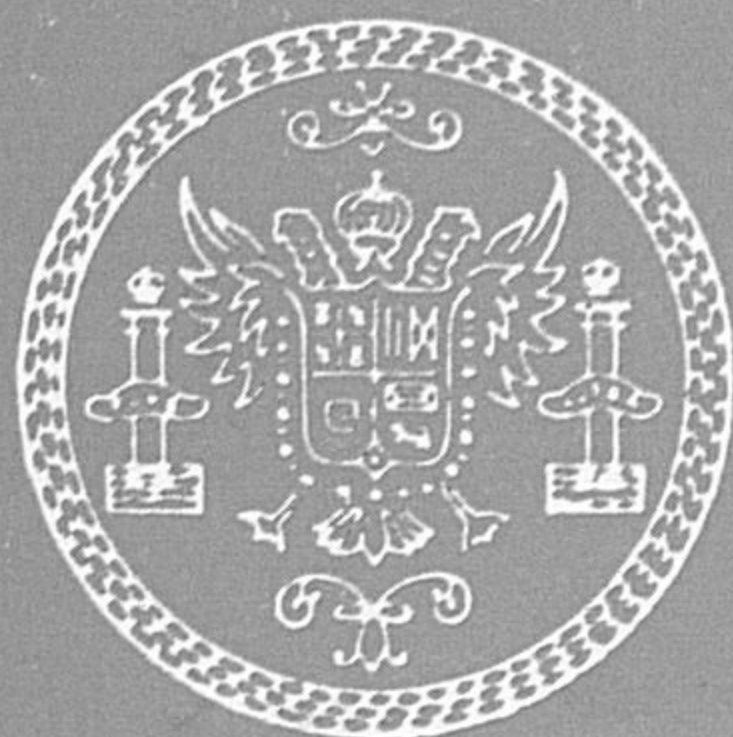


Universidad de Granada
Facultad de Ciencias



**EMISIONES DEL CO₂ EN 4.26 Y 15 μ m
EN LAS ATMOSFERAS DE LOS
PLANETAS INTERIORES**

Manuel López Puertas

Septiembre, 1982

TESIS DOCTORAL

- Yamamoto, G. 1970 J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 10, 593
Aida, M.
- Yamamoto, G. 1972 J. Atmos. Sci., 29, 1150
Aida, M.
Yamamoto, S.
- Young, C. 1965 J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 5, 549
- Zachor, A.S. 1968 J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 8, 771
- Zdunkowski, W.G. 1970 Beiträge zur Physik der
Raymond, W.H. Atmosphäre, 43, 185

BIBLIOTECA
FACULTAD DE CIENCIAS
GRANADA
Estante 6
Tabla 9
Núm. 13

DEPARTAMENTO DE FISICA FUNDAMENTAL

FACULTAD DE CIENCIAS

INSTITUTO DE ASTROFISICA DE ANDALUCIA

C.S.I.C.

BIBLIOTECA UNIVERSITARIA	
GRANADA	
Nº Documento	613573263
Nº Copia	15580362

EMISIONES DEL CO₂ EN 4.26 Y 15 µm EN LAS
ATMOSFERAS DE LOS PLANETAS INTERIORES

MANUEL LOPEZ PUERTAS

Tesis Doctoral

UNIVERSIDAD DE GRANADA

1982



Tesis doctoral dirigida por el Profesor Battaner López ,Adjunto de Mecánica y Termodinámica de la Universidad de Granada ,y por el Dr. Rafael Rodrigo Montero, Becario Postdoctoral adscrito al Instituto de Astrofísica de Andalucía (C.S.I.C.). Fue leída el 16 de Octubre de 1982 obteniendo la calificación de sobresaliente "cum laude" ante el Tribunal formado por los profesores Pardo,Granada ;García , Granada ;Sánchez Martínez ,La Laguna ; Sánchez Magro ,La Laguna ;Battaner ,Granada.

A MIS PADRES
Y A SOLEDAD.

AGRADECIMIENTOS

=====

Expreso aquí mi agradecimiento a todas las personas que, en uno u otro sentido, han contribuido a la realización de este trabajo.

Al Prof. Dr. Pardo Sánchez, Director de mi Departamento, por la absoluta confianza que puso en mí desde el primer momento y por su constante apoyo y estímulo.

Al Director del Instituto de Astrofísica de Andalucía, Dr. D. José María Quintana González, por poner a mi disposición todo cuanto tuvo a su alcance.

Al Prof. Dr. Battaner López por haber aceptado, en un momento difícil, mi incorporación a su equipo de investigación permitiéndome investigar en un campo que siempre había deseado.

Al Dr. D. Rafael Rodrigo Montero por la continua ayuda que me ha prestado en todos los sentidos.

A mis compañeros del Instituto de Astrofísica de Andalucía y, en especial, a los del Grupo de Atmósferas Planetarias con quienes he mantenido fructíferas conversaciones.

A mis compañeros del Departamento de Física Fundamental con los que comparto mis tareas universitarias.

A Milagros Estepa, Isa Várez y Cecilio Adárvez
por la inapreciable labor mecanográfica.

INDICE

INTRODUCCION.....	10
CAP. I TRANSPORTE RADIATIVO EN ATMOSFERAS: METODOS DE INTEGRACION.	
I-1.- Introducción.....	15
I-2.- Ecuación del transporte radiativo en atmósferas planetarias.....	20
I-3.- La solución formal.....	24
I-4.- La función fuente.....	27
I-5.- Integración en la frecuencia.....	33
I-5.1.- Integración línea a línea.....	40
I-5.2.- Modelos de bandas.....	45
I-5.2.1.- Modelos de bandas analíticos.....	46
I-5.2.2.- Modelos de bandas empíricos.....	65
I-5.3.- La función de transmisión en atmósferas inhomogéneas.....	72
I-6.- Integración en μ	77
I-6.1.- Aproximación "dos corrientes".....	78
I-6.2.- Aproximaciones de orden mayor.....	81
I-7.- Integración en z	86
I-7.1.- Solución general.....	90
I-7.1.1.- Método de la ecuación integral.....	90

I-7.1.2.-	Método de las diferencias finitas.....	96
I-8.-	Aproximación de la integración espacial de la ETR.....	110
I-8.1.-	Aproximación "scaling".....	111
I-8.2.-	Aproximación "cool-to-space".....	112
I-8.3.-	Aproximación enfriamiento newtoniano.....	114
I-8.4.-	Aproximación "simplified exchange".....	116
I-8.5.-	La aproximación difusión.....	117
I-8.5.1.-	La aproximación difusión asintótica.....	118
I-8.5.2.-	La aproximación difusión de flujo limitado..	120
CAP. II EMISIONES EN 4.26 Y 15 μm EN LA ATMOSFERA TERRESTRE.		
II-1.-	Introducción.....	123
II-2.-	La aproximación difusión en las atmósferas de los planetas terrestres.....	129
II-2.1.-	Región de validez.....	135
II-2.2.-	Cálculo de k_e	138
II-2.3.-	Esquema fotoquímico: cálculo de n_1	145
II-2.4.-	Resultados y discusión.....	164
II-2.4.1.-	Intensidades de la emisión en 4.26 μ	164
II-2.4.2.-	Intensidades de la emisión en 15 μm	172
II-2.4.3.-	Anisotropía de las emisiones en 4.26 y 15 μm	177

II-2.4.4.-	Divergencias de los flujos.....	187
II-3.-	Intensidades y divergencias de los flujos obtenidos a partir de la solución formal...	189
CAP. III	EMISIONES EN 4.26 Y 15 μm EN LAS ATMOSFERAS DE VENUS Y MARTE.	
III-1.-	Introducción.....	200
III-2.-	Regiones de validez.....	204
III-3.-	Estimación de k_e	209
III-4.-	Esquema fotoquímico: cálculo de n_1	211
III-5.-	Resultados y discusión.....	233
III-5.1.-	Intensidades y divergencias de los flujos en la atmósfera de Venus.....	233
III-5.1.1.-	Modelo de Dickinson y Ridley.....	233
III-5.1.2.-	Modelo basado en las medidas del Pioneer Venus.....	243
III-5.2.-	Intensidades y balance energético en la atmósfera de Marte.....	249
III-5.2.1.-	Modelo de referencia COSPAR.....	249
III-5.2.2.-	Modelo basado en medidas experimentales: Vikings I y II.....	252

CONCLUSIONES	258
APENDICES	
Apéndice A.- Evaluación de los coeficientes de absorción y "scattering" de las emisiones en 4.26 y 15 μm en la atmósfera terrestre...	264
Apéndice B.- Perfiles de líneas.....	267
Apéndice C.- Cálculo de las posiciones y de los coeficientes de absorción de las líneas rotacionales de las bandas en 4.26 y 15 μm del CO_2	272
REFERENCIAS.....	286

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

El anhídrido carbónico es el compuesto básico de Venus y Marte. Las emisiones del anhídrido carbónico en 4.26 y 15 μm son decisivas en el balance calorífico de las mesosferas de estos planetas. Para estas emisiones, en estas regiones atmosféricas, los procesos de reabsorción son muy importantes. Esto define el objetivo principal de la presente tesis: resolver la ecuación del transporte radiativo para las emisiones en 4.26 y 15 μm en las atmósferas de Venus y Marte.

El interés del tema se realiza con la oportunidad de utilizar la gran avalancha de datos enviados por el Pioneer Venus, lo que permite un acercamiento al problema de forma mucho más profunda que el obtenido en trabajos anteriores, que pueden considerarse hoy como el resultado de meras hipótesis aventuradas. En el caso de Marte, a pesar de los resultados de los Venera y de los Vikings, el problema es casi lo contrario: es necesario este estudio para poder tener un marco de interpretación para el programa KEPLER que pronto llevará a cabo la Agencia Espacial Europea.

Hemos incluido también en este trabajo, la reso-

lución de la ecuación del transporte radiativo en el caso de La Tierra por las siguientes razones:

- a) Disponemos de esta forma de un estudio completo del transporte radiativo en los tres planetas interiores con atmósferas de características similares (la atmósfera del cuarto planeta interior, Mercurio, es insignificante). Esta consideración es de especial interés en Planetología Comparada. En este caso concreto, el estudio del balance energético en Marte, y en especial en Venus, puede ser decisivo para conocer la evolución de nuestra propia atmósfera.
- b) En el caso de La Tierra, existe mayor información experimental, a la que incluso nuestro equipo de investigación pretende contribuir de forma decisiva con el proyecto L.I.A.A. (Luminiscencia Infrarroja Anisótropa Atmosférica). De esta forma, la constatación de la fiabilidad de los procedimientos de integración utilizados en el caso de nuestra propia mesosfera, nos permite una mayor seguridad sobre los resultados obtenidos con idénticos métodos en planetas de información experimental más escasa.
- c) Disponemos de modelos teóricos y otros trabajos que nos permiten un conocimiento muy directo de los perfiles de concentración de los compuestos involucrados en la com-

plicada cadena de procesos fotoquímicos que afectan a las emisiones del anhídrido carbónico.

Este trabajo no debe considerarse aislado, ni finalizado, sino que forma parte de una serie de trabajos realizados por nuestro equipo de investigación en torno al tema de "Procesos dinámicos, químicos y termodinámicos en Atmósferas Planetarias".

El problema del balance calorífico no está satisfactoriamente resuelto debido a que no se conocen adecuadamente:

- a) Los flujos caloríficos turbulentos, problema que hemos tratado (por ejemplo: Battaner y Molina, 1980, 1981; Battaner y col. 1980), ni
- b) La influencia de las radiaciones infrarrojas del propio planeta. Este término, además de la presente tesis, también lo hemos tratado en Battaner y col. 1981; Battaner y col., 1982; Rodrigo y col., 1982 y López-Puertas y col., 1982.

Otra dificultad reside en que la resolución de ambos problemas exige un conocimiento de los perfiles de concentración, a cuya determinación hemos contribuido teóricamente (por ejemplo: Battaner, 1975; Battaner y López-Moreno, 1979;

Rodrigo y col., 1981; Battaner y Rodrigo, 1981), y experimentalmente mediante el lanzamiento feliz de las cargas útiles FOCCA (Sánchez y col., 1979; Vidal y col., 1980; Sánchez y col., 1982; López-Moreno y col., 1982) que serán complementadas en un futuro inmediato por las cargas útiles FOCCA-S.

Pero de forma especial hay que destacar la interrelación de este trabajo con el proyecto L.I.A.A., donde la emisión en $4.26 \mu\text{m}$ y la anisotropía del campo de radiación serán medidas por nuestro equipo mediante cohetes de sondeo. Constituye este trabajo, gran parte del desarrollo teórico que inspiró este proyecto, y que será necesario en las fases de diseño e interpretación de datos. A su vez, los resultados que exponemos aquí serán respaldados o susceptibles de modificación (en ambos casos, enriquecidos), tras los lanzamientos de las cargas útiles μ -FEICO (Fotómetro para la medida de las Emisiones Infrarrojas del CO_2 . μ es el coseno del ángulo cenital solar e indica la anisotropía).

Por estas razones, creemos sin jactancia, estar en condiciones muy favorables para abordar este problema, y esperamos contribuir significativamente a la Astrofísica Planetaria.

C A P I T U L O I
=====

TRANSPORTE RADIATIVO EN ATMOSFERAS:

METODOS DE INTEGRACION.

I-1.- INTRODUCCION (*)

Previo al análisis del transporte radiativo en las atmósferas planetarias, es conveniente plantear la ecuación del transporte radiativo (de aquí en adelante ETR) y definir las magnitudes más comúnmente utilizadas en la descripción del campo radiativo.

La ETR tiene en su forma general la expresión:

$$\left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} + \vec{n} \cdot \nabla\right) I(\vec{r}, \vec{n}, \nu, t) = \chi(\vec{r}, \vec{n}, \nu, t) [S(\vec{r}, \vec{n}, \nu, t) - I(\vec{r}, \vec{n}, \nu, t)]$$

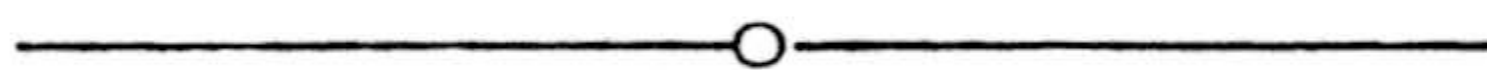
(I-1)

(Mihalas, 1978), donde:

c es la velocidad de la luz,

\vec{n} el vector unitario en la dirección de propagación respecto del vector normal a la superficie, \hat{s} ,

$I(\vec{r}, \vec{n}, \nu, t)$ la intensidad específica de radiación en el punto \vec{r} , definida como la energía radiante de frecuencias comprendidas entre ν y $\nu + d\nu$ que atraviesan un elemento de superficie dS



(*) Este capítulo es excesivamente largo. Los trabajos de transporte radiativo son numerosos desde hace mucho tiempo, incluso en las capas bajas de nuestra atmósfera. De toda la extensa bibliografía, muy pocos fueron los trabajos que llegaron a formar parte de la cadena que enlaza los trabajos pioneros con los procedimientos actuales aplicables a la alta atmósfera. Por esta razón un trabajo de síntesis se hacía particularmente necesario. No existe un trabajo de recopilación y aplicación de un tema tan extenso a un problema tan concreto.

en la dirección \vec{n} dentro de un ángulo sólido $d\omega$ en un tiempo dt ,
 $\chi(\vec{r}, \vec{n}, \nu, t)$ el coeficiente de opacidad, también llamado de extinción. Es un coeficiente característico de la materia, que nos informa de la velocidad con que se absorbe y sufre "scattering" la energía del campo radiativo, y $S(\vec{r}, \vec{n}, \nu, t)$ la función fuente. Magnitud que caracteriza a las propiedades locales de emisión de la materia, y representa la integración entre ésta y la radiación. (Véase una descripción más amplia en I-4).

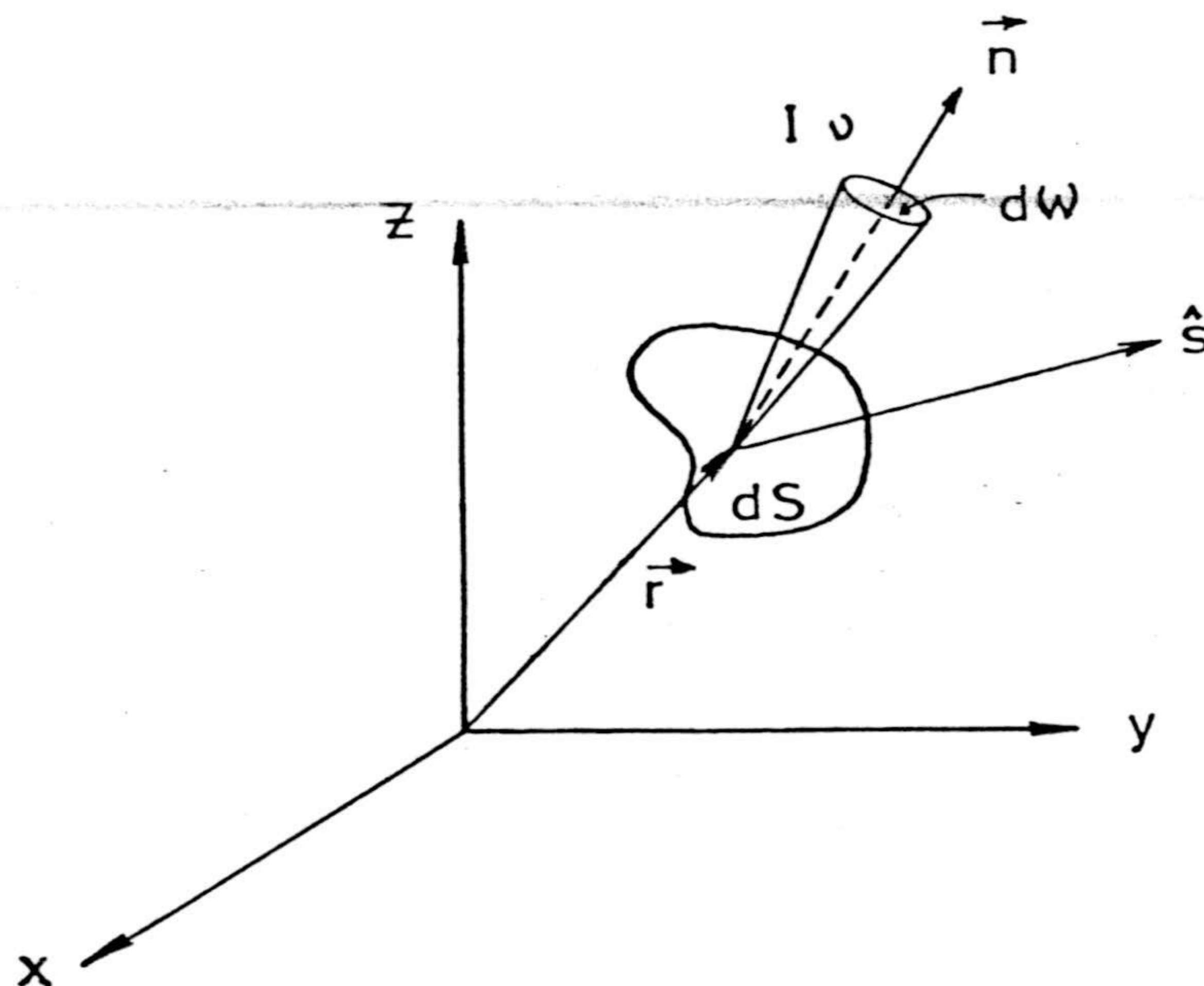


FIGURA I-1.

Entre las magnitudes más usadas se encuentran:

- a) Intensidad media, $J(\vec{r}, \nu, t)$.- Se define como el promedio de la intensidad específica en todos los ángulos sólidos:

$$J(\vec{r}, \nu, t) = \frac{1}{4\pi} \oint I(\vec{r}, \vec{n}, \nu, t) d\omega. \quad (\text{I-2})$$

Considerando atmósferas planas y estratificadas, donde cualquier magnitud tiene el mismo valor en todos los puntos del plano (x, y) (Fig. I-2) y, por tanto, sólo necesitamos una coordenada z para definir su variación espacial (atmósfera monodimensional), I_ν es independiente -- del ángulo acimutal ϕ , y (I-2) queda como:

$$J(z, \nu, t) = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} I(z, \mu, \nu, t) d\mu \quad (\text{I-3})$$

donde $\mu = \cos \theta$, siendo θ el ángulo formado por la dirección de los rayos con la normal a la superficie (véase Fig. I-2).

- b) Flujo, \vec{F} .-- Es una magnitud vectorial, definida de tal forma que $\vec{F} \cdot d\vec{S}$ da el flujo neto de energía radiativa por unidad de tiempo e intervalo de frecuencias a través de una superficie $d\vec{S}$ orientada arbitrariamente. Basándose en la definición de I_ν , el flujo puede expresarse como:

$$\vec{F}(\vec{r}, \nu, t) = \oint I(\vec{r}, \vec{n}, \nu, t) \vec{n} d\omega \quad (\text{I-4})$$

que para una atmósfera plana y estratificada resulta ser

$$F_x = F_y = 0, \text{ y}$$

$$F_z(z, \nu, t) = 2\pi \int_{-1}^{+1} I(z, \mu, \nu, t) \mu d\mu. \quad (\text{I-5})$$

En Astrofísica, sin embargo, es más usual definir el flujo por:

$$\mathcal{F}(z, \nu, t) = \frac{1}{\pi} F(z, \nu, t), \quad (\text{I-6})$$

y, si se define como momento de primer orden del ángulo sólido, por analogía con (I-3) (momento de orden cero), se tiene:

$$H(z, \nu, t) = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} I(z, \mu, \nu, t) \mu d\mu = \frac{F}{4\pi} \quad (\text{I-7})$$

donde a H se le conoce como flujo de Eddington.

c) Igualmente se puede definir el momento de segundo orden K, limitado al caso de atmósferas planas y monodimensionales:

$$K(z, \nu, t) = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} I(z, \mu, \nu, t) \mu^2 d\mu \quad (\text{I-8})$$

relacionado con la presión de radiación P_R , mediante

$$P_R(z, \nu, t) = \frac{4\pi}{c} K(z, \nu, t) \quad (\text{I-9})$$

Comparemos ahora (I-1) con la ecuación de Boltzmann del transporte de partículas:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) f + (\vec{F} \cdot \nabla_{\vec{v}}) f = \left(\frac{Df}{Dt} \right)_{\text{colisiones}} \quad (\text{I-10})$$

donde:

f es la función de distribución de las partículas, o número de partículas por unidad de volumen del espacio físico con velocidades comprendidas entre \vec{v} y $\vec{v}+d\vec{v}$ y situadas entre \vec{r} y $\vec{r}+d\vec{r}$,

\vec{v} la velocidad de las partículas, y

\vec{F} las fuerzas externas que actúan sobre ellas.

Su analogía es total. La ETR es la ecuación del -- transporte para un gas de fotones, con velocidades todas -- constantes e iguales a $c\vec{n}$, sobre los que no actúan fuerzas externas, con un término de colisiones fuerte que pone de manifiesto la interacción radiación-materia, y, por último, una función de distribución $f = \frac{I_{\nu}}{h\nu c}$, donde h es la constante de Planck. I_{ν} es pues, una función de distribución, y de ahí la importancia de su conocimiento para obtener toda la información sobre el campo de radiación.

I-2.- ECUACION DEL TRANSPORTE RADIATIVO EN ATMOSFERAS PLANETARIAS.

En el estudio del transporte radiativo en atmósferas estelares y planetarias, es corriente hacer las siguientes aproximaciones:

- a) Situación estacionaria ($\partial I_{\nu} / \partial t = 0$).
- b) Atmósfera plana y estratificada. Así, la atmósfera se considera formada por sucesivas capas planas paralelas entre sí. De las tres coordenadas de posición (x, y, z , eligiendo coordenadas cartesianas) I_{ν} sólo depende de z , positiva

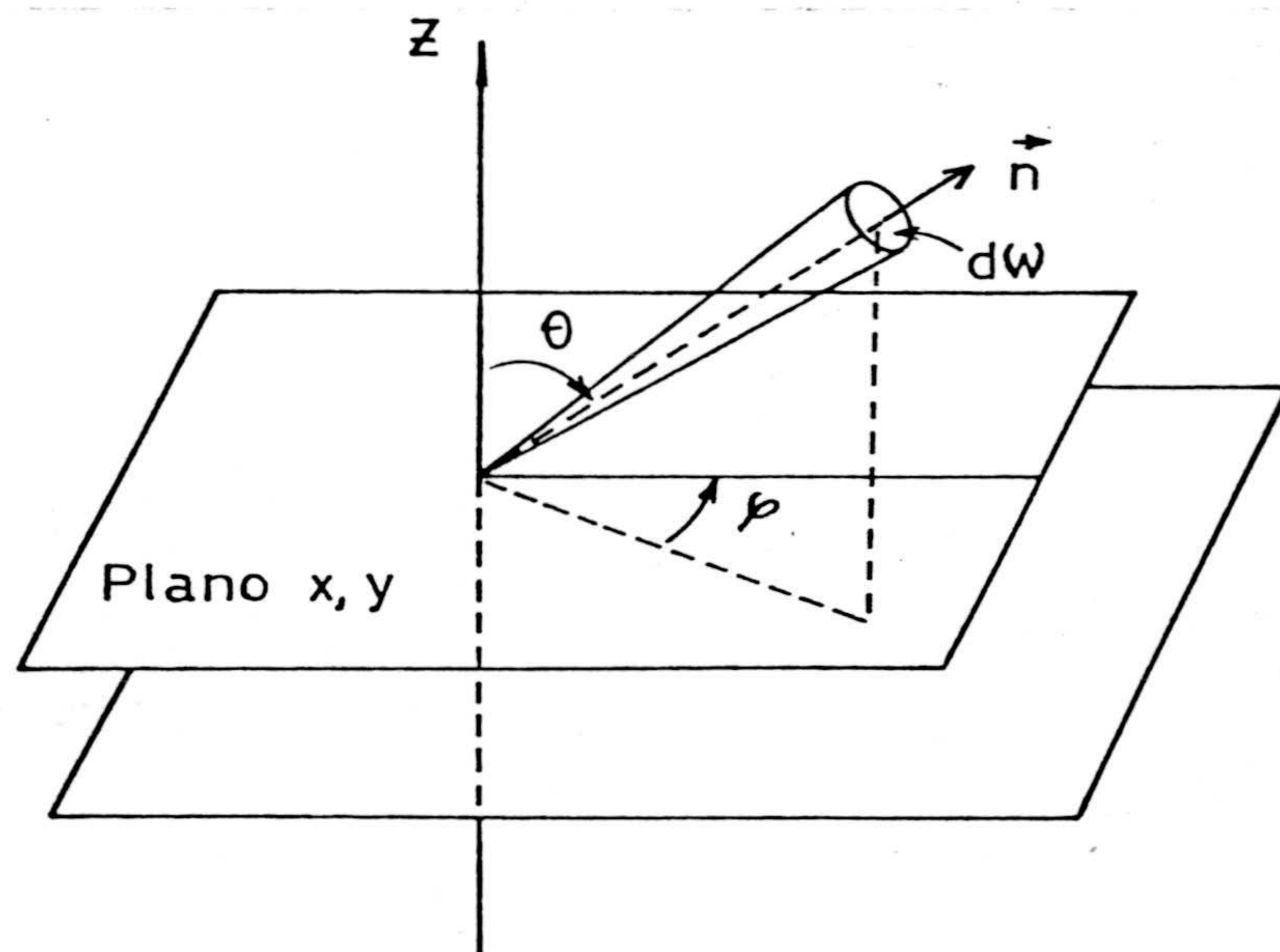


FIGURA I-2.

hacia fuera de la atmósfera, y sólo de θ del par (θ, ϕ) - que especifica la dirección de la radiación en un punto con respecto a la normal en dicho punto considerado, (Fig. I-2).

c) Atmósfera estática. S_ν y χ_ν son independientes de la dirección de los rayos \vec{n} .

Con estas consideraciones, (I-1) puede expresarse como:

$$\mu \frac{\partial I(z, \mu, \nu)}{\partial z} = \chi(z, \nu) \{ S(z, \nu) - I(z, \mu, \nu) \} \quad (I-11)$$

conocida como la ecuación de Schwarzschild del transporte radiativo.

De forma simplificada, (para una discusión más rigurosa véase p.e. Mihalas, 1978 pag. 20-23), las interacciones que sufre un haz de luz confinado en un determinado ángulo sólido al incidir en una dirección dada sobre una porción de materia pueden resumirse en:

a) Absorción "pura". Ocurre cuando los fotones son absorbidos por la materia. La energía radiante se convierte en otro tipo de energía (p.e. energía cinética de las partículas), o bien sólo cambia su frecuencia de radiación.

b) "Scattering". Los fotones simplemente cambian la dirección de su trayectoria.

El coeficiente de opacidad χ_ν se expresa como suma de dos términos que tienen en cuenta las interacciones anteriores:

$$\chi(z, \nu) = k(z, \nu) n_0(z) + \sigma(z, \nu) n(z) \quad (\text{I-12})$$

donde:

$k(z, \nu)$ es el coeficiente de absorción por molécula, característico del compuesto que absorbe o emite,
 $n_0(z)$ la concentración del compuesto,
 $\sigma(z, \nu)$ el coeficiente de "scattering", y
 $n(z)$ la concentración total de partículas.

Un cálculo de estos coeficientes para las emisiones en $15 \mu\text{m}$ y $4.26 \mu\text{m}$ de la molécula de CO_2 en la atmósfera terrestre muestra que la absorción predomina frente al "scattering" (Apéndice A). Este resultado es extensible, por una parte, a estas mismas emisiones en las atmósferas de los planetas terrestres, donde la concentración de CO_2 es mayor que en la Tierra; y, por otra, a las demás emisiones infrarrojas terrestres (p.e. $6.3 \mu\text{m}$ de H_2O , $9.6 \mu\text{m}$ del O_3 etc.) que tienen coeficientes de absorción, k_ν , del mismo orden que las mencionadas del CO_2 y los compuestos que las emiten se hayan en mayor proporción que él.

Así la ecuación (I-11) queda como:

$$\mu \frac{\partial I(z, \mu, \nu)}{\partial z} = k(z, \nu) n_0(z) \{S(z, \nu) - I(z, \mu, \nu)\}, \quad (\text{I-13})$$

forma usualmente empleada en los estudios de transporte radiativo en atmósferas planetarias (Plass 1956; Kuhn y London 1969; Kockarts, 1980).

I-3.- LA SOLUCION FORMAL

(I-13) es una ecuación diferencial de primer orden que admite el factor integrante:

$$T_{\nu} \equiv T(z, \mu, \nu) = \exp \left(- \int_z^{\infty} \frac{k(z', \nu) n_0(z')}{\mu} dz' \right), \quad (I-14)$$

cuya solución para una frecuencia ν y una dirección μ determinadas tiene la forma:

$$I(\tau, \mu, \nu) = I(\tau_0, \mu, \nu) \exp \left(- \frac{(\tau_0 - \tau)}{\mu} \right) + \int_{\tau}^{\tau_0} \frac{S(\tau, \nu)}{\mu} \exp \left(- \frac{(\tau - \tau')}{\mu} \right) d\tau' \quad (I-15)$$

donde τ , definida por:

$$\tau(\nu, z, \infty) \equiv \tau_{\nu}(z) = \int_z^{\infty} k(z', \nu) n_0(z') dz' \quad (I-16)$$

es la profundidad óptica, relacionada con la función de transmisión $T(z, \mu, \nu)$ mediante:

$$T(z, \mu, \nu) = \exp \left(- \frac{\tau(z, \nu)}{\mu} \right) \quad (I-17)$$

Cuando la ecuación (I-17) se integra sobre μ se obtiene la función de transmisión del flujo, muy utilizada en

trabajos donde el propósito principal es calcular el flujo, o su divergencia (enfriamientos y calentamientos).

A la expresión (I-15) se le conoce como la solución formal de la ETR. Solución analítica sencilla y con una interpretación física clara: da la intensidad en un punto y en una dirección dada como resultado de la emisión en todos los anteriores reducidos por la función de transmisión. Cuando se utiliza con expresiones aproximadas sencillas de la función fuente, no se obtienen resultados exactos, pero sí una gran profundización en la física de estos problemas. Tales son los casos de suponer que la función fuente varía linealmente con la profundidad óptica:

$$S_{\nu}(\tau_{\nu}) = S_{0\nu} + S_{1\nu}\tau_{\nu}$$

dando lugar a la relación de Eddington-Barbier:

$$I(\tau_{\nu}=0, \mu, \nu) = S_{0\nu} + S_{1\nu}\mu = S_{\nu}(\tau_{\nu}=\mu),$$

y aquellas en las que se combinan la condición de equilibrio radiativo ($\int k_{\nu} J_{\nu} d\nu = \int k_{\nu} S_{\nu} d\nu$) con la de atmósfera gris (k_{ν} es independiente de la frecuencia). Una descripción detallada de estas situaciones puede encontrarse en Mihalas (1978, Cap. II y III).

En el Capítulo II de la presente memoria, se utiliza esta solución junto con la aproximación de difusión para obtener las intensidades de las emisiones en $15 \mu\text{m}$ y $4.26 \mu\text{m}$ del CO_2 en la atmósfera media terrestre.

El análisis de (I-15) va a servir para poner de manifiesto cuáles son las principales dificultades que encierra la solución de la ETR. Se va a ver en primer lugar la forma que tiene S_ν para poder integrar en z , y , a continuación, las integraciones sobre la frecuencia y sobre μ .

I-4.- LA FUNCION FUENTE.

Se discuten aquí sólo funciones fuente que caracterizan a medios sin "scattering". Un amplio estudio de la solución de la ETR con funciones fuente que describen el "scattering", puede encontrarse en Chandrasekhar (1960) y Kourganóff (1963).

La función fuente, es una magnitud que caracteriza a las propiedades locales de emisión de la materia, concretamente, en el caso de atmósferas, a las de un gas. Desde un punto de vista microscópico dichas propiedades están determinadas cuando se conocen todos los niveles energéticos del gas y cuántas partículas hay en cada uno de ellos. La determinación de sus poblaciones se obtiene resolviendo la ecuación de continuidad para cada nivel, en la que se incluyen todos los procesos microscópicos que llevan a las moléculas de un nivel o estado energético a otros. Uno de estos procesos es el de absorción y emisión de fotones, por lo que la población de cada estado, y por tanto la función fuente, dependerá, en general, de la intensidad del campo radiativo.

Ahora se ve claro cómo (I-15) es, como indica su nombre, una solución meramente formal de la ETR (I-13), pues, en general, la función fuente dependerá de I , de forma que

(I-13) es una ecuación integro-diferencial más que una ecuación diferencial de primer orden.

Cuando los fotones se encuentran en equilibrio S_ν viene dada por la función de Planck:

$$S_\nu = B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left[\exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) - 1 \right]^{-1} \quad (\text{I-18})$$

donde k es la constante de Boltzmann y T representa la temperatura. $S_\nu = B_\nu$ es una consecuencia de la aproximación menos restrictiva ETL (equilibrio termodinámico local) de considerar que $e_\nu = k_\nu B_\nu$, siendo e_ν la emisividad (primer sumando del segundo miembro de la ETR: (I-1)).

