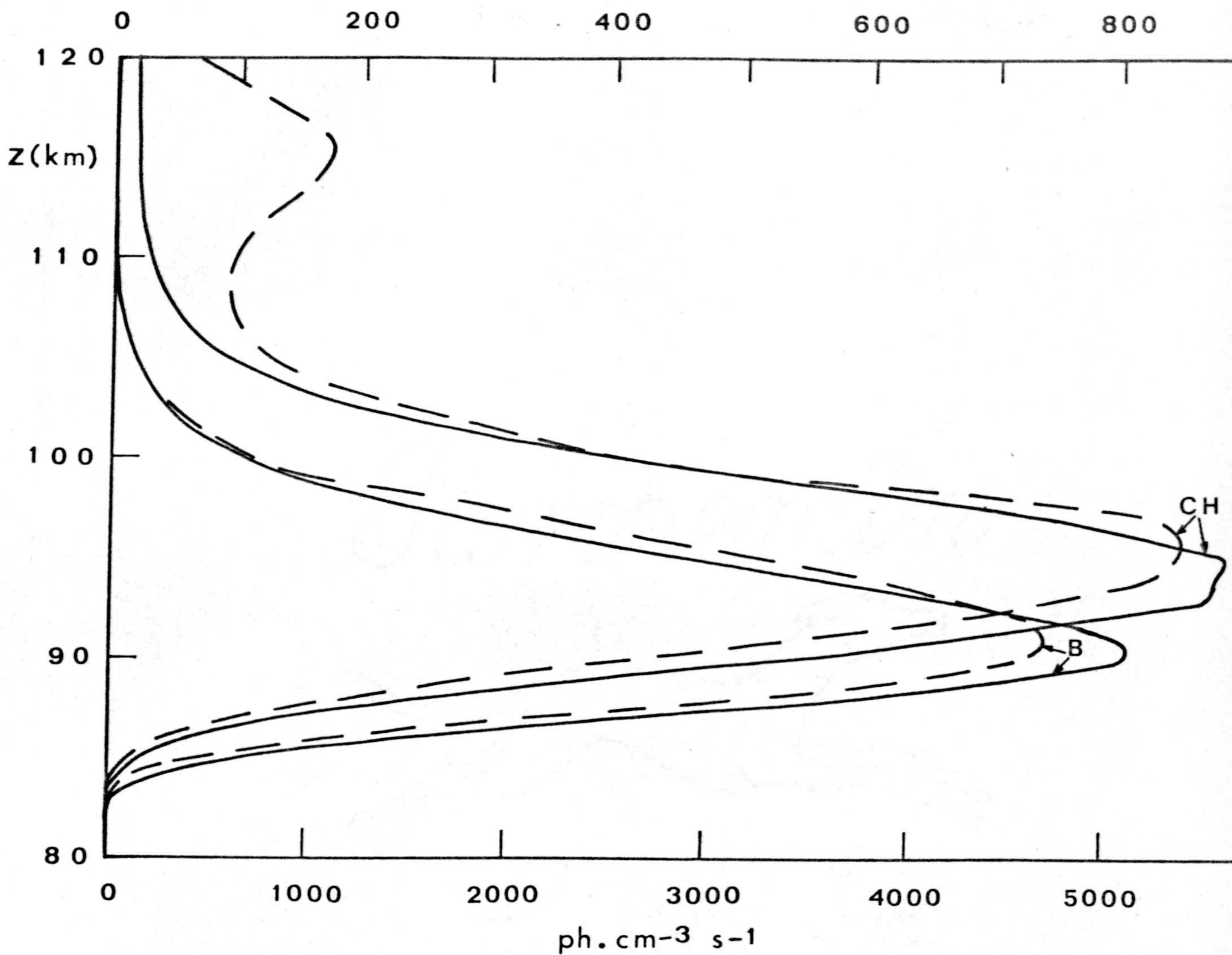


Fig.41. Perfiles de emisión específica de OI(5577) con el mecanismo de Chapman (CH) y el de Barth (B) (escala superior) obtenidos con el perfil de  $O(^3P)$  de Battaner(1975) (líneas continuas) y con el de este modelo (líneas a trazos) considerando los coeficientes para el mecanismo de Barth de acuerdo con Witt et al.(1979).

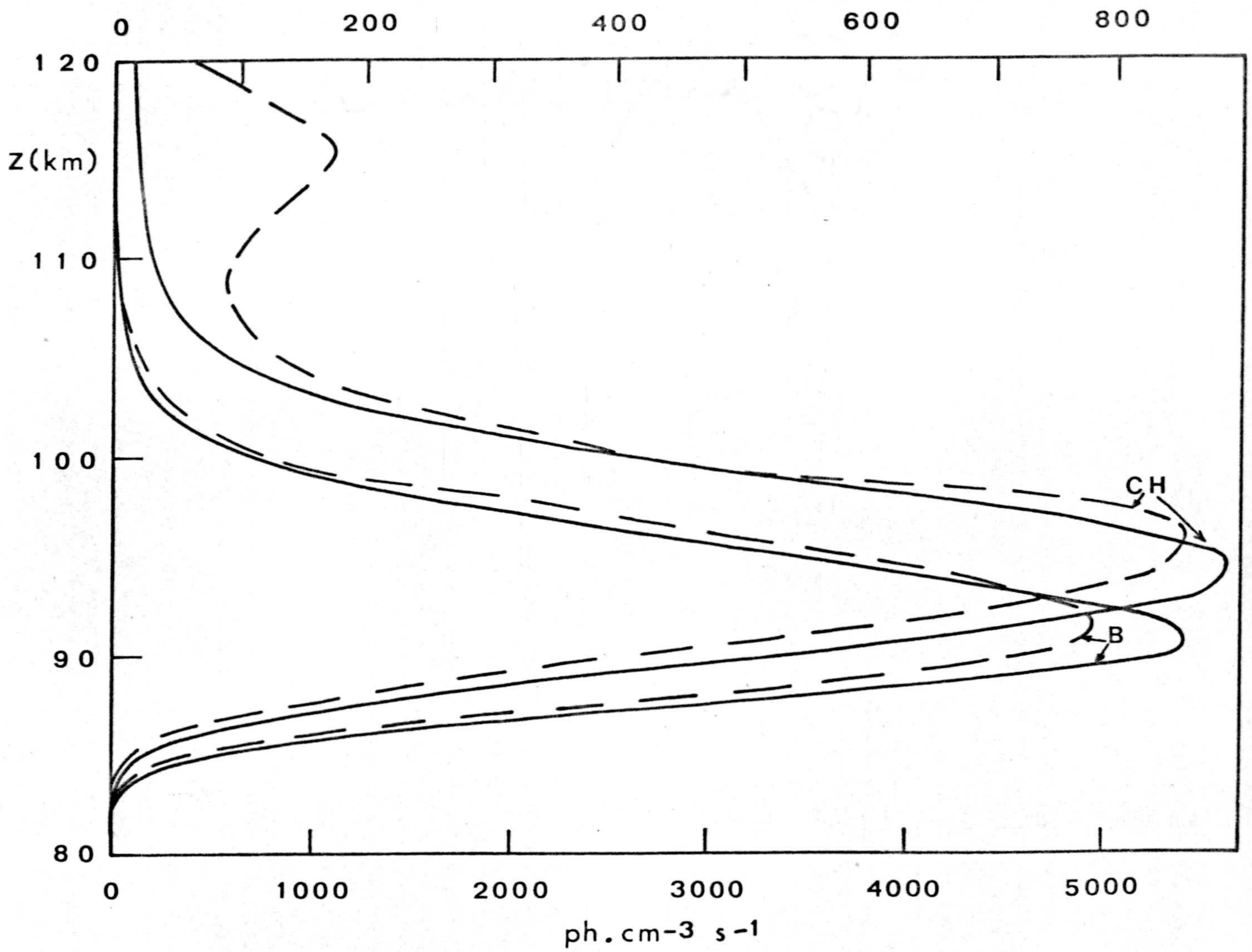


Fig. 42. Igual que Fig.41 pero con los coeficientes para el mecanismo de Barth de acuerdo con Slinger y Black (1976).



mo de Chapman coloca el máximo de emisión a mayor altura (95 km para el modelo sin vientos y 96 km para el modelo con vientos) que el de Barth (90 km para el primer modelo y 91 km para nuestro modelo). Además, el máximo de la emisión específica es un orden de magnitud mayor para el mecanismo de Chapman, siendo más congruente el máximo obtenido con el mecanismo de Barth. Con nuestro perfil de  $O(^3P)$ , el mecanismo de Chapman predice un segundo máximo de emisión a  $\approx 115$  km.

La figura 42 muestra el mismo análisis, pero utilizando los coeficientes para el mecanismo de Barth recomendados por Slanger y Black (1976). El resultado, similar al anterior, muestra un pequeño aumento en el máximo de emisión, a 91 y 92 km para los dos modelos utilizados respectivamente, de acuerdo con el mecanismo de Barth.

Hemos realizado un último análisis con los coeficientes propuestos por Solheim y Llewellyn (1979) que mostramos en la figura 43. Con dichos coeficientes, el mecanismo de Barth coloca el máximo de emisión a aproximadamente la misma altura (93 y 94 km para los dos modelos) que el de Chapman, diferenciándose ambas emisiones en un factor de  $\approx 0.2$ .



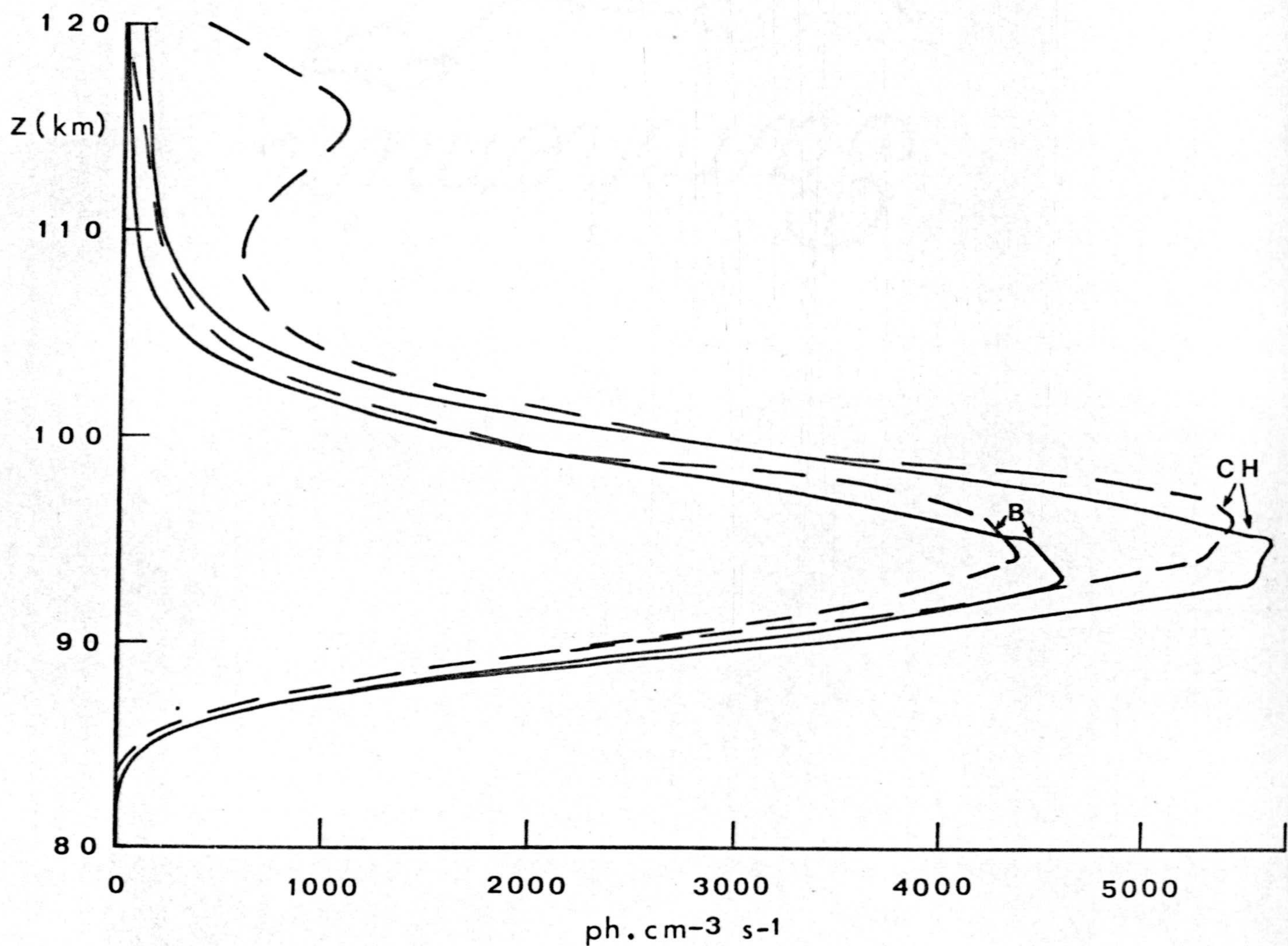


Fig.43. Perfiles de emisión específica de OI(5577) con el mecanismo de Chapman (CH) y el de Barth (B) obtenidos con el perfil de  $O(^3P)$  de Battaner(1975) (líneas continuas) y con el de este modelo (líneas a trazos) considerando los coeficientes para el mecanismo de Barth de acuerdo con Solheim y Llewellyn (1979).



Así pues, cuando el mecanismo de Barth coloca el máximo de emisión a una altura mayor, más adecuada, su orden de magnitud es excesivo. Y cuando su magnitud es más aproximada a la de las medidas experimentales, el máximo ocurre a una altura demasiado baja.

De lo dicho se desprende que es necesaria una revisión de los coeficientes de reacción del mecanismo de excitación de Barth que reconcilie los perfiles teóricos y experimentales, trabajo que actualmente estamos realizando.

#### 4.3.- H<sub>2</sub>O, H y OH

En la actualidad solo se dispone de varios perfiles de agua basados en experimentos, pero solo el de Narcisi (1973) se refiere a la región donde se centra nuestro estudio. Los demás (p.ej. Evans, 1974) se refieren a medidas en la Estratosfera.

El perfil de Narcisi, con una brusca disminución de la concentración de H<sub>2</sub>O sobre los 77 km, sólo ha sido explicado por Battaner (1975) como el resultado de una disminución en el coeficiente de mezcla K.

La figura 44 muestra dichos perfiles, junto con el obtenido aquí; los perfiles teóricos obteni-



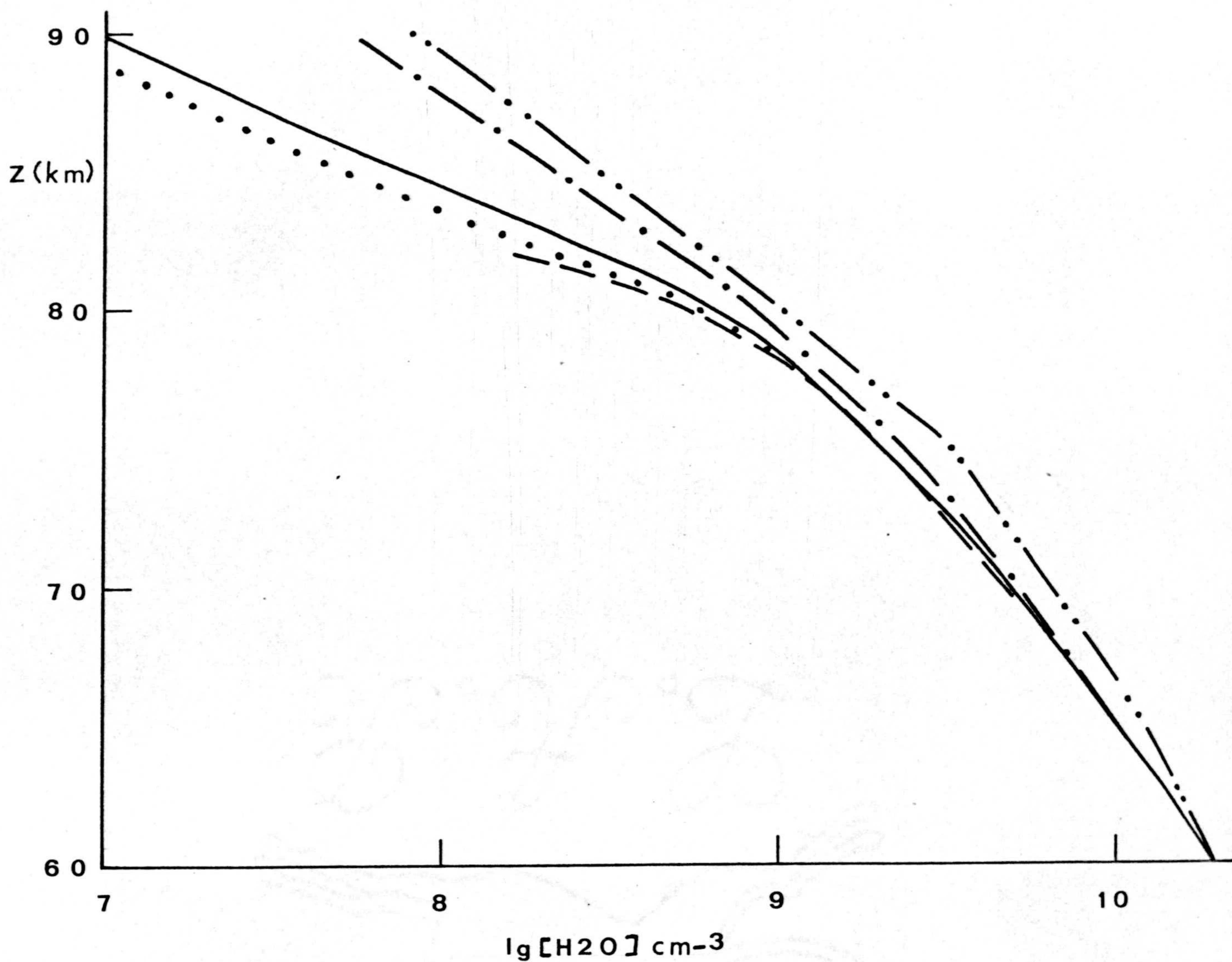


Fig. 44. Perfil de H<sub>2</sub>O. — este modelo  
 ..... Battaner (1975)  
 ----- Narcisi (1973)  
 -·-·- Keneshea et al. (1979)  
 -·-·-· Thomas y Bowman (1972)



dos por Thomas y Bowman (1972) y Keneshea et al. (1979) se dibujan para comparación.

Nuestro perfil de  $H_2O$  muestra un buen acuerdo con el de Narcisi y es próximo al de Battaner, observándose un pequeño aumento en la concentración por encima de 81 km. Este aumento es debido a que en latitudes altas la fotodisociación del  $H_2O$  es menor, y lógicamente este efecto sobre el agua redundará en una menor concentración de los compuestos derivados de su fotólisis, especialmente H. Además, nuestro perfil de  $H_2O$  puede explicar la actual distribución de iones hidronio hidratados ("water cluster ions") en la región D de la ionosfera.

Hay una única determinación experimental de hidrógeno atómico, debida a Evans y Llewellyn (1973) realizada en alta latitud. La diferencia con las predicciones teóricas es muy grande. Así, en la región 80-90 km los autores dan una concentración  $\approx 3 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$  que es mucho menor que el valor de  $\approx 5 \times 10^8$  predicho por la mayoría de los modelos. La validez de sus resultados puede confirmarse por el excelente acuerdo entre su perfil de  $O_3$  y el de Miller y Ryder (1973) en el mismo lugar y con una técnica experimental muy diferente.



La figura 45 muestra dicho perfil junto -- con el obtenido teóricamente en este modelo y en el de Battaner(1975), las predicciones teóricas de Thomas y Bowman (1972) y Keneshea et al.(1979) se dibujan nuevamente para comparación.

Como puede verse en la figura 45, el perfil de Battaner muestra un buen acuerdo con el experimen-- tal, atribuido a su bajo coeficiente de mezcla. Nues-- tros cálculos a alta latitud muestran un excelente a-- cuerdo en toda la Mesosfera con el perfil experimental, lo que vuelve a poner de manifiesto la variación lati-- tudinal de estos compuestos.

Para OH, debido a la falta de medidas experimentales, tomamos como referencia el modelo de Moreels et al. (1977) que se muestra en la figura 46 junto con el obtenido por Battaner (1975) y nuestros resultados.

La menor fotodisociación de H<sub>2</sub>O en alta latitud redundante de nuevo en una disminución del máximo - de OH, situado a mayor altura, lo que parece más con-- gruente con el problema del "airglow" del OH.



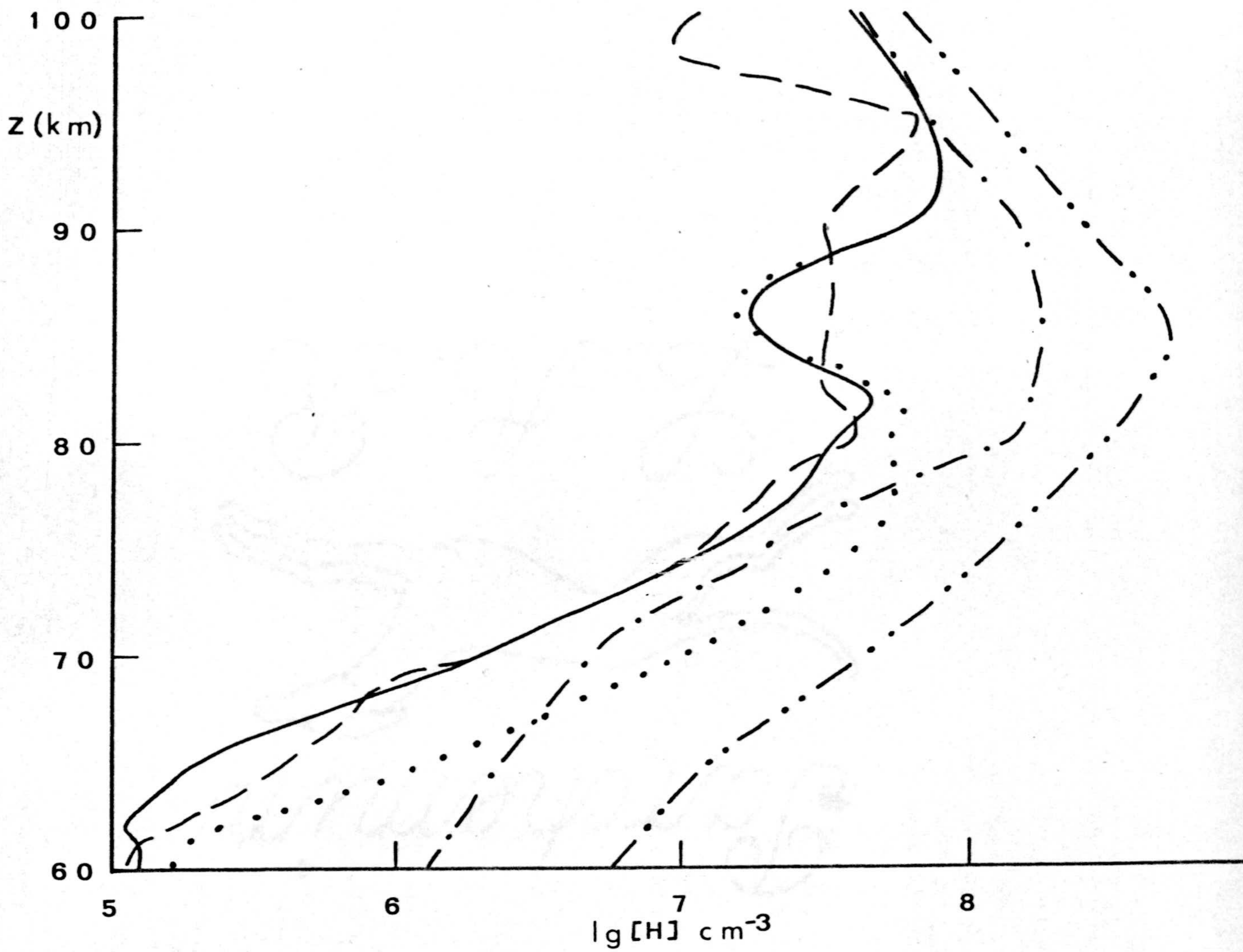


Fig. 45. Perfiles de H. ————— este modelo  
 ..... Battaner (1975)  
 ----- Evans y Llewellyn(1973)  
 -.-.-.-.- Keneshea et al.(1979)  
 -.-.-.-.- Thomas y Bowman(1972)