Es importante resaltar que, aún permaneciendo los fotones en equilibrio, la distribución de las poblaciones de los niveles no tiene por qué obedecer a la estadística de Boltzmann. Las partículas pueden encontrarse sometidas a colisiones no térmicas con compuestos químicos excitados (p.e. vibración resonante) que las conducen a distribuciones diferentes de las maxwellianas. Un caso concreto de esta situación ocurre con la emisión en $4.26 \mu\text{m}$ del CO_2 en la atmósfera terrestre (Kumer, 1977a; Battaner y Quintana, 1980; Rodrigo y col., 1980) de la que se realizará un tratamiento exhaustivo

en los siguientes capítulos.

Para una transición entre dos niveles de energía, la función fuente viene dada aproximadamente por:

$$S_{\nu} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left(\frac{n_0 g_1}{n_1 g_0} - 1 \right)^{-1} \quad (\text{I-19})$$

(Thomas, 1965; Athay, 1972), donde:

g_1 y g_0 son las degeneraciones de los niveles superior (1) e inferior (0),

n_1 y n_0 sus concentraciones respectivas,

y se ha supuesto una redistribución completa en frecuencias en las líneas (los perfiles de emisión, absorción y emisión inducida son iguales).

Mihalas (1978) ha resuelto la ecuación de continuidad de los niveles energéticos en diferentes casos, entre --- ellos el de ionización, y la obtención de la función fuente, para el caso en el que varios niveles están acoplados, ha sido tratada extensamente por Athay (1972).

La función fuente para transiciones entre dos niveles vibracionales fue estudiada por primera vez por Curtis y Goody (1956) y ha sido tratada de forma más general por

Kuhn y London (1969). La población de los niveles que encontraron estos autores al resolver la ecuación de continuidad del nivel superior fue:

$$\frac{n_1}{n_0} = \frac{B_{01} \iiint \frac{I_\nu k_\nu}{K} d\nu d\omega + C_{01}}{B_{10} \iiint \frac{I_\nu k_\nu}{K} d\nu d\omega + C_{10} + A_{10}} \quad (\text{I-20})$$

y para la función fuente:

$$S_\nu = \frac{1}{4\pi} \iiint \frac{I_\nu k_\nu}{K} d\nu d\omega + \epsilon B_\nu \quad (\text{I-21})$$

donde:

B_{01}, B_{10} y A_{10} son los coeficientes de Einstein para la absorción, emisión inducida y emisión espontánea respectivamente, de una banda de rotación-vibración relacionados mediante:

$$A_{10} = \frac{2h\nu^3}{c^2} B_{10}$$

$$B_{10} = \frac{g_0}{g_1} B_{01}$$

y con el coeficiente de absorción total de la banda, K ($\text{cm}^{-1} \cdot \text{cm}^2$), por:

$$A_{10} = \frac{8\pi \nu^2 K}{c} \frac{g_0}{g_1} \quad (\text{I-23})$$

C_{10} y C_{01} son los coeficientes de desexcitación y excitación colisionales relacionados por:

$$C_{10} = \frac{g_0}{g_1} C_{01} \exp(h\nu / kT),$$

ϵ un coeficiente definido mediante:

$$\epsilon = \frac{C_{10}}{A_{10}} \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) \right],$$



y B_ν es la función de Planck.

En general C_{01} y C_{10} representan las producciones y las pérdidas químicas específicas respectivamente.

Las dos consideraciones más importantes hechas - por Kuhn y London (1969) para obtener (I-20) e (I-21) son:

- a) Se supuso que todos los niveles rotacionales dentro de un nivel vibracional, están poblados de acuerdo con una distribución de Boltzmann, lo cual es plausible dado que las diferencias de energía entre niveles rotacionales es mucho más pequeña que entre niveles vibracionales y necesita por tanto un menor número de colisiones para mantenerlos en equilibrio. Lambert (1962) estimó que para niveles de rotación eran necesarias del orden de 10 colisiones mientras que una banda de vibración (15 μm del CO_2) necesita de 10^5 - 10^6 colisiones para mantenerse en equilibrio.
- b) La contribución de los niveles vibracionales superiores al (1) en la función fuente son despreciables.

Fijándonos en la expresión de la función fuente expresada en (I-21) podemos notar que:

- a) Es independiente en la frecuencia, salvo la variación en

v^3 que comparada con la variación de k_v Fig. I-3 resulta ser muy débil.

- b) Es isótropa, no depende de μ .
- c) Como expresa la solución formal, I_v a una altura z depende de la función fuente en todos los niveles, y ésta (ver ecuación (I-21)) depende de las intensidades para todas -- las frecuencias y para todos los ángulos. Así la solución general de la ecuación del transporte requiere que las tres integraciones se realicen simultáneamente.

En los apartados siguientes vamos a desarrollar los detalles de la integración en v y μ dado su interés en diferentes situaciones donde se pueden realizar las integraciones de forma independiente de la de z . Vistas éstas, se discutirán los métodos para obtener la solución general.

I-5.- INTEGRACION EN LA FRECUENCIA.

La primera cuestión que se ha de plantear es: ¿por qué integrar en la frecuencia?. La respuesta es fácil. La integración tiene que realizarse aún en el caso de que se desee I_ν para una frecuencia ν dentro de una línea de emisión, ya que I_ν depende de la intensidad en toda la línea, y éstas son todas de anchura finita.

Se discute a continuación la integración en la frecuencia de la ecuación del transporte en una situación concreta : las atmósferas planetarias.

Uno de los aspectos más interesantes del transporte radiativo concierne, en este caso, al estudio de las emisiones infrarrojas tanto en lo referente al cálculo de sus intensidades como al de las divergencias de sus flujos. Estas emisiones, debidas principalmente a las moléculas de H_2O y CO_2 en la atmósfera terrestre, llegan a solaparse e incluso a entremezclarse con las de otras bandas, Fig I-3 y I-4. Hemos de hacer notar que los problemas detallados a continuación no se presentan con tan gran complejidad en las emisiones debidas a transiciones electrónicas, ni en las magnéticas dipolares, donde el espectro es simplemente una línea y tie

ne un perfil definido(ver p.e. Kockarts y Peetermans(1970)).

Dos son las dificultades esenciales que se presentan en la integración:

- a) La gran tarea de cálculo numérico.
- b) La falta de valores experimentales exactos de las posiciones, perfiles y tamaño de las líneas de las bandas de rotación-vibración.

La primera es debida a la complicada variación -- del coeficiente de absorción con la frecuencia (véanse Figs. I-3 y I-4). La anchura de una banda de rotación-vibración típica es de 100-200 cm^{-1} con una línea cada 1-2 cm^{-1} . La anchura de cada línea, así como su perfil (véase Apéndice B) varían sustancialmente con la altura (presión), y toma valores desde 0.001 cm^{-1} en la mesosfera hasta 0.1 cm^{-1} en la troposfera terrestres. Esto conduce a tener que tomar del orden de 10^5 - 10^6 pasos en el intervalo de frecuencias para poder calcular (I-25) y (I-26) a cada altura. Además, para calcular la intensidad a una sola altura en un modelo que tenga z niveles, hay que realizar la integración z veces. La forma en que se ha atacado este problema se discute ampliamente en (I-7).

La segunda dificultad fue la principal fuente de

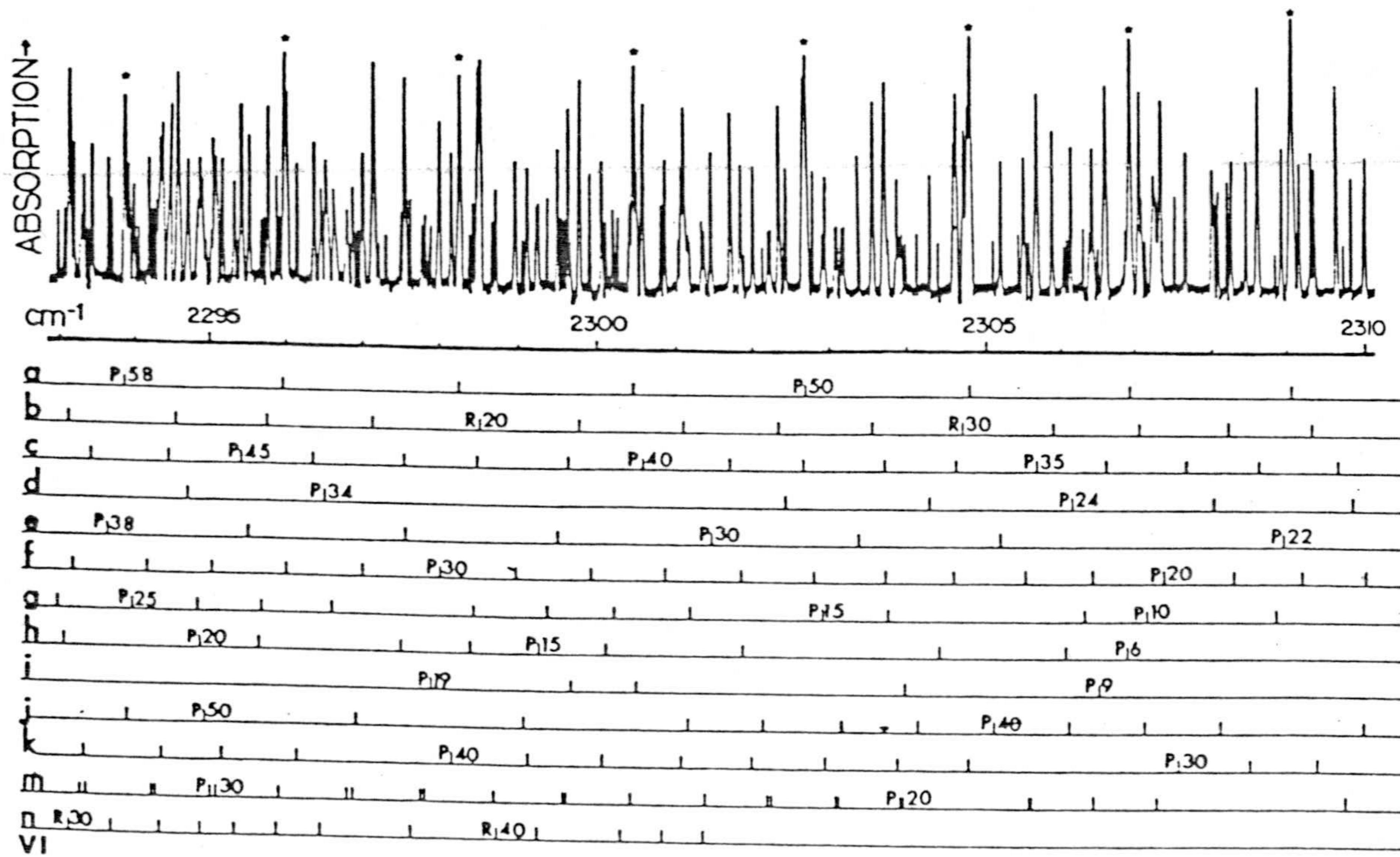
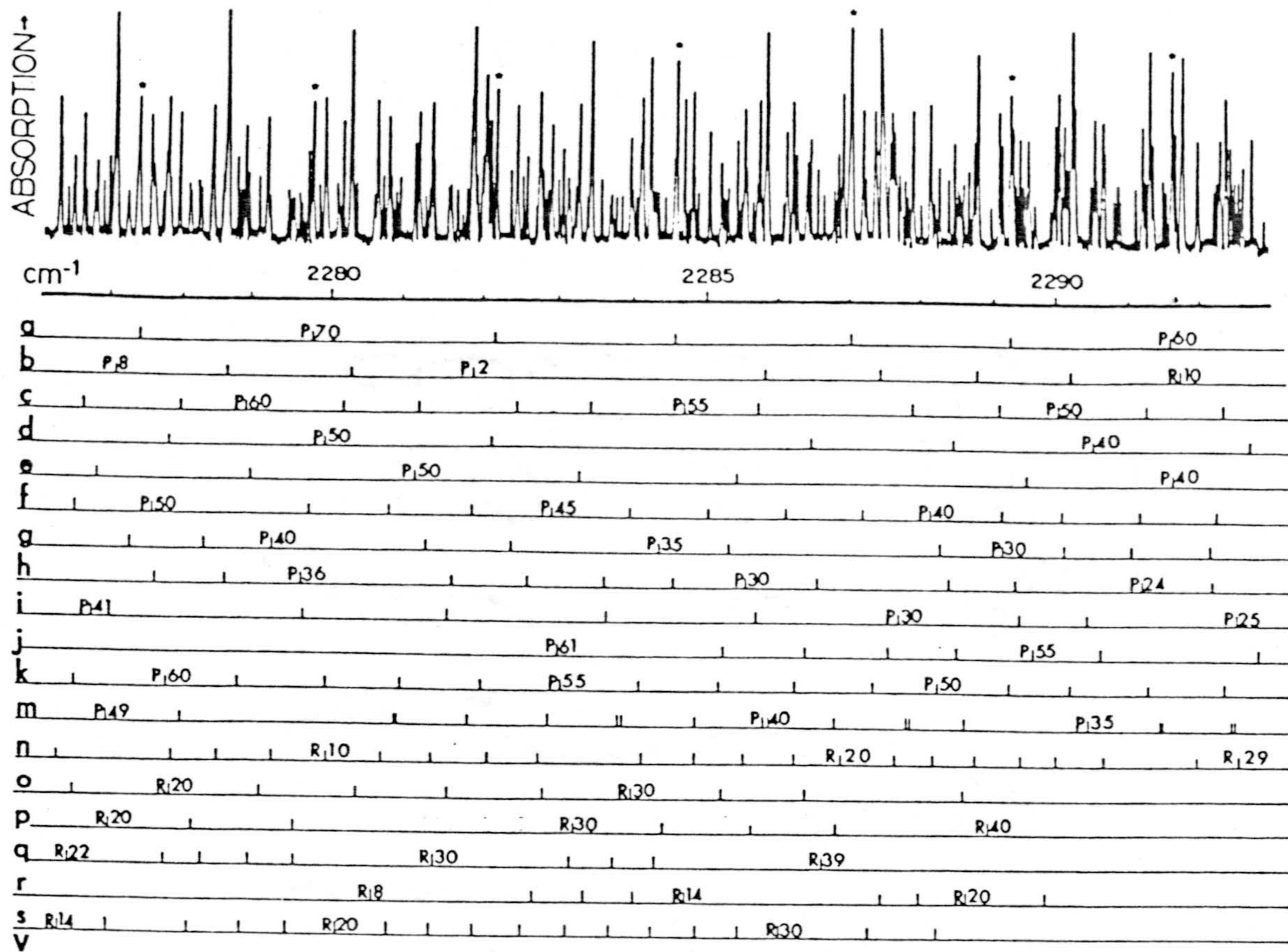


FIGURA I-3.- Espectro de absorción experimental del dióxido de carbono en 4.3 μm (Baldacci y col., 1978).

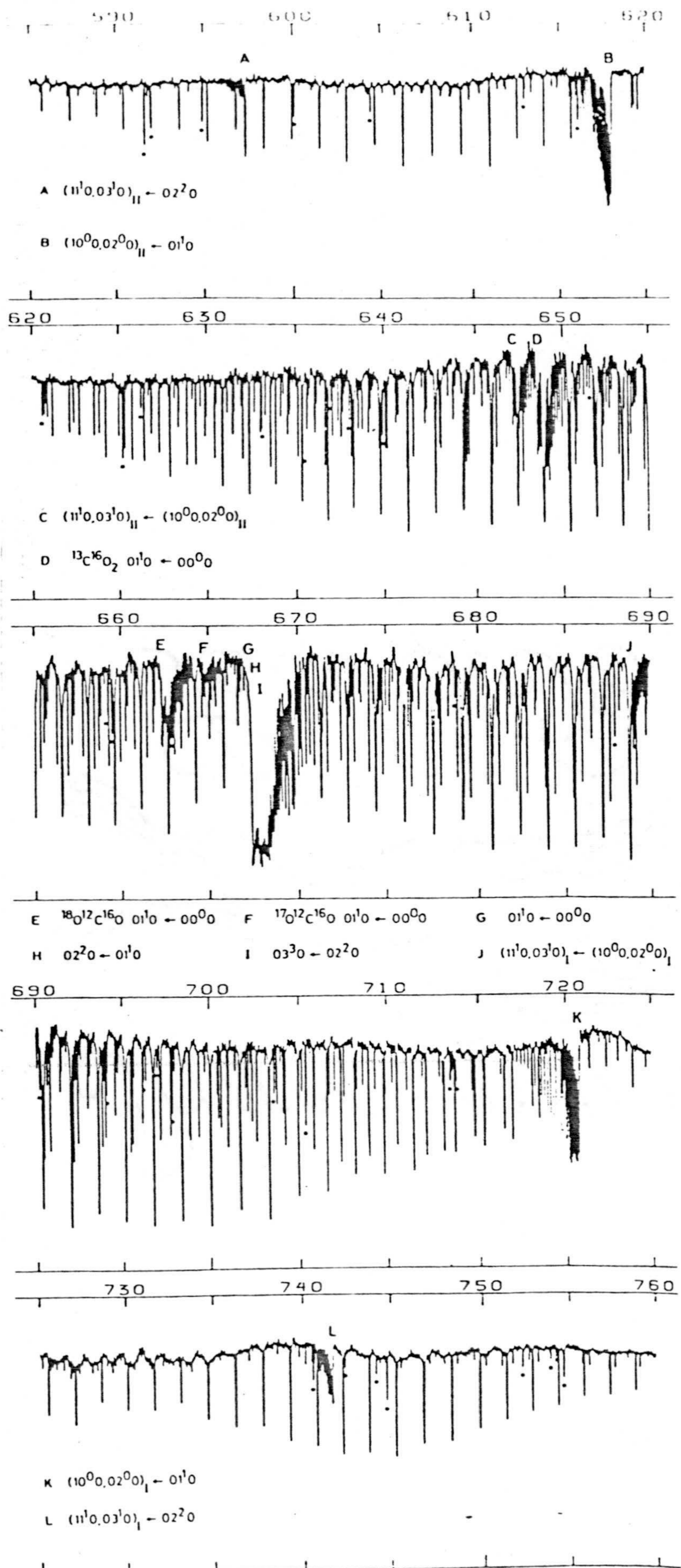


FIGURA I-4.- Espectro infrarrojo del CO₂ en la zona de 15 μm (667 cm⁻¹) según Paso y col. (1980).

errores en los primeros trabajos del transporte radiativo en la Tierra (Coulson, 1975). Hoy día se está solucionando en parte gracias a los dos bancos de datos de espectros infrarrojos de las moléculas atmosféricas que se han desarrollado. Uno, el "AFCRL Atmospheric Absorption Line Parameter", - puesto en marcha por los Laboratorios de las Fuerzas Aéreas Norteamericanas (División de Geofísica), con una primera edición en 1973 (McClatchey y col., 1973) y puesto al día recientemente por Rothman (1981) y Park y col. (1981). El otro, denominado "GEISA" (Gestion et Etude des Informations Spectroscopiques Atmospheriques), se ha realizado paralelamente al primero por el Laboratorio de Meteorología del -- C.N.R.S., y puesto al día por Chedin y col. (1981). Sin embargo, a pesar de estos grandes avances, los errores cometidos en cálculos detallados (línea a línea) de las transmitancias de los compuestos atmosféricos se deben en su mayor parte a la incertidumbre experimental en la determinación de los parámetros de las líneas (Kunde y Maguire, 1974; -- Fels y Schwarzkopf, 1981).

En la integración sobre ν de la ecuación (I-13), ninguno de los dos primeros términos ofrece dificultad. Uno es la intensidad total:

$$I = \int I_{\nu} d\nu$$

y el otro, dado que la función fuente varía lentamente en la frecuencia frente al coeficiente de absorción k_ν (apartado I-4), queda reducido a $S_\nu \cdot K$. La dificultad reside en el cálculo de la integral:

$$\int_\nu k(\nu, z) \cdot I(\nu, z) d\nu \quad (I-24)$$

que aparece también en la función fuente. Sin embargo, si ésta no depende de la intensidad (p.e. cuando los fotones están en equilibrio), no hemos de resolverla, pues basta con integrar sobre la frecuencia en la solución formal. Este caso es el que se discute en el presente apartado, donde el hecho de que se puedan separar las integraciones en ν y z , permite expresar más claramente las dificultades de esta integración.

El equilibrio planckiano se presenta en la baja y media atmósfera, es decir, en la troposfera y en la estratosfera, donde se iniciaron los trabajos de transporte radiativo en atmósferas planetarias (Elsasser, 1942; Brooks, 1950; Yamamoto, 1952; etc.) y a las que corresponde el mayor volumen de trabajos sobre esta materia en nuestra atmósfera. El objetivo de estos primeros trabajos era determinar la influencia que tenía el enfriamiento causado por las emisiones infrarrojas (del CO_2 y H_2O especialmente) en el perfil de -

temperatura. Hoy día se vienen realizando modelos exactos y de rápida ejecución numérica. Su objetivo es determinar -- perfiles de temperatura y de compuestos absorbentes en atmósferas planetarias, a partir de las medidas de radiación realizadas desde globos y especialmente desde satélites. De ahí, la importancia del cálculo de la función de transmisión en un intervalo de frecuencias determinado, que seguidamente se comenta.

Dado que la función fuente es conocida, es posible realizar la integración en frecuencia en la solución formal. El problema se reduce a calcular la función de transmisión media de una banda (o intervalo espectral) de anchura $\Delta\nu$:

$$\bar{T}(z, \mu) = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} \exp\left(-\int_z^\infty \frac{k(z', \nu) n_0(z')}{\mu} dz'\right) d\nu \quad (\text{I-25})$$

y la integral de la función de transmisión ponderada por el coeficiente de absorción:

$$\int_\nu \exp\left(-\int_z^\infty \frac{k(\nu, z') n_0(z')}{\mu} dz'\right) k(\nu, z) d\nu \quad (\text{I-26})$$

Estas expresiones se han evaluado de dos formas diferentes:

a) Por integración detallada, llamada "line-by-line" que

traduciremos por "línea a línea".

- b) Mediante modelos de bandas.

I-5.1.- INTEGRACION LINEA A LINEA.-

Dada la gran tarea de cálculo, las primeras integraciones se realizaron para intervalos dentro de una banda, en lugar de la banda completa. Hitschfeld y Houghton (1961) la aplicaron por primera vez a unos intervalos estrechos dentro de la banda en $9.6 \mu\text{m}$ del ozono. Posteriormente fue usada por Gattes y col. (1963) en la banda $2.7 \mu\text{m}$ del vapor de agua, y popularizada más tarde por Drayson (1966) en el cálculo de las transmitancias del CO_2 en la región de 12 a 18 cm^{-1} . La esencia de esta integración está en elegir:

- a) Los intervalos de integración adecuados,
- b) La división de la contribución a la absorción de cada línea: directa (parte central de línea) y contribución de las alas (véase I-5.2), y
- c) Las cuadraturas para integrar dentro de los intervalos.

Drayson (1966) eligió los intervalos de anchura variable, según estuviera integrando en una línea o fuera de ella, y utilizó la cuadratura de Gauss con cuatro puntos intermedios para integrar dentro de cada intervalo. Una versión --

reciente de su esquema ha sido utilizada por Fels y Schwarzkopf (1981) para calcular el enfriamiento producido por -- las bandas del CO₂ en 15 μm. La principal modificación introducida es la forma de integrar los solapamientos entre las líneas (contribución de las alas). Estos autores introducen una frecuencia de corte a partir de la cual suponen que no hay línea. La elección de esa frecuencia de corte -- viene impuesta por la comparación de sus resultados con -- los experimentales.

Kyle (1968) utilizó el esquema de integración indicado en la Fig. I-5a, donde D es el intervalo de integración constante y Δ la diferencia de frecuencias entre -- el centro de la línea y el punto de integración más cercano a él. Al elegir el intervalo de integración constante, la integración es mucho más rápida aunque menos exacta. Los errores los redujo eligiendo un Δ para un D dado de tal -- forma que la integración del perfil de la línea fuera exacta, es decir, igual a la unidad. Matemáticamente esta condición se expresa por:

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} k(n \cdot D + \Delta, \alpha) \cdot D = 1.$$

Posteriormente, debido a la necesidad de inter--

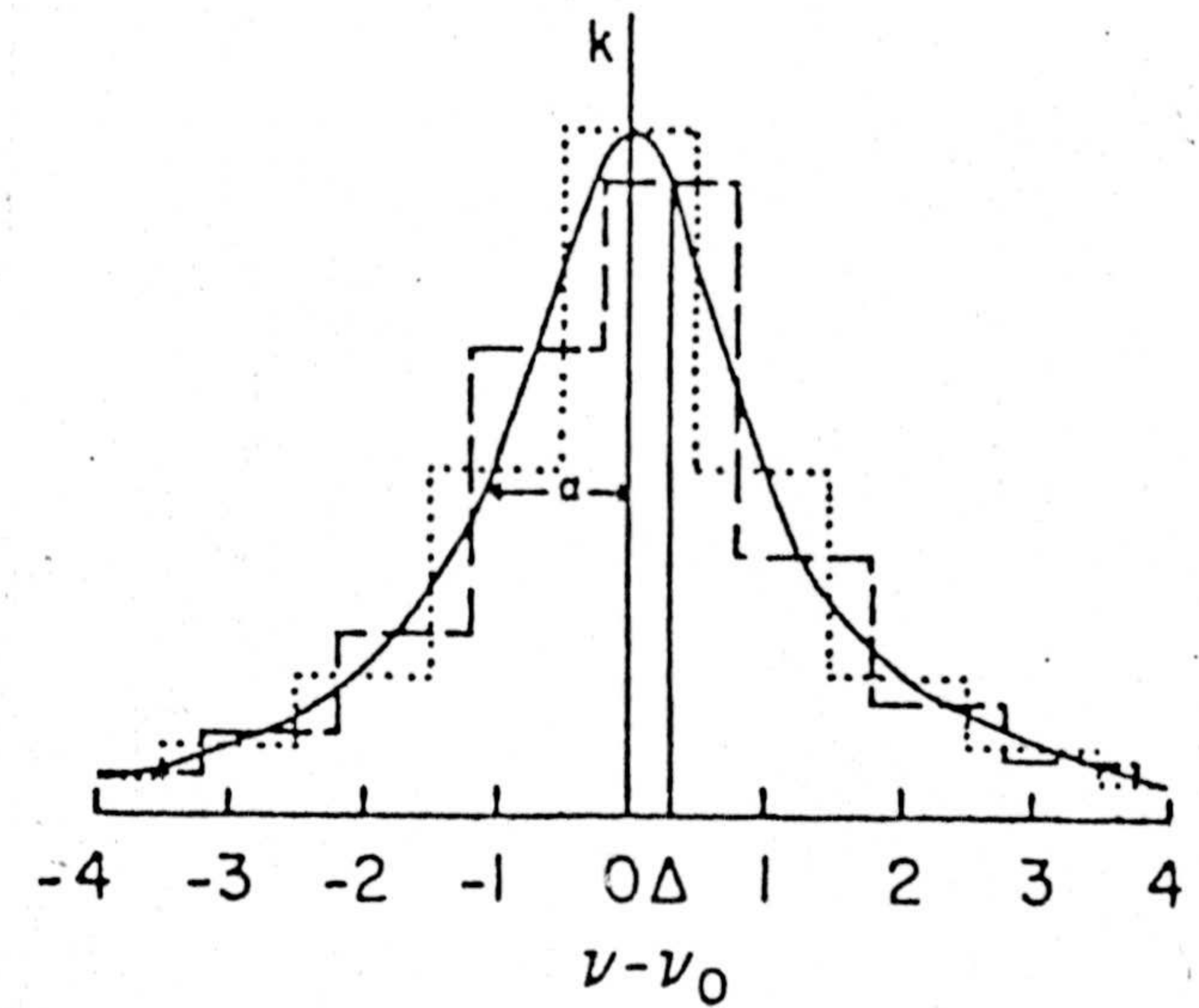
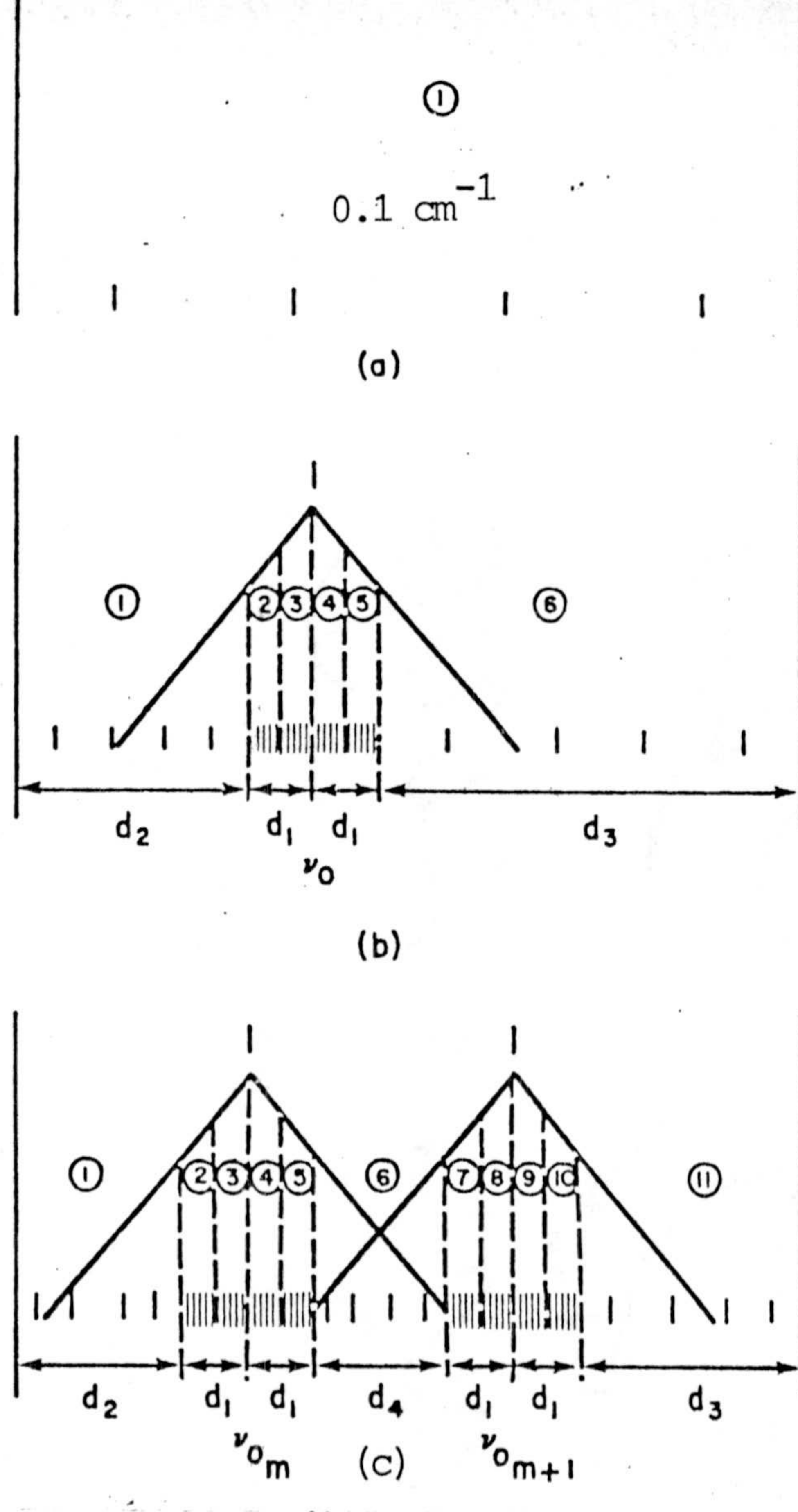


FIGURA I-5a.- Dos esquemas de integración de una línea, uno con $\Delta=0$ (····) y otro con $\Delta \neq 0$ (---), (Kyle, 1968).

FIGURA I-5b.- Esquemas de integración para un intervalo de 0.1 cm^{-1} . a) Cuando no hay ninguna línea; cuatro pasos de integración. b) Cuando hay una línea; se divide en 6 subintervalos con un total de 24 pasos. c) Cuando se tienen dos líneas; se divide en 11 subintervalos dando en total 44 pasos de integración. (Kunde y Maguire, 1974).

pretar medidas de media y alta resolución espectral, $\Delta\nu \approx 5 \text{ cm}^{-1}$ (p.e. las de la emisión terrestre realizadas por el Nimbus 4 (Hanel y col., 1972); las obtenidas desde tierra de La Luna, Venus y Marte (Connes y col., 1969; Hanel y col., 1972) así como de fuentes estelares (Connes y col., 1969; Geballe y col., 1972)) se realizaron diferentes integraciones detalladas, entre las que es de destacar la realizada por Kunde y Maguire (1974) dedicada al cálculo de las transmitancias atmosféricas de las bandas centradas en 667 cm^{-1} del CO_2 y en 1595 cm^{-1} del vapor del agua así como del continuo debido al vapor de agua desde 300 a 1500 cm^{-1} . En la Fig. I-5b se muestran los intervalos utilizados. La cuadratura elegida en este caso para integrar dentro de cada intervalo fue también la de Gauss pero con un mayor número de puntos intermedios que los anteriores, entre 4 y 8.

Recientemente se han obtenido medidas de más alta resolución (p.e. medidas radiométricas realizadas por el HRIS/2 (High-Resolution Infrared Sounder) en el TIROS-N y por el IRIS (Infrared Interferometer Spectrometer) a bordo de los Voyagers), las cuales han conducido a modelos de integración línea a línea más sofisticados.

Los mayores esfuerzos se han dirigido a desarrollar algoritmos que minimicen el tiempo de cálculo, dado -

el gran volumen de datos a procesar. Los principales algoritmos realizados son el modelo iterativo (McMillin y Fleming, 1976), el de expansión lineal (Arking y col., 1978) y el de regresión (Abel y col., 1978), siendo el primero el más exacto (McMillin y col., 1980). Más recientemente se ha desarrollado el método 4A (Automatized Atmospheric Absorption Atlas) de Scott y Chedin (1981), que, aunque pierde exactitud frente a los anteriores, permite calcular la transmitancia de la atmósfera en un amplio rango espectral con diferentes condiciones de temperatura, concentración de compuestos absorbentes y de ángulo zenital.

Las ventajas de la integración línea a línea frente a los modelos se pueden resumir en:

- a) Permite, eligiendo el intervalo en frecuencia adecuada, obtener una resolución espectral tan alta como se quiera.
- b) Pueden incluirse de forma exacta la contribución de las alas de las líneas.
- c) Los perfiles de las líneas se introducen más realísticamente, ya que se permite en cada momento tomar el perfil más adecuado.
- d) Se evitan hacer hipótesis sobre temperatura, presión y concentraciones medias, necesarias cuando hay que reducir el recorrido de los fotones en la atmósfera (inhomogénea) a un camino homogéneo. (Este punto se discutirá en I-4.3).

Todas estas características contribuyen a que el método sea tan exacto como se quiera, aunque tiene, por el contrario, la desventaja del gran cálculo numérico a realizar.

En el Capítulo II se ha aplicado este esquema de integración a las bandas $15 \mu\text{m}$ y $4.26 \mu\text{m}$ de la molécula de CO_2 con objeto de comparar las intensidades calculadas mediante una integración "exacta" en frecuencia con las obtenidas de forma aproximada.

I-5.2.- MODELOS DE BANDAS

Los modelos de bandas surgieron como alternativa práctica de abordar la integración en la frecuencia de la función de transmisión. Consisten, en líneas generales, en sustituir la integral de la expresión (I-25) por:

$$\bar{T}(z, \mu) = f(E_i, A_j), \quad (\text{I-27})$$

de forma que mediante una elección adecuada de la función f , de los parámetros espectrales E_i y de la presión P , temperatura T y cantidad de sustancia absorbente:

$$N(z) = \int_z^\infty n_0(z') dz' \quad (\text{I-28})$$

englobados en A_j , se reproduzcan las propiedades reales de absorción (emisión) de dicha sustancia en un determinado intervalo de frecuencias. De ahora en adelante, en la función de transmisión no aparecerá μ , sin olvidar que, cuando haya que aplicarla al cálculo de las intensidades o a los flujos, hemos de integrar sobre dicha variable las expresiones de $\bar{T}(z)$ dadas a continuación, introduciendo μ en el denominador del exponente. Ya se verá, al hablar de la integración en μ , cómo se puede tener en cuenta con la simple introducción de un factor (I-6).

Hay dos formas básicas de determinar la función f analítica o empíricamente. En los dos apartados siguientes se discuten los modelos que utilizan una u otra forma.

I-5.2.1.- MODELOS DE BANDAS ANALITICOS.

El primero y más simple es el modelo regular, propuesto por Elsasser en 1938. La idea es sustituir la banda o intervalo espectral por una sucesión de líneas con perfil Lorentz (véase Apéndice B), de igual altura*, igual anchura mitad e igualmente espaciadas (Fig. I-6a). Dicha situación tiene el mismo resultado que elegir la función f en (I-27), pues permite integrar la función de transmisión analíticamente y expresarla

en función de los parámetros anteriores.

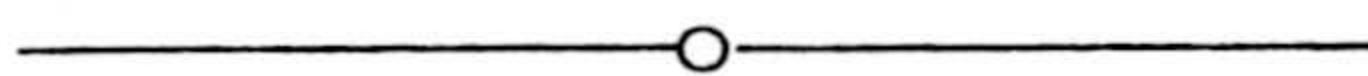
Para este modelo, (I-27) queda como:

$$\bar{T}(z) = \frac{K}{d} \int_N^{\infty} \exp\left(-\frac{KN}{d} \coth \beta\right) I_0\left(\frac{KN}{d} \operatorname{csch} \beta\right) dN \quad (\text{I-29})$$

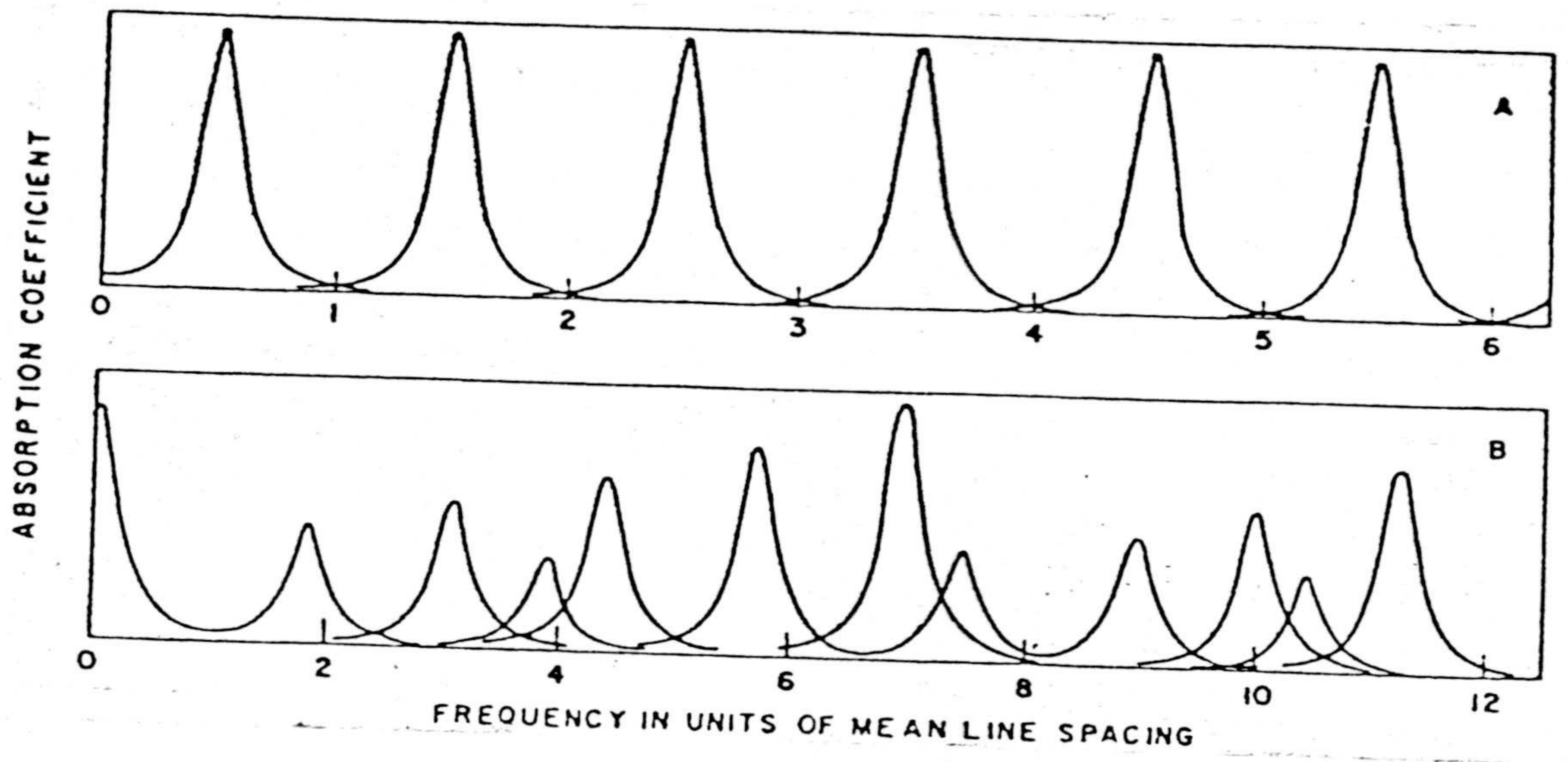
(King, 1964), donde:

- K es el coeficiente de absorción total medio de las líneas,
- d el espaciado medio entre ellas,
- α la anchura mitad media de las líneas,
- I_0 la función de Bessel hiperbólica de grado cero, y
- $\beta = 2\pi\alpha/d$.

El modelo regular, también llamado periódico, se ha aplicado a algunas bandas de moléculas lineales tales como -



(*) Es usual utilizar el término "intensidad" para indicar el coeficiente de absorción total, K , de una línea o banda. Aquí, para no dar lugar a confusión, la llamamos coeficiente de absorción total o, en casos donde sólo se hable cualitativamente (p.e. en modelo de Elsasser), altura de la línea, dejando la palabra "intensidad" para indicar la función de distribución del campo radiativo.



FIGURAS I-6a y I6b.- Diagramas esquemáticos de dos modelos de absorción de bandas.
 A) Modelo de Elsasser. B) Modelo estadístico con distribución exponencial de líneas. (Las abcisas están dadas en unidades del espaciado medio entre líneas d), (Coulson, 1975).

CO₂, N₂O, CO y O₂, caracterizadas por una sucesión regular de líneas. Concretamente simula con bastante exactitud la banda en 15 μm del CO₂, no dando buenos resultados en los espectros, poco regulares, de moléculas asimétricas como vapor de agua y ozono.

En el límite opuesto de aleatoriedad total se encuentra el modelo estadístico desarrollado independientemente por Mayer (1947) y Goody (1952). Está caracterizado originariamente por líneas con perfil Lorentz (pueden tener igualmente perfil Doppler) colocadas aleatoriamente en el intervalo espectral y con diferentes funciones de distribución de sus alturas, Fig. I-6b. Las distribuciones de los coeficientes de absorción de las líneas usadas hasta hoy son:

a) La función delta. Todas las líneas tienen igual altura.

(Al modelo de Goody con esta función de distribución se le llama modelo de Curtis).

$$D(K) = \delta(K - K_0) \quad (\text{I-30})$$

b) Distribución exponencial decreciente.

$$D(K) = \frac{1}{K_0} \exp\left(-\frac{K}{K_0}\right) \quad (\text{I-31})$$

c) Distribución inversamente proporcional.

$$D(K) = \frac{K_0}{K}, \quad K_{\min} \leq K_0 \leq K_{\max} \quad (\text{I-32})$$

siendo K_{\min} y K_{\max} los coeficientes de absorción mínimo y máximo de todas las líneas.

d) Distribución exponencial e inversamente proporcional.

$$D(K) = \frac{1}{K \ln R} \left[\exp\left(-\frac{K}{K_M}\right) - \exp\left(-\frac{RK}{K_M}\right) \right] \quad (\text{I-33})$$

En (I-30) y (I-31) K_0 representa el coeficiente de absorción total medio de las líneas y en (I-32) viene dado por:

$$K_0 = \frac{1}{\ln (K_{\min}/K_{\max})} . \quad (\text{I-34})$$

En (I-33) las constantes K_M y $R(\geq 1)$ se obtienen a partir de: los coeficientes de absorción de las líneas, sus anchuras mitades y el espaciado medio d , mediante expresiones complejas (Aoki, 1978b); y están relacionadas con el coeficiente de absorción medio K_0 por:

$$K_0 = \frac{R-1}{R \ln R} K_M \quad (\text{I-35})$$

Las tres primeras fueron resumidas por Goody (1964a) mientras que la última la ideó Malkmus (1967).

La expresión analítica de la función de transmi--

si3n para l3neas con perfil Lorentz y una distribuci3n exponencial viene dada seg3n King (1964) por:

$$\bar{T}(z) = \exp\{-\beta x \exp(-x) [I_0(x) + I_1(x)]\} \quad (\text{I-36})$$

donde $x = KN/2\pi\alpha$ y de forma m3s simple por:

$$\bar{T}(z) = \exp\left[-\frac{KN}{d} \left(1 + \frac{KN}{\pi\alpha}\right)^{\frac{1}{2}}\right] \quad (\text{I-37})$$

(ver Goody, 1964a), en donde todas las magnitudes tienen su significado habitual. Expresiones anal3ticas para las otras distribuciones con el mismo perfil pueden verse en Aoki, (1978a).

En estos modelos se tienen s3lo dos par3metros ajustables: K/d y α/d . Su determinaci3n se realiza comparando la funci3n de distribuci3n calculada con ellos, con c3lculos exactos de 3sta (Goody, 1964a), o bien, con medidas experimentales de dicha funci3n transmisi3n (Rodgers y Walshaw, 1966).

En determinadas circunstancias interesa conocer la forma que toman las expresiones anal3ticas de las transmitancias en situaciones l3mites. Concretamente, todo c3lculo de transmitancia se hace de tal forma que, en los l3mites, su expresi3n coincida con las dadas a continuaci3n para los casos extremos, siendo la regi3n intermedia la que el modelo

ha de predecir y, en definitiva, refleje su validez. Las tres más frecuentes son:

a) Aproximación línea fuerte.-

La aproximación "strong line", que traduciremos - por línea fuerte, es válida si toda la radiación se absorbe prácticamente en el centro de las líneas más fuertes, donde se cumple que $KN/2\pi\alpha \gg 1$. La función de transmisión puede entonces representarse, para el modelo de -- Elsasser, por la expresión:

$$\bar{T}_{FE}(z) = 1 - \operatorname{erf} \left[\left(\frac{1}{2} \beta^2 x \right)^{\frac{1}{2}} \right], \quad (\text{I-38})$$

donde $\operatorname{erf}(z)$ es la función error:

$$\operatorname{erf}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-t^2} dt, \quad (\text{I-39})$$

y por:

$$\bar{T}_{FG}(z) = \exp\left(-\frac{(\pi KN\alpha)^{\frac{1}{2}}}{d}\right) \quad (\text{I-40})$$

para el modelo estadístico de Goody con distribución exponencial de líneas. Expresiones de $\bar{T}(z)$, para situaciones intermedias entre ambos modelos, se encuentran en -- King(1964) y para el modelo Goody con distribuciones -- del tipo c), d) y a), en Godson (1955), Malkmus (1967) y Aoki (1978a) respectivamente. En este último trabajo se encuentra un resumen de todos ellos junto con expresiones mejoradas, fruto de un modelo más sofisticado -

desarrollado por Aoki.

Esta aproximación funciona en intervalos espectrales donde las líneas están muy ensanchadas, muy solapadas y la concentración del compuesto absorbente es alta.

b) Aproximación línea débil (1).-

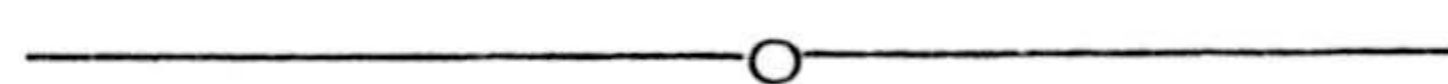
Cuando la absorción es pequeña en todas las líneas, incluso en las de mayor coeficiente de absorción -- (las más "fuertes"), la función transmisión viene dada por una misma expresión analítica para todos los modelos.

$$\bar{T}_D(z) = \exp\left(-\frac{KN}{d}\right) \quad (\text{I-41})$$

Esta condición la satisfacen las bandas fundamentales del CO_2 en $15 \mu\text{m}$ y $4.26 \mu\text{m}$ en la mesosfera y baja termosfera terrestres, por lo que, persiguiendo una integración en frecuencias más exacta que la realizada mediante k_e (Cap. II), se adaptó junto con la solución formal para obtener las intensidades de dichas bandas.

c) Aproximación líneas no solapadas (2).-

Esta aproximación se da si el solapamiento en



- (1) Del término inglés "weak line" que traducimos por línea débil.
 (2) Del término inglés "non-overlapping lines" que traducimos por líneas no solapadas.

tre líneas es muy pequeño o nulo. $\bar{T}(z)$ viene dada entonces por;

$$\bar{T}_N(z) = \beta \times \bar{e}^x [J_0(x) + J_1(x)] \quad (\text{I-42})$$

donde $J_i(x)$ son las funciones de Bessel de orden i .

Las tres aproximaciones han sido discutidas - ampliamente por Plass (1958,1960), dando en éste último trabajo una tabla en la que se indica para los modelos de Elsasser, Curtis y Goody con distribución exponencial de K , las condiciones en que son aplicables con un error menor que un 10%.

El modelo aleatorio fue aplicado por primera vez a algunas bandas del vapor de agua, y, en general, se ajusta mejor a aquellas bandas con distribuciones irregulares de líneas (H_2O y O_3).

Goldman y Kyle (1968) hicieron un cálculo de la transmitancia de la banda del ozono en $9.6 \mu\text{m}$ utilizando el modelo de Goody con distribución exponencial. El resultado, comparado con cálculos realizados línea a línea, se muestra en la Fig. I-7 donde puede apreciarse un buen acuerdo, contrario, por otra parte, a los resultados obtenidos anteriormente.

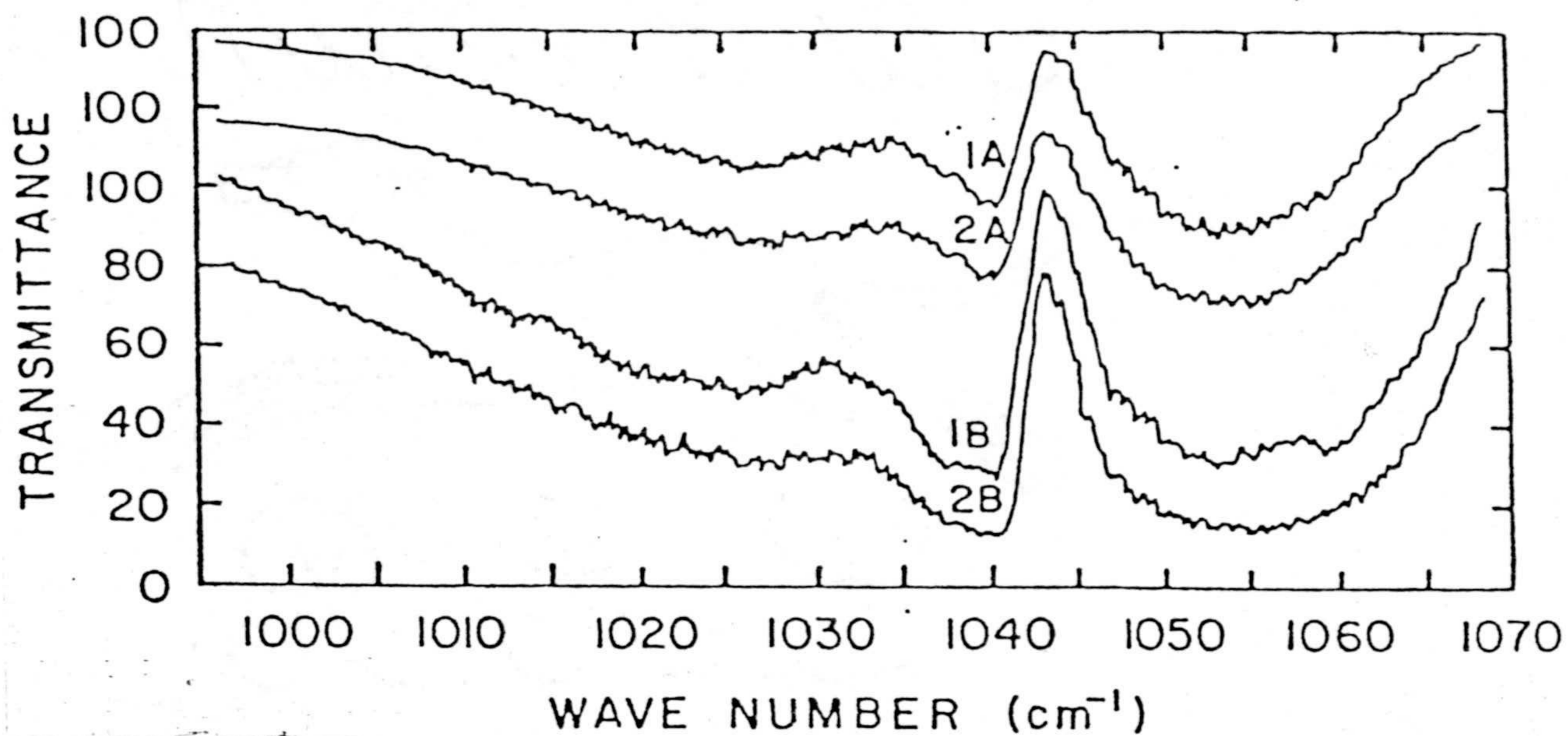


FIGURA I-7.- Comparación de los espectros de absorción de la banda en $9.6 \mu\text{m}$ del ozono mediante calculos realizados línea a línea (curvas 1) y mediante el modelo estadístico con distribución exponencial (curvas 2). Los casos A y B corresponden a diferentes condiciones de presión (Goldman y Kyle, 1968).

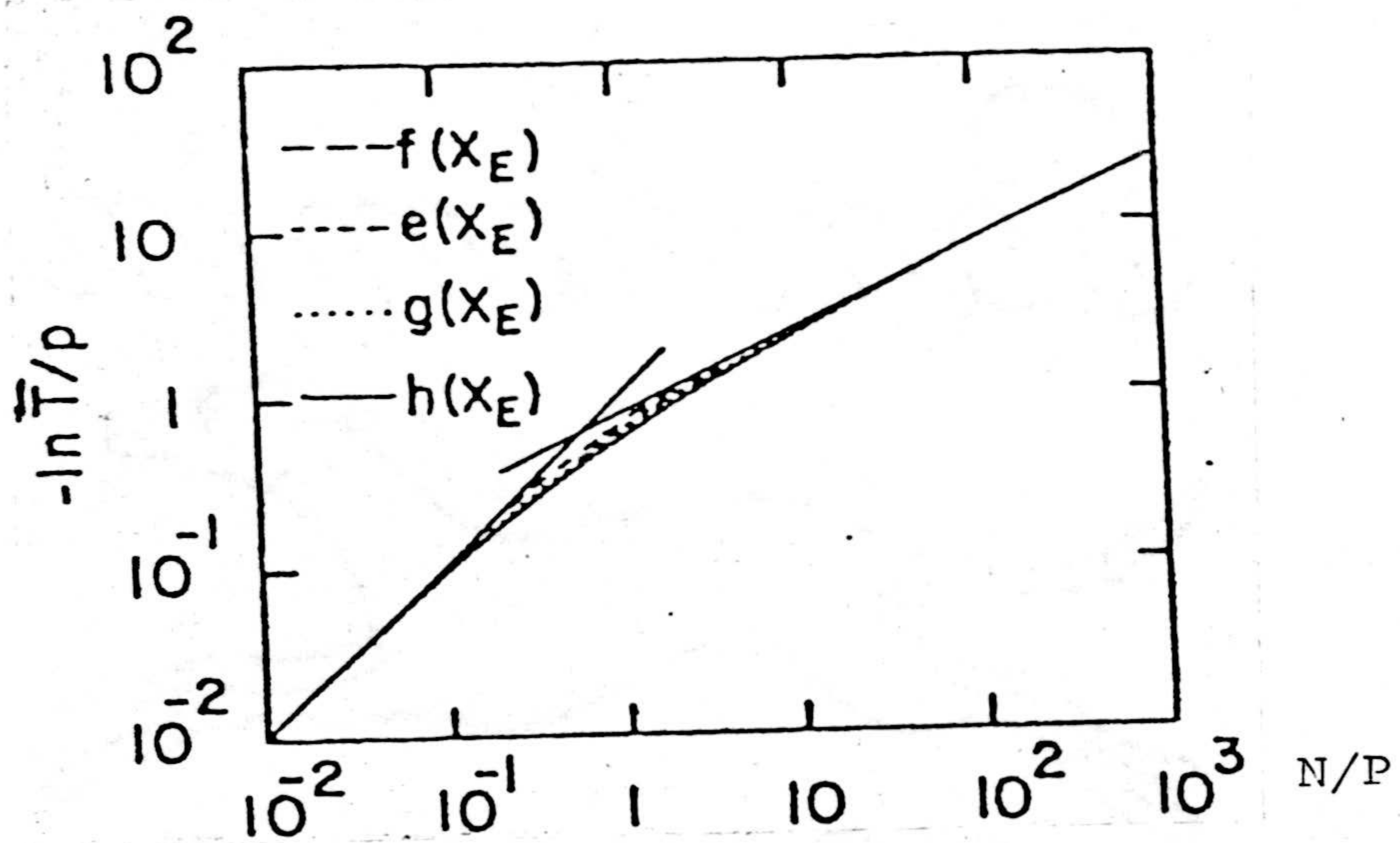


FIGURA I-8.- Funciones de transmisión del modelo de bandas aleatorio para líneas Lorentz y distribuciones de línea: constante, f ; exponencial, e ; ojival, g y exponencial ojival h (Malkmus, 1967).

En la Fig. I-8 se muestra el $-\ln(\bar{T}/P)$ en función de N/P para cuatro modelos de bandas aleatorios con las distribuciones mencionadas anteriormente. Para todos ellos se han elegido los parámetros comunes de tal forma que en los dos casos límites, línea fuerte y línea débil, $-\ln(\bar{T}/P)$ coincide con sus expresiones en dichos casos extremos. El modelo que menos se ajusta es el de Curtis (f), para el que la región de transición (entre los casos límites) es más brusca y alta que en las restantes. Por otra parte, la distribución ojival (K_0/K), g, cae más baja y de forma menos brusca que f, e incluso que la distribución exponencial e, en mejor acuerdo con los datos. Esto indica que la distribución exponencial necesita de más líneas débiles (disminuye muy rápidamente) para ajustarse correctamente a los datos. Este resultado ha sido puesto de manifiesto por otros autores, entre ellos Goldman y Kyle (1968), Farmer y Cutting (1974), Kunitomo y Osumi (1975). Gille y Goody (1964) tuvieron que añadir muchas líneas débiles en el caso de NH_3 para obtener un ajuste aceptable con los datos experimentales, así mismo Gille llegó a la conclusión de que un modelo de bandas aleatorio con distribución exponencial no ajustaba ade-

cuadamente la banda en $15 \mu\text{m}$ del CO_2 . Plass (1964) estudió el efecto de añadir líneas débiles, notando que la suma de un gran número de líneas, incluyendo aquellas de magnitud cuatro órdenes menores, daba como resultado una región intermedia entre la asíntotas fuerte y débil, mayor y más irregular. Este punto fue considerado más tarde por Malkmus (1967) proponiendo la distribución exponencial ojival, que se ajusta muy bien a los datos experimentales como puede apreciarse en la Fig. I-8. Las ventajas de esta distribución son:

- a) Proporciona una distribución de las líneas fuertes (mayor coeficiente de absorción total) más realista que los demás.
- b) Da una expresión algebraica muy simple para incluir las líneas débiles.

Rodgers (1968) la aplicó a los datos experimentales de la banda del ozono centrada en $9.6 \mu\text{m}$, obteniendo buenos resultados cuando la representaba mediante dos bandas del modelo anterior.

El modelo aleatorio, además de aplicarse al cálculo de transmitaciones en sí, se ha utilizado en cálculos de enfriamientos radiativos y de intensidades (Rodgers y Walshaw, 1966; Ellingson y Gille, 1978).

Los dos modelos descritos anteriormente son casos -

extremos. Ambos dan expresiones muy simples para las funciones de transmisión, pero son insuficientes para reproducir por separado a una banda, y no la pueden representar satisfactoriamente si las líneas están altamente agrupadas.

Un modelo intermedio y generalizado de los anteriores es el de King (1964). En él introdujo un parámetro adicional, n , que le permitía variar el espaciado entre las líneas. Para un intervalo espectral expresó la derivada de la función de transmisión respecto de la cantidad de sustancia absorbente N mediante:

$$\frac{d\bar{T}(z)}{dN(z)} = -\exp \left\{ - \left[n! \frac{(4K\alpha N)^{\frac{1}{2}}}{d} \right]^{1/n} \right\} \left(\frac{K\alpha}{Nd^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{I-43})$$

y la expresión de $\bar{T}(z)$ en la aproximación línea fuerte por:

$$\bar{T}_F(z) = \Gamma \left[n, (n!A)^{1/n} \right] \quad (\text{I-44})$$

donde:

$$A = \left(\frac{2\beta^2 x}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}},$$

y Γ es la función gamma incompleta definida como

$$\Gamma(a, z) = \int_z^{\infty} e^{-t} t^{a-1} dt \quad (\text{I-45})$$

La expresión (I-44) se reduce a las dadas anteriormente para los modelos de Elsasser (I-38) y Goody (I-40) cuan-

do $n=1/2$ y $n=1$ respectivamente. A medida que n aumenta desde $1/2$ hasta 1 el espaciado de líneas pasa de completamente regular a aleatorio. Para valores mayores que la unidad, el agrupamiento de líneas se va haciendo progresivo hasta llegar a un solapamiento total cuando n se hace muy grande.

Otro modelo analítico de gran interés es el modelo cuasi-aleatorio descrito por Wyatt y col. (1962). Su objetivo, desde un punto de vista físico, está justificado, ya que representa de forma casi exacta la distribución real de las líneas en una banda combinando adecuadamente líneas débiles y fuertes, pero necesita más tiempo de cálculo que los anteriores. Dado que la función de transmisión de todo el intervalo espectral no viene descrita por una expresión analítica, se le puede considerar como un método intermedio entre modelos e integración "exacta". Sus principales características son:

- a) El intervalo total al que se pretende ajustar se divide en un número pequeño de subintervalos (de 5, 10 ó 100 cm^{-1}), dentro de las cuales las líneas están distribuidas aleatoriamente.
- b) Cada subintervalo se divide en un conjunto conveniente de subgrupos, dentro de los cuales todas las líneas tienen el mismo coeficiente de absorción y están igualmente espaciadas.

- c) El número de líneas usado en cada subgrupo es el real, y la expresión de la función de transmisión en cada subintervalo viene dada por:

$$\bar{T}(z) = \prod_{j=1}^M \left\{ \frac{1}{d_j} \int_0^{d_j} \exp[-K_j N \phi(v)] dv \right\}^{n_j} \quad (\text{I-46})$$

- en donde el productorio está extendido al número de subgrupos M dentro del subintervalo y d_j y K_j son la distancia media entre líneas y el coeficiente de absorción medio en cada subgrupo j . $\phi(v)$ es el perfil de la línea normalizado, y n_j el número real de líneas en el subgrupo j .
- d) Calcula la contribución de las alas de las líneas.

Su bondad ha sido puesta de manifiesto por Stull y col. (1964) para la banda en $15 \mu\text{m}$ del CO_2 , Fig. I-9, y aplicado por Kuhn y London (1969) para calcular los enfriamientos infrarrojos de las emisiones en $15 \mu\text{m}$ (CO_2), $9.6 \mu\text{m}$ (O_3) y $80 \mu\text{m}$ (H_2O) en la estratosfera y mesosfera terrestres.

La contribución de las alas de las líneas que quedan a uno y otro lado del límite de los intervalos de frecuencia es una fuente de error en los modelos descritos anteriormente (especialmente en el aleatorio), ya que ésta no se tiene en cuenta. La inclusión en este modelo de dicho término contribuye en gran parte a disminuir dichos errores.

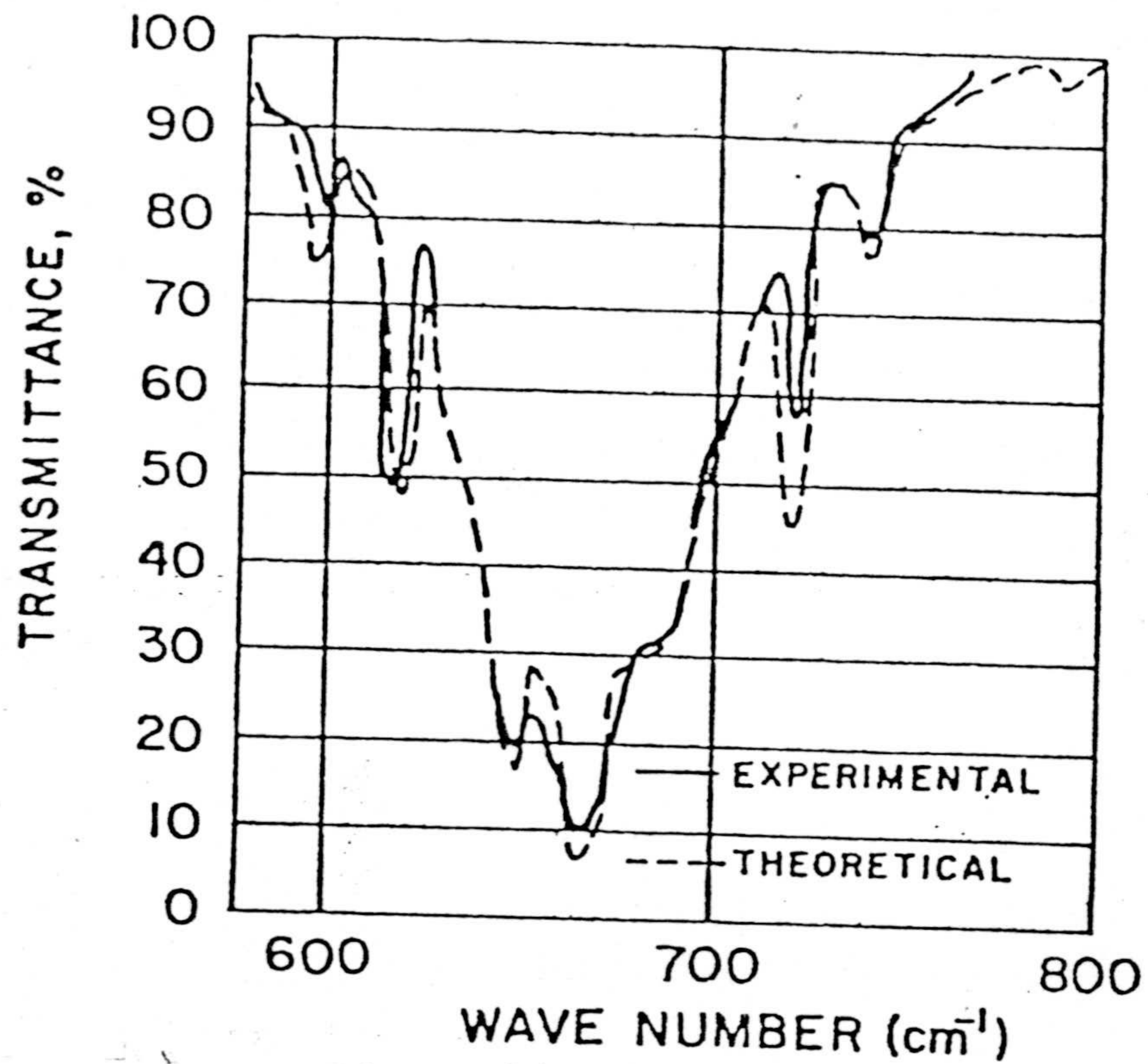


FIGURA I-9.- Comparación de la transmitancia del CO_2 en $15 \mu\text{m}$ calculada por Stull y col. (1964) con el modelo cuasi-aleatorio (---), con las medidas experimentales de Burch y col. (1962).

Recientemente, Aoki (1978a.) ha desarrollado una técnica en la que se tiene en cuenta de forma simple y exacta -- las contribuciones mencionadas anteriormente para los modelos aleatorios con las cuatro distribuciones de líneas expuestas. Cuando ésta se introduce en el modelo cuasi-aleatorio, no sólo se obtienen mejoras en la rapidez y exactitud, sino que da también expresiones más simples de la contribución de las alas de las líneas. El modelo aleatorio con esta técnica de Aoki, llamado modelo aleatorio semidirecto, ha sido aplicado con una distribución exponencial ojival (tipo d) a bandas rotacionales del vapor de agua y a la del CO₂ en 15 µm, obteniendo resultados similares a los de cálculos detallados (Aoki, 1978b, 1980).

Otra aproximación del cálculo de las funciones de transmitancia, bastante diferente de los modelos de bandas, ha sido estudiada y aplicada por Arking y Grossman (1972), aunque la idea original ya fue mencionada por Kondratiev (1969) basándose en los estudios de Lebedinsky (1939). Su validez está limitada exclusivamente a atmósferas homogéneas (aquellas donde los parámetros de las líneas no varían con la altura) y se basa en el hecho de que, en tales circunstancias, la transmitancia en un intervalo espectral relativamente ancho es independiente del orden de las líneas, aunque sí depende de qué parte del intervalo está ocupado por líneas de un determina

do K , es decir, depende de la distribución de K , $D(K)$, en el intervalo. Así, el uso de una función de distribución $D(K)$, en lugar del espectro real, tendría como principal ventaja un gran ahorro de cálculo numérico, mientras que su inconveniente sería el ser sólo aplicable a atmósferas homogéneas. El resultado práctico es que podemos calcular la transmitancia mediante:

$$\bar{T}(z) = \sum_{i=1}^N b_i e^{-K_i N} \quad (\text{I-47})$$

donde $\sum_{i=1}^N b_i = 1$, y b_i y K_i son funciones de los parámetros lineales y de las condiciones (P, T) de la capa homogénea. Arking y Grossman (1972) han calculado diferentes distribuciones $D(K)$ para bandas regulares y aleatorias con perfiles de líneas: cuadrado, triangular, Döppler y Lorentz, e incluso para casos reales como una parte de la banda centrada en $15 \mu\text{m}$ (CO_2).