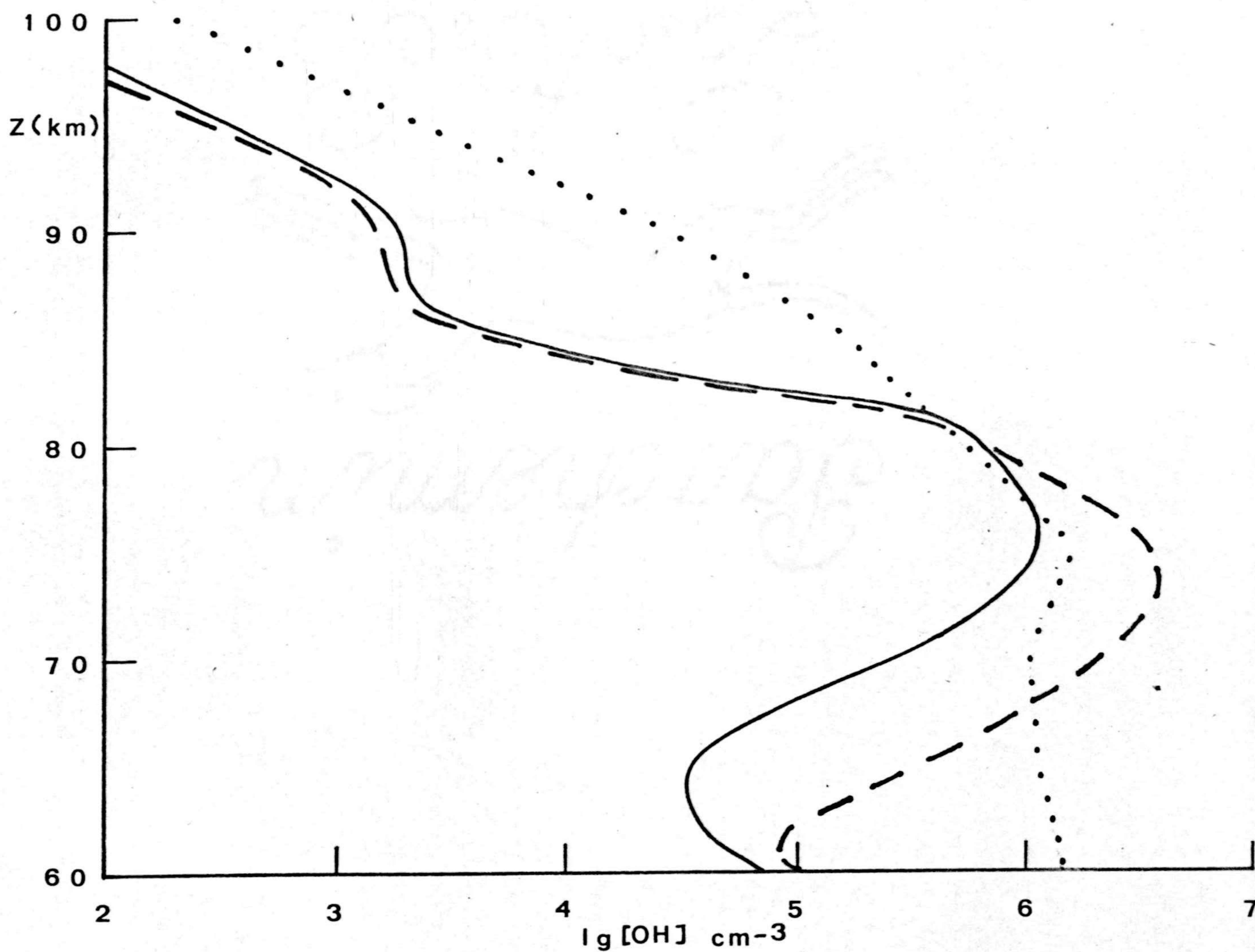


Fig. 46. Perfiles de OH. — este modelo  
 ----- Battaner, (1975)  
 ..... Moreels et al. (1977)



#### 4.4.- OZONO

Para el ozono existe un gran número de medidas. La figura 47 reproduce alguno de los resultados al anochecer de Llewellyn y Witt (1977) y de Miller y Ryder (1973) en Fort Churchill y el modelo teórico de Battaner (1975).

El acuerdo entre ambas medidas y nuestros resultados es bastante bueno. El mínimo entre 70 y 80 km, está de acuerdo con los resultados de Battaner, pero su magnitud es mayor, como sugieren Hays y Roble (1973), al ser nuestro perfil para alta latitud. La pérdida química de  $O_3$  por su reacción con H (reacción 6 de la Tabla 2) es menor debido a la menor producción de H como consecuencia de ser la fotodisociación de  $H_2O$  en alta latitud menor. Esto aumentará la magnitud del mínimo.

Es predecible teóricamente que en la región 60-70 km los valores de  $[O_3]$  aumentan considerablemente durante la noche. A 60 km este modelo predice a mediodía  $1.5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  y a medianoche  $8.5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ . Este alto valor no está de acuerdo con los resultados nocturnos de Carver et al. (1966 y 1972) y Hays y Roble (1973) de aproximadamente  $2 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ ,

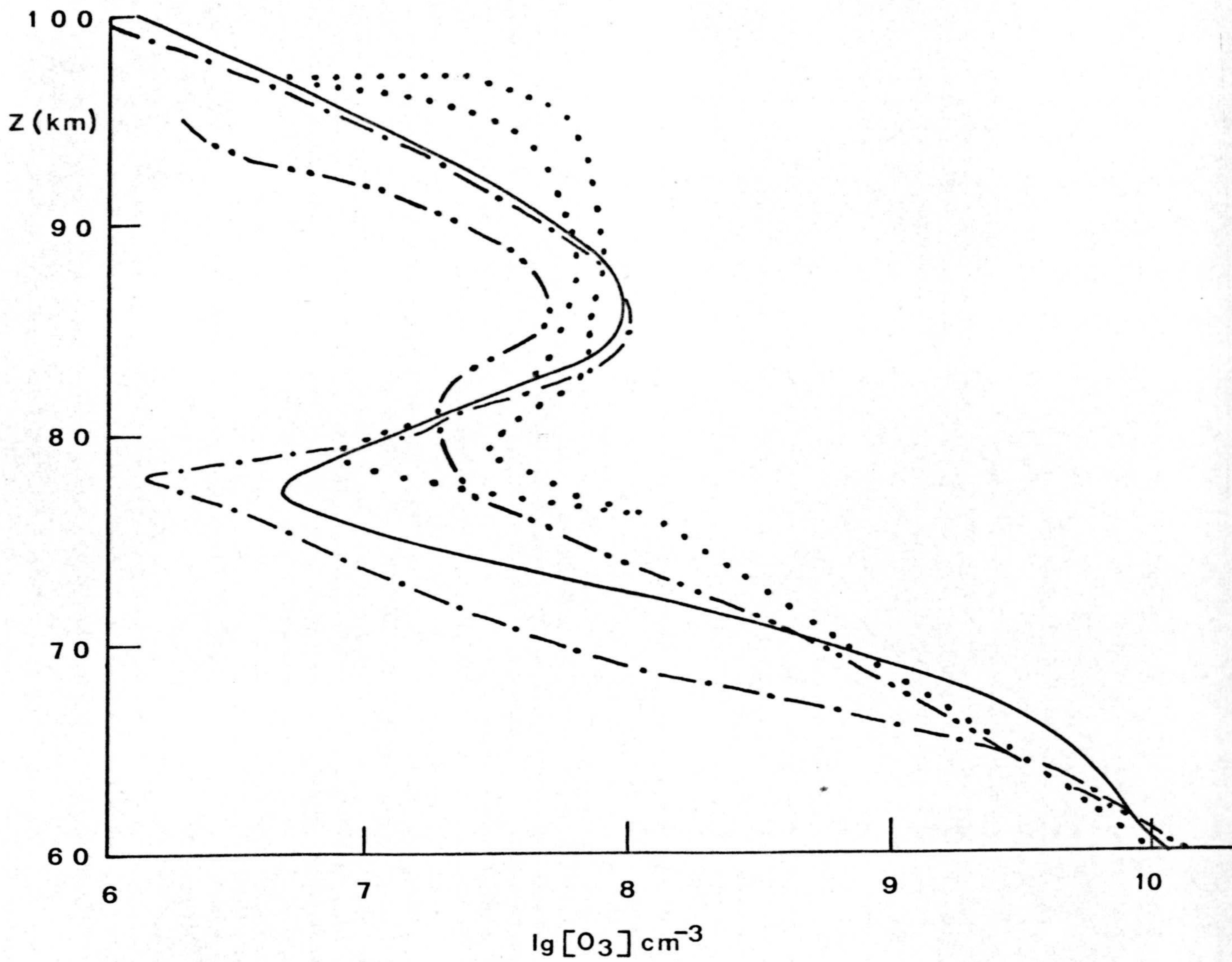


Fig. 47. Perfiles de  $O_3$  al anochecer.

- este modelo
- ..... Miller y Ryder (1973)
- Battaner (1975)
- - - - - Llewellyn y Witt (1977)



pero está en buen acuerdo con las medidas de Venka--  
teswaran et al. (1961) de  $\approx 1.5 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$ .

El máximo mesosférico, colocado en este mo--  
delo a 86 km, tiene una evolución diurna en muy buen  
acuerdo con Evans y Llewellyn (1970) y Llewellyn y -  
Witt (1977) por la noche y al atardecer.

#### 4.5.- DENSIDAD Y VELOCIDAD VERTICAL ATMOSFERICA

El modelo al no ser restrictivo para com--  
puestos minoritarios permite el cálculo de la densi--  
dad como  $\rho = \sum_i m_i n_i$ . Los resultados muestran a medio--  
día y medianoche (figura 48) cambios de pendiente en  
la región 110-120 km, región y horas en las que como  
discutimos en 4.1 tiene mayor importancia el trans--  
porte horizontal.

La figura 49 muestra la simulación de la--  
velocidad atmosférica media vertical calculada con -  
(3.32). La figura revela las posibles fuentes y sumi--  
deros de materia a lo largo del día. Como ya expusi--  
mos en 4.1, estos vientos medios verticales tienden--  
a restablecer una distribución vertical de acuerdo -  
con el equilibrio hidrostático del que se separa la-

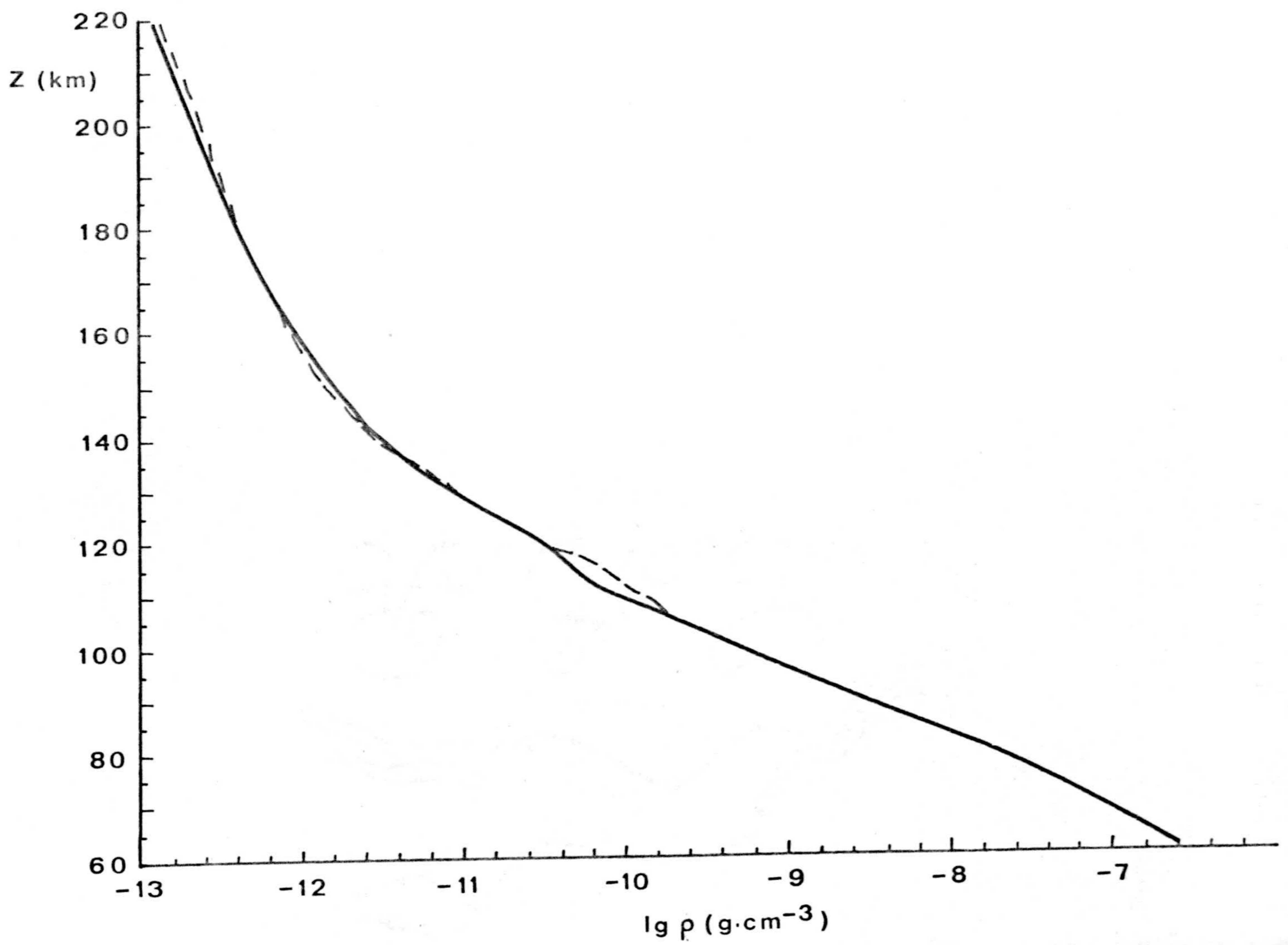


Fig. 48. Perfil de la densidad desde 60 a 220 km a mediodía (línea continua) y a medianoche (línea a trazos).