Entre las ventajas de los modelos analíticos frente a los empíricos podemos citar:

- a) El número de transmitancias que se han de conocer en un rango limitado es muy pequeño, a diferencia de los modelos empíricos donde se precisa un mínimo de ellas relativamente elevado para obtener la transmitancia en un determinado intervalo.

- b) La determinación simultánea de todos los parámetros del modelo.
- c) La gran facilidad de cálculo que supone expresar la función de transmisión mediante una expresión analítica.

I-5.2.2.- MODELOS DE BANDA EMPIRICOS.-

Consisten en determinar la función f de la expresión (I-27) a partir de datos experimentales o cálculos -- exactos de transmitancias. En principio, parecería lógico, dada la dependencia de la función de transmisión, elegir f como exponencial, pero, dado que los exponentes en (I-25) no dependen de forma lineal con los parámetros espectrales (véase cualquier expresión anterior de los modelos, salvo la aproximación línea débil), la hace inadecuada para su aplicación al cálculo de transmitancias a partir de datos conocidos, donde normalmente se utilizan técnicas lineales de mínimos cuadrados.

Utilizando la expresión de King (1959) $\bar{T} = \bar{T}(K, \alpha^N, N)$ y las dependencias de K y α con P y T :

$$K = K_0 \left(\frac{T_0}{T}\right)^a \quad \text{y} \quad \alpha = \alpha_0 \frac{P}{P_0} \left(\frac{T_0}{T}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{I-48})$$

\bar{T} puede expresarse más explícitamente como:

$$\bar{T} = g \left[C, \left(\frac{P}{P_0} \right)^n, \left(\frac{T_0}{T} \right)^{m+\frac{1}{2}}, N \right] \quad (\text{I-49})$$

donde C es un parámetro espectral definido en el intervalo de frecuencias $\Delta\nu$, función de K y α_0^n . El subíndice (0) indica condiciones normales de presión y temperatura. n y m son parámetros característicos de la sustancia absorbente, donde n está forzado a tomar los valores 0 y 1 en los límites de línea débil y fuerte respectivamente, y m nos informa de la dependencia del coeficiente de absorción con la temperatura. (Valores de m para las moléculas atmosféricas pueden encontrarse en McClatchey y col. (1973)). En la práctica los parámetros de la banda se determinan a partir de funciones de transmitancia medidas experimentalmente para un P, T y N conocidos, es decir, resolver (I-49) para C y n . Una vez determinados y conocida la \bar{T} para otras condiciones, se determina la función g para todo el rango de valores N, P y T . Dos formas diferentes se han utilizado para obtener g :

- a) Mediante técnicas gráficas (McClatchey y col, 1970), y
- b) mediante técnicas de cálculo (Pierluissi y Tomiyama, 1980).

Otra manera de calcular funciones de transmitancia empíricamente, consiste en añadir diferentes términos de los límites asintóticos hasta conseguir ajustar los resultados a los datos experimentales o calculados "exactamente". La función de transmisión del modelo aleatorio (I-37) se --

puede expresar en términos de las aproximaciones línea fuerte y línea débil como:

$$-\frac{1}{\ln \bar{T}} = \left[\left(\frac{d}{K} \frac{1}{N} \right)^2 + \left(\frac{d^2}{\alpha K} \frac{1}{N\pi} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{I-50})$$

donde el primer sumando corresponde a la región débil y el segundo a la fuerte. Para ajustar \bar{T} en (I-50) sólo se necesitan dos parámetros, K/d y α/d . Zachor (1968) introdujo un sumando adicional en (I-50) incluyendo así un parámetro de ajuste más:

$$-\frac{1}{\ln \bar{T}} = \left[\left(\frac{1}{\ln \bar{T}_D} \right)^2 + \left(\frac{1}{\ln \bar{T}_F} \right)^2 - \frac{M}{\ln \bar{T}_D \ln \bar{T}_F} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{I-51})$$

donde \bar{T}_D y \bar{T}_F coinciden con las expresiones (I-40) y (I-41) respectivamente. Mediante una elección adecuada de M , mayor o menor que cero, se puede conseguir que \bar{T} tienda a los límites lenta o rápidamente, respectivamente. Zachor demostró que la determinación de M a partir de un sólo punto en (I-51) da muy buenas aproximaciones de los modelos de Elsasser, Curtis y Goody.

Un nuevo parámetro libre se introdujo en la función transmisión cuando se tomó como \bar{T}_F la expresión dada por King (1964) (I-44). Posteriormente se amplió el número de parámetros libres al introducir Gibson y Pierluissi (1971) una modificación del límite línea débil. Estos autores apli

caron su modelo (cinco parámetros), el de Zachor (cuatro parámetros) y el aleatorio de Goody (dos parámetros) al cálculo de las transmitancias del CO_2 a 300 K en intervalos de 50 cm^{-1} , siendo el primero el que mejor ajustaba la curva experimental, encontrando desviaciones típicas de 2.3×10^{-3} , 3.7×10^{-3} y 18.2×10^{-3} respectivamente. Pierluissi (1973) desarrolló otro modelo de cinco parámetros en el que las transmitancias límites intervienen en varios términos. La expresión de Pierluissi tiene la forma:

$$z^2 = B_D x^2 + B_F y^2 + B_{DF} xy + B_{2DF} x^2 y + B_{D2F} xy^2 \quad (\text{I-52})$$

donde:

$$x = \frac{1}{\ln \bar{T}_D}, \quad y = \frac{1}{\ln \bar{T}_F}, \quad z = \frac{1}{\ln \bar{T}}$$

y los coeficientes B son los parámetros a determinar empíricamente. Con objeto de probar su exactitud fue utilizado junto con otros modelos, entre ellos los de Zachor y Goody, para calcular las transmitancias en intervalos de 5 cm^{-1} en la banda $4\nu_2 + \nu_3$ del CO_2 centrada en 4853.58 cm^{-1} . El resultado fue que los modelos de cuatro y cinco parámetros son mucho más exactos en la reproducción de los datos experimentales que los de dos parámetros. En la Fig. I-10 puede verse cómo la fórmula de cinco parámetros da un ajuste excelente a los datos experimentales en un gran rango de presiones y cantidades gas.

SYMBOL [9]	P_e (ATM)	U (ATM.CM)
AF	10.0100	25.0
W	1.0000	330.0
L	0.1001	3320.0
H	0.1500	9940.0
I	0.3000	9950.0
G	1.3100	21900.0

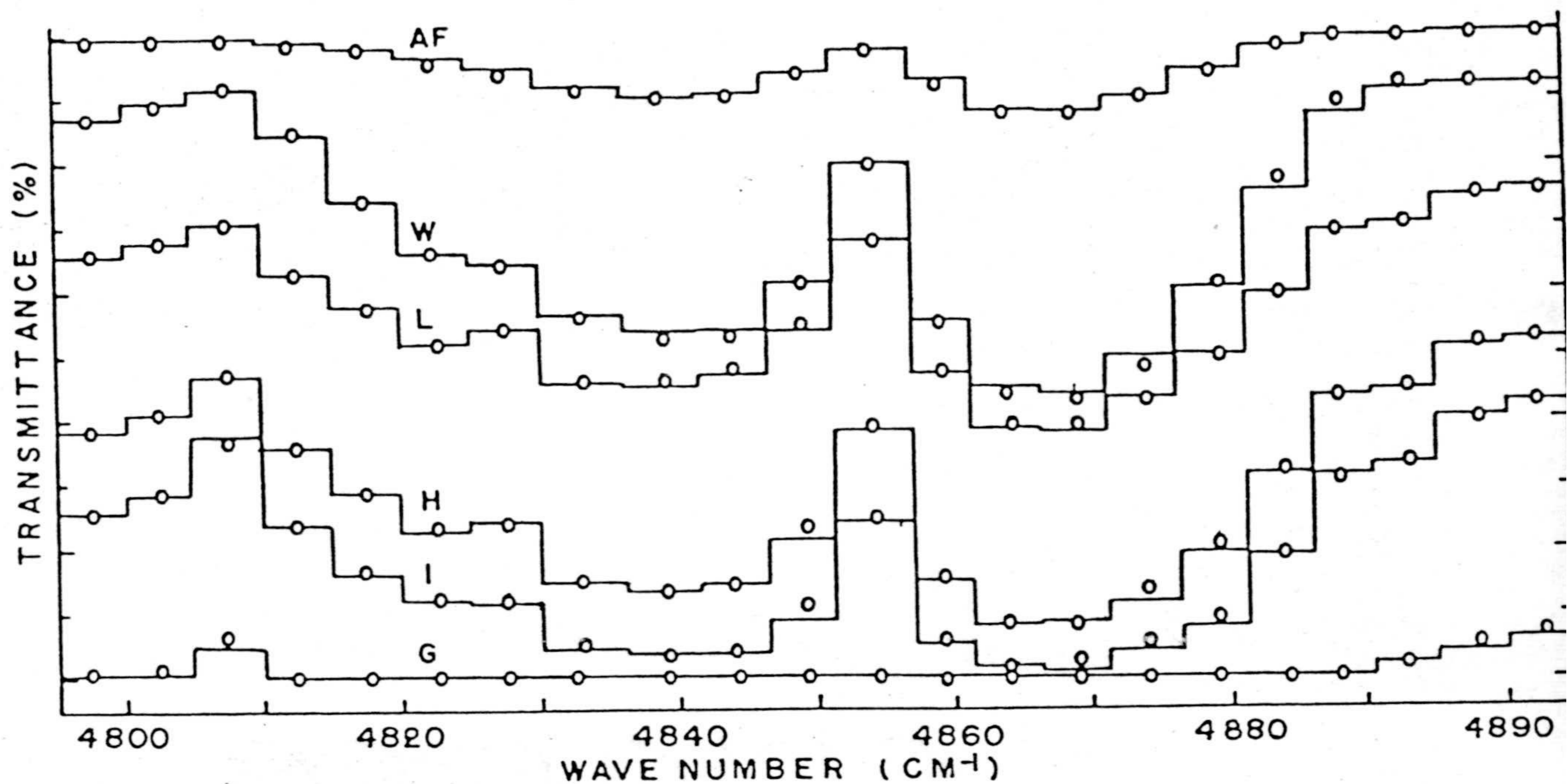


FIGURA I-10.- Comparación de las transmisiones de la banda del CO_2 (0,4,1) en $2.1 \mu\text{m}$ calculadas mediante un modelo de bandas de cinco parámetros (O) con medidas experimentales (—) (Pierluissi, 1973).

Se han desarrollado otras fórmulas de suma de funciones de transmisión siguiendo un criterio diferente al de las anteriores. Entre ellas cabe destacar la expresión polinómica de Smith (1969), en donde el desarrollo del $-\ln(1/\bar{T})$ se hace en términos de la presión P , de la temperatura T , de la cantidad de sustancia absorbente N y de términos cruzados como NP , T y N^2 . Su aplicación a las bandas del vapor de agua y a la banda en $15 \mu\text{m}$ del CO_2 dió errores del 1% (Smith, 1969), algo mayores que los modelos de cuatro y cinco parámetros.

La principal ventaja de este tipo de modelos frente a los analíticos reside en el hecho de que la función de transmisión (discreta) se obtiene a partir de datos experimentales y no se supone a priori. Ello permite a la función discreta ajustarse a los datos de forma más flexible y exacta que la función continua de los modelos analíticos. Este procedimiento es muy útil cuando se trabaja con bandas donde ningún modelo es capaz de reproducirlas aceptablemente.

Varias son las limitaciones que se encuentran en los modelos de bandas respecto de las integraciones detalladas, las principales son:

a) Dado que se aplican a bandas o a porciones de éstas, su

- resolución espectral es muy baja.
- b) Como por naturaleza son estadísticos, sus resultados llevan asociados, de por sí, una incertidumbre.
 - c) En situaciones donde el solapamiento de líneas sea importante y, por tanto, también lo son las contribuciones de las alas de las líneas, los resultados son pobres. (Recordemos que, aunque el modelo casi-aleatorio de Wyatt y col. (1962) daba resultados aceptables, se considera un método intermedio entre modelos e integración "exacta". Así, los modelos empíricos cabe considerarlos de igual manera).
 - d) Hasta ahora, para obtener las expresiones analíticas de la función de transmisión de todos los modelos, se ha supuesto que los parámetros de las líneas: anchura media y coeficiente de absorción no variaban a lo largo del camino de integración, atmósfera homogénea. Ese no es el caso de una atmósfera real, donde α y K varían a lo largo del camino a través de P y T . (Ver Apéndice B y (F-48)). Con objeto de poder aplicar todos los modelos a atmósferas reales se ha desarrollado una serie de aproximaciones, discutidas en el siguiente apartado, que dan origen a una nueva fuente de errores.

A pesar de estas limitaciones, como se ha visto,

el acuerdo entre transmitancias calculadas con modelos y con cálculos detallados es notorio y constituye, en última instancia, el método práctico de calcular las transmitancias.

I-5.3.- LA FUNCION TRANSMISION EN ATMOSFERAS INHOMOGENEAS.

Dado que la variación de la temperatura y presión a lo largo del camino de integración pueden incluirse en un esquema de integración línea a línea, el tratamiento de la inhomogeneidad en las atmósferas, es exclusivo de los modelos de bandas. Cuando una radiación con perfil Lorentz atraviesa una región donde la presión no es constante (notemos que es directamente proporcional a la presión), deja de tener dicho perfil, aunque la diferencia no es muy grande. Curtis (1952) y Godson (1953) encontraron independientemente que en los dos casos límites, línea fuerte y línea débil, el perfil seguía siendo Lorentz si se utilizaba una anchura a mitad:

$$\alpha_e = \frac{\int \alpha \, dN}{\int dN} \quad (\text{I-53})$$

donde la integral está extendida a todo el camino inhomogéneo. En definitiva, lo que hace esta aproximación es sustituir el camino inhomogéneo por otro equivalente homogéneo -

con presión constante:

$$P_e = \frac{\int P \bar{K} \, dN}{\int \bar{K} \, dN} \quad (\text{I-54})$$

y un coeficiente de absorción equivalente de toda la banda (o intervalo espectral) K_e definido por:

$$K_e = \frac{1}{N_e} \int \bar{K} \, dN \quad (\text{I-55})$$

donde:

N_e es la cantidad total de sustancia absorbente en el camino elegido, y

\bar{K} el coeficiente de absorción de las líneas promediado en toda la banda (o intervalo).

La variación de α y K con la temperatura no se ha considerado anteriormente, pero puede incorporarse de forma sencilla como lo hicieron Rodgers y Walshaw (1966) para el modelo aleatorio mediante:

$$N_e = \int \phi(T) \, dN$$

$$N_e P_e = \int \psi(T) \, dN$$

donde:

$$\phi(T) = \frac{\sum_i K_i(T)}{\sum_i K_i(T_0)} \quad , \quad \text{y} \quad (\text{I-56})$$

$$\psi(T) = \frac{\left[\left[\sum_i K_i(T) \alpha_i(T) \right]^{\frac{1}{2}} \right]^2}{\left[\left[\sum_i K_i(T_0) \alpha_i(T_0) \right]^{\frac{1}{2}} \right]^2}$$

Varios estudios han demostrado que la aproximación de Curtis-Godson (CG) da resultados razonables prácticamente en todas las situaciones (Kaplan, 1959; Goody, 1964b; Zdunkowski y Raymond, 1970), siendo excelentes en ambos casos límites. Los mayores errores se cometen en aquellas situaciones caracterizadas por grandes cantidades de sustancias absorbentes a baja presión y pequeñas cantidades a presiones elevadas, como le ocurre al ozono en la atmósfera terrestre para el que se han obtenido los resultados -- más inexactos (Walshaw y Rodgers, 1963).

Armstrong (1968) estudió la forma de mejorar la aproximación CG desde un punto de vista matemático. Mejoró su exactitud realizando la integración en la altura (z' en (I-25)) mediante la cuadratura de Gauss. En esencia lo -- que hace es dividir cada capa en subcapas e integrar sobre éstas, de ahí que este método disminuya considerablemente los errores si las capas consideradas tienen gran concentración de sustancias absorbentes con fuertes coeficientes de absorción.

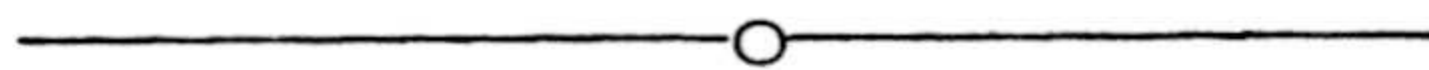
Con objeto de representar más realmente la situación intermedia entre línea fuerte y línea débil, Weinreb

y Neuendorffer (1973) propusieron un nuevo método que en los casos extremos coincide con CG (Pierluissi y Bruce, 1975), pero necesita un modelo de transmitancias conocido.

Yamamoto y col. (1972), suponiendo que las inexactitudes de la aproximación CG en situaciones intermedias - entre línea débil y fuerte se debían a un valor demasiado grande de las anchuras mitades equivalentes α_e , definieron éstas de forma ajustable mediante:

$$(\alpha_e)^\varepsilon = \frac{\int K \alpha^\varepsilon dN}{\int K dN} \quad (\text{I-57})$$

donde ε es un parámetro menor que la unidad que se obtiene al igualar la expresión de la función de transmisión para un camino inhomogéneo calculado "exactamente" (Yamamoto y Aida, 1970) con la expresión de la función transmisión para el mismo camino considerado homogéneo (I-4.2). Obviamente ésta es una mejor aproximación que la CG.



- (1) Nótese que la definición de α_e (I-57) con $t=\varepsilon$ coincide con la definición de la aproximación CG, (I-54), ya que esta aproximación se hace cuando la presión a lo largo del camino varía notablemente, en cuyo caso el perfil de las líneas es del tipo Lorentz, caracterizado por una anchura α proporcional a P (Apéndice B).

Por último, citamos el método más antiguo y de más fácil manejo de la inhomogeneidad atmosférica. Se trata de la aproximación "scaling" (Goody, 1964a). Mientras que en CG se definían dos parámetros equivalentes, P_e o α_e , y K_e , aquí sólo se define uno, la cantidad de sustancia absorbente que se obtiene a partir de:

$$N_e = \int \frac{K(T) P^n}{K(T_0) P_0} dN$$

donde n varía con las sustancias y depende fuertemente del perfil de concentración del compuesto. Medidas del laboratorio indican $n \approx 1/2$ mientras que en el límite de línea fuerte $n=1$.

Debido a su sencillez ha sido aplicado frecuentemente. Los resultados no son muy satisfactorios, aunque en algunos casos, como en la aplicación de McClatchey y col. -- (1972) a las bandas del CO_2 , O_3 y vapor de agua en la región espectral 0.25-25 μm , se obtuvieron resultados aceptables.



I-6 INTEGRACION EN μ .

La integración en μ de la ETR en atmósferas planetarias tiene especial importancia en las regiones visible e infrarroja del espectro, donde los términos de "scattering" anisótropo predominan frente a los fenómenos de absorción-emisión. Por este motivo, los métodos desarrollados para realizar tal integración están dirigidos a conocer la anisotropía del campo radiativo en atmósferas donde predomina el "scattering", aunque son igualmente aplicables y válidos para el caso que nos ocupa de la resolución de la ETR en atmósferas donde es despreciable frente a la absorción.

El caso más simple de integración de la ETR, (I-15) se presenta cuando se conoce la función fuente explícitamente. Dado que es isótropa, la integración en μ queda reducida al cálculo de las integrales de tipo exponencial:

$$E_n(x) = \int_0^1 \exp\left(-\frac{x}{u}\right) u^{n-2} du \quad (\text{I-58})$$

para $n=1$ y $n=2$ si calculamos las intensidades, y $n=2$ y $n=3$ si el objetivo es obtener los flujos radiativos. Las propiedades de dichas integrales y su evaluación pueden encontrarse en Goody (1964a) y Kourganoff (1963).

Cuando la función fuente se desconoce, es necesario saber la intensidad en todas y cada una de las direcciones y alturas para obtenerla en una determinada dirección y nivel. Se ve, entonces, la necesidad de integrar en todas las direcciones (μ), incluso si sólo quisiéramos obtener una sola $I(\mu)$.

Los diferentes métodos y aproximaciones utilizadas en su resolución se discuten en los apartados siguientes, empezando por la más simple: aproximación "dos corrientes" y siguiendo en orden creciente de exactitud.

I-6.1.- APROXIMACION "DOS CORRIENTES".-

Desde su publicación por Schuster (1905), la aproximación "dos corrientes" (ADC) se ha venido aplicando a las atmósferas planetarias en problemas tales como cálculos globales de radiación (Rasool y Schneider, 1971; Lacis y Hansen, 1974) y cálculos de albedo planetarios -- (Sagan y Pollack, 1967). A medida que se han ido desarrollando soluciones completas de la ETR, se le han ido introduciendo importantes mejoras (p.e. Coakley y Chýleck,

1975; Wiscombe y Grams, 1976; Meador y Weaver 1980).

Consiste, esencialmente, en suponer que la dependencia de I con μ viene dada por dos parámetros. Desde este punto de vista, hay tres tipos diferentes de ADC, atendiendo a la diferente forma en que se limita la variación de I con μ :

a) Aproximación de Schuster.-

En ella los dos parámetros son $I^+(\tau)$ y $I^-(\tau)$, y la dependencia angular viene dada por:

$$I(\tau, +\mu) = I^+(\tau) \quad (\text{I-59})$$

$$I(\tau, -\mu) = I^-(\tau) \quad \forall \mu > 0.$$

Es la forma original de la aproximación, donde I es -- constante en cada uno de los hemisferios.

b) Aproximación de Eddington.-

Los dos parámetros son $I_0(\tau)$ y $I_1(\tau)$, y la dependencia angular viene dada por:

$$I(\tau, \mu) = I_0(\tau) + \mu I_1(\tau). \quad (\text{I-60})$$

c) Aproximación mediante cuadraturas.-

Se eligen aquí como parámetros las intensidades en dos direcciones determinadas, elegidas previamente de

acuerdo con alguna regla de cuadratura. La forma de la función $I(\mu)$ se obtiene determinando previamente la función fuente, e integrando después la ETR. (Chandrasekhar, 1960).

Una aproximación muy utilizada en los cálculos del enfriamiento radiativo producido por moléculas absorbentes en la atmósfera terrestre, es la aproximación difusividad (Rodgers y Walshaw, 1966; Ellingson y Gille, 1978).

Consiste en sustituir $\frac{1}{\mu}$ en la función transmisión por el factor r , evitando así la evaluación de las integrales exponenciales. Es en realidad una ADC, donde la elección del factor r es equivalente a la elección de la dirección sesgada media que seguirían todos los rayos en su salida de (o entrada a) la atmósfera. El valor normalmente utilizado es 1.667, evaluado inicialmente por Elsasser en 1940 para un modelo regular de bandas en la aproximación de línea fuerte. Varios autores (Hitschfeld y Houghton, 1961; Rodgers y Walshaw, 1966) obtuvieron un error muy pequeño ($\sim 1.5\%$) en el cálculo de enfriamientos con ese valor, sin embargo, como sostienen Armstrong (1968) y Shved y Bezrukova (1976) tal valor se obtiene para calcular flujos en lu-

gar de derivadas del flujo, por lo que lo hace inadecuado en cálculos de enfriamientos radiativos. Recientemente ha sido reexaminado exhaustivamente por Apruzese (1980), quien pone de nuevo de manifiesto que $r=1.667$ sólo es aplicable al cálculo de flujos y da diferentes valores para r , dependiendo del camino elegido en el cálculo de los enfriamientos. $r=2.07$ cuando se determinan basándose en el cálculo de intensidades y $r=1.81$ cuando se calculan a partir de los flujos.

I-6.2.- APROXIMACIONES DE ORDEN MAYOR.-

Son en definitiva generalizaciones de los tres tipos de "ADC" vistos.

a) Aproximación N-corrientes.-

Cuando se divide cada hemisferio en $N/2$ porciones con I constante en cada una, se tiene la aproximación "N-corrientes". Chu y Churchill (1955) la desarrollaron con $N=6$ y Whitney (1972) para $N=12$. Recientemente Acquista y col. (1981), tomando como partida la idea inicial de Schuster, la han generalizado a N . Estos autores, haciendo un análisis previo para $N=4$, ven las siguientes ventajas -

frente a los desarrollos anteriores y frente a los métodos de coordenadas discretas y de los armónicos esféricos:

- 1) Se necesita menos tiempo de cálculo para resolver el sistema de N ecuaciones diferenciales acopladas al que se reduce la ETR.
- 2) No se necesita hacer aproximaciones en la función fase (función que da la dependencia angular de la función fuente), lo que lo hace especialmente aplicable para funciones de fase realísticas y profundidades ópticas moderadas.

b) Método de los armónicos esféricos.-

La idea esencial, debida a Eddington en 1926, es buscar una solución de la ecuación del transporte radiativo a partir de un desarrollo de la intensidad $I(z, \mu)$ en función de una serie de polinomios de Legendre $P_j(\mu)$. Estos forman un conjunto completo de funciones ortogonales en el intervalo $(-1, 1)$, que coincide justamente con el rango de variación de μ . Matemáticamente se expresa mediante:

$$I(z, \mu) = \sum_{j=0}^m A_j(z) P_j(\mu)$$

y así, la solución de la ETR se traslada a la determinación

de los coeficientes $A_j(z)$, que se encuentran relacionados con los momentos de $I(z, \mu)$. La dificultad principal de este método está en los grandes errores que se introducen en el cálculo de las intensidades para valores de μ próximos a 0 y 1, consecuencia de intentar ajustar una función discontinua con una suma finita de polinomios de Legendre.

Dave (1975) ha realizado un estudio de este método para valores de μ arbitrarios, donde se detallan las últimas mejoras introducidas para la obtención de los coeficientes A_j .

c) Método de las ordenadas discretas.-

Es el método más utilizado en la determinación de $I(\mu)$. La esencia de éste, lo mismo que el de N-corrientes, es reducir la ecuación integro-diferencial (I-3), a un sistema de ecuaciones diferenciales ordinarias acopladas, mediante la sustitución de:

$$\frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} I(\tau, \mu) d\mu$$

por:

$$\frac{1}{2} \sum_{j=-N/2}^{+N/2} a_j I_j, \quad (\text{I-61})$$

donde N es el n° de puntos donde se va a calcular I, y a_j

son los coeficientes de la regla de cuadratura elegida. Desde su desarrollo inicial por Chandrasekhar en los años 1940 los esfuerzos se han dirigido fundamentalmente a conseguir una rápida y exacta resolución del sistema de ecuaciones diferenciales (Liou, 1973, 1974; Liou y Sasamori, 1975; Asano, 1975; Liou y col., 1978). Recientemente, el desarrollo de algoritmos disponibles en subrutinas standard (IMSL, 1975), permiten una resolución eficiente de tal sistema de ecuaciones (Stamnes y Swanson, 1981).

A diferencia del método de los armónicos esféricos, éste no presenta grandes inexactitudes en las intensidades para valores de μ próximos a 0 y 1, razón por la que se suele utilizar cuando se está más interesado en la anisotropía del campo radiativo.

De todas formas todos estos métodos, salvo el de los armónicos esféricos (cuya dificultad para obtener $I(\mu)$ ya se ha visto), calculan las intensidades sólo en unas direcciones. La obtención de $I(\mu)$ para un valor arbitrario de μ , una vez conocida en determinados ángulos, o conocidos sus momentos, ha sido discutida por Karp y col. (1980) y Karp (1981).

En resumen, hay dos formas de obtenerla:

- a) Mediante la integración de la función fuente.
- b) Mediante interpolación.

La primera es mucho más precisa que la segunda, y debe usarse en atmósferas ópticamente "delgadas", (profundidad óptica pequeña), aunque, por el contrario, el tiempo empleado en su ejecución numérica es mucho mayor. La interpolación se utilizará cuando se necesite menos exactitud y más rapidez, siendo la interpolación de "spline" la que da resultados más exactos.

Evidentemente hay otra forma de conocer $I(\mu)$, aunque menos viable: es sencillamente hacer tender $N \rightarrow \infty$ en cualquiera de los métodos anteriores. Este procedimiento se conoce con el nombre de solución "exacta", cuyo estudio detallado puede verse en Chandrasekhar (1960) y Kourganoff (1963).

I-7.- INTEGRACION EN z

Hay diferentes situaciones físicas en las que no es necesario realizar la integración de la ETR simultáneamente sobre ν , μ y z para obtener las intensidades o el flujo. Entre ellas destacan:

A) Cuando la función fuente no depende de la intensidad, como se apuntó en I-5. En tales circunstancias, la integración espacial viene dada directamente por la solución formal. Los cálculos de los enfriamientos debidos a las emisiones atmosféricas infrarrojas (Murgatroyd y Goody, 1958; Rodgers y Walshaw, 1966; Ellingson y Gille, 1978) se han realizado siguiendo el esquema de cálculo numérico sugerido por Curtis (1956). Este calcula los calentamientos h_i a una altura i en un intervalo espectral r , mediante:

$$h_r(z) = 2\pi n_0(z) K_r(z) * \sum_K A_K^r(z) B_r(z), \quad (I-62)$$

donde, $A_K^r(z)$ son unos coeficientes que dependen de la función transmisión y de ella ponderada con ϕ_ν , y la sumatoria está extendida a todos los niveles. $B_r(z)$ es la función de Planck media en el intervalo r , y $K_r(z)$ el coeficiente de absorción del intervalo espectral en z .

B) Si sólo se quieren calcular los flujos o sus divergencias, se puede soslayar el cálculo de la integral (I-24). Integrando en v y μ la ecuación (I-13) y, con la definición del flujo (I-5), nos queda para la componente vertical de éste:

$$\frac{\partial F(z)}{\partial z} = n_0(z) \left[4\pi K S_v(z) - 2\pi \int_{-1}^{+1} \int_v k_v I(z, \mu, v) dv d\mu \right] \quad (I-63)$$

por otra parte de (I-21)

$$S_v(z) [1 + \epsilon(z)] = 2K \int_{-1}^{+1} \int_v k_v I_v dv d\mu \quad (I-64)$$

y eliminando la integral

$$S_v(z) = B_v(z) - \frac{1}{4\pi \epsilon K n_0(z)} \frac{\partial F(z)}{\partial z} \quad (I-65)$$

donde el flujo $F(z)$ a su vez depende de la función fuente.

Esta ecuación genera un sistema de ecuaciones acopladas para $S_v(z)$ que puede escribirse como:

$$S_k = B_k + \sum_j a_{kj} S_j \quad (I-66)$$

donde a_{kj} engloba las funciones de transmisión promediadas en dirección y frecuencia. La solución de (I-65) puede obtenerse por un procedimiento de iteración (Kuhn, 1966) o, de forma directa, aplicando el método de la ecuación integral (I-7.1.1).

C) Este caso se refiere a la resolución de la ETR mediante el uso de las probabilidades de escape de fotones promediadas en ángulos y frecuencias.

La ecuación de continuidad del nivel superior de una transición viene expresada por:

$$\frac{d n_{1,i}}{dt} = n_{0,i} W_i - n_{1,i} (A_{10} + D_i) + \sum_{j=1}^N A_{10} C_{ji} n_{1,j} \quad (\text{I-67})$$

donde:

N es el número de regiones,

W_i y D_i las producciones y pérdidas químicas (térmicas o no térmicas) respectivamente, y

A_{10} el coeficiente de Einstein de emisión.

El último sumando del segundo término representa la contribución del transporte radiativo, donde C_{ji} es la probabilidad de que un fotón emitido en la capa j se absorba en la i . En lo que respecta al transporte radiativo, el problema es

calcular C_{ji} , que están relacionadas directamente con las funciones de transmisión (diferencia entre función de transmisión en i menos la misma en j). La ventaja del método es que permite calcular tales probabilidades en función de la profundidad óptica en situaciones concretas (p.e. líneas con forma Doppler o Lorentz, atmósferas planas o con geometrías cilíndrica o esférica (Apruzese y col., 1980; Apruzese, 1981)), y poder así resolver la ETR sin necesidad de tener que integrar en v ni en μ .

Estas técnicas son las normalmente aplicadas en los cálculos de enfriamientos radiativos de atmósferas planetarias. Kuhn y London (1969) utilizaron el método B) para calcular los enfriamientos de las emisiones en $6.3 \mu\text{m}$ (H_2O), $9.6 \mu\text{m}$ (O_3) y $15 \mu\text{m}$ (CO_2) en la estratosfera y mesosfera terrestres. El método de las probabilidades de escape lo utilizaron Dickinson (1972), en la media y alta atmósfera de Venus, y Kumer y James (1974) para el estudio de la emisión en $4.3 \mu\text{m}$ del CO_2 en la mesosfera y baja termosfera terrestres.

I-7.1.- SOLUCION GENERAL.

En la solución general de la ETR encontramos dos métodos diferentes el de la ecuación integral y el de la ecuación en diferencias finitas.

La elección de uno u otro método es más bien cuestión de familiarización con una técnica u otra, aunque uno de ellos puede funcionar bien en determinados problemas y no ser adecuado para otros.

I-7.1.1.- METODO DE LA ECUACION INTEGRAL.

La formulación integral fue desarrollada originariamente por Athay y Skumanich (1967), quienes supusieron no redistribución en frecuencias y consideraron una atmósfera con "scattering" y absorción. La descripción detallada a continuación supone redistribución y no tiene en cuenta el término de "scattering". Para problemas más generales puede consultarse la cita anterior y Avrett y Loeser (1969).

Partiendo de la ETR (I-13), integrando sobre μ y ν y teniendo en cuenta las definiciones (I-3) e (I-5), queda como:

$$\frac{\partial F(z)}{\partial z} = 4\pi n_0(z) \left[K(z) S_\nu(z) - \int k(z,\nu) J(z,\nu) d\nu \right] \quad (\text{I-68})$$

Por otra parte, de (I-21), $S_\nu(z)$ se puede expresar según:

$$S_\nu(z) = B_\nu(z) + \frac{\int_\nu [J(z,\nu) - S_\nu(z)] k(z,\nu) d\nu}{\epsilon(z)} \quad (\text{I-69})$$

Integrando sobre μ la solución formal (I-15) se tiene:

$$J(\tau,\nu) = \frac{1}{2} \int_0^\infty S_\nu(z) E_1([t-\tau(z,\nu)]) dt \quad (\text{I-70})$$

(véase también Kourganof (1963)), donde E_1 es la función integral de orden 1. Nótese que la integración en μ está realizada virtualmente en E_1 . Ahora se resuelve el sistema conjunto de la ETR (I-70) y de la ecuación de continuidad para n_1 (I-69) en $J(\nu,z)$ o en $S_\nu(z)$.

El primer paso es escribir (I-70) en la forma

$$\vec{J}_\nu = \vec{\Lambda}_\nu \vec{S}_\nu (*) \quad (\text{I-71})$$

donde \vec{J}_ν y \vec{S}_ν son vectores de tantas componentes, N , como

(*) $J_\nu(z) \equiv J(\nu,z)$

capas resulten en la división de la región objeto de estudio. Esta división se hace: bien atendiendo a la profundidad óptica τ_ν o a la altura z . Es más fácil hacer la descripción con τ_ν aunque al realizar los cálculos, dado que hay que integrar en ν , es preferible que los límites no dependan de la frecuencia. Por este motivo, en los cálculos que se realizan con la solución formal en el Cap. II se eligió a z como variable de integración.

La región espectral se divide en Q intervalos, teniendo de esta forma Q \vec{J}_ν y \vec{S}_ν vectores y Q matrices $\tilde{\lambda}_\nu$ de orden $N \times N$.

Para evaluar los elementos de la matriz $\tilde{\lambda}_\nu$ se desarrolla \vec{S}_ν en términos de funciones conocidas $f_n(\tau_\nu)$

$$S_\nu(\tau_\nu) = \sum_{n=1}^N C_n(\nu) f_n(\tau_\nu) \quad (\text{I-72})$$

El conjunto completo de funciones $f_n(\tau_\nu)$ define en cada intervalo ν una matriz \tilde{F}_ν que escribiremos:

$$\vec{S}_\nu = \tilde{F}_\nu \vec{C}_n$$

o bien:

$$\vec{S}_v = \tilde{F}_v \tilde{F}_v^{-1} \vec{S}_v$$

que es sólo una forma de escribirla, ya que $\tilde{F}^{-1} \vec{S}_v$ es la representación simbólica de \vec{C}_n , y $\tilde{\Lambda}_n$ sólo opera sobre la matriz \tilde{F}_v .

Introduciendo las definiciones anteriores en (I-69), \vec{S}_v se puede expresar mediante:

$$\vec{S}_v = \vec{B}_v + \frac{1}{\epsilon} \tilde{X} \vec{S}_v, \quad (\text{I-73})$$

donde:

$$\tilde{X} = \int (\tilde{\Lambda}_v - \tilde{I}) \tilde{F} \tilde{F}^{-1} k(z, v) dv \quad (\text{I-74})$$

e \tilde{I} es la matriz unidad. Todo lo que se necesita ahora es calcular \tilde{X} , para lo que es necesario especificar las funciones $f_n(\tau_v)$.

En principio, cualquier conjunto de funciones valdría, con tal de que fuera completo y tuviera un comportamiento asintótico adecuado. Avrett y Loeser (1963) propusieron el siguiente conjunto de funciones con las que, además de dar una J exac-

ta, las ecuaciones (I-73) resultan lineales para la función fuente:

$$f_1 = 1$$

$$f_n = \begin{cases} \left(1 - \frac{\tau_n(\nu)}{\tau_{n'}(\nu)}\right) (1 - \lambda \frac{\tau_n(\nu)}{\tau_{n'}(\nu)}) & \text{si } \tau_n < \tau_{n'} \\ 0 & \text{si } \tau_n \geq \tau_{n'} \end{cases} \quad (\text{I-75})$$

$$f_N = \tau_{\nu N}$$

donde λ es un parámetro ajustable para conseguir la estabilidad numérica, con valores comprendidos entre 0 y 1.

A partir de estas funciones se calculan la matriz \tilde{F} y su inversa, restando sólo el cálculo de $\tilde{\Lambda}_\nu \tilde{F}$ en \tilde{X} . Este se calcula a partir de la definición del operador $\tilde{\Lambda}_\nu$ (I-70) y (I-71) y de la matriz \tilde{F} , obteniéndose:

$$\tilde{\Lambda}_\nu(1) = 1 - \frac{1}{2} E_2(\tau_n) \quad (\text{I-76})$$

para la primera fila de $\tilde{\Lambda}_\nu \tilde{F}$, y

$$\tilde{\Lambda}_\nu(\tau_n) = \tau_n + \frac{1}{2} E_3(\tau_n) \quad (\text{I-77})$$

para la última, donde $E_n(\tau_n)$ son las integrales exponenciales (léase $\tilde{\Lambda}_\nu(\tau_n)$ como el operador $\tilde{\Lambda}_\nu$ aplicado a τ_n). Los ele-

mentos del triángulo superior, $n < n'$, vienen dados por:

$$\begin{aligned}
 (\Lambda_{\nu} F_{\nu})_{n,n'} = & f_n(\tau_n) - \frac{1}{2} E_2(\tau_n) - \frac{1}{2} \frac{1+\lambda}{\tau_{n'}} E_3(\tau_n) + \frac{\lambda}{\tau_{n'}^2} \left(\frac{2}{3} - E_4(\tau_n) \right) + \\
 & + \frac{1-\lambda}{2\tau_{n'}} E_3(\tau_{n'}, -\tau_n) - \frac{\lambda}{\tau_{n'}^2} E_4(\tau_{n'}, -\tau_n) , \quad (I-78a)
 \end{aligned}$$

y los del inferior, $n > n'$, por:

$$\begin{aligned}
 (\Lambda_{\nu} F_{\nu})_{n,n'} = & - \frac{1}{2} E_2(\tau_n) - \frac{1+\lambda}{2\tau_{n'}} E_3(\tau_n) - \frac{\lambda}{\tau_{n'}^2} E_4(\tau_n) + \\
 & + \frac{1-\lambda}{2\tau_{n'}} E_3(\tau_n - \tau_{n'}) + \frac{\lambda}{\tau_{n'}^2} E_4(\tau_n - \tau_{n'}) \quad (I-78b)
 \end{aligned}$$

siendo en ambos n distinto de 1 y de N .

Para $n=n'$, términos de la diagonal, las dos expresiones se reducen a:

$$\begin{aligned}
 (\Lambda_{\nu} F_{\nu})_{n,n} = & - \frac{1}{2} E_2(\tau_n) - \frac{1+\lambda}{2\tau_n} E_3(\tau_n) - \frac{\lambda}{\tau_n^2} E_4(\tau_n) + \\
 & + \frac{1}{3} - \frac{\lambda}{\tau_n^2} + \frac{1-\lambda}{4\tau_n} \quad (I-78c)
 \end{aligned}$$

De esta forma $\tilde{\Lambda}_{\nu}$ y \tilde{F}_{ν} quedan como funciones de

las profundidades ópticas siendo el cálculo de \tilde{X} , aunque laborioso, directo. La integración de \tilde{X} en cada intervalo espectral se realiza numéricamente usando un esquema adecuado (véase I-5).

Para darnos una idea del tiempo de cálculo, hallemos el número de veces que hemos de calcular E_n . El número de elementos de las matrices $(\tilde{\Lambda}_v \tilde{F}_v)_{n,n}$ que se encuentran para cada intervalo espectral es N^2 ; si tenemos Q intervalos, resultan N^2Q elementos y, como cada uno consta de cinco integrales, tenemos un total de $5N^2Q$ integrales. Dada la dependencia lineal con el número de intervalos espectrales, este método se aplica más a situaciones donde se necesita gran resolución espectral.

I-7.1.2.- METODO DE LAS DIFERENCIAS FINITAS.

El uso de las técnicas de diferencias finitas en la integración de la ETR ha adquirido gran auge desde que en 1964 Feautrier propuso un método básico. Y, aunque en principio el tiempo de cálculo es mayor que el empleado en las téc

nicas integrales, éste puede llegar a ser del mismo orden si se hace uso de la modificación introducida por Rybicki (1971).

En lugar de aplicar la técnica en diferencias finitas directamente a la ETR (I-13), es preferible transformarla previamente teniendo en cuenta consideraciones sobre las condiciones de contorno.

Para ello, si se quiere resolver la ecuación mediante el método de ordenadas discretas, ésta puede expresarse como:

$$\mu_i \frac{\partial I_i}{\partial z} = I_i - \frac{1}{2} \sum_i I_i a_i \quad (\text{I-79})$$

Dado que existe una ecuación para cada I_i , resulta un sistema de M (número de intervalos elegidos en μ) ecuaciones diferenciales de primer orden y, por lo tanto, se necesitan M condiciones de contorno. En una región atmosférica con fronteras definidas por $\tau=0$ (superior) y $\tau=\tau_1$ (inferior), las condiciones de contorno mejor conocidas y físicamente aceptables son las intensidades que "entran" en la región, tanto en la frontera superior $\mu < 0$, $I(-\mu, 0) = 0$, como en la inferior $\mu > 0$, $I(+\mu, \tau_1) = B$ (Mihalas, 1978).

Para resolver (I-79), ya sea que el proceso iterativo

empiece por arriba o por abajo, se necesita conocer las intensidades para todo μ . Ya que eso no es posible, se suelen hacer aproximaciones de $I(+\mu, 0)$ y $I(-\mu, \tau_1)$ que contemplan, de alguna forma, el límite opuesto al que se empieza a realizar la resolución.

A continuación, expresamos la ETR de forma tal que las condiciones de contorno, tengan en cuenta la naturaleza del campo radiativo en los dos puntos frontera. Para ello, (I-13) se reescribe como:

$$\pm \mu \frac{\partial I(z, \pm\mu, \nu)}{\partial z} = \chi_\nu(z) [S(z, \nu) - I(z, \pm\mu, \nu)] \quad (\text{I-80})$$

donde $1 \geq \mu \geq 0$ y $\chi_\nu(z)$ se redefina como $k_\nu(z)n_0(z)$.

A continuación se definen:

$$U(z, \mu, \nu) = \frac{1}{2} [I(z, +\mu, \nu) + I(z, -\mu, \nu)] \quad (\text{I-81a})$$

$$v(z, \mu, \nu) = \frac{1}{2} [I(z, +\mu, \nu) - I(z, -\mu, \nu)] \quad (\text{I-81b})$$

que tienen carácter de intensidad media y flujo, respectivamente. Introduciéndolas en (I-80), se obtiene:

$$\mu \frac{\partial v(z, \mu, \nu)}{\partial z} = \chi_\nu(z) [S(z, \nu) - U(z, \mu, \nu)] \quad (\text{I-82a})$$

$$\mu \frac{\partial U(z, \mu, \nu)}{\partial z} = -\chi_\nu(z) v(z, \mu, \nu), \quad (\text{I-82b})$$

y eliminando v ,

$$\frac{\mu^2}{\chi_\nu(z)} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\chi_\nu(z)} \frac{\partial U(z, \mu, \nu)}{\partial z} \right) = U(z, \mu, \nu) - S(z, \nu) \quad (\text{I-83})$$

donde se ha supuesto que la función fuente $S(z, \nu)$ es simétrica respecto de μ .

En esta ecuación, obtenida por Feautrier (1964), U tiene el mismo número de condiciones de contorno que I en (I-13), con la ventaja de que son todas para $\mu > 0$ y tienen en cuenta las intensidades en las dos fronteras.

Previo a la aplicación de la técnica en diferencias finitas a (I-83), hay que dividir la región a estudiar en una serie de capas de alturas medias $\{z_n\}$ ($n=1\dots N$), al campo direccional en una serie de intervalos $\{\mu_m\}$ ($m=1\dots M$) y al espectro en intervalos de frecuencia $\{\nu_q\}$ ($q=1\dots Q$).

De (I-83) se tiene para cada altura z_n ($n=2\dots N-1$), cada frecuencia ν_q ($q=1\dots Q$) y cada ángulo μ_m ($m=1\dots M$)

$$\begin{aligned} & \frac{1}{(\Delta z)^2} \frac{\mu_i^2}{\chi_{ni}} \left[\frac{1}{\chi_{ni}} - \frac{1}{4} \left(\frac{1}{\chi_{n+1,i}} - \frac{1}{\chi_{n-1,i}} \right) \right] U_{n-1,i} - \\ & - \frac{2}{(\Delta z)^2} \frac{\mu_i^2}{\chi_{ni}^2} U_{ni} + \\ & + \frac{1}{(\Delta z)^2} \frac{\mu_i^2}{\chi_{ni}} \left[\frac{1}{\chi_{ni}} + \frac{1}{4} \left(\frac{1}{\chi_{n+1,i}} - \frac{1}{\chi_{n-1,i}} \right) \right] U_{n+1,i} = U_{ni} - S_n \end{aligned}$$

(I-84)

donde se han agrupado los subíndices m y q en i , variando desde $i=1$ hasta $M \times Q$, y Δz es la distancia entre dos capas, supuesta igual para todas.

La función fuente para bandas de vibración rotación puede escribirse de (I-21) como:

$$S_n = F_n + G_n \bar{J} \quad (\text{I-85})$$

donde :

$$\bar{J} = \frac{1}{2K} \int_{\nu} \int_{-1}^{+1} k_{\nu}(z) I(z, \mu, \nu) d\nu d\mu$$

(I-86)

que mediante un determinado tipo de cuadratura elegida puede expresarse como:

$$\bar{J}_n = \sum_{i=1}^I a_{ni} U_{ni}$$

(I-87)

quedando así (I-84) como:

$$\begin{aligned} & - \frac{1}{(\Delta z)^2} \frac{\mu_i^2}{x_{ni}} \left[\frac{1}{x_{ni}} - \frac{1}{4} \left(\frac{1}{x_{n+1,i}} - \frac{1}{x_{n-1,i}} \right) \right] U_{n-1,i} + \\ & + \left(1 + \frac{2}{(\Delta z)^2} \frac{\mu_i^2}{x_{ni}^2} \right) \left(U_{ni} - G_n \sum_{i=1}^I a_{ni} U_{ni} \right) - \\ & - \frac{1}{(\Delta z)^2} \frac{\mu_i^2}{x_{ni}} \left[\frac{1}{x_{ni}} + \frac{1}{4} \left(\frac{1}{x_{n+1,i}} - \frac{1}{x_{n-1,i}} \right) \right] U_{n+1,i} = F_n \quad (I-88) \end{aligned}$$

Obviamente, otro tipo de representación en diferencias finitas se puede elegir para obtener (I-84) (p.e.: usando la cuadratura "spline" (Mihalas, 1974; Kunasz y Hummer, 1974) o la fórmula de integración de Hermite (Auer, 1976)), y será ésta quien determine los puntos z_n . ν_q y μ_m vienen fijados por el tipo de cuadratura elegido en (I-87).

Con objeto de expresar (I-88) en forma matricial, se define el vector \vec{U}_n de dimensión $I = M \times Q$ (cada componente da el valor de U en el ángulo μ_m y frecuencia ν_q) y las matrices \hat{A}_n , \hat{B}_n y \hat{C}_n de dimensión $I \times I$, de forma tal que (I-88) pueda expresarse como:

$$-\hat{A}_n \vec{U}_{n-1} + \hat{B}_n \vec{U}_n - \hat{C}_n \vec{U}_{n+1} = \vec{L}_n \quad (\text{I-89a})$$

donde \vec{L}_n es un vector de igual dimensión que \vec{U}_n y da cuenta del término de la función fuente independiente de la intensidad. Las matrices \hat{A}_n y \hat{C}_n son diagonales. En las matrices \hat{B}_n los términos de la diagonal representan lo mismo que en \hat{A}_n y \hat{C}_n , es decir, al operador derivada, y los restantes, la contribución de las demás capas a la n -ésima.

La ecuación (I-89a) es válida para todo n , salvo para $n=1$ y $n=N$ que se expresan haciendo uso de las condiciones de contorno. Estas dependerán del problema concreto, pero admiten la forma general:

$$\hat{B}_1 \vec{U}_1 - \hat{C}_1 \vec{U}_1 = \vec{L}_1; \quad \hat{A}_1 \equiv 0, \text{ y} \quad (\text{I-89b})$$

$$-\hat{A}_N \vec{U}_{N-1} + \hat{B}_N \vec{U}_N = \vec{L}_N; \quad \hat{C}_N \equiv 0 \quad (\text{I-89c})$$

Feautrier (1964) resolvió este sistema expresándolo

como:

$$\begin{bmatrix} \hat{B}_1 & -\hat{C}_1 & 0 & & & \\ -\hat{A}_2 & \hat{B}_2 & -\hat{C}_2 & & & \\ 0 & -\hat{A}_3 & \hat{B}_3 & -\hat{C}_3 & & \\ & & \ddots & \ddots & \ddots & \\ & & & & -\hat{A}_{N-1} & \hat{B}_{N-1} & \hat{C}_{N-1} \\ \text{○} & & & & 0 & -\hat{A}_N & \hat{B}_N \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \vec{U}_1 \\ \vec{U}_2 \\ \vec{U}_3 \\ \vdots \\ \vec{U}_{N-1} \\ \vec{U}_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \vec{L}_1 \\ \vec{L}_2 \\ \vec{L}_3 \\ \vdots \\ \vec{L}_{N-1} \\ \vec{L}_N \end{bmatrix} \quad (\text{I-90})$$

A partir de (I-90) se obtiene \vec{U}_n mediante un procedimiento de "vaivén". Para ello, se expresa cada \vec{U}_n en función de su inmediato superior \vec{U}_{n+1} empezando por \vec{U}_1 ,

$$\vec{U}_1 = \hat{B}_1^{-1} \hat{C}_1 \vec{U}_2 + \hat{B}_1^{-1} \vec{L}_1 \equiv \hat{D}_1 \vec{U}_2 + \vec{v}_1$$

donde \hat{B}_1^{-1} es la matriz inversa de \hat{B}_1 , y \hat{D}_1 y \vec{v}_1 se calculan a partir de \hat{B}_1 , \hat{C}_1 y \vec{L}_1 .

Para un n genérico:

$$\vec{U}_n = \hat{D}_n \vec{U}_{n+1} + \vec{v}_n \quad (\text{I-91})$$

donde \tilde{D}_n y \tilde{v}_n vienen expresados por:

$$\tilde{D}_n = (\tilde{B}_n - \tilde{A}_n \tilde{D}_{n-1})^{-1} \tilde{C}_n \quad (\text{I-92})$$

y

$$\tilde{v}_n = (\tilde{B}_n - \tilde{A}_n \tilde{D}_{n-1})^{-1} (\tilde{L}_n + \tilde{A}_n \tilde{v}_{n-1}) \quad (\text{I-93})$$

Mediante (I-92) y (I-93), dado que se conocen \tilde{D}_1 y \tilde{v}_1 , se calculan \tilde{D}_n y \tilde{v}_n hasta $n=N-1$. Para $n=N$, $\tilde{C}_N \equiv 0$ (condición de contorno), lo que implica que $\tilde{D}_N \equiv 0$ y, por tanto, $\tilde{U}_N = \tilde{v}_N$. Con \tilde{U}_N determinado se calculan todos los restantes \tilde{U}_n , yendo desde $n=N-1$ hasta $n=1$ en (I-91).

Conocidos U_n , se tienen las intensidades para cualquier ángulo y frecuencia, y, a partir de ellas, se puede calcular cualquier magnitud del campo radiativo.

El tiempo de cálculo necesario en éste método es proporcional a $N(MQ)^3$ (se han de invertir matrices de orden $MQ \times MQ$), mientras que el de la ecuación integral es del orden de $N^2Q + N^3$ (el segundo sumando proviene de la resolución del sistema de ecuaciones lineales para la función fuente).

Dado que en general MQ es mayor que N , el método de la ecuación integral es más rápido. Sin embargo, el método de Feautrier tiene las ventajas de poseer:

- a) Una formulación sencilla y fácil de programar.
- b) Una gran estabilidad
- c) Gran generalidad. Esta permite implementar fácilmente problemas de gran complejidad física, aunque a veces sea una desventaja, al no poder disminuir el tiempo de cálculo en problemas simples.

Con la idea de eliminar esta desventaja, Rybicki (1971) realizó una modificación del método de Feautrier, aplicable a problemas donde la función fuente sea isótropa, independiente de la frecuencia (completa redistribución) y dependa linealmente de alguna función sencilla de la altura.

Mientras el método anterior centraba toda la información sobre la frecuencia en una altura, el de Rybicki aún la dependencia espacial para cada frecuencia. Siguiendo un camino análogo al seguido en Feautrier, se definen:

$$\vec{U}_i \equiv (U_{1i}, \dots, U_{Ni}),$$

M x Q vectores de N componentes. Similarmente

$$\vec{J} \equiv (\bar{J}_1, \dots, \bar{J}_N)$$

De esta forma (I-88) junto con las dos condiciones de contorno nos proporcionan M x Q ecuaciones de tipo:

$$\hat{T}_i \vec{U}_i + \tilde{U}_i \vec{J} = \vec{K}_i \quad (I-94)$$

donde:

\hat{T}_i es una matriz tridiagonal de orden N x N que representa al operador diferencial en cada frecuencia i,

\tilde{U}_i es diagonal y da cuenta del factor que acompaña a \bar{J} en la función fuente (G_n), y

\vec{K}_i un vector que contiene la variación con la altura del término independiente de la intensidad en S, F_n en (I-85).

Para completar el sistema (I-94) hemos de expresar \vec{J} en función de \vec{U}_i . Así, de (I-87)

$$\sum_{i=1}^I a_{ni} U_{ni} - \bar{J}_n = 0 \quad (I-95)$$

Las M x Q ecuaciones (I-94) y las N (I-95) pueden

expresarse conjuntamente mediante la estructura matricial:

$$\begin{bmatrix} \tilde{T}_1 & & & & & \\ & \tilde{T}_2 & & & & \\ & & \circ & & & \\ & & & \ddots & & \\ & & & & \tilde{T}_I & \\ \tilde{V}_1 & \tilde{V}_2 & \dots & \dots & \tilde{V}_I & \\ & & & & & \tilde{E} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{u}_1 \\ \tilde{u}_2 \\ \vdots \\ \tilde{u}_I \\ \tilde{E} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{U}_1 \\ \tilde{U}_2 \\ \vdots \\ \tilde{U}_I \\ \tilde{J} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{K}_1 \\ \tilde{K}_2 \\ \vdots \\ \tilde{K}_I \\ \tilde{P} \end{bmatrix} \tag{I-96}$$

donde:

- \tilde{V}_i son matrices diagonales de orden $N \times N$ que contienen la variación con la altura de los coeficientes de la cuadratura utilizada en (I-95),
- \tilde{E} la matriz identidad negativa, y
- \tilde{P} un vector de dimensión N con todas sus componentes nulas en este caso.

Multiplicando, en ambos términos de la ecuación (I-96), cada "fila" i por $\tilde{V}_i^{-1} \tilde{T}_i^{-1}$ y restándole a la última "fila", se anula el "elemento" de ésta correspondiente a la columna i . Procediendo de esta forma para todo i , el sistema (I-96) se reduce a:

$$\tilde{\vec{W}} \frac{\vec{J}}{J} = \vec{Q}, \quad (\text{I-97})$$

donde:

$$\tilde{\vec{W}} = \tilde{\vec{E}} - \sum_{i=1}^I \tilde{\vec{V}}_i \hat{\vec{T}}_i^{-1} \tilde{u}_i \quad (\text{I-98})$$

y

$$\vec{Q} = \vec{P} - \sum_{i=1}^I \tilde{\vec{V}}_i \hat{\vec{T}}_i^{-1} \tilde{u}_i \quad (\text{I-99})$$

Resolviendo (I-97) se obtiene $\frac{\vec{J}}{J}$ y, a partir de ésta, la dependencia espacial de la función fuente. Si se desea conocer la intensidad para todos los ángulos y frecuencias, basta despejar U_i de (I-94), con lo que:

$$\vec{U}_i = \hat{\vec{T}}_i^{-1} \vec{K}_i - \hat{\vec{T}}_i^{-1} \tilde{u}_i \frac{\vec{J}}{J} \quad (\text{I-100})$$

habiendo retenido previamente $\hat{\vec{T}}_i^{-1} \vec{K}_i$ y $\hat{\vec{T}}_i^{-1} \tilde{u}_i$.

El tiempo de cálculo empleado en éste método es proporcional a $N^2 M Q + N^3$, del mismo orden que el utilizado por el método de la ecuación integral, manteniendo sin embargo el esquema sencillo del método de Feautrier. De hecho, ambos métodos son análogos, pero resulta mucho más fácil calcular la inversa de $\hat{\vec{T}}_i$ que generar la matriz $\tilde{\Lambda}_v$. Por este motivo, se

puede elegir, en principio, el método integral pero, es más conveniente calcular Λ_{ν}^{\sim} a partir de la inversión de T_i^{\sim} .

Dadas las ventajas del método Feautrier, se ha adaptado al cálculo de las intensidades del CO_2 en las atmósferas de los planetas terrestres con objeto de conocer el comportamiento del campo radiativo en la región de transición entre equilibrio y escape total. Los cálculos realizados por nosotros están en fase de desarrollo muy prometedora, pero no han sido incluidos en esta tesis, cuyo objetivo es la integración de la ETR utilizando métodos más rápidos.

I-8.- APROXIMACIONES DE LA INTEGRACION ESPACIAL DE LA ETR.

Los trabajos de transporte radiativo referentes al estudio de las emisiones infrarrojas en las atmósferas de los planetas terrestres están dedicados, en su mayoría, a calcular los flujos y las divergencias debidas a estas emisiones. La necesidad de introducir el efecto de sus enfriamientos en modelos de circulación atmosférica general, de forma simple y rápida, ha dado lugar al desarrollo de diferentes aproximaciones, entre las cuales, las más usadas en la literatura son:

- a) Aproximación "scaling".
- b) Aproximación "cool-to-space"
- c) Aproximación enfriamiento newtoniano ("newtonian cooling").
- d) Aproximación "simplified exchange".

Al final de este apartado se discute otra aproximación (la aproximación difusión) que ha sido utilizada frecuentemente en los trabajos sobre transporte radiativo en atmósferas estelares (Auer, 1971; Mihalas, 1978) y en el transporte de neutrones (Winslow, 1968; Larsen y Keller, 1974).

I-8.1.- APROXIMACION "SCALING".

Todos los métodos que utilizan esta aproximación obtienen los enfriamientos a partir de la integración sobre μ y ν de la solución formal (I-15). En regiones donde se conoce la función fuente, esta aproximación no es muy drástica, pues lo único que necesita es aproximar las funciones de transmisión para un camino inhomogéneo, como es la atmósfera, por una serie escalonada de funciones de transmisión calculadas para caminos homogéneos ("scaling"). La característica particular de los métodos que utilizan esta aproximación está en el diferente procedimiento en que realizan el "scaling", variando desde el más simple de Sasamori (1968) hasta los más complejos de Ramanathan (1976) y Ellingson y Gillett (1978).

En el Capítulo II se ha utilizado este procedimiento para calcular las intensidades y enfriamientos producidos por las emisiones en $15 \mu\text{m}$ y $4.26 \mu\text{m}$ de la molécula de CO_2 en la atmósfera terrestre.

I-8.2.- APROXIMACION "COOL-TO-SPACE".

Si se supone dividida la región atmosférica a estudiar en capas de un determinado espesor, cada una emite $A_{10} n_1(z)$ fotones por cm^3 y por segundo. De ellos $\frac{1}{2} A_{10} n_1(z) \bar{T}(z, \infty)$ se escapan al espacio, de acuerdo con la función de transmisión $\bar{T}(z, \infty)$, otros se absorben en las restantes capas, A_r , y el resto son absorbidos en la misma capa. La hipótesis de esta aproximación consiste en considerar que el término de intercambio neto de fotones entre capas, es decir, la diferencia entre los fotones absorbidos por todas las capas debidos a la emisión en una dada, A_r , y los que ésta absorbe debido a la emisión en todas la demás, es nulo en todas las capas. Esto conduce a una expresión para el enfriamiento radiativo $q(z)$ de :

$$q(z) = \frac{1}{2} A_{10} n_1(z) h\nu \bar{T}(z, \infty) \quad (\text{I-101})$$

donde $n_1(z)$ se calcula a partir de su ecuación de continuidad, incluyendo como pérdidas radiativas netas:

$$(L_R - P_R) = \frac{1}{2} A_{10} n_1(z) \bar{T}(z, \infty) \quad (\text{I-102})$$

Corrientemente se le suele determinar aproximación de la función escape (Kumer y James, 1974; Kumer, 1977b). Sin embar

go, parece más correcto aplicar ese nombre al caso en que $\frac{1}{2} \bar{T}(z, \infty) = 1$, o sea cuando todo fotón emitido en direcciones $\mu > 0$ se escapa al espacio, aproximación que en la literatura se conoce como "optically thin" (Dickinson, 1972).

La aproximación "cool-to-space" (CTS) ha sido aplicada extensamente en los cálculos de enfriamientos radiativos infrarrojos en las atmósferas de los planetas terrestres. Curtis y Goody (1956) la utilizaron por primera vez como aproximación de primer orden, para calcular los enfriamientos producidos por la emisión en $15 \mu\text{m}$ del CO_2 en la atmósfera terrestre media y fue popularizada por Rodgers y Walshaw (1966) en un trabajo donde comparan diferentes métodos y aproximaciones del cálculo del enfriamiento radiativo infrarrojo. Desde entonces ha sido aplicada extensamente en la atmósfera terrestre (Houghton, 1969; Kumer y James, 1974; Kumer, 1977b, y en atmósferas planetarias (Ramanatham y Cess, 1974).

La aproximación escape es un método rápido y preciso para determinar las temperaturas de las termosferas planetarias (Dickinson, 1972).



I-8.3. APROXIMACION ENFRIAMIENTO NEWTONIANO.-

Otras aproximaciones intentan evitar las complejidades del cálculo, expresando los enfriamientos en función de la estructura térmica mediante relaciones semiempíricas. Aunque estas relaciones en general no son lineales, siempre puede llegarse a una linealización, para un perfil de temperaturas que difiera ligeramente de otro standard, si se conocen los enfriamientos para este último.

El enfriamiento radiativo producido por una emisión en la capa i de una atmósfera, con un perfil de temperatura $T(z)$, puede expresarse entonces como :

$$q_i = q_{o,i} + \sum_j B_{ij} (T_j - T_{o,j}) \quad (\text{I-103})$$

siendo $q_{o,i}$ el enfriamiento producido por tal emisión en una atmósfera con perfil $T_0(z)$. B_{ij} son coeficientes -- constantes y la sumatoria está extendida a todas las capas.

La expresión (I-103) se puede reescribir como:

$$q_i = q_{o,i} + B_i (T_i - T_{o,i}) + \sum_{j \neq i} B_{ij} (T_j - T_{o,j}) \quad (\text{I-104})$$

donde el último sumando da el enfriamiento producido en la capa i por el resto de las capas y el penúltimo, el debido a la emisión de las moléculas de ella misma. Si se desprecia la sumatoria en (I-104), queda la llamada aproximación

de enfriamiento newtoniano. En ella se ha disminuido enormemente el problema de cálculo pero tiene la desventaja de tener presente sólo las propiedades locales. Esta aproximación, utilizada primeramente por Murgatroyd y Goody (1958), fue popularizada por Dickinson (1973) quien calculó $q_o(z)$ y B_i para el enfriamiento radiativo producido por las emisiones en $15 \mu\text{m}$ del CO_2 en la atmósfera terrestre. Así, --- Dickinson calculó q_o de forma "exacta" y B_i , a partir de:

$$B_i = \frac{1}{2\delta} [q_{o,i}(T_o + \delta) - q_{o,i}(T_o - \delta)] \quad (\text{I-105})$$

donde los $q_{o,i}$ se calculan ahora para un perfil de temperatura standard ligeramente perturbado ($\delta \sim 0.1\text{K}$).

Según el trabajo anteriormente citado, esta aproximación sólo es válida hasta los 60-70 km. Existen varias razones que explican ese bajo límite de aplicación:

- a) Sólo se tiene en cuenta la contribución local del enfriamiento.
- b) Aunque es válida sólo para perturbaciones pequeñas de temperatura respecto de un perfil standard, es inherentemente independiente de la variación espacial de la perturbación.

Por tanto, dará resultados razonables sólo donde el término de intercambio entre capas sea despreciable frente al término local y cuando la perturbación de la temperatura respecto del perfil standard sea constante con la altura o varíe con una escala menor que la escala de altura atmosférica.

I-8.4 APROXIMACION "SIMPLIFIED EXCHANGE".-

La aproximación "simplified exchange" (Fels y Schwarzkopf, 1975) es un método intermedio entre el a) y los b) y c) donde se estima de forma aproximada el término de intercambio.

El enfriamiento radiativo se puede escribir como:

$$q = q_{CTS} + q_{int} \quad , \quad (I-106)$$

donde q_{CTS} da cuenta del término "cool to space" y no necesita mucho tiempo de cálculo, al contrario de lo que le ocurre al término de intercambio q_{int} . La idea principal de esta aproximación es estimar q_{int} en un esquema donde sea fácilmente calculable. Si seguimos el método descrito en (I-8.1) para efectuar la integración sobre ν , utilizando una aproximación simple (línea fuerte o línea débil) y supo---

niendo los coeficientes de absorción independientes de la temperatura, el cálculo de $q(z)$ se efectúa rápidamente. En este caso, denominado aproximación emisividad, también se puede expresar q^e por:

$$q^e = q_{CTS}^e + q_{int}^e, \quad (I-107)$$

y, dado que $q_{int}^e \cong q_{int}$ (Fels y Schwarzkopf, 1975), podemos estimar q_{int} en (I-106) mediante:

$$q_{int} \cong q^e - q_{CTS}^e. \quad (I-108)$$

La ventaja del método está en aumentar apreciablemente la exactitud frente a aproximaciones locales, con poco aumento del tiempo de cálculo. Aunque, por otra parte, está limitada a determinadas regiones (allí donde las aproximaciones línea fuerte o débil puedan aplicarse).

I-8.5.- LA APROXIMACION DIFUSION.-

Constituye ésta, una de las aproximaciones más rápidas y simples de la ETR, siendo de gran exactitud en las regiones de validez. En la literatura se encuentran diferentes formulaciones de dicha aproximación; entre ellas caben destacar: la aproximación difusión asintótica ADA, (Winslow,

1968; Pomraning, 1973), la AD isótopa (ADI) o aproximación difusión clásica (Pomraning, 1973; Mihalas, 1978) y, más recientemente, Levermore y Pomraning (1981) han desarrollado la aproximación difusión de flujo limitado (ADFL). Característica común de todas ellas es el estar limitadas a regiones donde los fotones están ligeramente separados del equilibrio y dar la componente vertical del flujo mediante la expresión:

$$F_z = - \frac{4\pi}{\chi_n(z)} D \frac{\partial J}{\partial z} \quad (I-109)$$

Las diferencias están en las distintas expresiones del factor D y en la dependencia angular de la intensidad, $I=I(\mu)$.

I-8.5.1.- LA APROXIMACION DIFUSION ASINTOTICA.-

La AD asintótica se aplica fundamentalmente en el transporte de neutrones (Larsen y Keller, 1974). Consiste, en esencia, en desarrollar la intensidad asintóticamente con respecto a un parámetro ϵ , cociente entre el recorrido libre medio de los fotones (neutrones) y la longitud característica de variación de la intensidad. El factor D dado por esta aproximación se expresa mediante:

$$D_A(\omega) = \frac{1-\omega}{\eta^2} \quad (\text{I-110})$$

(Winslow, 1968), donde η satisface:

$$\eta = \tanh(\eta/\omega) \quad (\text{I-111})$$

siendo ω el albedo efectivo definido por:

$$\omega = \frac{k_v S_v + \sigma_s J_v}{\chi_v J_v} \quad (\text{I-112})$$

En nuestro caso, atmósferas sin "scattering", $\sigma_s = 0$ y $\omega = S_v / J_v$. Si se consideran además situaciones poco separadas del equilibrio $\omega \sim 1$ y D toma entonces valores próximos a $1/3$ (Fig. I-11).