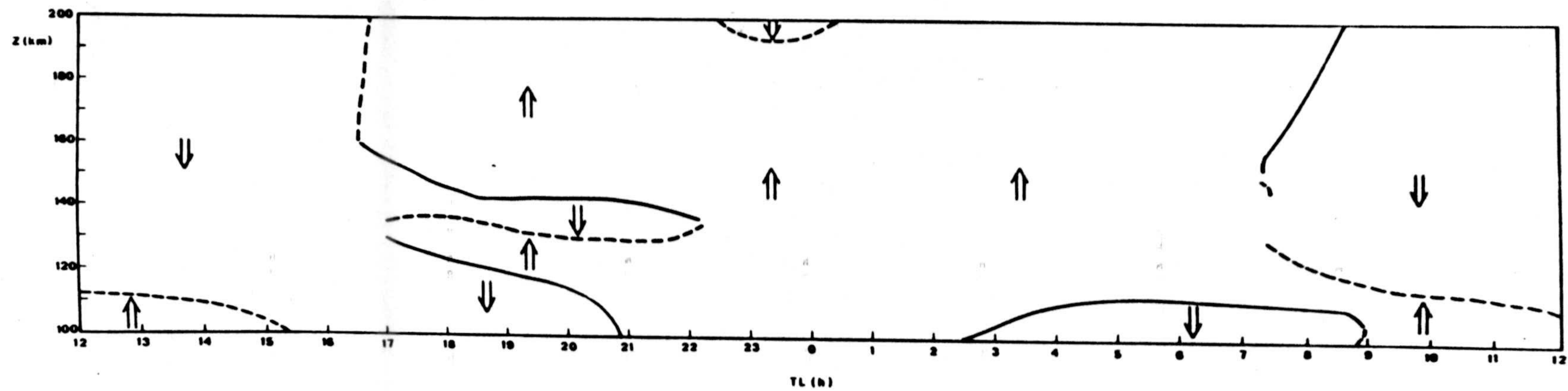


Fig. 49. Velocidad vertical atmosférica media a lo largo de un día completo.

atmósfera al introducir transporte horizontal, así, a medianoche el movimiento medio de la atmósfera es predominantemente ascendente y a mediodía descendente. Al anochecer y en horas posteriores el movimiento es alternativo según las diferentes alturas y existen sucesivos cambios en la dirección del viento vertical. Un efecto análogo se observa poco después del amanecer en que la dirección del movimiento va cambiando lentamente hasta hacerse predominante en el sentido contrario.



C O N C L U S I O N E S

Los vientos horizontales constituyen el mecanismo más importante de transporte de materia en la Termosfera Polar. Los cálculos que se realicen sin su inclusión no pueden conducir a resultados correctos.

Las dificultades de cálculo de los modelos tridimensionales se evitan con la inclusión de datos experimentales sobre vientos.

Por primera vez se ha conseguido un modelo que proporciona resultados acordes con los experimentales, mostrando la necesidad de incluir el transporte horizontal en el estudio de los procesos físicos de la Termosfera.



A P E N D I C E    A

Para la resolución del sistema (3.37)

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = A_i \frac{\partial^2 n_i}{\partial t^2} + B_i \frac{\partial n_i}{\partial t} + C_i n_i + F_i$$

utilizando las expresiones (3.66), (3.67) y (3.68), resulta un sistema en diferencias implícito

$$\frac{n_{ij}^k - n_{ij}^{k-1}}{\Delta t} = A_{i,j+1}^k \frac{n_{i,j+1}^k - 2n_{i,j}^k + n_{i,j-1}^k}{(\Delta z)^2} + B_{i,j}^k \frac{n_{i,j+1}^k - n_{i,j-1}^k}{2\Delta z} + C_{i,j}^k n_{i,j}^k + F_{i,j}^k$$

sistema, que con respecto a la variable espacial (subíndice  $j$ ), puede ponerse como:

$$X_{i,j} n_{i,j-1} + Y_{i,j} n_{i,j} + Z_{i,j} n_{i,j+1} = W_{i,j}$$

(Por comodidad, hemos suprimido el índice referente a la variable temporal, apareciendo sólo cuando nos referamos a un instante de tiempo distinto de  $k$ ).

donde:

$$X_{i,j} = \frac{A_{i,j}}{(\Delta z)^2} - \frac{B_{i,j}}{2\Delta z}$$

$$Y_{i,j} = C_{i,j} - \frac{1}{\Delta t} - \frac{2A_{i,j}}{(\Delta z)^2}$$

$$Z_{i,j} = \frac{A_{i,j}}{(\Delta z)^2} + \frac{B_{i,j}}{2\Delta z}$$

$$W_{i,j} = - \left( F_{i,j} + \frac{n_{i,j}^{k-1}}{\Delta t} \right)$$



Si ahora, aplicamos el método tridiagonal de Gauss, obtenemos las fórmulas de recurrencia:

$$n_{i,j} = W_{i,j}' - Z_{i,j}' n_{i,j+1}$$

con:

$$Z_{i,j}' = \frac{Z_{i,j}}{Y_{i,j} - Z_{i,j-1}' X_{i,j}}$$

$$W_{i,j}' = \frac{Z_{i,j} - Z_{i,j-1}' X_{i,j}}{Y_{i,j} - Z_{i,j-1}' X_{i,j}}$$

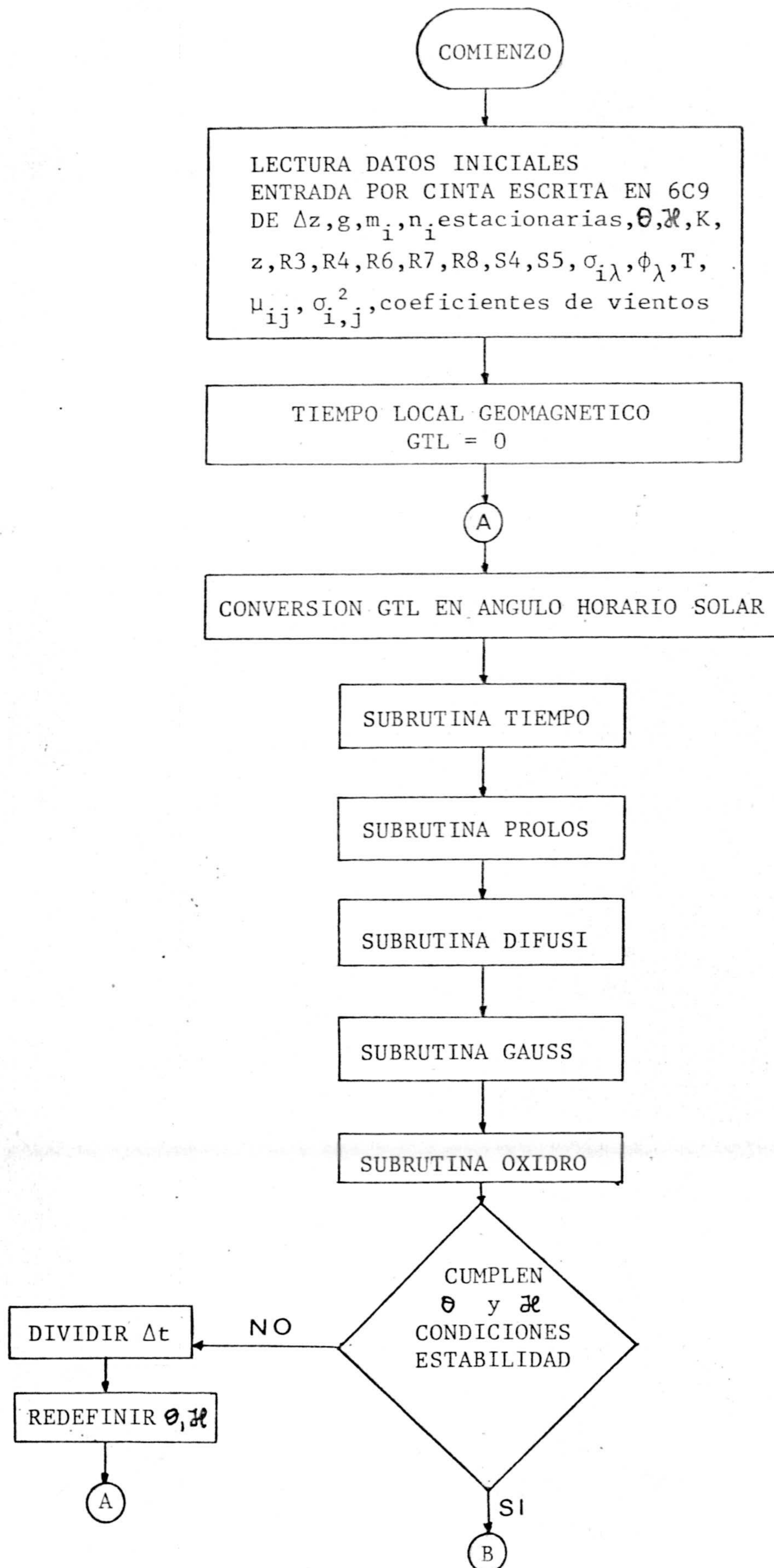
evidentemente,

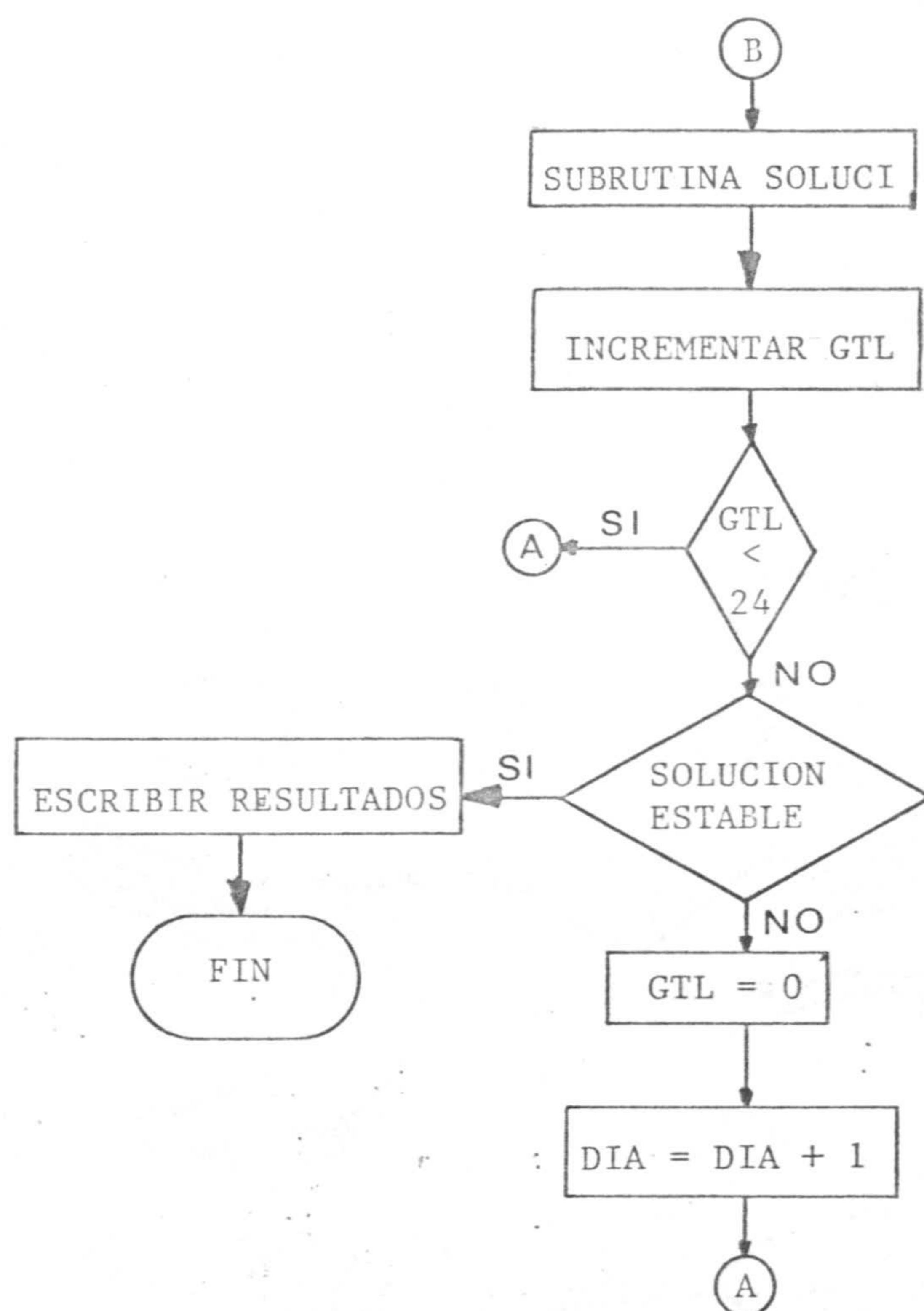
$$Z_{i,1}' = \frac{Z_{i,1}}{Y_{i,1}}$$

$$W_{i,1}' = \frac{W_{i,1}}{Y_{i,1}}$$

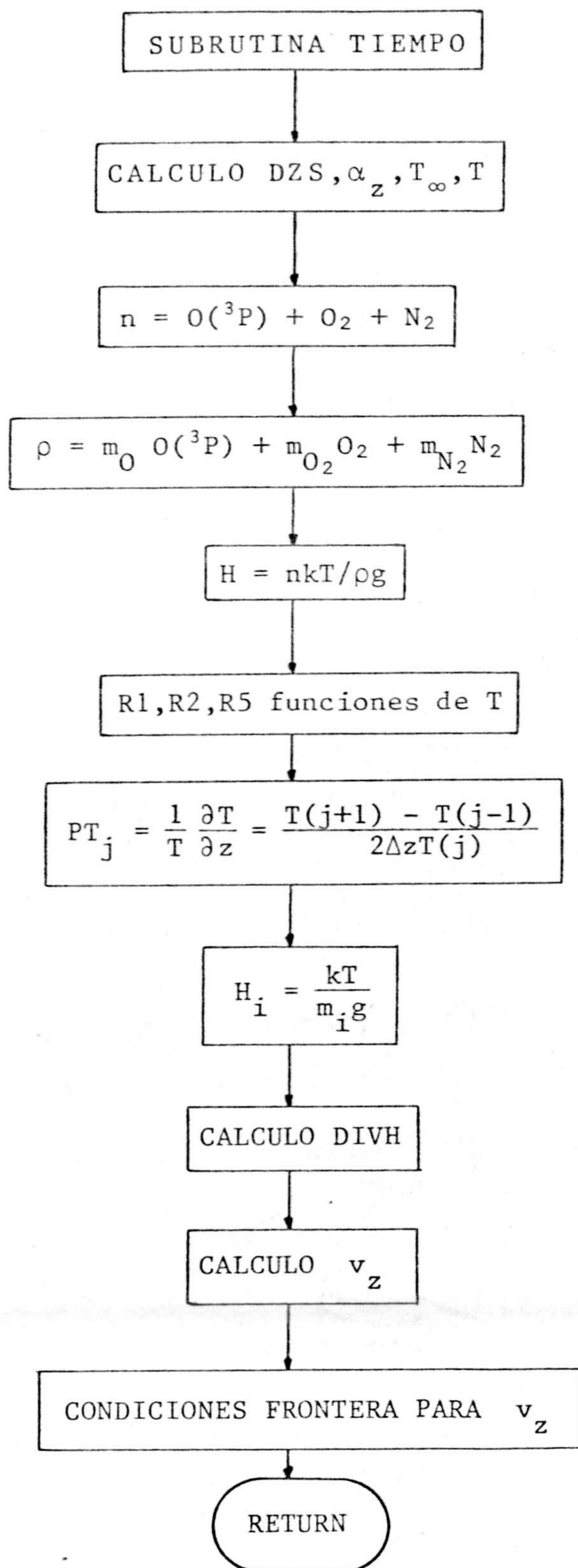
A P E N D I C E    B

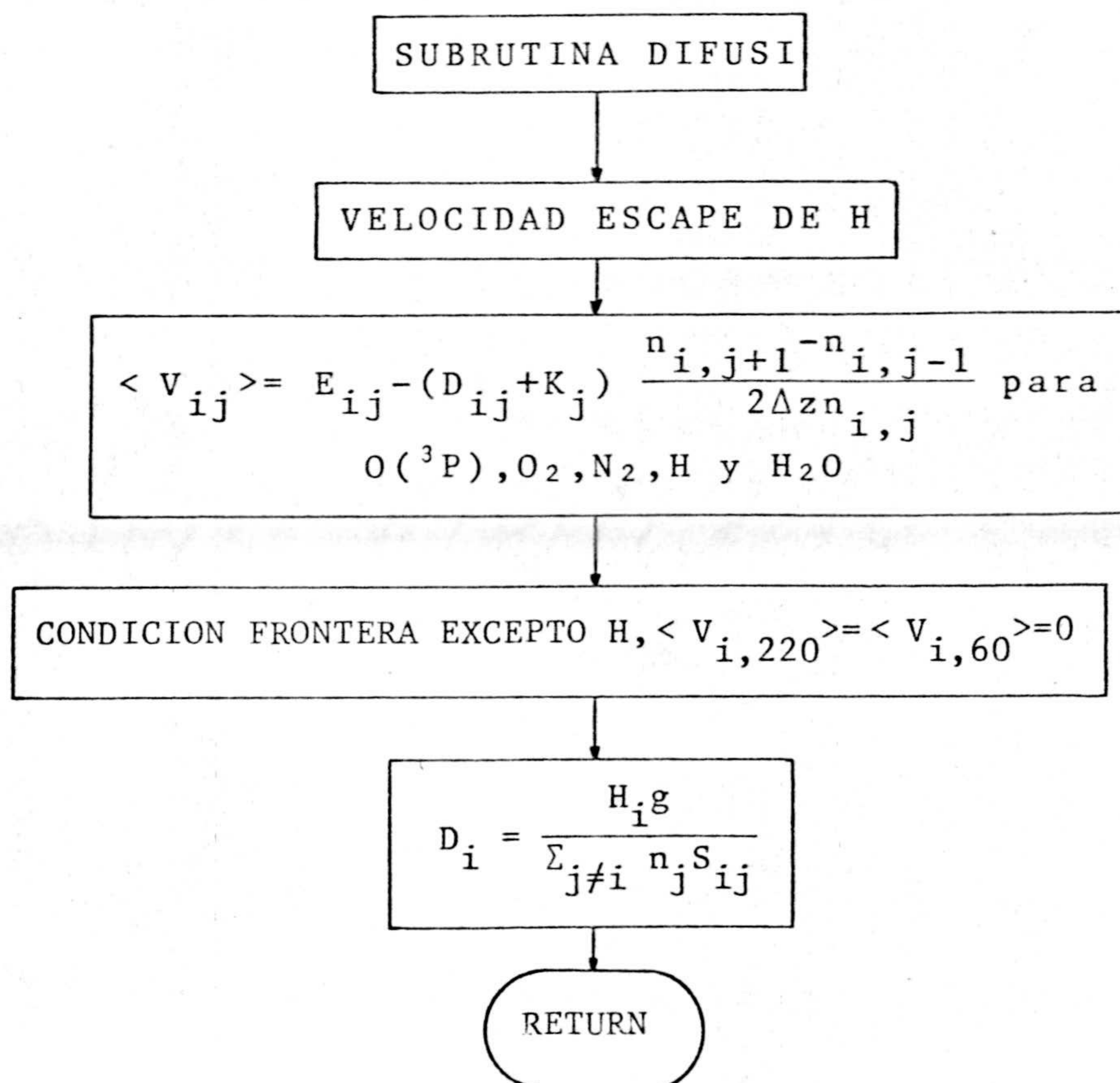
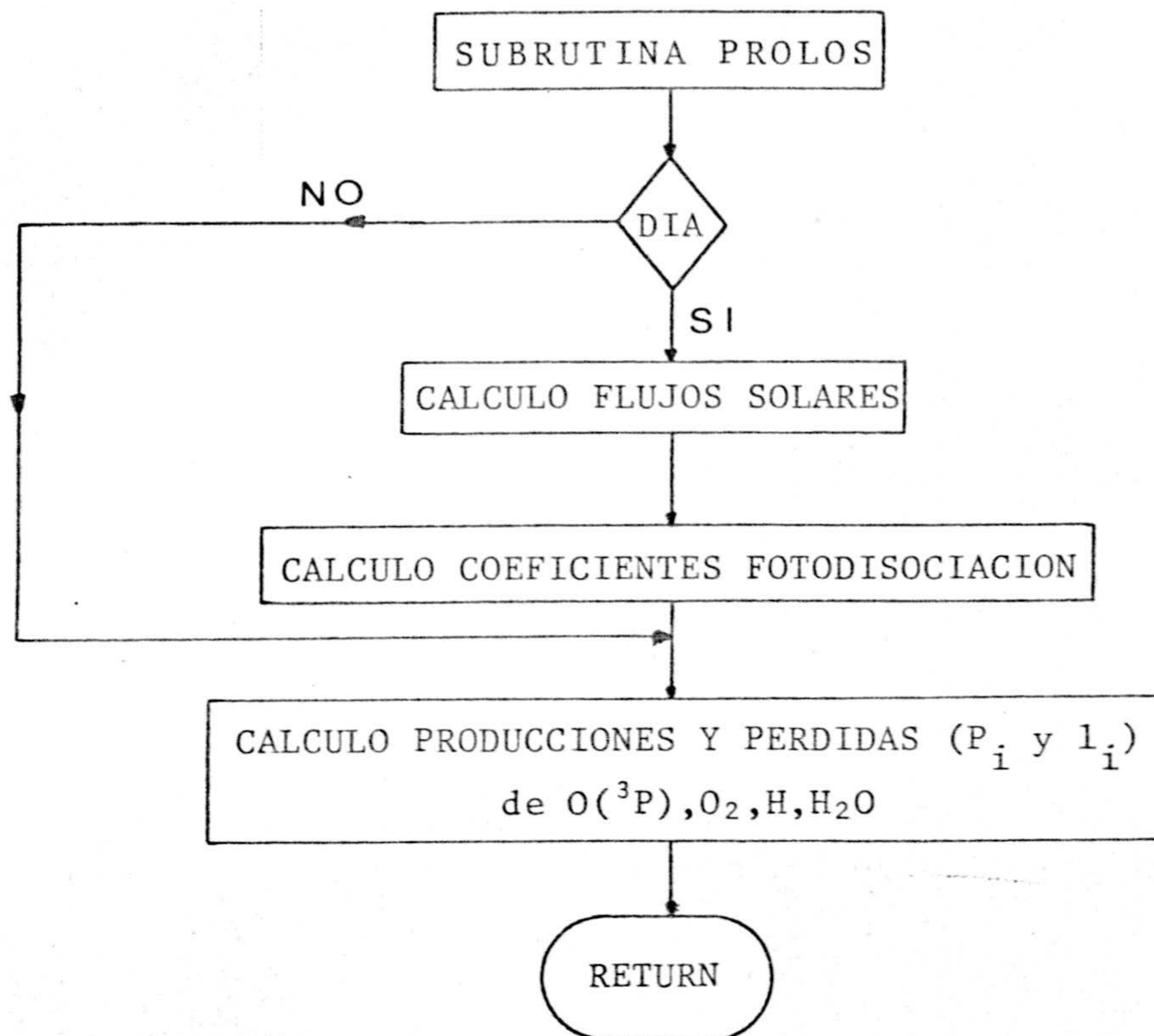




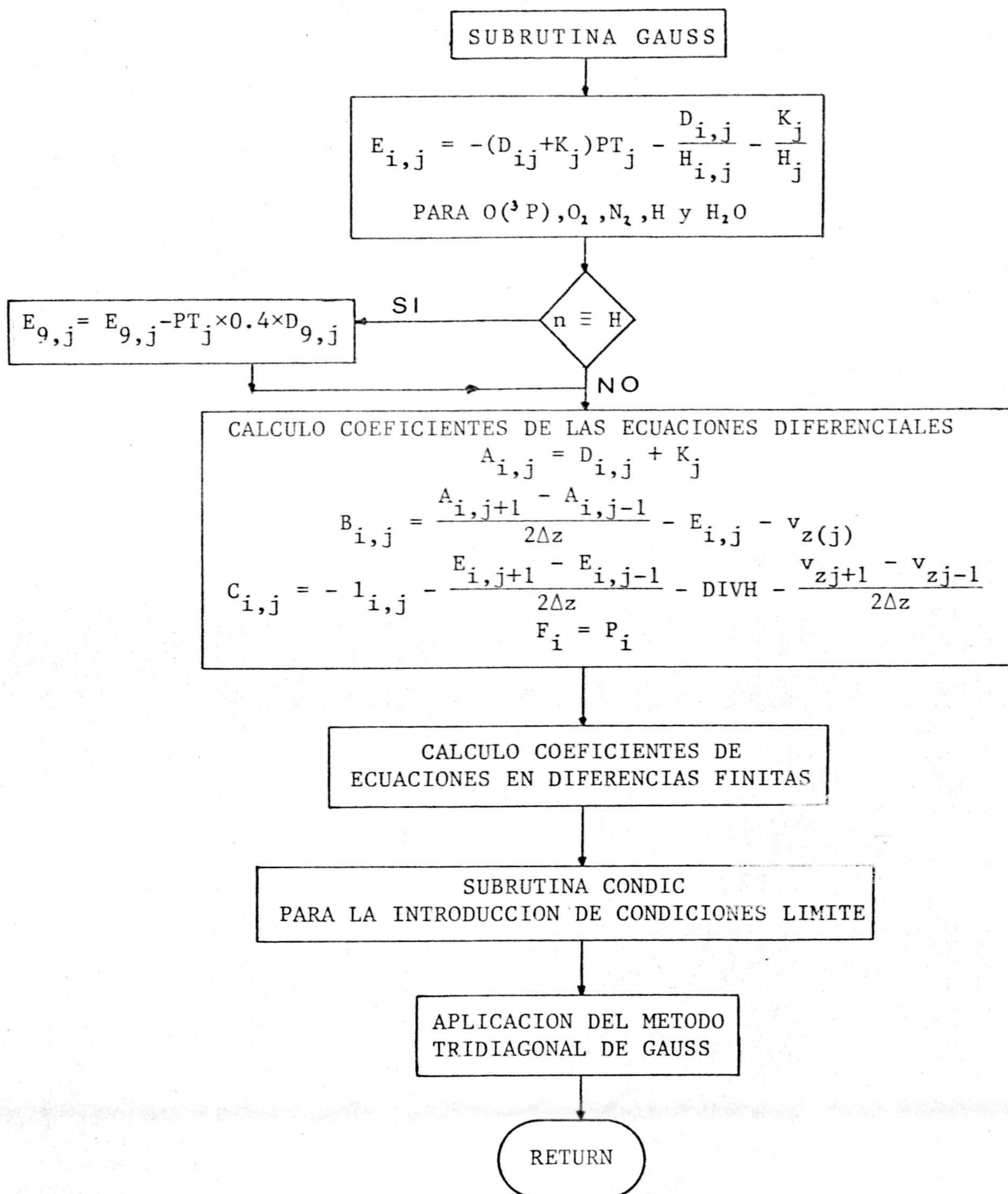


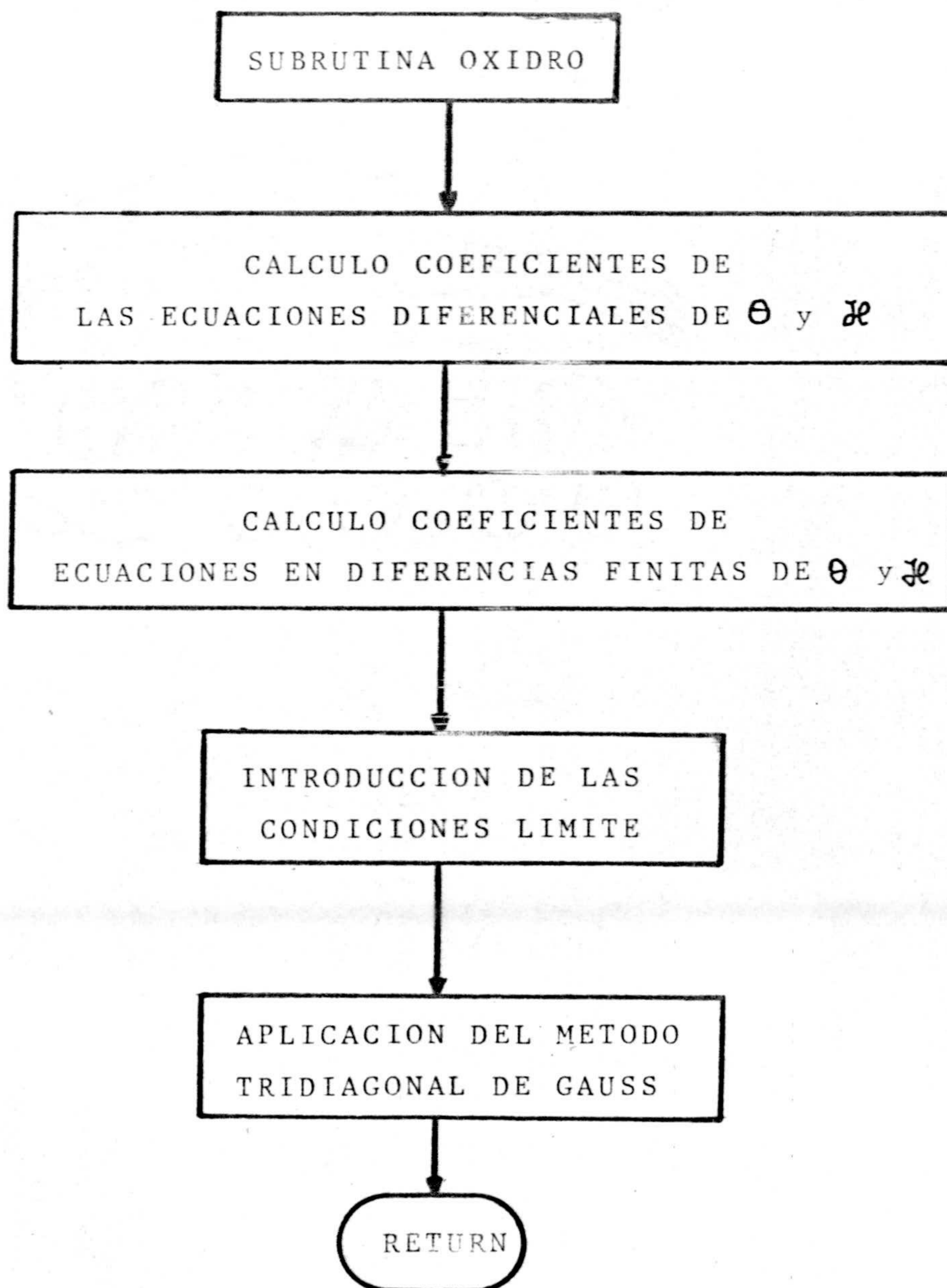




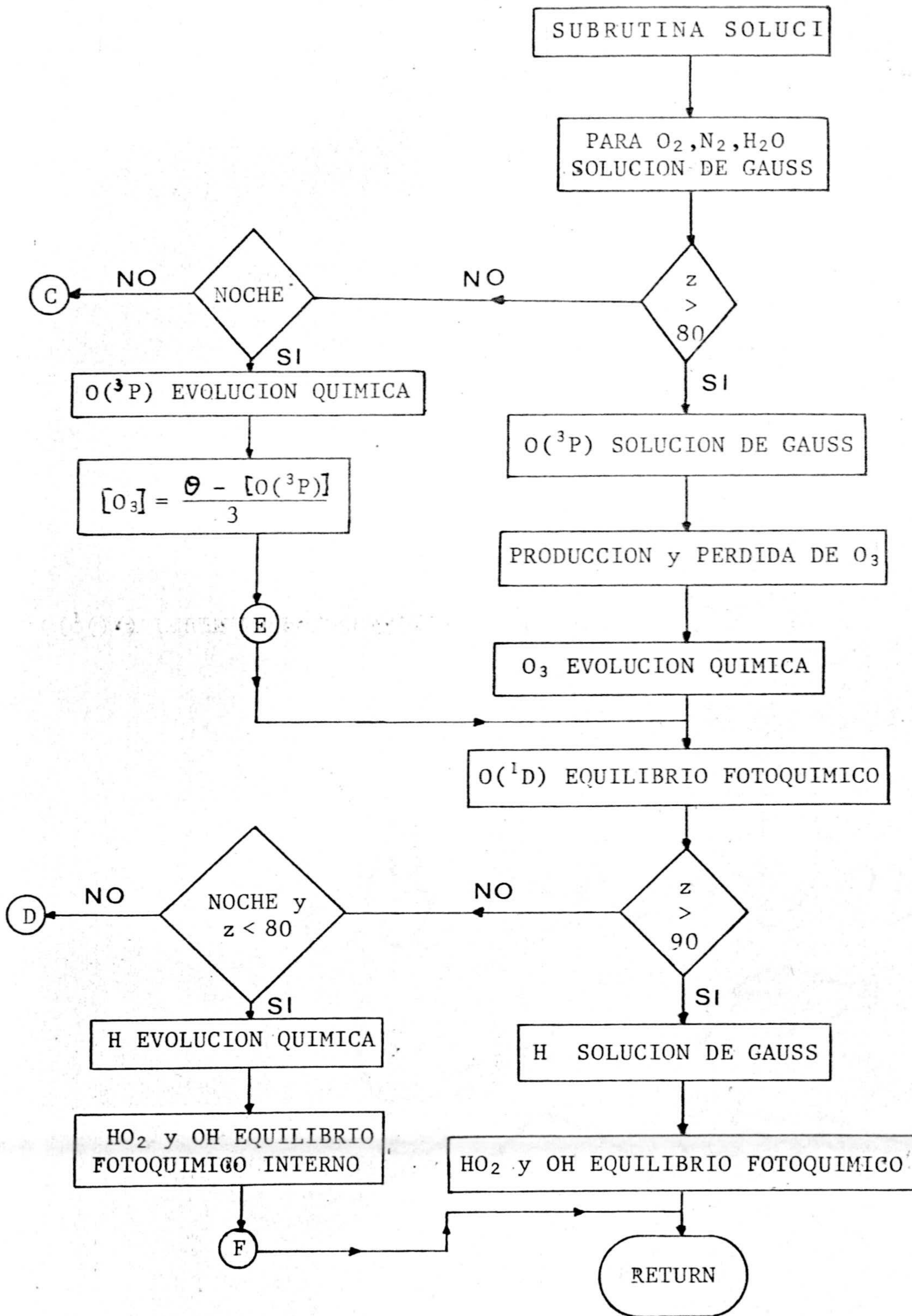


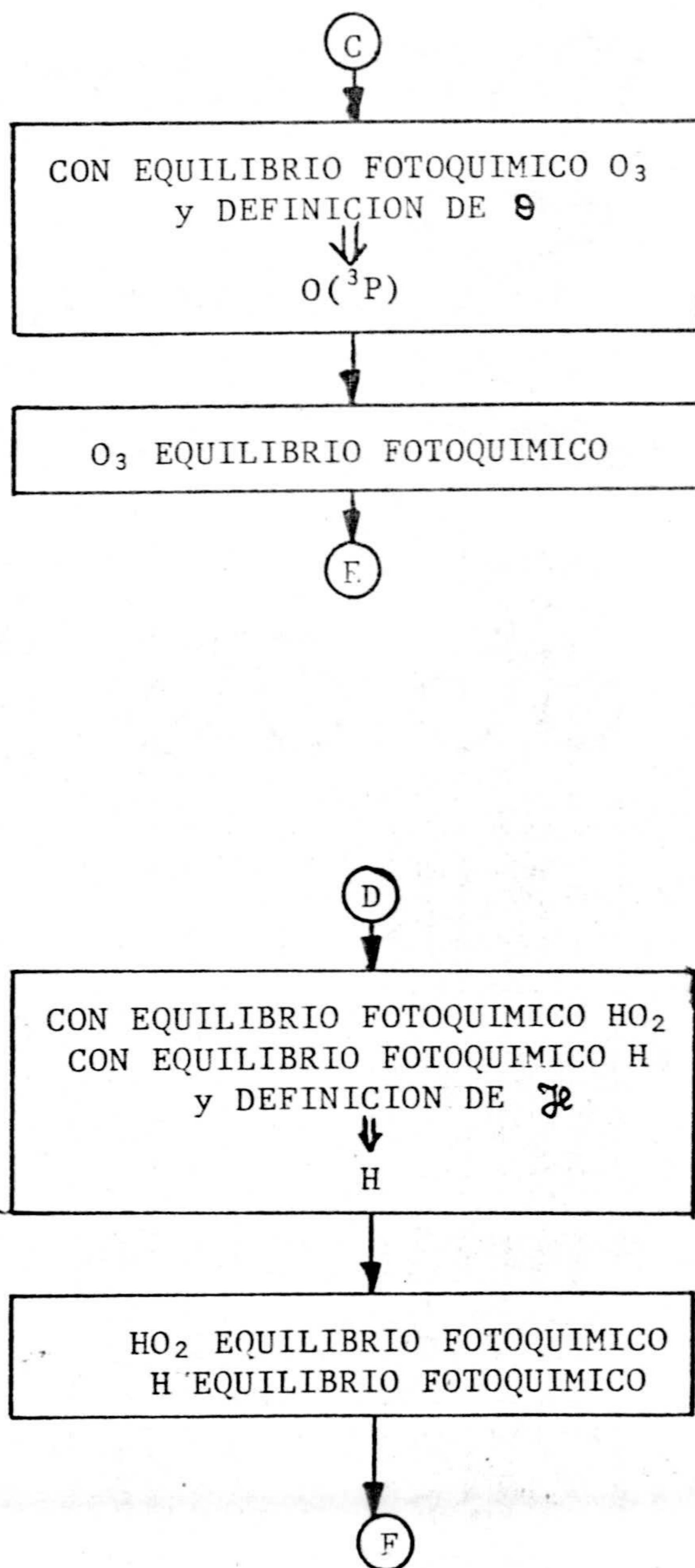














El programa realizado en Fortran V consta de un programa principal y 7 subrutinas de cálculo - más una de entrada de datos y otra de escritura, dispuestas en 606 sentencias. El programa necesita una memoria de  $\approx 55$  Kpalabras y alcanza la solución final tras un tiempo total de cálculo de 35'46'' y un tiempo de CPU de 34'39''.