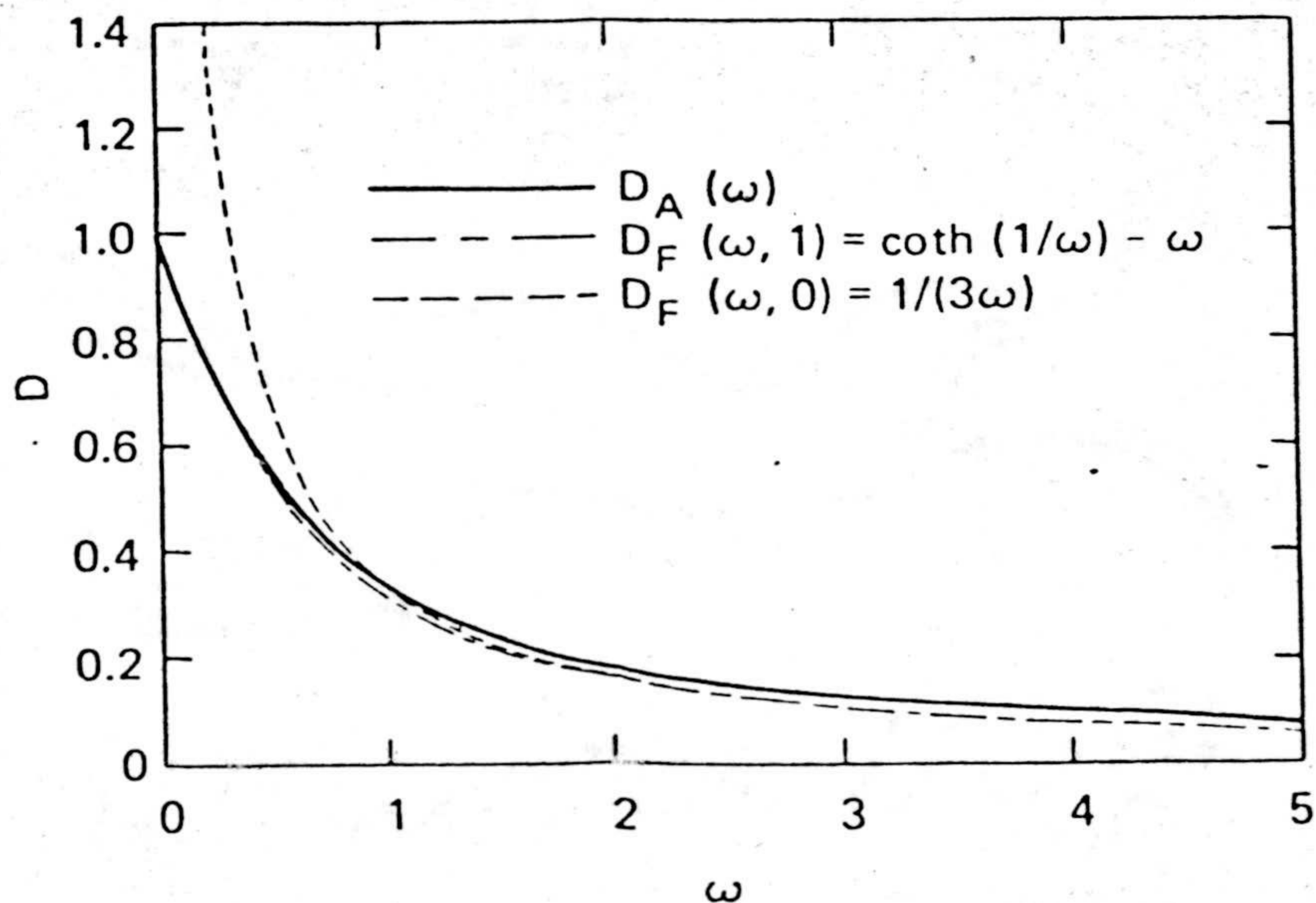


FIGURA I-11.- Valores del coeficiente D en función de ω para las aproximaciones ADA(D_A) y ADFL(D_F) según Levermore y Pomraning (1981).

I-8.5.2.- LA APROXIMACION DIFUSION DE FLUJO LIMITADO.-

Esta aproximación debida a Levermore y Pomraning (1981) supone que la intensidad total viene dada por:

$$I(z, \mu, t) = J(z, t) \psi(z, \mu, t) \quad (I-113)$$

donde $\psi(z, \mu, t)$ es una función que varía lentamente en el espacio y en el tiempo. Introduciendo (I-113) en la ecuación del transporte (I-13) e imponiendo la condición anterior a ψ , se obtiene para ésta:

$$\psi(z, \mu) = \frac{1}{2} \frac{1}{R \coth R + R\mu} \quad (I-114)$$

donde:

$$R = \frac{1}{k_v} \frac{1}{S_v} \frac{\partial J}{\partial z} \quad (I-115)$$

quedando entonces para la intensidad:

$$I(z, \mu) = \frac{1}{2(R \coth R + R\mu)} J(z) \quad (I-116)$$

La expresión obtenida por Levermore y Pomraning (1981) para el factor D es:

$$D_F(\omega) = \frac{1}{R\omega} (\coth R - 1/R) \quad (I-117)$$

En la Fig. I-11 se comparan los valores de D que

dan la aproximación ADA y la ADFL, cuando $R\omega \rightarrow 1$ y $R\omega \rightarrow 0$, en función de ω . Nótese que para $\omega \sim 1$, atmósfera sin "scattering" y $R \rightarrow 0$, situación próxima al equilibrio, los valores de D en esta aproximación son también próximos a $1/3$.

Esta aproximación difusión, dado su reciente desarrollo, no está todavía suficientemente probada. En particular, la hipótesis de que $\psi(z, \mu, t)$ varíe lentamente en el tiempo y en el espacio sólo está justificada en casos extremos (completa isotropía, emisión confinada en un ángulo privilegiado), mientras que la justificación en casos intermedios viene dada en último caso, según los autores, por la exactitud de sus resultados.

La aproximación difusión isótropa (clásica) se ha adaptado en el capítulo siguiente a las atmósferas de los planetas terrestres, discutiendo sus peculiaridades en esa situación y las ventajas que posee frente a las aproximaciones descritas en este apartado.

C A P I T U L O I I
=====

EMISIONES EN 4.26 μm Y 15 μm EN LA

ATMOSFERA TERRESTRE.

II-1.- INTRODUCCION.-

El balance calorífico en la mesosfera y baja termosfera terrestres no se puede considerar como un problema resuelto. Así, p.e. "The National Research Council" en su documento "Solar System Space Physics in the 1980's. A Research Strategy" recomienda con gran énfasis su estudio.

Varios son los términos que contribuyen al balance calorífico en estas regiones. En latitudes polares son de destacar los efectos de los vientos horizontales que transportan gran cantidad de energía contrarrestando la diferencia de absorción de radiación solar (Nisbet y col., 1979), así, como los debidos al calentamiento Joule y los influenciados por fuerzas de arrastre iónico (Battaner, 1980). En latitudes medias las mayores contribuciones se deben a los momentos irregulares como ondas de gravedad (Battaner y Molina, 1981) y planetarias (Petitdidier y col., 1979; Teitelbaum y col., 1981) y especialmente a las emisiones infrarrojas. Este último término tiene una importancia decisiva (Kuhn y London, 1969; Fukuyama, 1974; Kockarts, 1980) y, en particular, la emisión en $15 \mu\text{m}$ de la molécula de CO_2 , principal responsable del mínimo de la mesopausa según Dalgarno (1969) y Chamberlain (1978). A la emisión en $4.26 \mu\text{m}$ de la misma mo

lécua no se le dió en principio tanta importancia como a la banda en $15 \mu\text{m}$, aunque sus calentamientos fueran también significativos (Houghton, 1969; Williams, 1971). Sin embargo, el hecho de que esta emisión esté conectada por medio de niveles vibracionales con el estado $(0,1^1,0)$, ($15 \mu\text{m}$), (Taine y col., 1978) y que, por otra parte, el CO_2 se excite en el nivel correspondiente a $4.26 \mu\text{m}$, $(0,0,1)$ mediante mecanismos de vibración resonante con el N_2 , muestran que tiene mayor influencia en el balance calorífico de estas regiones de lo que en principio se pensó (Kumer y James, 1974; Kumer y col., 1978).

El estudio de estas emisiones tiene interés no sólo por su decisivo papel en el balance calorífico, sino también porque las medidas de estas intensidades constituyen un método para obtener perfiles de concentraciones y temperaturas. Así:

- a) Mediante medidas tangenciales de radiación en las bandas en $4.3 \mu\text{m}$ del CO_2 en condiciones diurnas se pueden determinar concentraciones de este compuesto (James y Kumer, 1973).
- b) La determinación simultánea de medidas de radiación en

15 μm y de concentración de CO_2 permitiría obtener un perfil exacto de la temperatura en la baja termosfera terrestre (Kumer, 1977 a).

- c) Kaplan (1959) y Houghton (1965) sugirieron la posibilidad de obtener perfiles de temperatura a partir de medidas realizadas desde fuera de la atmósfera en diferentes partes de la banda en 15 μm del CO_2 (Fig. II-2). Dado que las distintas partes de la banda tienen diferentes coeficientes de absorción medios, las medidas de radiación se pueden usar para obtener temperaturas medias de las capas de la atmósfera a diferentes alturas. Esta idea se ha llevado a cabo y actualmente se dispone de gran cantidad de medidas de alta resolución espectral de la banda en 15 μm realizadas durante tres años por el PMR (Pressure Modulator Radiometer) a bordo del satélite Nimbus 6. Diferentes perfiles de temperatura, para distintas latitudes, deducidas de los datos anteriores pueden encontrarse en Austen y col. (1977), Hirota y Barnett (1977), Houghton (1978), Labitzke y Barnett (1979, 1981). Este problema ha sido analizado por Battaner (1982) como caso particular del problema de "Inversión de perfil".
- d) Para nosotros es fundamental la oportunidad que nos ofre-

cen estas emisiones terrestres con un objetivo de Planetología Comparada, por ser en nuestra propia atmósfera donde podemos llevar a cabo experimentos más baratos.

Los cálculos de las emisiones en 4.26 y 15 μm en la mesosfera y baja termosfera se han realizado unas veces con el tratamiento del transporte radiativo de forma aproximada* (Kuhn y London, 1969; Williams, 1971; Kumer y James, 1974) y otras sin tener en cuenta el término del transporte (Bishop y col., 1974; Gordiets y col., 1978). Para 4.26 y 15 μm , al contrario de lo que les ocurre a otras emisiones a estas alturas ("airglow" visible, véase Battaner y Pardo, 1972 a, 1972 b y Battaner y Quintana, 1972), son muy importantes los fenómenos de reabsorción y, por tanto, el estudio exhaustivo de sus intensidades y de su efecto en el balance calorífico deben tratarse con el formalismo del transporte radiativo.

En el Capítulo I se han discutido las distintas soluciones de la ecuación del transporte radiativo y se ha podido constatar la gran complejidad que presenta su integración. Nuestro primer objetivo era disponer de un método aproximado que fuera capaz de proporcionar:

a) Una solución suficientemente exacta.

- b) Rapidez de ejecución en ordenadores con objeto de poderse implementar en modelos más complejos (p.e. ecuación del balance calorífico).
- c) La posibilidad de incluir un esquema fotoquímico complejo. Este punto es muy importante para algunas emisiones en la atmósfera terrestre porque presentan intensidades no planckianas aún estando los fotones en equilibrio (véase II-2.3).

Este se consiguió con la adaptación de la aproximación difusión (isótropa) a la atmósfera terrestre, válida hasta regiones donde se pretenden estudiar estas emisiones (II-2.1) y que posee además varias ventajas frente a los métodos citados en I-8 (véase II-2).

La aplicación de esta aproximación a atmósferas planetarias no se ha realizado todavía, por lo que la comparación de nuestros resultados con otros modelos y medidas experimentales dará una prueba de su validez en estas atmósferas.

Un segundo objetivo era obtener las intensidades de forma más exacta. Para ello se utilizó la misma hipótesis que en la aproximación difusión, la cual permitía obte-

ner la intensidad a partir de la solución formal. La integración en frecuencia se realizó de dos formas diferentes:

a) considerando tantos intervalos de frecuencia como líneas significativas y b) dividiendo cada una de las líneas en 10 intervalos e integrándolas con el esquema de Kyle (1968).

II-2.- LA APROXIMACION DIFUSION EN LAS ATMOSFERAS DE LOS PLANETAS TERRESTRES.

Si se considera la ecuación (I-13) para una transición entre dos niveles de energía de un compuesto y se integra en frecuencia sobre el perfil de la emisión correspondiente a dichos niveles, dicha ecuación puede expresarse como:

$$\mu \frac{\partial I(z, \mu)}{\partial z} = n_0(z) \{ K(z) S_\nu(z) - k_e(z) I(z, \mu) \} \quad (\text{II-1})$$

donde $K(z)$ es el coeficiente de absorción total (por molécula) de la transición, $k_e(z)$ un coeficiente a determinar (véase II-2.2) con unidades de cm^2 definido por:

$$k_e(z) = \frac{\int k_\nu(z) I(z, \mu, \nu) d\nu}{\int I(z, \mu, \nu) d\nu}, \quad (\text{II-2})$$

y donde se ha supuesto también que la función fuente es in dependiente de la frecuencia.

La solución más simple de (II-1) se obtiene cuando se supone que no hay transporte de fotones. En este caso, I viene dada por:

$$I_0(z) = \frac{K(z)}{k_e(z)} S_\nu(z) \quad (\text{II-3})$$

donde teniendo en cuenta que:

- a) $K(z)$ debe conservarse invariante independientemente de cómo se calcule k_e , es decir,

$$K(z) = \int k_\nu d\nu = k_e \cdot (\Delta\nu)_e, \text{ y} \quad (\text{II-4})$$

- b) la expresión de S_ν para una transición entre dos niveles, (I-19), se puede escribir I_0 como:

$$I_0(z) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left[\frac{n_0 g_0}{n_1 g_1} - 1 \right]_{eq}^{-1} \cdot (\Delta\nu)_e \quad (\text{II-5})$$

En (II-5), $n_{1,eq}$ se determina a partir de su ecuación de continuidad (I-20), en donde las pérdidas y producciones radiativas se compensan dado que los fotones se encuentran en equilibrio. Es importante resaltar que, en esta aproximación de orden cero o del equilibrio, I viene determinada por los procesos de excitación y desexcitación a través de n_1 , sin necesidad de suponer a priori que la función fuente sea la función de Planck. Cuando las excitaciones térmicas predominen frente a las no térmicas (II-5), se reduce a la función de Planck, pero, si los procesos de excitación no térmica (p.e. vibración resonante, véase -- II-2.3) predominan frente a las de excitación térmica, la población de n_1 no será maxwelliana y la intensidad I_0

no coincidirá con dicha función. Esta población no maxwelliana de n_1 no afecta al equilibrio de los fotones que sólo depende de su recorrido libre medio, es decir, de la naturaleza de la sustancia absorbente a través de k_ν y de su concentración n_0 , y es, por tanto, independiente del mecanismo por el que se absorben o se emiten.

Si reescribimos (II-1) en la forma:

$$I(z, \mu) = S_\nu(z) \cdot (\Delta\nu)_e - \lambda\mu \frac{\partial I(z, \mu)}{\partial z}, \quad (\text{II-6})$$

donde λ es el recorrido libre medio de los fotones dado por:

$$\lambda = \frac{1}{k_e n_0(z)}, \quad (\text{II-7})$$

podemos calcular I en un orden de aproximación superior introduciendo I_0 en el segundo miembro de (II-6), quedando:

$$I_1(z, \mu) = I_0(z) - \lambda\mu \frac{\partial I_0(z)}{\partial z} \quad (\text{II-8})$$

Sucesivas aproximaciones I_n de orden superior pueden obtenerse siguiendo el proceso indicado:

$$I_n = I_{n-1} - \lambda\mu \frac{\partial I_{n-1}}{\partial z} \quad (\text{II-9})$$

En dicho procedimiento la intensidad converge rápidamente, bastándonos con la aproximación de primer orden o aproximación difusión si el segundo sumando en (II-8) es pequeño comparado con I_0 , es decir, si el recorrido libre medio de los fotones es pequeño comparado con la escala típica de variación de la intensidad. En las atmósferas de los planetas terrestres, dado que I_0 depende directamente de n_1/n_0 , esta escala típica coincide con la escala de altura atmosférica H .

El flujo dado por esta aproximación se obtiene de la definición (I-5) y de la expresión para la intensidad (II-8), quedando para su componente vertical:

$$F_z = -\frac{4}{3} \pi \lambda \frac{\partial I_0}{\partial z} \quad (\text{II-10})$$

Si se compara la expresión de la intensidad (II-8) con la obtenida en la aproximación ADFL (I-113) y se tiene presente que en el equilibrio $J = I_0$, resulta:

$$\psi(z, \mu) = (1 - \lambda \mu \frac{\partial I_0}{\partial z}) \quad , \quad (\text{II-11})$$

que, de acuerdo con la condición impuesta a I_0 , varía también lentamente con la altura en esta aproximación. Por otra parte, comparando (II-10) con (I-109) y teniendo en

cuenta la definición de λ , el factor D es igual a $1/3$, valor al que tienden tanto D_F como D_A cuando se particularizan - al caso considerado aquí (Fig. I-11). Por tanto, se puede concluir que, cuando la ADA y la ADFL se aplican a emisiones para las que el "scattering" es despreciable y en situaciones próximas al equilibrio, ambas coinciden con la aproximación difusión isótropa.

Esta aproximación cumple con las exigencias requeridas en nuestro primer objetivo, proporcionando además frente a las aproximaciones descritas en (I-8) las siguientes ventajas:

- a) Tener en cuenta el término de intercambio radiativo entre capas allí donde es apreciable, es decir, donde los fotones están ligeramente separados del equilibrio.
- b) Poder realizar un análisis de la anisotropía del campo radiativo en las regiones donde los fotones se encuentran poco separados del equilibrio. Dicha anisotropía representa una medida de la separación del equilibrio de los fotones.

Por estas razones, se decidió su aplicación a las emisiones en 4.26 y $15 \mu\text{m}$ para realizar un primer estudio

de ellas en las atmósferas de los planetas terrestres.

II-2.1.- REGION DE VALIDEZ.-

Como se indicó en (II-1), la aproximación difusión será válida cuando el recorrido libre medio de los fotones sea menor o del mismo orden que la escala de altura H . En la Fig.II-1 se muestran los perfiles de los recorridos libres medios de las emisiones en $15 \mu\text{m}$ y $4.26 \mu\text{m}$ junto con la escala de altura atmosférica. Los coeficientes k_e para cada emisión que aparecen en λ se han calculado como se indica en el siguiente apartado y las concentraciones de CO_2 se han tomado de Hays y Olivero (1970).

De acuerdo con los resultados, la AD es válida aproximadamente hasta los 100 km para $4.26 \mu\text{m}$ y hasta los 95 km para $15 \mu\text{m}$. Hemos de indicar que estos cálculos dan solo una idea del límite de la región de validez. Este vendrá determinado más exactamente por la altura donde $\lambda \frac{\partial I_0}{\partial z}$ deje de ser un término correctivo de I_0 .

El límite superior de nuestro modelo viene determinado por la validez de la aproximación difusión, suficientemente alto para el estudio de estas emisiones en las regiones de máximo interés: mesosfera y baja termosfera. El límite inferior se tomó a 60 km. Altura suficientemente ba

ja como para considerar a los fotones en equilibrio y suficientemente alta como para poder suponer a las líneas con un perfil Doppler.

Como se desprende de (II-8) y (II-5), para obtener I_1 hemos de conocer previamente k_e y n_1 . Al cálculo de estas dos magnitudes están dedicados los apartados siguientes.

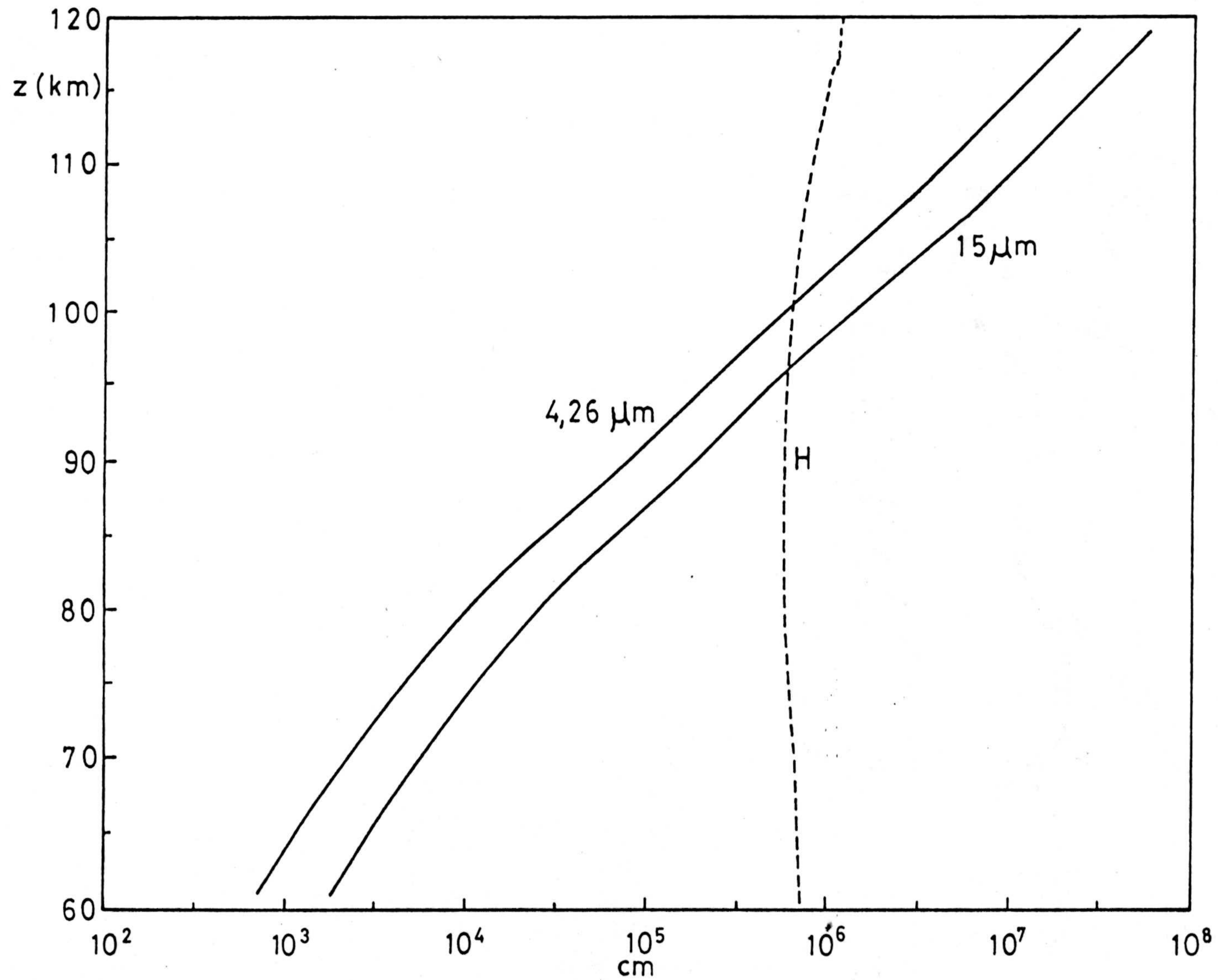


FIGURA II-1.- Recorridos libres medios de los fotones en $4.26 \mu\text{m}$ y $15 \mu\text{m}$ (trazo continuo), y escala de altura H (trazo discontinuo) del modelo de Battaner (1975).

II-2.2.- CALCULO DE k_e .

Realizar el cálculo de k_e es equivalente a integrar la ETR sobre la frecuencia en el formalismo de la aproximación difusión. Dos formas se han seguido para llevar a cabo dicha integración al aplicarla a las emisiones en 4.26 y 15 μm en la atmósfera terrestre media:

- a) Mediante el cálculo de k_e .
- b) Realizando una integración detallada (II-3).

En este apartado se describe cómo se calcula k_e . Para poder realizar la estimación de k_e se necesita conocer previamente los parámetros de las estructuras de las bandas de estas emisiones, es decir, se precisa saber:

- a) ¿Cuál es la frecuencia de las líneas rotacionales de cada banda?
- b) ¿Cuáles son sus coeficientes de absorción?
- c) ¿Cuáles son las formas de los perfiles de las líneas y sus anchuras mitad?.

Las respuestas a estas preguntas para las emisiones en 4.26 y 15 μm se hayan en el Apéndice C.

Un cálculo de la anchura mitad Lorentz de las líneas de estas bandas a una altura de 60 km, donde la presión vale 2.3×10^4 atm, arroja un valor de $\alpha_L = 3.3 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$, mientras que la anchura Doppler obtenida a partir de (B-7) a la misma altura es $\alpha_D = 6.7 \times 10^4$. Esto no significa que el perfil tenga una forma Doppler, ya que conserva todavía una cierta componente Lorentz, pero como α_L es directamente proporcional a la presión, tal y como se indica en (B-5), a unos pocos kilómetros por encima de 60 km el perfil de las líneas muestra prácticamente la forma Doppler. (Este resultado está de acuerdo con los de Kuhn y London (1969), y los de Kumer y James (1974)). Por otra parte, si comparamos los valores de α_D con la separación entre líneas (Tablas C-1 y C-2), se deduce que las líneas no se encuentran solapadas. Estos dos hechos permiten expresar en el rango de altura considerado la intensidad I_i para cada línea i como:

$$I_i = \bar{I}_{v,i} \cdot \Delta v_{e,i}$$

donde $\bar{I}_{v,i}$ es la intensidad específica media de la línea i , y $\Delta v_{e,i}$ es una anchura equivalente de la misma. Esta simplificación ha sido utilizada por Kockarts y Peetermans (1970) en su estudio de la emisión del oxígeno atómico en 63 μm en la termosfera terrestre, obteniendo resultados satisfactorios.

Con esta hipótesis, el coeficiente de absorción equivalente para una banda puede escribirse como:

$$k_e = \frac{\sum_i \bar{I}_{v,i} k_{v,i} \Delta v_{e,i}}{\sum_i \bar{I}_{v,i} \Delta v_{e,i}} \quad (\text{II-12})$$

donde $k_{v,i}$ es el coeficiente de absorción de la línea i (sin integrar en frecuencia) y la sumatoria está extendida a todas las líneas de la banda.

Para obtener k_e en (II-12) se ha supuesto que $\bar{I}_{v,i}$ es proporcional a $k_{v,i}$. Esta hipótesis está justificada ya que, si se compara el espectro de las bandas (Fig. C-1 y C-2) con las medidas experimentales de I (Fig. II-2), se puede apreciar cómo tienen una forma similar aparte de que la contribución a la intensidad de las alas de las líneas, frente a la de la parte central, es despreciable en toda la región de estudio considerada.

$\Delta v_{e,i}$ puede elegirse en el cálculo de k_e como la anchura mitad de la línea (α_L o α_D según su forma) tal y como hicieron Kockarts y Peetermans (1970), o bien puede evaluarse suponiendo la hipótesis anterior dentro de cada línea. Si se hace de este último modo,

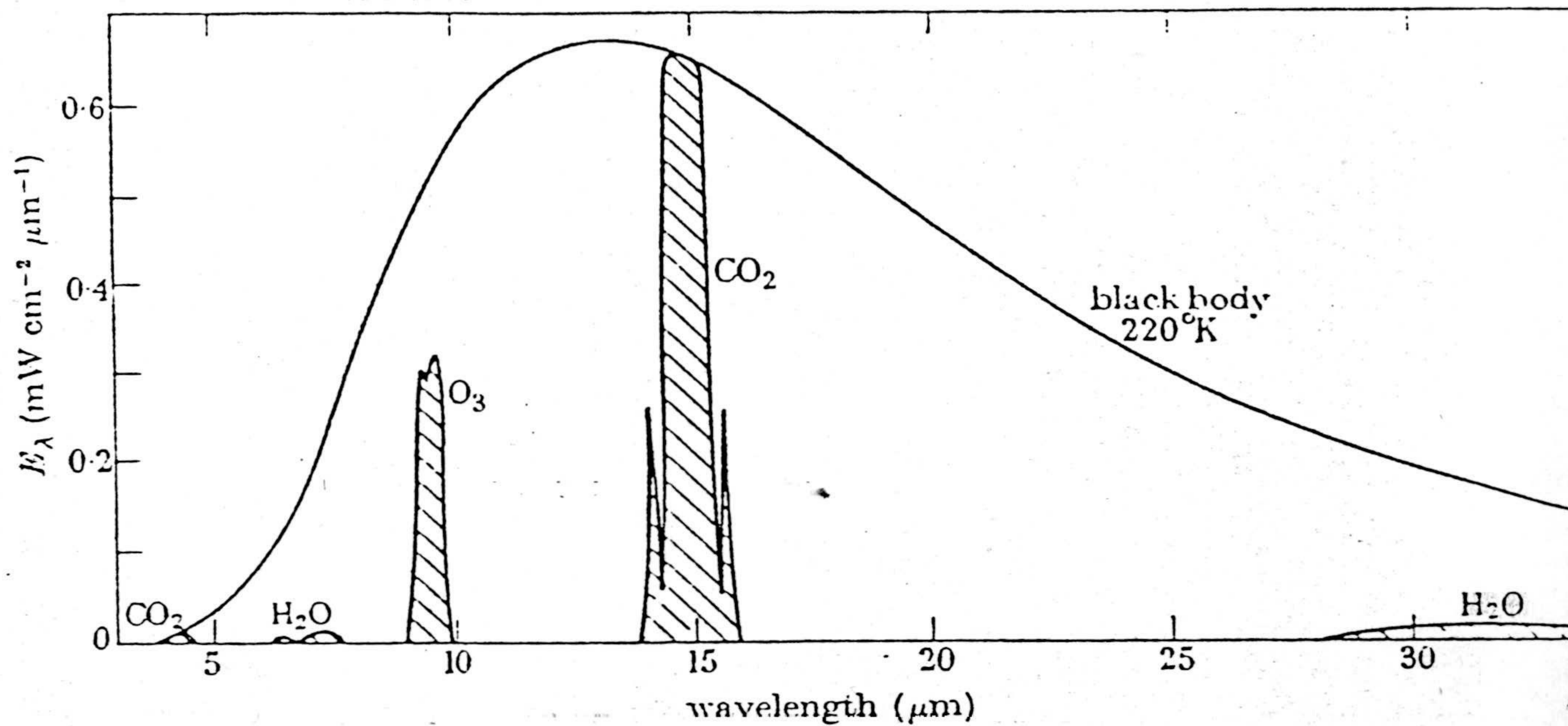


FIGURA II-2.- Distribución espectral aproximada de la emisión infrarroja de la atmósfera por encima de los 15 km según Houghton (1965). (Las medidas se realizaron con un detector mirando hacia arriba).

$$\Delta v_{e,i} = \pi \alpha_{L,i} , 0$$

$$\Delta v_{e,i} = (\pi/2)^{\frac{1}{2}} \alpha_{D,i} ,$$

según que la forma de la línea sea Lorentz o Doppler respectivamente (*).

Considerando la hipótesis anterior ($I_v \sim k_v$) para todas las líneas de la banda, supuestas éstas con perfil Doppler, el coeficiente k_e queda como:

$$k_e = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{\sum_i (K_i^2 / \alpha_{D,i})}{\sum_i K_i} . \quad (\text{II-13})$$

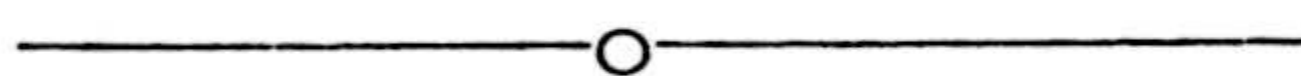
Este se ha evaluado con los valores de las Tablas C-1 y C-2 y la expresión (B-7), obteniendo para la banda en 4.26 μm :

$$k_e = 1.387 \times 10^{14} / \sqrt{T}$$

y para la banda de 15 μm :

$$k_e = 1.753 \times 10^{15} / \sqrt{T}$$

ambos con unidades de cm^2 cuando T se expresa en



(*) La elección de $\Delta v_{e,i}$ impone el valor de $k_{e,i}$ ya que el coeficiente de absorción total $K_i = k_{e,i} \cdot \Delta v_{e,i}$ debe conservarse siempre.

Kelvin . Estos valores conducen a unas anchuras equivalentes de:

$$\Delta v_e = 6.917 \times 10^3 \sqrt{T} \quad (\text{cm}^{-1})$$

para 4.26 μm , y de

$$\Delta v_e = 4.719 \times 10^3 \sqrt{T} \quad (\text{cm}^{-1})$$

para 15 μm . El factor \sqrt{T} aparece debido a la inclusión de la dependencia con la temperatura de α_D . Estos valores obtenidos para k_e son independientes del número de líneas tomado en la banda, siempre que éste sea suficientemente grande (≥ 90), y son los que se han utilizado en el cálculo de $\lambda_{4.26}$ y λ_{15} en la Fig. II-1.

No obstante, la forma indicada anteriormente de calcular k_e plantea un problema: la anchura equivalente Δv_e viene impuesta por el cálculo de k_e , dado que se exige la invarianza de K . Así, cuando Δv_e se introdujera en (II-5) daría un valor de la intensidad en la frontera inferior (60 km), donde $I_{v,0}$ se conoce, que podría estar en desacuerdo con los valores experimentales de I_0 . Para evitar esa posible discrepancia, puede elegirse Δv_e de tal forma que I_0 en la frontera inferior sea igual a los valores experimentales y, entonces, k_e vendría impuesto por la con-

servación de K.

Este segundo procedimiento es el que se ha seguido para la determinación de los k_e de las emisiones en 4.26 y 15 μm en la atmósfera terrestre. Para ello, se eligieron las medidas de Stair y col. (1975) realizadas en altas latitudes (de entre ellas las correspondientes a condiciones no aurorales). Medidas en latitudes medias, para las que se realiza este modelo de intensidades, no se han efectuado. Por otra parte, existen datos experimentales más recientes para ambas emisiones (Stair y col., 1981), aunque desafortunadamente no se han publicado todavía los resultados definitivos.

La medida de Stair y col. (1975) para la emisión en 4.26 μm a 60 km en condiciones nocturnas es de 0.42 $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$ que, con el valor de $I_0 = 1.081 \times 10^{17} / k_e$ a la misma altura, conduce a un valor para k_e de $2.501 \times 10^{17} \text{cm}^2$. Para 15 μm el valor experimental de la intensidad en las mismas condiciones es de 13.2, I_0 vale $4.235 \times 10^{16} / k_e$, que dan un k_e de 3.208×10^{17} para esta emisión.