R E F E R E N C I A S



- Ackerman, M. 1971 Mesospheric Models and Related Experiments. D. Reidel, Dordrecht, 149
- Amayenc, P. 1974 Radio Sci., 9, 281
- Amayenc, P. 1972 J. atmos. terr. Phys., 34,  
Vasseur, G. 351
- Andreeva, L.A. 1975 XVII Meeting of COSPAR,  
Chanin, M.L. Varna, Bulgaria  
Elashova, I.V.  
Katasev, L.A.  
Maillard, M.  
Tulinov, G.F.  
Uvarova, M.
- Antoniadis, D.A. 1976 J. atmos. terr. Phys., 38,  
187
- Armstrong, E.B. 1969 Planet. Space Sci., 17, 957
- Bailey, G.J. 1969 J. atmos. terr. Phys., 31,  
Moffett, R.J. 253  
Risbeth, H.
- Banks, P.M. 1971 Space Res., 12, 1051
- Banks, P.M. 1975 J. atmos. terr. Phys., 37,  
Douppnik, J.R. 950
- Banks, P.M. 1973 "Aeronomy", Academic Press  
Kockarts, G. New York



- |                                                                           |       |                                            |
|---------------------------------------------------------------------------|-------|--------------------------------------------|
| Barlier, F.<br>Berger, C.<br>Falin, J.L.<br>Kockarts, G.<br>Thuillier, G. | 1978  | Ann. Geophys., <u>34</u> , 9               |
| Barth, C.A.<br>Hildenbrandt, A.F.                                         | 1961  | J. Geophys. Res., <u>66</u> , 985          |
| Bates, H.F.<br>Roberts, T.D.                                              | 1977  | J. atmos. terr. Phys., <u>39</u> ,<br>87   |
| Battaner, E.                                                              | 1975  | J. atmos. terr. Phys., <u>37</u> ,<br>1155 |
| Battaner, E.                                                              | 1977  | I.A.A., Rep. Int.                          |
| Battaner, E.<br>López-Moreno, J.J.                                        | 1979  | Para publicar en Planet.<br>Space Sci.     |
| Bedinger, J.F.                                                            | 1966  | GCA Tech. Rep. N° 66-7-N                   |
| Bedinger, J.F.                                                            | 1973  | GCA Tech. Rep. N° 73-5-N                   |
| Bedinger, J.F.                                                            | 1975  | GCA Tech. Rep. N° 75-2-A                   |
| Benson, S.W.<br>Axworthy, A.E.                                            | 1965  | J. Chem. Phys., <u>42</u> , 2614           |
| Blum, P.W.<br>Harris, I.                                                  | 1975a | J. atmos. terr. Phys., <u>37</u> ,<br>193  |





- |                                               |      |                                                                                  |
|-----------------------------------------------|------|----------------------------------------------------------------------------------|
| Carver, J.H.<br>Horton, B.H.<br>Burger, F.G.  | 1966 | J. Geophys. Res., <u>71</u> , 4189                                               |
| Carver, J.H.<br>Horton, B.H.<br>O'Brien, R.S. | 1972 | Planet. Space Sci., <u>20</u> ,<br>217                                           |
| Challinor, R.A.                               | 1970 | Planet. Space Sci., <u>18</u> , 1845                                             |
| Chandra, S.<br>Sinha, A.K.                    | 1974 | J. Geophys. Res., <u>79</u> , 1916                                               |
| Chang, S.C.<br>Wu, S.T.<br>Smith, J.          | 1974 | J. atmos. terr. Phys., <u>36</u><br>889                                          |
| Chapman, S.<br>Cowling, T.G.                  | 1970 | "The mathematical theory<br>of non-uniform gases",<br>3°Ed. Cambridge, Un. Press |
| Cho, H.R.<br>Yeh, K.C.                        | 1970 | Radio Sci., <u>5</u> , 881                                                       |
| CIRA                                          | 1965 | COSPAR International Re-<br>ference Atmosphere. North<br>Holland, Amsterdam      |
| CIRA                                          | 1971 | COSPAR International Re-<br>ference Atmosphere. North<br>Holland, Amsterdam      |



- Clairemidi, J. 1979 Can.J.Phys., 57, 222
- Clyne, M.A.A. 1963 Proc.R.Soc., A275, 559  
Thrush, B.A.
- Cocks, T.D. 1979 J.atmos.terr.Phys., 41,  
Jacka, F. 409
- Cole, K.D. 1962 Aust.J.Phys., 15, 223
- Cole, K.D. 1971a Planet.Space Sci., 19, 59
- Cole, K.D. 1971b Planet.Space Sci., 19, 1010
- Colegrove, F.D. 1965 J.Geophys.Res., 70, 4931  
Hanson, W.B.  
Johnson, F.S.
- Colegrove, F.D. 1966 J.Geophys.Res., 71, 2227  
Johnson, F.S.  
Hanson, W.B.
- Comfort, R.H. 1976 Planet.Space Sci., 24, 541  
Wu, S.T.  
Swenson, G.R.
- Davis, D.D. 1972 J.Chem.Phys., 56, 4868  
Herron, J.T.  
Huie, R.E.
- Detwiler, C.R. 1961 Annls.Geophys., 17, 9  
Garret, D.L.  
Purcell, J.D.  
Tousey, R.





- Evans, W.F.J. 1970 *Annls.Geophys.*, 20, 167  
Llewellyn, E.J.
- Evans, W.F.J. 1973 *J.Geophys.Res.*, 78, 323  
Llewellyn, E.J.
- Evans, W.F.J. 1972 *J.Geophys.Res.*, 77, 4899  
Llewellyn, E.J.  
Vallance Jones, A.
- Fedder, J.A. 1972 *J.Geophys.Res.*, 77, 2328  
Banks, P.M.
- Frederick, J.E. 1976 *J.Geophys.Res.*, 81, 3179
- Gardner, L.J. 1977 *Ionospheric Research, Sci. Rept. N°455, The Pennsylvania State Univ. U.S.A.*
- Gauthier, M. 1971 *J.Chem.Phys.*, 54, 4317  
Snelling, D.R.
- Geisler, J.E. 1967 *J.atmos.terr.Phys.*, 29, 1469
- George, J.D. 1972 *Space Research XII, p.695*  
Zimmermann, S.P.  
Keneshea, T.J. *Akademic-Verlag, Berlin*
- Gulledge, I.S. 1968 *J.Geophys.Res.*, 73, 5835  
Packer, D.M.  
Tilford, S.G.  
Vanderslice, J.T.

- Haerendel, G. 1969 DC-fields in Earth's Particles and Fields. Conference St. Barbara  
Lüst, R.
- Haerendel, G. 1967 Planet.Space Sci., 15,  
Lüst, R. 1  
Rieger, E.
- Harris, I. 1975 J.Geophys.Res., 80, 3925  
Mayr, H.G.
- Harwood, R.S. 1975 Quart.J.R.Met.Soc., 92,  
Pyle, J.A. 67
- Hays, P.B. 1971 J.Geophys.Res., 76, 5316  
Roble, R.G.
- Hays, P.B. 1973 Planet.Space Sci., 21,  
Roble, R.G. 273
- Hedin, A.E. 1974 J.Geophys.Res., 79, 215  
Mayr, H.G.  
Reber, C.A.  
Spencer, N.W.  
Carignan, G.R.
- Hedin, A.E. 1977a J.Geophys.Res., 82, 2139  
Salah, J.E.  
Evans, J.V.  
Reber, C.A.  
Newton, G.P.  
Spencer, N.W.  
Kayser, D.C.  
Alcaydé, D.  
Bauer, P.  
Cogger, L.  
McClure, J.P.



- Hedin, A.E. 1977b J. Geophys. Res., 82, 2148  
 Reber, C.A.  
 Newton, G.P.  
 Spencer, N.W.  
 Brinton, H.C.  
 Mayr, H.G.
- Henderson, W.R. 1971 J. Geophys. Res., 76, 3166
- Hernández, G. 1976 J. Geophys. Res., 81, 2065  
 Roble, R.G.
- Hernández, G. 1978 Geophys. Res. Lett., 5, 935  
 Sipler, D.P.  
 Biondi, M.A.
- Hesstvedt, E. 1968 Geophys. Pub., 27, 1
- Hesstvedt, E. 1969 European Res. Office. Contract N°DASA 37-69-C-0011  
 University of Oslo, Oslo  
 Norway
- Hesstvedt, E. 1971 "Mesospheric Models and  
 Related Experiments" ed.  
 G. Fiocco, D. Reidel Dor-  
 drecht, p. 52
- Hines, C.O. 1960 Can. J. Phys., 38, 1441
- Hochanadel, C.J. 1972 J. Chem. Phys., 56, 4426  
 Ghormley, J.H.  
 Ogreen, P.J.

- |                                               |      |                                                       |
|-----------------------------------------------|------|-------------------------------------------------------|
| Houghton, J.T.                                | 1969 | Quart. J. R. Met. Soc., <u>95</u> , 1                 |
| Humphreys, W.J.                               | 1933 | Mon. Weather Rev., <u>61</u> , 228                    |
| Hunt, B.G.                                    | 1966 | J. Geophys. Res., <u>71</u> , 1385                    |
| Hunt, B.G.                                    | 1971 | J. atmos. terr. Phys., <u>33</u> ,<br>1869            |
| Hunten, D.M.<br>Strobel, D.F.                 | 1974 | J. atmos. Sci., <u>31</u> , 305                       |
| Huruhata, M.<br>Nakamura, T.<br>Steiger, W.R. | 1967 | Rept. Ionos. Space Res.<br>Japan, <u>21</u> , 229     |
| Inn, E.C.Y.<br>Tanaka, Y.                     | 1953 | J. opt. Soc. Am., <u>43</u> , 870                     |
| Isaksen, I.S.A.                               | 1973 | Geophys. Norwegica, <u>30</u> , 1                     |
| Jacchia, L.G.                                 | 1971 | Smithson. Astrophys. Obs.<br>Special Rept. <u>332</u> |
| Jacchia, L.G.                                 | 1977 | Smithson. Astrophys. Obs.<br>Special Rept. <u>375</u> |
| Jacka, F.<br>Bower, A.R.D.<br>Wilksch, P.A.   | 1979 | J. atmos. terr. Phys., <u>41</u> ,<br>397             |
| Johnson, F.S.<br>Gottlieb, B.                 | 1970 | Planet. Space Sci., <u>18</u> ,<br>1707               |



- |                                                      |      |                                                                                                                                                |
|------------------------------------------------------|------|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| Justus, C.G.                                         | 1973 | A IAA/AMS International Conference on the environmental impact of aerospace operations in the high atmosphere, Denver, Colorado. AIAA N°73-495 |
| Kaufman, F.                                          | 1964 | Annls. Geophys., <u>20</u> , 106                                                                                                               |
| Kaufman, F.                                          | 1969 | Can. J. Chem., <u>47</u> , 1917                                                                                                                |
| Kelley, M.C.<br>Jorgensen, T.S.<br>Mikkelsen, I.S.   | 1977 | J. atmos. terr. Phys., <u>39</u> , 211                                                                                                         |
| Keneshea, T.J.<br>Zimmerman, S.P.                    | 1970 | J. atmos. Sci., <u>27</u> , 831                                                                                                                |
| Keneshea, T.J.<br>Zimmerman, S.P.<br>Philbrick, C.R. | 1979 | Planet. Space Sci., <u>27</u> , 385                                                                                                            |
| King-Hele, D.G.                                      | 1964 | Planet. Space Sci., <u>12</u> , 835                                                                                                            |
| King-Hele, D.G.<br>Walker, D.M.C.                    | 1977 | Planet. Space Sci., <u>25</u> , 313                                                                                                            |
| King-Hele, D.G.                                      | 1978 | Rev. Geophys. Space Phys., <u>16</u> , 733                                                                                                     |
| Klimov, N.N.<br>Sutyryn, N.A.                        | 1974 | J. atmos. terr. Phys., <u>36</u> , 1863                                                                                                        |

- Kockarts, G. 1971 "Mesospheric Models and Related Experiments" ed. G. Fiocco, D. Reidel, Dordrecht, p. 160
- Kockarts, G. 1973 Space Sci. Rev., 14, 723
- Kockarts, G. 1963 Annls. Geophys., 19, 370  
Nicolet, M.
- Kohl, H. 1967 J. atmos. terr. Phys., 29,  
King, J.W. 1045
- Lettau, H. 1951 "Compendium of Meteorology" Amer. Met. Soc., Boston, p. 320
- Lindzen, R.S. 1970 Geophys. Fluid Dynamics, 1, 303
- Lindzen, R.S. 1971 "Mesospheric Models and Related Experiments" ed. G. Fiocco, D. Reidel, Dordrecht, p. 122
- Llewellyn, E.J. 1977 Planet. Space Sci., 25,  
Witt, G. 165
- Lloyd, K.H. 1972 Planet. Space Sci., 20,  
Low, C.H. 761  
McAraney, B.J.  
Rees, D.  
Roper, R.G.



- |                                                                      |      |                                        |
|----------------------------------------------------------------------|------|----------------------------------------|
| Maeda, H.                                                            | 1976 | J.atmos.terr.Phys., <u>38</u> ,<br>197 |
| Maeda, H.                                                            | 1977 | J.atmos.terr.Phys., <u>39</u> ,<br>849 |
| Mange, P.                                                            | 1955 | Annls.Geophys., <u>11</u> ,153         |
| Mange, P.                                                            | 1957 | J.Geophys.Res., <u>62</u> ,279         |
| Mayr, H.G.<br>Harries, I.<br>Volland, H.                             | 1973 | J.Geophys.Res., <u>78</u> ,7480        |
| Mayr, H.G.<br>Hedin, A.E.<br>Reber, C.A.<br>Carignan, G.R.           | 1974 | J.Geophys.Res., <u>79</u> ,619         |
| Mayr, H.G.<br>Volland, H.                                            | 1973 | J.atmos.terr.Phys., <u>35</u> ,<br>669 |
| Meriwether, J.W.<br>Heppner, J.P.<br>Stolarik, J.D.<br>Wescott, E.M. | 1973 | J.Geophys.Res., <u>78</u> ,6643        |
| Miller, D.E.<br>Ryder, P.                                            | 1973 | Planet.Space Sci., <u>21</u> ,<br>963  |
| Moreels, G.<br>Megie, G.<br>Vallance Jones, A.<br>Gattinger, R.L.    | 1977 | J.atmos.terr.Phys., <u>39</u> ,<br>551 |

- Murgatroyd, R.J. 1971 "Mesospheric Models and Related Experiments" ed. G.Fiocco, D.Reidel, Dordrecht, p.104
- Nagy, A.F. 1974 Radio Sci., 9, 315  
 Cicerone, R.J.  
 Hays, P.B.  
 McWatters, K.D.  
 Meriwether, J.W.  
 Belon, A.E.  
 Rino, C.L.
- Narcisi, R.S. 1965 J.Geophys.Res., 70, 3687  
 Bailey, A.D.
- Narcisi, R.S. 1973 Paper B.4.1, COSPAR Symposium B, Konstanz, F.R.G.
- Nicolet, M. 1960 "Physics of the upper atmosphere" ed. J.A.Ratcliffe, Academic Press New York, p.17
- Nicolet, M. 1970 Annls.Geophys., 26, 531
- Nicolet, M. 1971 "Mesospheric Models and Related Experiments" ed. G.Fiocco, D.Reidel, Dordrecht, p.1
- Nicolet, M. 1954 J.Geophys.Res., 59, 16  
 Mange, P.



- Nisbet, J.S. 1976 IRL Int.Rept.N°58 The Pennsylvania State University, U.S.A.
- Nisbet, J.S. 1977 J.Geophys.Res., 82, 4685  
Glenar, D.A.
- Nisbet, J.S. 1977 Planet.Space Sci., 25,  
59  
Wydra, B.J.  
Reber, C.A.  
Luton, J.M.
- Offermann, D. 1973 J.Geophys.Res., 78, 6690  
Drescher, A.
- Offermann, D. 1972 Space Research XII, Akademie-Verlag, Berlin, p.1  
Grossmann, K.U.
- Parkinson, W.H. 1969 Solar Phys., 10, 342  
Reeves, E.M.
- Rees, D. 1971 J.Brit.Interplanet.Soc.,  
24, 233
- Reeves, R.R. 1960 J.Chem.Phys., 32, 632  
Manella, G.  
Harteck, P.
- Richmond, A.D. 1975 J.Geophys.Res., 80, 2839  
Matsushita, S.
- Rieger, E. 1974 J.atmos.terr.Phys., 36, 1377
- Rishbeth, H. 1972 J.atmos.terr.Phys., 34, 1

- Roble, R.G. 1974 J. Geophys. Res., 79, 2868  
 Emery, B.A.  
 Salah, J.E.  
 Hays, P.B.
- Rodrigo, R. 1979a Libro de Actas III A.N.  
 Battaner, E. G.G., Madrid  
 Rodriguez, J.  
 Tapia, I.
- Rodrigo, R. 1979b Proc. of the 7<sup>th</sup> Anual  
 Battaner, E. Meeting on upper atmos-  
 De la Morena, B. phere studies by optical  
 Rodriguez-Morcillo, M.D. methods. Tromsø, Norway
- Rose, G. 1972 Planet. Space Sci., 20,  
 Widdel, H.U. 877
- Rose, G. 1973 Dynamik des D-Bereichs  
 Widdel, H.U. und Winteranomalie, Max-  
 Plank Institut für Aero-  
 nomie, Lindau, F.R.G. In-  
 terner Bericht
- Rose, G. 1972 Phil. Trans. R. Soc. Lond.  
 Widdel, H.U. A., 271, 509  
 Azcárraga, A.  
 Sánchez, L.
- Rothwell, P. 1974 J. atmos. terr. Phys., 36,  
 Mountford, R. 1915  
 Martelli, G.



- Ruster, R. 1972 J.atmos.terr.Phys.,34,  
Dudeney, J.R. 1075
- Salah, J.E. 1974 Radio Sci.,9,301  
Holt, J.M.
- Schiff, H.I. 1972a Annls.Geophys.,28,67
- Schiff, H.I. 1972b Physics and Chemistry of  
Upper Atmosphere, Summer  
Advanced Studies Insti-  
tut Univ. Orleans.France
- Shimazaki, T. 1967 J.atmos.terr.Phys.,29,  
723
- Shimazaki, T. 1968 J.atmos.terr.Phys.,30,  
1279
- Shimazaki, T. 1971 J.atmos.terr.Phys.,33,  
1383
- Shimazaki, T. 1970 J.Geophys.Res.,75,3221  
Laird, A.R.
- Shimazaki, T. 1972 Radio Sci.,7,23  
Laird, A.R.
- Sholz, T.G. 1974 J.Geophys.Res.,79,307  
Offermann, D.
- Sipler, D.P. 1978 Geophys.Res.Lett.,5,373  
Biondi, M.A.

- Slanger, T.G. 1976 J.Chem.Phys., 64, 3767  
Black, G.
- Slanger, T.G. 1977 Planet.Space Sci., 25,  
Black, G. 79
- Solheim, B.H. 1979 Planet.Space Sci., 27,  
Llewellyn, E.J. 473
- Stoffregen, W. 1972 "Magnetosphere-Ionosphere  
Interactions" ed.by  
K.Folkstead, Universitets  
forlaget, Oslo, p.83
- Strauss, J.M. 1978 Rev.Geophys.Space Phys.,  
16, 183
- Strauss, J.M. 1975a J.atmos.terr.Phys., 37,  
Creekmore, S.P. 1245  
Harris, R.M.  
Ching, B.K.  
Chiu, Y.T.
- Strauss, J.M. 1975b J.atmos.terr.Phys., 37,  
Creekmore, S.P. 1545  
Harris, R.M.  
Ching, B.K.
- Strauss, J.M. 1976 J.Geophys.Res., 81, 5822  
Schulz, M.
- Strobel, D.F. 1971 J.Geophys.Res., 76, 2441





- |                                                     |       |                                                                        |
|-----------------------------------------------------|-------|------------------------------------------------------------------------|
| Stubbe, P.                                          | 1968  | J.atmos.terr.Phys., <u>30</u> ,<br>1965                                |
| Stubbe, P.                                          | 1973  | IRL Scientific Rept.418<br>The Pennsylvania State<br>University,U.S.A. |
| Tanaka, Y.<br>Inn, E.C.Y.<br>Watanabe, K.           | 1953  | J.Chem.Phys., <u>21</u> ,1651                                          |
| Thomas, L.<br>Bowman, M.R.                          | 1972  | J.atmos.terr.Phys., <u>34</u> ,<br>1843                                |
| Thompson, B.A.<br>Harteck, P.<br>Reeves, R.R.       | 1963  | J.Geophys.Res., <u>68</u> ,6431                                        |
| Thuillier, G.<br>Falin, J.L.<br>Wachtel, C.         | 1977a | J.atmos.terr.Phys., <u>39</u> ,<br>399                                 |
| Thuillier, G.<br>Falin, J.L.<br>Barlier, F.         | 1977b | J.atmos.terr.Phys., <u>39</u> ,<br>1195                                |
| Venkateswaran, S.V.<br>Moore, J.G.<br>Krueger, A.J. | 1961  | J.Geophys.Res., <u>66</u> ,1751                                        |
| Vest, R.                                            | 1973  | IRL Scientific Rept.412<br>The Pennsylvania State<br>University,U.S.A. |

- Volland, H. 1975 *Annls.Geophys.*, 31, 154
- Volland, H. 1970 *Annls.Geophys.*, 26, 907  
Mayr, H.G.
- Volland, H. 1971 *J.Geophys.Res.*, 76, 3764  
Mayr, H.G.
- Volland, H. 1972 *J.atmos.terr.Phys.*, 34,  
1745  
Mayr, H.G.
- Volland, H. 1973a *J.atmos.terr.Phys.*, 35,  
669  
Mayr, H.G.
- Volland, H. 1973b *Annls.Geophys.*, 29, 61  
Mayr, H.G.
- Von Zahn, U. 1977 *Geophys.Res.Letters*,  
Köhulein, W. 4, 33  
Fricke, K.H.  
Laux, U.  
Thinks, H.  
Volland, H.
- Wasser, B. 1979 *J.Geophys.Res.*, 84, 1297  
Donahue, T.M.
- Watanabe, B. 1958 *Adv.Geophys.*, 5, 153
- Wicknar 1975 *Comunicación Personal*  
Petitdidier, M.
- Witt, G. 1969 *Space Research IX, North  
Holland Pub.Co., Amster-  
dam, p. 157*



- |                                                           |      |                                                                        |
|-----------------------------------------------------------|------|------------------------------------------------------------------------|
| Witt, G.<br>Stegman, J.<br>Solheim, B.<br>Llewellyn, E.J. | 1979 | Planet.Space Sci., <u>27</u> ,<br>341                                  |
| Wydra, B.J.                                               | 1975 | IRL Scientific Rept.436<br>The Pennsylvania State<br>University U.S.A. |
| Young, R.A.<br>Black, G.                                  | 1966 | Planet.Space Sci., <u>14</u> ,<br>113                                  |
| Zimmerman, S.P.<br>Keneshea, T.J.                         | 1976 | J.Geophys.Res., <u>81</u> ,3187                                        |
| Zipf, E.C.                                                | 1969 | Can.J.Chem., <u>47</u> ,1863                                           |