II-2.3.- ESQUEMA FOTOQUIMICO: CALCULO DE n_1 .-

Para determinar la intensidad I_0 de una emisión dada en (II-5), es necesario conocer el cociente entre las poblaciones de los niveles superior e inferior de la transición n_1/n_0 . El nivel superior correspondiente a la emisión en $15 \mu\text{m}$ es el $(0,1^1,0)$, notación del primer modo fundamental de vibración "bending", y para la emisión en $4.26 \mu\text{m}$, el $(0,0,1)$ que corresponde al primer nivel excitado del modo de vibración antisimétrico (véase Apéndice C). En este trabajo se presenta un esquema fotoquímico que conecta a los estados $(0,1^1,0)$ y $(0,0,1)$ por medio de dos niveles intermedios equivalentes, el $(0,2,0)$ y el $(0,3,0)$. Estos niveles energéticos intermedios corresponden en la realidad a tres estados (Fig. II-3). Los dos niveles conectados mediante resonancia de Fermi $(1,0,0)$ y $(0,2^0,0)$, junto con el $(0,2^2,0)$, se han tomado como uno solo equivalente, el intermedio en energía que anotaremos por $(0,2,0)$. De la misma forma, los otros tres con energía muy próxima, el $(0,3^3,0)$, $(0,3^1,0)$ y $(1,1^1,0)$, se han considerado como el nivel equivalente $(0,3,0)$ de energía igual al primero de éstos. Estas hipótesis no conducen a errores ya que todos los niveles anteriores sólo intervienen en intercambios -

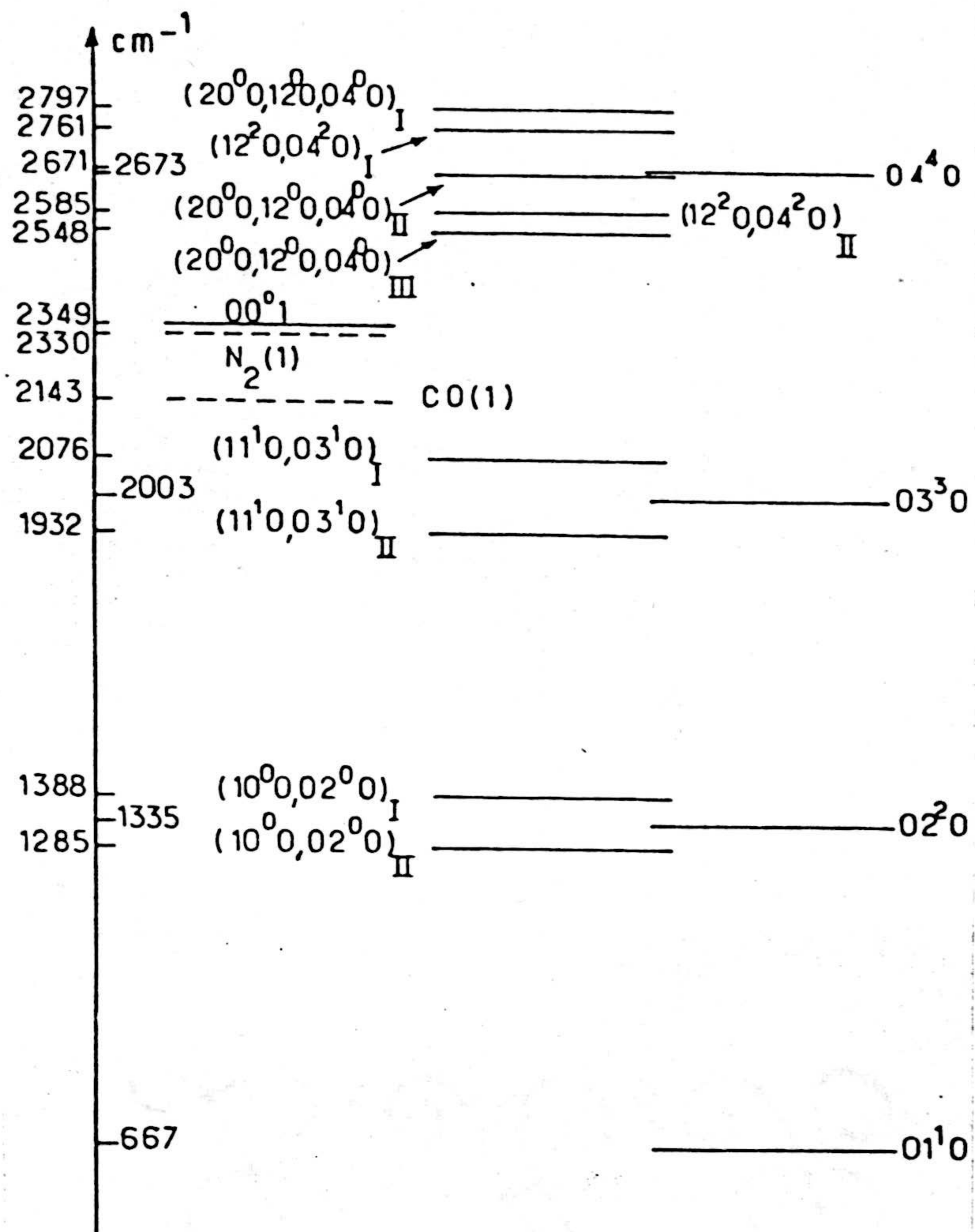


FIGURA II-3.- Diagrama energético de los niveles vibracionales del CO_2 , N_2 y CO (Huetz-Aubert y col., 1978).

energéticos entre $(0,1^1,0)$ y $(0,0,1)$, y la transferencia de energía vibracional entre los tres niveles de cada uno de los dos grupos (p.e. entre $(1,0,1)$, $(0,2^0,0)$ y $(0,2^2,0)$) - es mucho más rápida que la que tiene lugar con el resto de los niveles (Taine y col., 1978; Huetz-Aubert y col., 1978).

El intercambio de energía entre niveles vibracionales de la molécula de CO_2 es un problema que no está resuelto todavía satisfactoriamente. Supuesto el CO_2 excitado en un cierto nivel vibracional, no se sabe con exactitud qué probabilidad tiene de ir a otro dado al colisionar con otra molécula de CO_2 , ni cuanta energía vibracional se transfiere a energía cinética en la colisión.

El esquema fotoquímico planteado en la Tabla II-1 es, en lo que se refiere a los procesos que sufre el CO_2 , el resultado de un análisis exhaustivo basado fundamentalmente en las recopilaciones de Taylor y Bitterman (1969) y Taylor (1974), y en los recientes resultados experimentales de Huertz-Aubert y col. (1978) y Taine y Lepoutre --- (1980a,b).

Los procesos tenidos en cuenta para el estado $(0,1^1,0)$ fueron:

- a) Excitación y desexcitación térmicas (R9), y
- b) Colisiones intramoleculares (R12). Este proceso ocurre cuando una molécula de CO_2 excitada vibracionalmente, - después de una colisión, se encuentra todavía excitada aunque en otro nivel vibracional.

Y para el nivel (0,0,1):

- a) Intercambio colisional casi resonante con la molécula - de nitrógeno excitada en el primer nivel vibracional - (R1)
- b) Procesos de excitación no térmicos a través del N_2 (R3, R4, R5 y R8),
- c) Excitación y desexcitación térmicas (R2a, R2b y R10), y
- d) Colisiones intramoleculares (R2a y R2b).

De acuerdo con el esquema anterior, en la resolución de la ecuación de continuidad del (0,0,1) aparece la concentración de $\text{N}_2^*(v=1)$. Esta concentración se necesita para poder obtener $[0,0,1]$, concentración de (0,0,1). En - su cálculo se ha considerado que el $\text{N}_2^*(v=1)$ se encuentra - en equilibrio químico en estas regiones de la atmósfera - donde la fotoquímica es el fenómeno predominante y se han tenido en cuenta los siguientes mecanismos de producción y

pérdida:

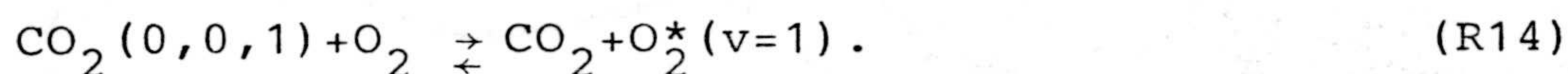
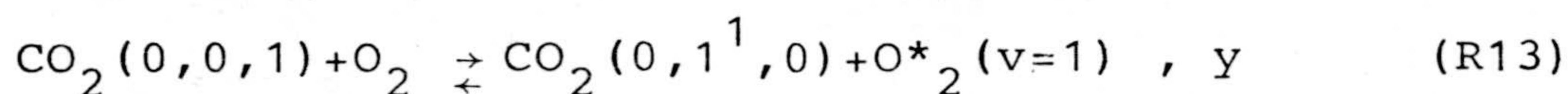
- a) Intercambio colisional casi resonante con el CO_2 (R1),
- b) Excitación no térmica debida al $\text{O}(^1\text{D})$ (R3),
- c) Intercambio de energía vibracional con el CO_2 excitado en los niveles $(1,0,1)$ y $(0,2,1)$, que previamente han sido excitados por absorción de radiación solar en 2.7 y 2.77 μm respectivamente (R4 y R5),
- d) Excitación vibracional por el $\text{OH}(v \leq 9)$ (R8(v)), y
- e) Desactivación por colisiones con el O_2 y el O (R6 y R7).

En las ecuaciones de continuidad de los estados $(0,1^1,0)$ y $(0,0,1)$ no se han tenido en cuenta la absorción y emisión de fotones en 15 y 4.26 μm , respectivamente, ya que estamos calculando n_1 en el equilibrio y, bajo estas circunstancias, las producciones y pérdidas radiativas se cancelan. Es más, incluso cuando tiene lugar la aproximación difusión, se igualan pues en el término de producción radiativa interviene la intensidad media J (I-20) que es --- igual para el equilibrio que para la situación de aproximación difusión, como puede verse al integrar II-8 sobre μ . Este hecho va a permitir realizar una integración en frecuencia más detallada (II-3) dado que entonces se conoce

la función fuente.

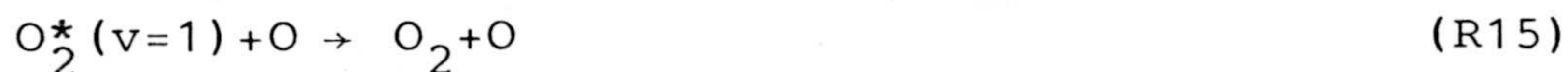
Una situación diferente ocurre con las emisiones de los estados equivalentes intermedios $(0,2,0)$ y $(0,3,0)$. Estos se relajan preferentemente perdiendo un cuanto vibracional v_2 por emisión de fotones con longitudes de onda - muy próximas a $15 \mu\text{m}$, dando lugar a las denominadas "hot bands". Estas bandas, aunque están en una posición del espectro muy cercanas a la banda fundamental en $15 \mu\text{m}$, no son absorbidas por el $\text{CO}_2(0,0,0)$, siendo la atmósfera prácticamente transparente para ellas ya que $[0,1^1,0] \ll [0,0,0]$. Por esta razón, se ha supuesto sólo el proceso de pérdida radiativa de $(0,2,0)$ y $(0,3,0)$. La hipótesis de considerar que $(0,2,0)$ y $(0,3,0)$ se relajan por emisión a una velocidad $A_{2/2}$ y $A_{3/2}$, en lugar de A_2 y A_3 , es más realística en la región inferior, aunque su efecto sobre $[0,1^1,0]$ y sobre $[0,0,1]$ es despreciable.

En el cálculo de $[0,0,1]$ no se incluye la parte de energía vibracional del estado $(0,0,1)$ que pudiera convertirse en energía de traslación o radiativa vía $\text{O}_2^*(v=1)$. Las dos reacciones donde el O_2 podría resultar excitado vibracionalmente son:



R13, fue propuesta por el Houghton (1969) y mostró que es despreciable en el sentido inverso, es decir, como producción del estado (0,0,1). En sentido directo, podría ser una pérdida de energía vibracional pero, dado que no se menciona en resúmenes tan completos como los de Taylor y Bitterman (1969) y Taylor (1974) ni por estudios específicos de transferencia de energía entre el CO_2 y el O_2 (Bass 1973), se debe concluir que su efecto no es importante. Por otra parte, R14 es despreciable frente a R2b (Taylor y Bitterman, 1969).

Sin embargo, sí se ha incluido la pérdida de energía vibracional vía $\text{O}_2^*(v=1)$ por colisiones del $\text{N}_2^*(v=1)$ con el O_2 (R6), ya que su velocidad de reacción es del mismo orden que las otras pérdidas de $\text{N}_2^*(v=1)$. R6 en sentido inverso no se ha introducido pues toda la energía que el $\text{N}_2^*(v=1)$ transfiere al O_2 no vuelve a excitar al N_2 , ya que la conversión de energía vibracional del O_2 a energía cinética a través de colisiones con las moléculas de nitrógeno y oxígeno y, sobre todo, con el oxígeno atómico:



con una velocidad de reacción de $6.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ (Kiefer y Lutz, 1967) es más rápida que R6 en sentido inverso, al menos, durante el día en toda la mesosfera y baja termosfera, y por encima de los 80 km durante la noche.

La desactivación vibracional del $\text{N}_2^*(v=1)$ por N_2 y O_2 :



no se ha incluido dados los valores tan pequeños de R16. $R16 = 6.4 \times 10^{22}$ para $\text{M} = \text{N}_2$ (Shin, 1981) y $R16 \ll 10^{20}$ para $\text{M} = \text{O}_2$ (Taylor, 1974).

Los valores de las constantes de reacción usadas en el presente trabajo se encuentran detalladas en la Tabla II-1, incluyendo su dependencia con la temperatura en aquellos casos en que se conocían. Las expresiones del cálculo de las concentraciones y detalles sobre el sistema de ecuaciones pueden encontrarse en Rodrigo y col. (1980).

La velocidad con que el N_2 desactiva al $\text{O}(^1\text{D})$ - hoy día se conocen muy bien. Se disponen de medidas efectuadas por diferentes métodos experimentales (Davidson y -

Número de reacción	Reacción	Coficiente de la velocidad de reacción (+)	Referencia
(1)	$\text{CO}_2^*(0,0,1) + \text{N}_2 \rightleftharpoons \text{N}_2^*(v=1) + \text{CO}_2$	$1.71 \times 10^6 \exp(-175.30 T^{-1/3}) + 6.07 \times 10^{14} \exp(15.27 T^{-1/3})$	Taylor (1974).
(2a)	$\text{CO}_2^*(0,0,1) + \text{N}_2 \rightleftharpoons \text{CO}_2^*(0,3^3,0) + \text{N}_2$	$1.00 \times 10^{15} + 5.16 \times 10^{11} \exp(-76.75 T^{-1/3})$	Taylor (1974).
(2b)	$\text{CO}_2^*(0,0,1) + \text{O}_2 \rightleftharpoons \text{CO}_2^*(0,3^3,0) + \text{O}_2$	$1.10 \times 10^{15} + 7.31 \times 10^{11} \exp(-76.75 T^{-1/3})$	Taylor (1974).
(3)	$\text{O}(^1\text{D}) + \text{N}_2 \rightarrow \text{N}_2^*(v=1) + \text{O}(^3\text{P})$	$2.4 \times 10^{11} (\epsilon=0.33)$	Amimoto y col. (1979).
(4)	$\text{CO}_2^*(1,0,1) + \text{N}_2 \rightarrow \text{N}_2^*(v=1) + \text{CO}_2^*(1,0,0)$	El mismo que R1	según Finzi y Moore (1975).
(5)	$\text{CO}_2^*(0,2,1) + \text{N}_2 \rightarrow \text{N}_2^*(v=1) + \text{CO}_2^*(0,2,0)$	El mismo que R1	según Finzi y Moore (1975).
(6)	$\text{N}_2^*(v=1) + \text{O}_2 \rightarrow \text{O}_2^*(v=1) + \text{N}_2$	$1.74 \times 10^{10} \exp(-124.0 T^{-1/3})$	Taylor (1974).

TABLA II-1.- Reacciones químicas

Número de
reacción

Reacción

Coeficiente de la
velocidad de reacción (+)

Referencia

(7)	$N_2^*(v=1) + O \rightarrow N_2 + O$	$1.07 \times 10^{10} \exp(-69.90 T^{-1/3})$	Taylor (1974).
(8(v))	$OH^*(v) + N_2 \rightarrow N_2^*(v=1) + OH^*(v-1)$	$\left. \begin{array}{l} 1.1 \times 10^{14} \\ 2.0 \times 10^{14} \\ 4.0 \times 10^{14} \\ 7.8 \times 10^{14} \\ 2.1 \times 10^{13} \\ 5.0 \times 10^{13} \\ 5.5 \times 10^{13} \\ 3.7 \times 10^{13} \\ 4.4 \times 10^{13} \end{array} \right\} \varepsilon=1 \text{ (ver texto)}$	Kumer y col. (1978).
	v=1		
	v=2		
	v=3		
	v=4		
	v=5		
	v=6		
	v=7		
	v=8		$\varepsilon=1 \text{ (ver texto)}$
	v=9		
(9)	$CO_2^*(0,1^1,0) + M(N_2, O_2) \rightleftharpoons CO_2 + M$	$6.69 \times 10^{10} \exp(-84.07 T^{-1/3})$	Taylor (1974)
(10)	$CO_2^*(0,0,1) + O \rightarrow CO_2 + O$	5×10^{13}	Sharma y Nadile (1981)

TABLA II-1.- Reacciones químicas (cont.)



Número de
reacción

Reacción

Coeficiente de la
velocidad de reacción (+)

Referencia

(11)	$\text{CO}_2^*(0,3^3,0) + \text{M} \xrightleftharpoons{\leftarrow} \text{CO}_2^*(0,2,0) + \text{M}$ $(M = \text{N}_2, \text{O}_2)$	El mismo que R9	según Taine y co. (1978).
(12)	$\text{CO}_2^*(0,2,0) + \text{M} \xrightleftharpoons{\leftarrow} \text{CO}_2^*(0,1^1,0) + \text{M}$ $(M = \text{N}_2, \text{O}_2)$	El mismo que R9	según Taine y co. (1978).
(A1)	$\text{CO}_2^*(0,1^1,0) \rightarrow \text{CO}_2 + h\nu (15 \mu\text{m})$	2.77	ver texto.
(A2)	$\text{CO}_2^*(0,2,0) \rightarrow \text{CO}_2^*(0,1^1,0) +$ $+ h\nu (15 \mu\text{m} \text{ "hot band"})$	0.106	ver texto.
(A3a)	$\text{CO}_2^*(0,3^3,0) \rightarrow \text{CO}_2 + h\nu (5.2 \mu\text{m})$	7.46×10^{-3}	ver texto.
(A3b)	$\text{CO}_2^*(0,3^3,0) \rightarrow \text{CO}_2^*(0,2,0) +$ $+ h\nu (15 \mu\text{m} \text{ "hot band"})$	8.53×10^{-3}	ver texto.

TABLA II-1.- Reacciones químicas (cont.)

Número de reacción	Reacción	Coefficiente de la velocidad de reacción (+)	Referencia
(A4)	$\text{CO}_2^*(0,0,1) \rightarrow \text{CO}_2 + h\nu(4.26 \mu\text{m})$	399.36	ver texto
(A5)	$\text{CO}_2^*(1,0,1) \rightarrow \text{CO}_2^*(1,0,0) +$ $+h\nu(4.3 \mu\text{m} \text{ "hot band"})$	15.6	ver texto
A6)	$\text{CO}_2^*(0,2,1) \rightarrow \text{CO}_2^*(0,2,0) +$ $+h\nu(4.3 \mu\text{m} \text{ "hot band"})$	10.2	ver texto
(J1)	$\text{CO}_2 + h\nu(2.7 \mu\text{m}) \rightarrow \text{CO}_2^*(1,0,1)$	ver texto	ver texto
(J2)	$\text{CO}_2 + h\nu(2.77 \mu\text{m}) \rightarrow \text{CO}_2^*(0,2,1)$	ver texto	ver texto

TABLA II-1.- Reacciones químicas (cont.)

(†) Sus unidades son s^{-1} para reacciones moleculares y $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ para las bimoleculares. Los valores expresados para las reacciones que tienen lugar en ambos sentidos son los de izquierda derecha (+). Los coeficientes cuando se verifican en sentido contrario, se obtienen a partir del valor dado multiplicando por $\exp(-E/RT)$, donde E es la parte de la energía del nivel excitado (vibracional o electrónicamente) que se convierte en energía cinética después de la colisión.

col., 1977; Andrade, 1978; Streit y col., 1976). En este trabajo se ha tomado el obtenido por Amimoto y col. (1979) cuyo valor es muy próximo al más reciente de Wine y -- Ravishankara (1981). Sin embargo, la eficiencia ϵ , definida como la parte de la energía del nivel electrónico transferida al nivel vibracional para activar al N_2 en $v=1$, no está tan bien determinada. Fisher y Bauer (1972) obtuvieron $\epsilon=0.05$, sin embargo, aquí se ha incluido la obtenida por Slinger y Black (1974) de $\epsilon=0.33$.

Gran parte de las velocidades de las reacciones en las que interviene el CO_2 excitado vibracionalmente, se han tomado de la excelente recopilación de Taylor (1974). Para algunas reacciones se disponen de valores más recientes pero, debido a su pequeña diferencia con las propuestas por Taylor, se introdujeron las velocidades de reacción de éste, permitiendo así la inclusión de la dependencia con la temperatura.

Los valores de R4 y R5 se supusieron con el mismo valor que R1, tal y como concluyeron Finzi y Moore -- (1975). Análogamente se hizo con R11 y R12 que se tomaron iguales a R9 según Taine y col. (1978).

Kumer y col. (1978), a partir de las medidas experimentales de Stair y col. (1975), pusieron de manifiesto la posibilidad de que la molécula de hidroxilo excitara al CO_2 en el nivel $(0,0,1)$ mediante el $\text{N}_2^*(v=1)$. Este mecanismo se ha incluido en nuestros cálculos resultando ser uno de los procesos no térmicos más importantes que excitan al CO_2 en el nivel $(0,0,1)$ en la mesosfera terrestre (Fig. II-4).

Los valores de las constantes de reacción con que el N_2 desactiva al $\text{OH}(v)$, $\text{R8}(v)$, se hayan en la Tabla II-1. La eficiencia de estas reacciones para excitar al N_2 en el nivel $v=1$ hoy día son inciertas. Se ha tenido en cuenta la hipótesis de que cada molécula $\text{OH}^*(v)$ da lugar a un $\text{N}_2^*(v=1)$ independientemente del nivel vibracional v del OH^* (Kumer y col., 1978).

Los coeficientes de fotoabsorción J_i del nivel excitado i se calcularon mediante:

$$J_i = \sum_{\lambda} \sigma_{i\lambda} \phi_{z\lambda} \quad (\text{II-14})$$

donde las secciones eficaces de fotoabsorción del nivel excitado i , para la longitud de onda λ , $\sigma_{i\lambda}$, se calcularon --

utilizando los coeficientes de absorción dados por Rothman y Benedict (1978), y $\phi_{z\lambda}$ son los flujos solares en la longitud de onda λ a la altura z calculados por;

$$\phi_{z\lambda} = \phi_{\infty\lambda} \exp\left(-\sum_i \sigma_{i\lambda} \int_z^{\infty} n_i \alpha dz\right) \quad (\text{II-15})$$

En la expresión anterior la sumatoria está extendida a todos los compuestos que absorben en la longitud de onda λ , n_i son sus concentraciones y α es un factor definido por:

$$\alpha = \left[\frac{1-R^2 \sin^2 \theta}{(R+z)^2} \right]^{-\frac{1}{2}}$$

que tiene en cuenta la posición del Sol y la curvatura de La Tierra, siendo R el radio terrestre. $\phi_{\infty\lambda}$ representa los flujos solares en el tope de la atmósfera a las diferentes λ . En este caso se tomaron los propuestos por Thekaekara (1976).

Los valores de los coeficientes de emisión de Einstein se han evaluado a partir de (I-23) utilizando los datos del coeficiente de absorción K dados por Rothman y Benedict (1978). Los valores de $A1$ y $A4$ concuerdan excelentemente con los utilizados en la literatura (p.e. Kuhn y -

London, 1969; Stephenson y Moore, 1972; Ogawa, 1976). En el cálculo de A2, A3a, A3b, A5 y A6 se calculó un coeficiente de Einstein equivalente, ya que (0,2,0) y (0,3,0) son estados equivalentes que sustituyen, cada uno, a tres niveles reales. El coeficiente de emisión de Einstein equivalente se ha obtenido a partir de los A de cada nivel real ponderando con la concentración de los niveles, supuestas las poblaciones de éstos relacionadas entre sí mediante el factor de Maxwell-Boltzmann a una temperatura de 225 K (temperatura media de la región atmosférica donde se han aplicado).

Por otra parte, es necesaria la inclusión de valores fiables de concentraciones de compuestos, dada la importancia de los procesos fotoquímicos. Hemos aplicado -- aquí el modelo para latitudes medias de Battaner (1975). Por último, las concentraciones del OH excitado vibracionalmente en los estados $1 \leq v \leq 9$ que exigían mayor exactitud, dado que el efecto de R8 es un proceso propuesto recientemente y no suficientemente probado, se han tomado de Battaner y López-Moreno (1979).

Con todas las especificaciones anteriores y suponiendo equilibrio fotoquímico para cada estado (produccio-

nes químicas igual a pérdidas químicas), se han calculado - las concentraciones de la molécula de CO_2 excitada en los estados $(0,1^1,0)$, $(0,2,0)$, $(0,3,0)$ y $(0,0,1)$, cuyos resultados se presentan en las Tablas II-2 y II-3.

z	(002)	(010)	(020)	(030)	(001)
60	1.80E+12	3.28E+10	6.0E+08	1.17E+07	2.30E+06
61	1.60E+12	2.82E+10	5.0E+08	9.51E+06	1.95E+06
62	1.40E+12	2.35E+10	3.9E+08	7.30E+06	1.65E+06
63	1.20E+12	1.91E+10	3.0E+08	5.45E+06	1.33E+06
64	1.10E+12	1.66E+10	2.5E+08	4.28E+06	1.06E+06
65	9.20E+11	1.33E+10	1.9E+08	3.17E+06	7.51E+05
66	8.10E+11	1.13E+10	1.6E+08	2.45E+06	5.34E+05
67	7.00E+11	9.23E+09	1.2E+08	1.77E+06	3.75E+05
68	6.20E+11	7.70E+09	9.6E+07	1.32E+06	2.78E+05
69	5.30E+11	6.20E+09	7.3E+07	9.48E+05	2.09E+05
70	4.80E+11	5.27E+09	5.8E+07	7.17E+05	1.61E+05
71	3.90E+11	4.01E+09	4.1E+07	4.92E+05	1.21E+05
72	3.40E+11	3.28E+09	3.2E+07	3.59E+05	9.56E+04
73	3.10E+11	2.79E+09	2.5E+07	2.75E+05	8.05E+04
74	2.60E+11	2.18E+09	1.8E+07	2.01E+05	7.15E+04
75	2.20E+11	1.72E+09	1.3E+07	1.52E+05	6.78E+04
76	1.90E+11	1.38E+09	1.0E+07	1.24E+05	6.95E+04
77	1.60E+11	1.07E+09	7.2E+06	1.03E+05	7.15E+04
78	1.40E+11	8.67E+08	5.4E+06	8.89E+04	7.17E+04
79	1.20E+11	6.84E+08	4.0E+06	7.62E+04	6.88E+04
80	1.00E+11	5.39E+08	3.0E+06	6.38E+04	6.11E+04
81	8.40E+10	4.40E+08	2.4E+06	5.68E+04	5.66E+04
82	6.80E+10	3.56E+08	1.9E+06	5.92E+04	6.22E+04
83	5.60E+10	2.94E+08	1.6E+06	5.11E+04	5.41E+04
84	4.40E+10	2.31E+08	1.3E+06	3.75E+04	3.92E+04
85	3.60E+10	1.89E+08	1.1E+06	2.79E+04	2.85E+04
86	3.00E+10	1.57E+08	9.7E+05	2.28E+04	2.25E+04
87	2.50E+10	1.31E+08	9.8E+05	1.96E+04	1.85E+04
88	2.00E+10	1.05E+08	1.1E+06	1.77E+04	1.56E+04
89	1.60E+10	8.47E+07	1.3E+06	1.68E+04	1.34E+04
90	1.30E+10	6.93E+07	1.5E+06	1.70E+04	1.21E+04
91	1.10E+10	5.92E+07	1.9E+06	1.82E+04	1.13E+04
92	8.80E+09	4.80E+07	2.2E+06	1.85E+04	1.00E+04
93	7.50E+09	4.27E+07	2.5E+06	2.03E+04	9.58E+03
94	6.00E+09	3.48E+07	2.7E+06	1.99E+04	8.11E+03
95	4.80E+09	2.92E+07	2.7E+06	1.95E+04	6.80E+03
96	4.00E+09	2.54E+07	2.8E+06	1.95E+04	6.07E+03
97	3.30E+09	2.25E+07	2.7E+06	1.96E+04	5.38E+03
98	2.60E+09	1.89E+07	2.5E+06	1.84E+04	4.55E+03
99	2.10E+09	1.63E+07	2.3E+06	1.76E+04	4.06E+03
100	1.80E+09	1.51E+07	2.2E+06	1.80E+04	3.96E+03
101	1.40E+09	1.27E+07	1.9E+06	1.66E+04	3.52E+03
102	1.20E+09	1.18E+07	1.8E+06	1.67E+04	3.60E+03
103	9.60E+08	1.03E+07	1.6E+06	1.58E+04	3.30E+03
104	8.00E+08	9.54E+06	1.4E+06	1.59E+04	3.30E+03
105	6.60E+08	8.71E+06	1.3E+06	1.57E+04	3.20E+03
106	5.40E+08	7.84E+06	1.1E+06	1.51E+04	3.15E+03
107	4.50E+08	7.28E+06	9.8E+05	1.53E+04	3.27E+03
108	3.70E+08	6.74E+06	8.7E+05	1.52E+04	3.22E+03
109	3.00E+08	6.02E+06	7.5E+05	1.45E+04	3.13E+03
110	2.70E+08	6.12E+06	7.3E+05	1.60E+04	3.45E+03
111	2.20E+08	5.52E+06	6.4E+05	1.54E+04	3.26E+03
112	1.80E+08	5.10E+06	5.7E+05	1.54E+04	3.05E+03
113	1.50E+08	4.70E+06	5.1E+05	1.52E+04	2.85E+03
114	1.30E+08	4.54E+06	4.9E+05	1.57E+04	2.65E+03
115	1.10E+08	4.30E+06	4.5E+05	1.60E+04	2.34E+03
116	9.40E+07	4.08E+06	4.3E+05	1.64E+04	2.11E+03
117	7.90E+07	3.78E+06	4.0E+05	1.65E+04	1.83E+03
118	6.70E+07	3.55E+06	3.7E+05	1.69E+04	1.59E+03
119	5.70E+07	3.30E+06	3.5E+05	1.71E+04	1.40E+03
120	4.80E+07	3.06E+06	3.3E+05	1.74E+04	1.19E+03

TABLA II-2.- Concentraciones de la molécula de CO₂ utilizada en este modelo (Hays y Olivero,1970) y en los estados (0,1¹,0), (0,2,0), (0,3¹,0) y (0,0,1) calculadas con el esquema químico de la TABLA II-1 en condiciones diurnas. Las unidades son cm⁻³ y z en km .

Z	(002)	(010)	(020)	(030)	(001)
60	1.80E+12	3.28E+10	6.0E+08	1.07E+07	1.14E+06
61	1.60E+12	2.82E+10	5.0E+08	8.63E+06	9.08E+05
62	1.40E+12	2.34E+10	3.9E+08	6.48E+06	6.71E+05
63	1.20E+12	1.91E+10	3.0E+08	4.75E+06	4.83E+05
64	1.10E+12	1.66E+10	2.5E+08	3.70E+06	3.71E+05
65	9.20E+11	1.33E+10	1.9E+08	2.77E+06	2.73E+05
66	8.10E+11	1.13E+10	1.6E+08	2.18E+06	2.12E+05
67	7.00E+11	9.23E+09	1.2E+08	1.59E+06	1.51E+05
68	6.20E+11	7.70E+09	9.6E+07	1.18E+06	1.10E+05
69	5.30E+11	6.20E+09	7.2E+07	8.40E+05	7.64E+04
70	4.80E+11	5.27E+09	5.8E+07	6.31E+05	5.62E+04
71	3.90E+11	4.01E+09	4.1E+07	4.23E+05	3.65E+04
72	3.40E+11	3.13E+09	2.9E+07	2.64E+05	2.18E+04
73	3.10E+11	2.79E+09	2.5E+07	2.25E+05	1.84E+04
74	2.60E+11	2.18E+09	1.8E+07	1.53E+05	1.21E+04
75	2.20E+11	1.72E+09	1.3E+07	1.04E+05	7.98E+03
76	1.90E+11	1.38E+09	1.0E+07	7.19E+04	5.33E+03
77	1.60E+11	1.07E+09	7.2E+06	4.81E+04	3.44E+03
78	1.40E+11	8.67E+08	5.4E+06	3.31E+04	2.29E+03
79	1.20E+11	6.84E+08	3.9E+06	2.22E+04	1.48E+03
80	1.00E+11	5.39E+08	2.9E+06	1.59E+04	1.33E+03
81	8.40E+10	4.40E+08	2.3E+06	2.92E+04	2.21E+04
82	6.80E+10	3.56E+08	1.9E+06	6.26E+04	6.66E+04
83	5.60E+10	2.94E+08	1.6E+06	5.31E+04	5.67E+04
84	4.40E+10	2.31E+08	1.2E+06	3.53E+04	3.66E+04
85	3.60E+10	1.89E+08	1.0E+06	2.20E+04	2.13E+04
86	3.00E+10	1.57E+08	8.3E+05	1.36E+04	1.19E+04
87	2.50E+10	1.31E+08	6.9E+05	9.01E+03	7.00E+03
88	2.00E+10	1.05E+08	5.5E+05	5.91E+03	4.01E+03
89	1.60E+10	8.38E+07	4.4E+05	4.03E+03	2.33E+03
90	1.30E+10	6.81E+07	3.6E+05	2.83E+03	1.34E+03
91	1.10E+10	5.76E+07	3.0E+05	2.11E+03	7.83E+02
92	8.80E+09	4.61E+07	2.4E+05	1.53E+03	4.22E+02
93	7.50E+09	4.04E+07	2.2E+05	1.30E+03	2.37E+02
94	6.00E+09	3.24E+07	1.7E+05	9.91E+02	1.28E+02
95	4.80E+09	2.66E+07	1.5E+05	8.28E+02	6.75E+01
96	4.00E+09	2.28E+07	1.3E+05	7.32E+02	3.73E+01
97	3.30E+09	1.93E+07	1.1E+05	6.45E+02	1.99E+01
98	2.60E+09	1.61E+07	1.0E+05	5.92E+02	1.05E+01
99	2.10E+09	1.37E+07	9.0E+04	5.57E+02	5.60E+00
100	1.80E+09	1.27E+07	9.00E+04	6.00E+02	3.36E+00
101	1.40E+09	1.04E+07	7.7E+04	5.41E+02	1.77E+00
102	1.20E+09	9.83E+06	8.0E+04	6.20E+02	1.09E+00
103	9.60E+08	8.44E+06	7.4E+04	6.12E+02	6.65E-01
104	8.00E+08	7.71E+06	7.4E+04	6.00E+02	4.60E-01
105	6.60E+08	7.09E+06	7.6E+04	7.62E+02	3.95E-01
106	5.40E+08	6.31E+06	7.4E+04	7.99E+02	3.54E-01
107	4.50E+08	5.93E+06	7.8E+04	9.50E+02	3.94E-01
108	3.70E+08	5.37E+06	7.8E+04	1.04E+03	4.24E-01
109	3.00E+08	4.94E+06	8.1E+04	1.22E+03	5.19E-01
110	2.70E+08	4.92E+06	9.0E+04	1.49E+03	6.56E-01
111	2.20E+08	4.49E+06	9.2E+04	1.69E+03	7.75E-01
112	1.80E+08	4.15E+06	9.6E+04	1.98E+03	9.53E-01
113	1.50E+08	3.83E+06	9.7E+04	2.22E+03	1.11E+00
114	1.30E+08	3.75E+06	1.1E+05	2.74E+03	1.45E+00
115	1.10E+08	3.51E+06	1.1E+05	3.13E+03	1.73E+00
116	9.40E+07	3.34E+06	1.2E+05	3.65E+03	2.12E+00
117	7.90E+07	3.11E+06	1.2E+05	4.12E+03	2.51E+00
118	6.70E+07	2.93E+06	1.3E+05	4.74E+03	3.05E+00
119	5.70E+07	2.72E+06	1.3E+05	5.21E+03	3.52E+00
120	4.80E+07	2.52E+06	1.3E+05	5.72E+03	4.12E+00

TABLA II-3.- Concentraciones de la molécula de CO₂ utilizada en este modelo (Hays y Olivero, 1970), y de los estados (0,1¹,0), (0,2,0), (0,3,0) y (0,0,1) calculadas con el esquema químico de la TABLA II-1 en condiciones nocturnas. Las unidades son. cm⁻³ y z en km .

II-2.4.- RESULTADOS Y DISCUSION.

II-2.4.1.- INTENSIDADES DE LA EMISION EN 4.26 μm .

Las intensidades se calcularon de acuerdo con la expresión dada por la aproximación difusión, (II-8), con los valores de k_e y n_1 obtenidos en los apartados anteriores.

En la figura II-4 se presentan los cálculos de la intensidad de la banda fundamental del CO_2 en 4.26 μm para $\mu=+1$ (intensidad dirigida hacia fuera de la atmósfera, Fig. II-7a). En ella se muestran también los valores de la intensidad planckiana para esta longitud de onda basada en el perfil de temperatura obtenido por Jacchia (1971) y en la temperatura exosférica de Salah y Evans (1973).

En (II-2.1) se indicó que la región de validez de la aproximación difusión para esta emisión se extendía aproximadamente hasta los 100 km. El hecho de que en condiciones diurnas sea válida sólo hasta ~ 90 km (Fig. II-4) se debe a que el gradiente de la intensidad es mayor durante el día y, por tanto, el nivel donde el término $\lambda\mu\partial I_0/\partial z$

deja de ser una corrección a I_0 resulta más bajo.

Las curvas muestran claramente la gran importancia que tiene el $0(1D)$ en la excitación del CO_2 en el nivel $(0,0,1)$ mediante colisiones con la molécula de nitrógeno. Este proceso es el responsable de que durante el día, por debajo de los 75-80 km, la intensidad no sea planckiana, mientras que durante la noche, al ser la concentración de $0(1D)$ muy baja, su excitación es insignificante frente a la excitación térmica y la intensidad coincide casi exactamente con sus valores planckianos.

La altura donde tiene lugar la separación del equilibrio coincide, para condiciones nocturnas, con la calculada por Kumer y James (1974), ~ 65 km, mientras que en condiciones diurnas difiere, debido a la mayor eficiencia del mecanismo $R3$ que se ha utilizado en nuestros cálculos de acuerdo con los resultados posteriores de Slinger y Black (1974).

El aumento en las intensidades por encima de los 75 km se debe a la relajación vibracional de la molécula de $OH^*(V \leq 9)$ mediante la cadena $OH^*(V \leq 9) \rightarrow N_2^*(V=1) \rightarrow CO_2(0,0,1)$ y, así, el máximo que aparece sobre los 85 km es la reproducción del encontrado por Battaner y López-Moreno (1979) en las

concentraciones de $\text{OH}^*(v \leq 9)$. Por otra parte, como era de esperar, la influencia de este proceso durante la noche es mayor que durante el día, dado que las concentraciones de $\text{OH}^*(v \leq 9)$ son más altas.

Este mecanismo ha sido puesto de manifiesto por Kumer y col. (1978) a partir de las medidas experimentales de Stair y col. (1975) en $4.3 \mu\text{m}$. Los cálculos realizados en este modelo, basados en concentraciones fiables de $\text{OH}^*(v \leq 9)$, con los más recientes coeficientes de reacción y con eficiencias moderadas de la excitación del $\text{N}_2^*(v=1)$ por el $\text{OH}^*(v \leq 9)$ muestran que este mecanismo tiene una importancia decisiva en la emisión en $4.26 \mu\text{m}$ en la mesosfera terrestre. La confirmación determinante de que tal mecanismo activa al CO_2 en el nivel $(0,0,1)$ sería la medida simultánea "in situ" de bandas del $\text{OH}^*(v \leq 9)$ y de $4.26 \mu\text{m}$. Este objetivo, entre otros, se pretende llevar a cabo por nuestro equipo en la experiencia L.I.A.A.

La comparación de nuestros valores de intensidad con datos experimentales y con modelos se hace difícil debido a las diferentes condiciones en que se han medido o para las que se han calculado. La intensidad en $4.26 \mu\text{m}$ ha sido calculada para condiciones diurnas por James y Kumer

(1973). Sus perfiles de intensidad no pueden compararse con los nuestros, dada la geometría de alturas tangentes utilizada en su modelo Fig. II-7b, aunque sus valores son del mismo orden que los obtenidos aquí, $\sim 1 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. En condiciones nocturnas se han realizado varios modelos pero todos a latitudes aurorales. Algunos de ellos, dado que no han incluido los procesos de excitación típicos de esas latitudes, son comparables con este modelo. Entre ellos se encuentra el modelo de Kumer (1977b), cuyos valores para la emisión en $4.26 \mu\text{m}$ son un factor 4 menores que los nuestros entre 60 y 80 km. Por encima de esta altura son aún menores, debido principalmente a que no incluye el mecanismo de excitación del CO_2 por el $\text{OH}^*(v \leq 9)$. Un cálculo realizado sin tal mecanismo conduce a valores similares.

En cuanto a resultados experimentales, las intensidades medidas por Stair y col. (1975) en la región espectral de 1.6 a $23 \mu\text{m}$ también se realizaron en latitudes aurorales. Una de estas medidas, la que condujo a Kumer y col. (1978) a proponer el mecanismo R8(v), es la única comparable debido a que se realizó en condiciones donde no acaecieron los fenómenos típicamente aurorales. Como puede verse en la figura II-5, el acuerdo en la región inferior es excelente

y, en la superior, ambos tienen la misma forma. Las intensidades más altas que da el presente modelo se deben fundamentalmente a las diferentes concentraciones de OH^* ($v \leq 9$) introducida. Otra razón es la distinta latitud a la que nuestro modelo y los experimentos se desarrollaron. Así, las variaciones en los procesos químicos (Ogawa, 1976; López-Moreno y col., 1980) y los distintos fenómenos de transporte en altas latitudes que afectan a la composición química (Rodrigo y col., 1981; Battaner y Rodrigo, 1981) son también causa de la discrepancia en los valores absolutos de las intensidades.

Nadile y col. (1978) han medido más recientemente estas emisiones aunque, de nuevo, a latitudes aurorales. Estos resultados no son comparables con nuestros perfiles por estar realizados con una geometría tangencial. Sin embargo, el orden de magnitud es el mismo que el dado en los resultados preliminares por Stair y col. (1981).

Los resultados obtenidos muestran la gran importancia que tienen los procesos de excitación no térmica en el estudio de esta emisión, llegando a ser a alturas por debajo de los 80 km más importantes que los fenómenos de transporte. Por otra parte, estos resultados nos revelan

que puede alcanzarse un estado de equilibrio no planckia
no de los fotones debido al intercambio de energía de la
molécula de CO_2 con moléculas excitadas que se encuentran
en un estado de equilibrio no maxwelliano.

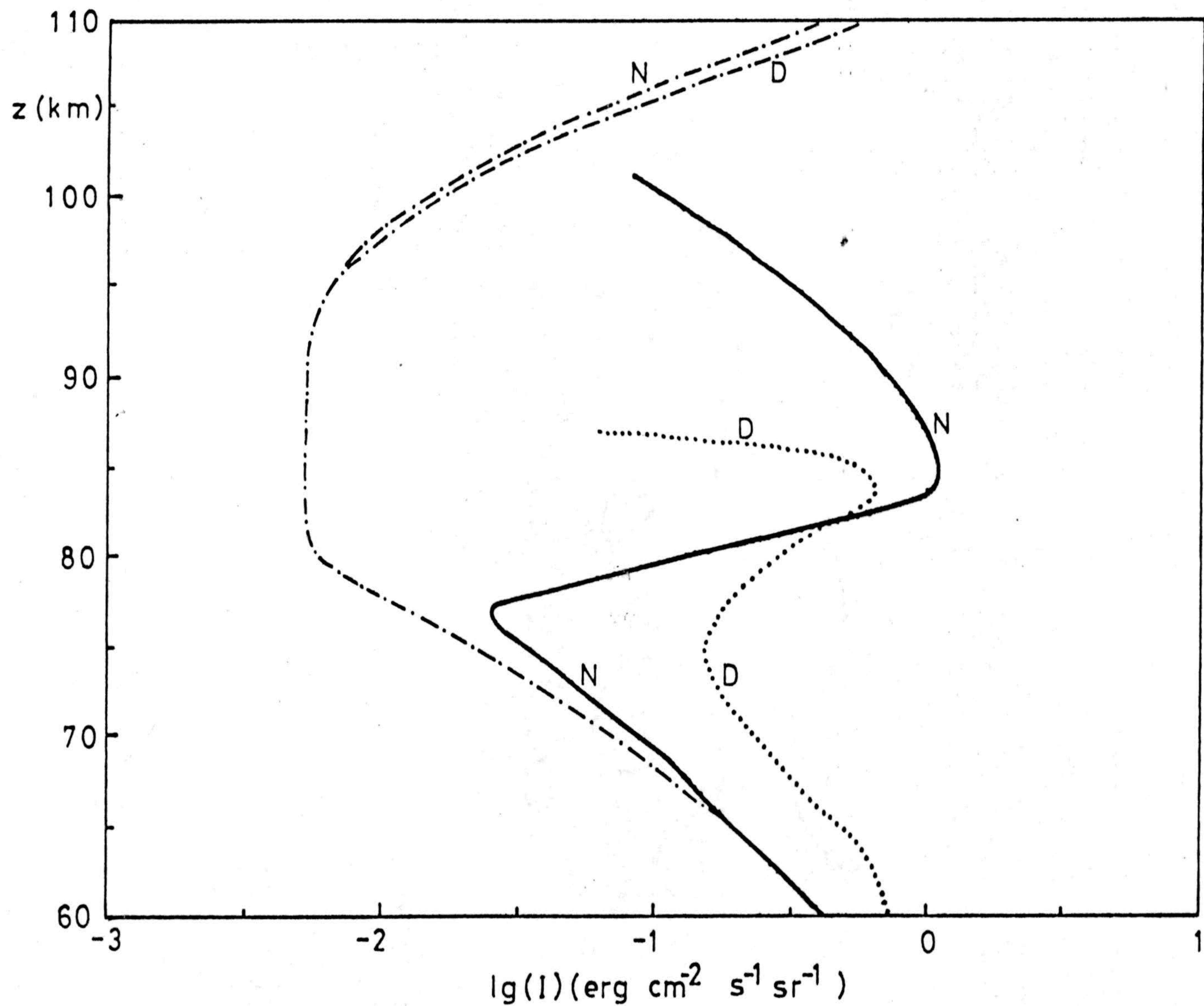


FIGURA II-4.- Intensidades en $4.26 \mu\text{m}$ para condiciones diurnas (D) y nocturnas (N). En trazos continuo y punteado las intensidades en la direcci3n $\mu=+1$, y en trazo discontinuo las intensidades de Planck.

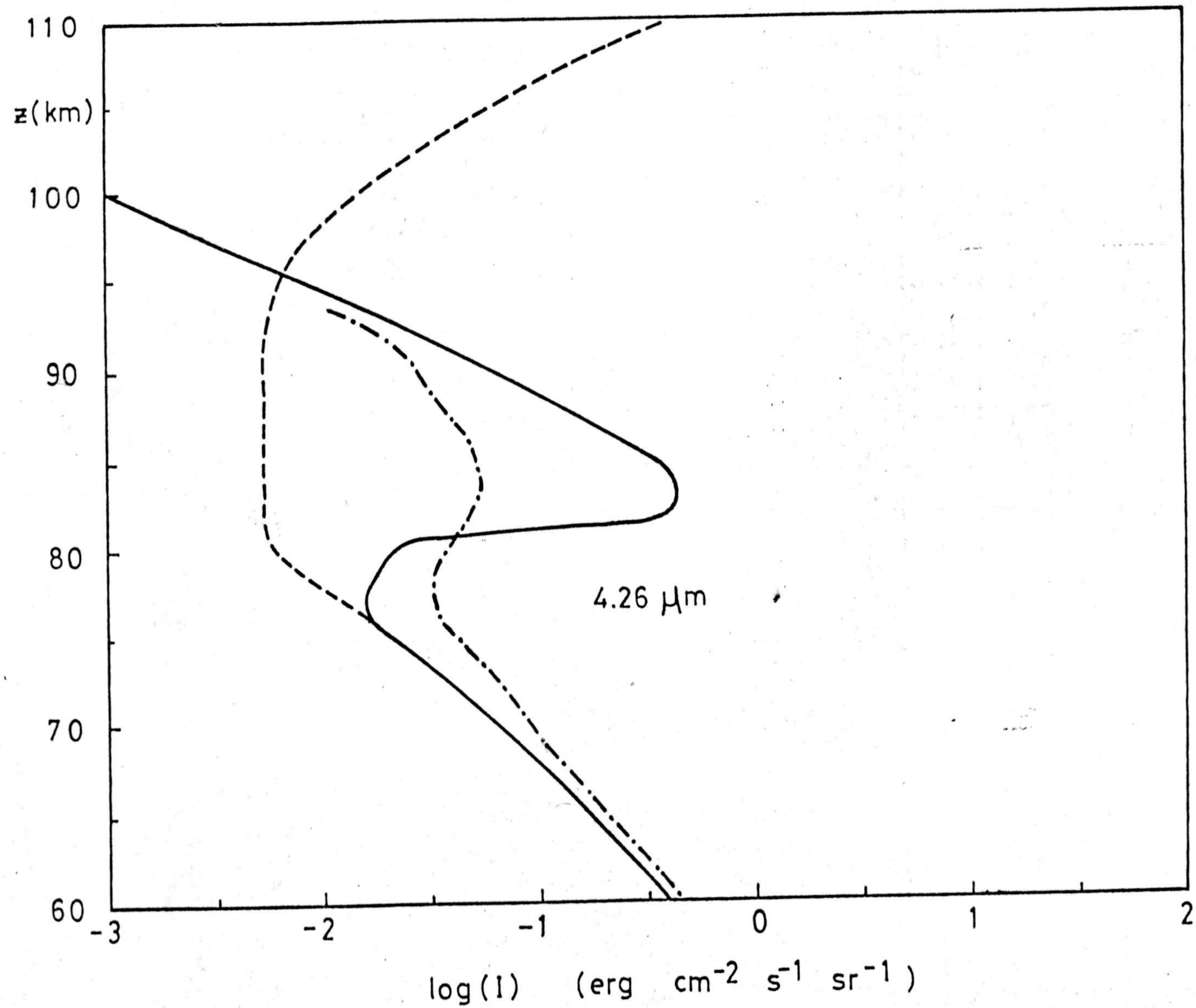


FIGURA II-5 - Intensidades de la emisión en 4.26 μm en condiciones nocturnas. Trazo continuo, este modelo; trazo discontinuo, (---) Planck; y trazo discontinuo (- - -), medidas experimentales de Stair y col. (1975).

II-2.4.2.- INTENSIDADES DE LA EMISION EN 15 μm .

En la figura II-6 se muestran las intensidades en la dirección $\mu=+1$ de la banda fundamental del CO_2 en 15 μm para condiciones diurnas y nocturnas. Con objeto de comparar, también se ha dibujado la intensidad planckiana en esta frecuencia usando el perfil de temperatura y la temperatura exosférica citadas anteriormente.

No hay ningún proceso de excitación no térmica que excite de forma directa al CO_2 en el estado $(0,1^1,0)$, sin embargo, dado que está conectado con el $(0,0,1)$ a través de la cadena $(0,0,1) \rightarrow (0,3,0) \rightarrow (0,2,0) \rightarrow (0,1^1,0)$, podría verse afectado por ellos. A la luz de la Fig. II-6 se ve que este efecto no tiene lugar en la atmósfera terrestre, aunque, como se verá en el Cap. III, sí tiene importancia en las atmósferas de Venus y Marte. En este modelo los fotones pueden considerarse en equilibrio planckiano por debajo de ~ 85 km. Esta altura es superior a la obtenida por Curtis y Goody (1956) de 74 km y de Houghton (1965) de 70 km, pero acorde con los resultados posteriores de Kuhn y London (1969) que sitúan el nivel de separación de los fotones del equilibrio planckiano entre los 80 y 90 km

dependiendo del coeficiente de desactivación colisional. La pequeña separación de la intensidad entre los 70 y los 85 km se debe a los fenómenos de transporte que conducen a los fotones a una situación ligeramente separada del equilibrio.

El cambio brusco sobre los 90 km se debe a que la aproximación deja de ser válida. Nuevamente la región de validez estimada en (II-2.1) se ve reducida, aunque esta vez en menor extensión.

La comparación con medidas experimentales en $15 \mu\text{m}$ resulta igualmente difícil por las razones dadas anteriormente para $4.26 \mu\text{m}$. Las medidas de Stair y col. (1975), realizadas en condiciones nocturnas a latitudes aurorales, muestran el mismo valor que las obtenidas con este modelo en la región inferior y no llegan a ser un orden de magnitud mayor en todo el rango de alturas considerado. Los modelos teóricos de Degges (1974) y Kumer (1974) se han desarrollado específicamente para explicar dichas intensidades por lo que eligieron perfiles de concentraciones y temperatura característicos de tales latitudes. Estos autores muestran la importancia del modelo atmosférico intro-

ducido, razón a la que puede atribuirse las discrepancias entre los resultados de este modelo con los de aquellos, dada la diferente latitud para la que se ha desarrollado el presente modelo.

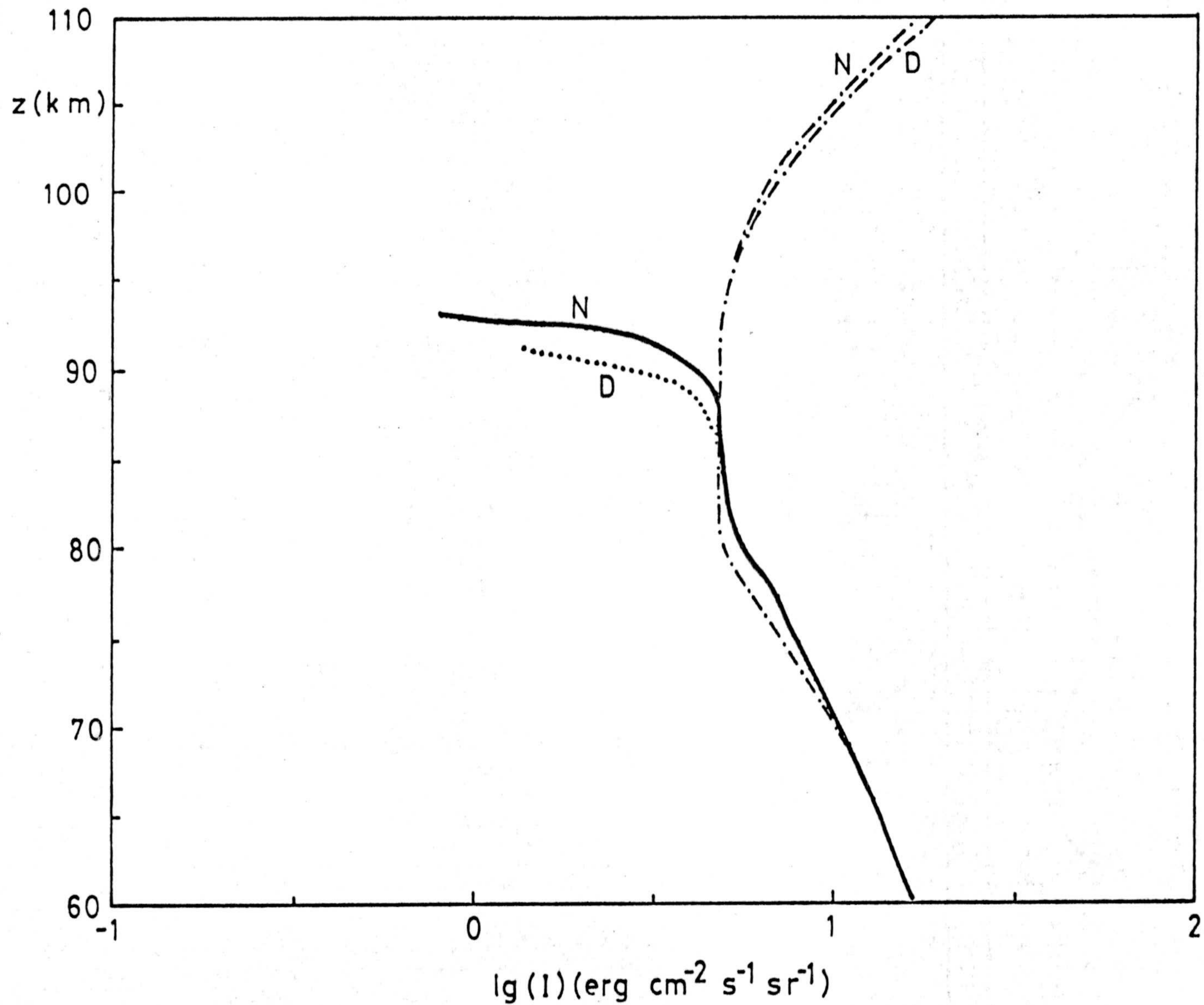


FIGURA II-6.- Intensidades en $15 \mu\text{m}$ para condiciones diurnas (D) y nocturnas (N). En trazos continuo y punteado las intensidades en la dirección $\mu=+1$, y en trazo discontinuo las intensidades planckianas.

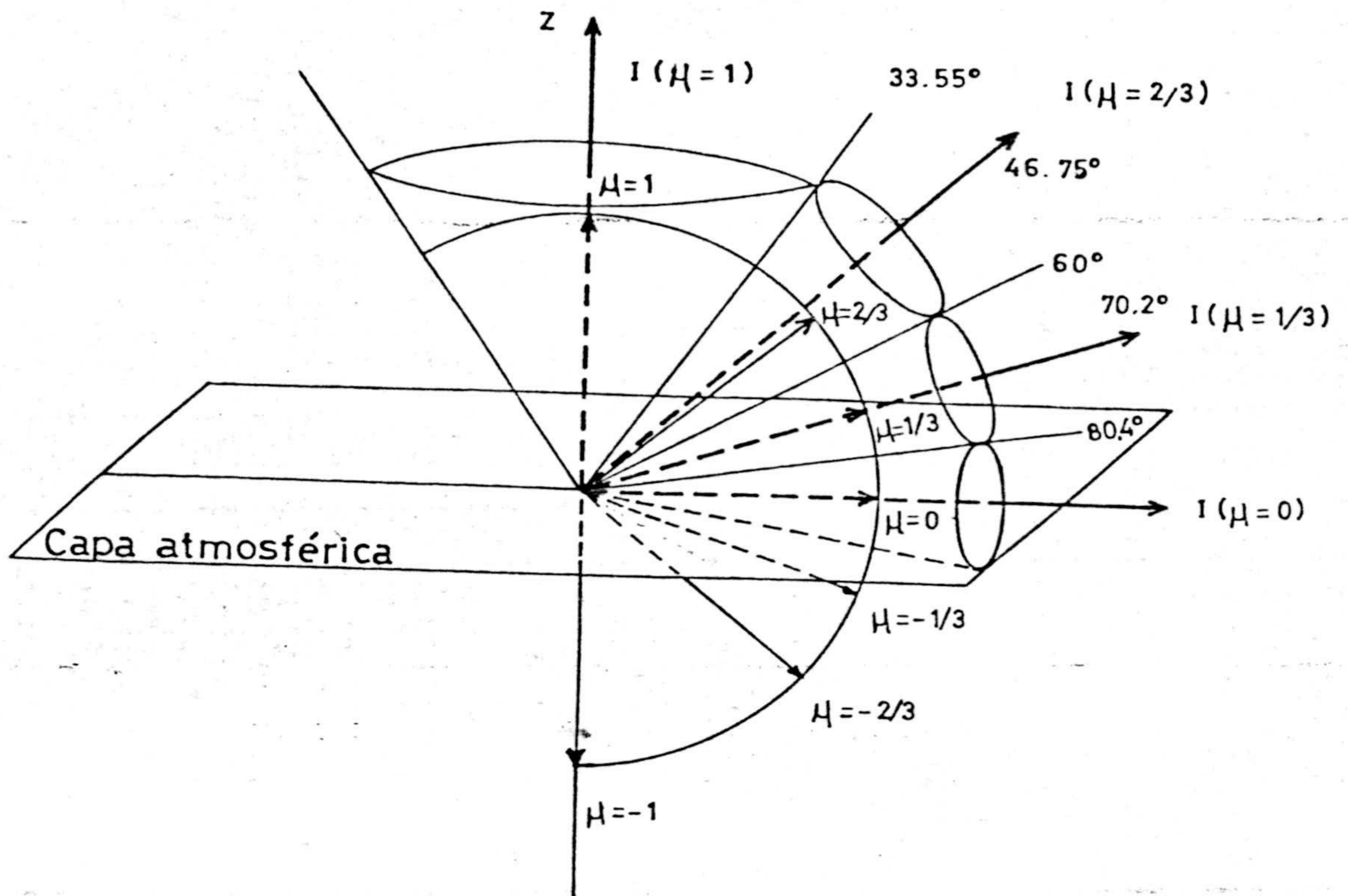


FIGURA II-7a.- Esquema de ángulos sólidos utilizado en este trabajo.

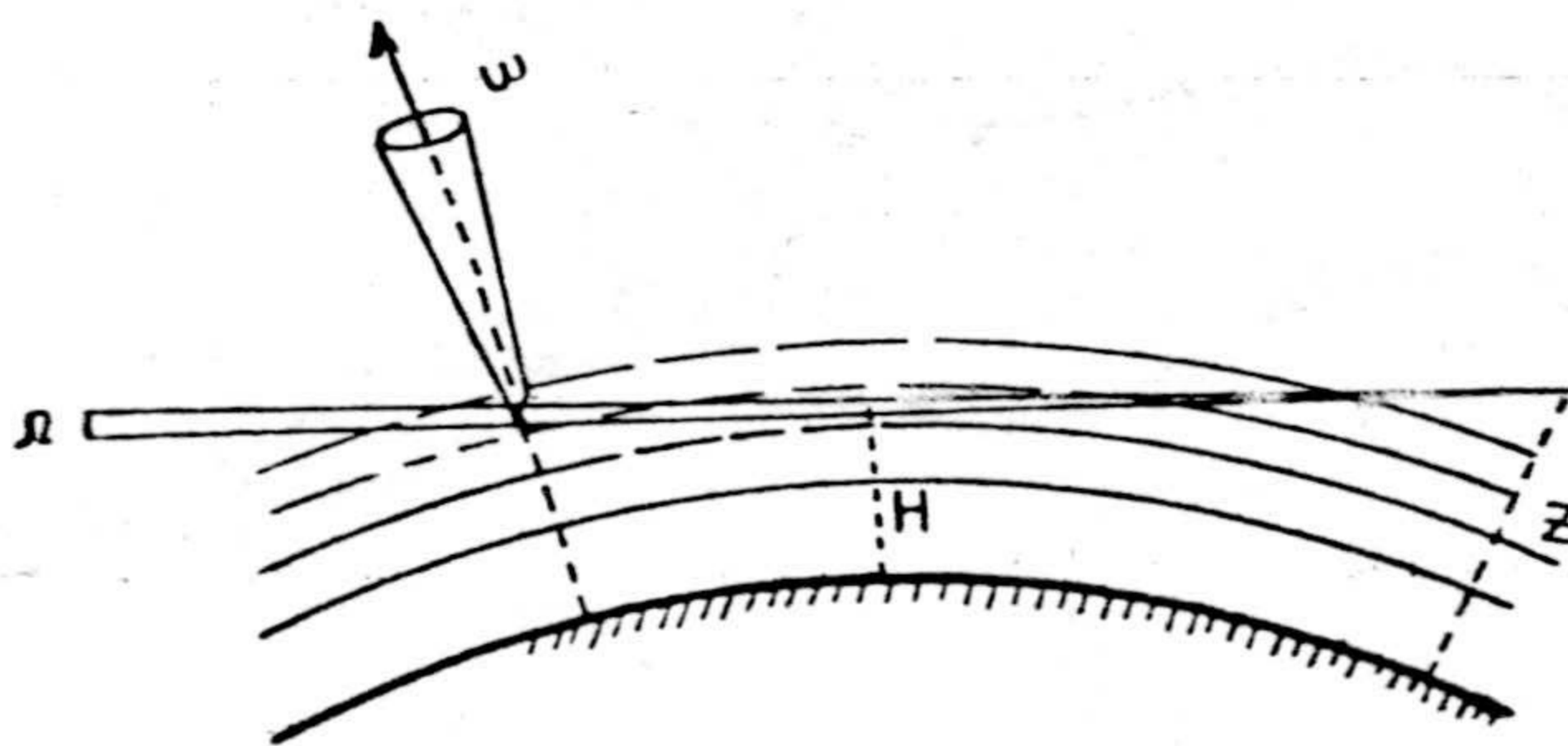


FIGURA II-7b.- Modos de medida experimental de radiancias (intensidades) mediante cohetes de sondeo. H es la altura tangente.

II-2.4.3.- ANISOTROPIA DE LAS EMISIONES EN 4.26 Y 15 μ m.

En nuestros cálculos se ha prestado un interés especial a la anisotropía del campo radiativo por varias razones:

- a) Por la importancia de su significado físico.
- b) Con objeto de obtener una mejor interpretación de las observaciones pasadas y futuras.
- c) Para dar una información básica necesaria en la determinación experimental de la anisotropía de estas emisiones que nuestro equipo pretende realizar mediante el proyecto L.I.A.A.

El plano vertical se ha dividido en 12 ángulos sólidos, Fig. II-7a, comprendidos entre los valores de μ iguales a $1, 2/3, 1/3, 0, -1/3, -2/3, -1$, que equivalen a 7 direcciones debido a la simetría acimutal. La elección de los μ se suele hacer de acuerdo con alguna regla de cuadratura, como se indicó en (I-6), con objeto de minimizar los errores en la integración de I sobre μ al obtener los flujos y sus divergencias. Dado que en esta aproximación la integración de I se efectúa analíticamente, tal requerimiento

no era necesario. La elección de las direcciones igualmente espaciadas en μ y no en el ángulo acimutal θ , se debe a que interviene μ y no θ en la ecuación del transporte (Veánse relaciones sencillas de I con μ y no con θ , como p.e. la relación de Eddington-Barbier).

En las figuras II-8 y II-9 se presentan las intensidades de ambas emisiones, 4.26 y 15 μm , en condiciones diurnas para las direcciones especificadas en la figura II-7a.

Para la emisión en 4.26 μm se puede ver cómo por debajo de los 70 km las intensidades coinciden para todos los valores de μ , lo que nos lleva a la conclusión de que los fotones se encuentran en equilibrio por debajo de dicha altura, aunque este no sea planckiano. En la figura II-8 las pequeñas diferencias que presenta dicha emisión para diferentes μ por encima de los 75 km muestran que los fotones se encuentran poco separados del equilibrio. Las intensidades dirigidas hacia dentro de la atmósfera, Fig. II-9, presentan una aproximación similar a las $I(\mu=+1)$ y puede considerarse como fiables hasta aproximadamente los 90 km, altura a partir de la cual la aproximación deja de

ser válida.

Las mismas conclusiones se obtienen para la emisión en $15 \mu\text{m}$ donde la separación del equilibrio planckiano tiene ahora lugar a $\sim 85 \text{ km}$, salvo la pequeña separación que se encuentra en la región de los 70 a 80 km.

En la figura II-10 se presenta un resumen del estudio comparativo de la anisotropía para las emisiones en $4.26 \mu\text{m}$ y $15 \mu\text{m}$ durante el día. En ella se puede apreciar cómo ambas emisiones presentan una ligera anisotropía en la región inferior, 70-80 km, y la parte superior indica una transición de los fotones hacia un estado donde no sufren colisiones (escape total, radiación solar no absorbida). En las dos emisiones se puede apreciar que durante el día las intensidades dirigidas hacia el interior de la atmósfera, $\mu < 1$, son mayores que las que salen, $\mu > 1$. Para la emisión en $4.26 \mu\text{m}$, este resultado se debe a los efectos directos o indirectos de absorción de radiación solar y, para $15 \mu\text{m}$, se debe a la producción de fotones en la termosfera, región superior más caliente que la mesosfera.

En las figuras II-11 y II-12 se presenta el estudio anterior de la anisotropía para condiciones nocturnas. De nuevo se aprecian prácticamente en toda la región estudiada las pequeñas diferencias de las intensidades para los distintos ángulos sólidos. En el estudio comparativo, Fig. II-13, se observa cómo la emisión en $15\ \mu\text{m}$ presenta las mismas características que durante el día: el número de fotones que "entran" en la mesosfera procedentes de la termosfera, más caliente también durante la noche, es mayor que los que "salen". Sin embargo, la situación para la emisión en $4.26\ \mu\text{m}$ ha cambiado. Como puede apreciarse en las Figs. II-11 y II-13, en la parte superior de la región estudiada las intensidades con mayor μ son las más grandes, es decir, durante la noche los fotones en $4.26\ \mu\text{m}$ escapan de la mesosfera. Esta situación era de esperar pues por la noche no hay ninguna fuente de fotones en la dirección $\mu=-1$ y los procedentes de la termosfera son en número insignificantes comparados con los producidos por excitación no térmica en la propia mesosfera.

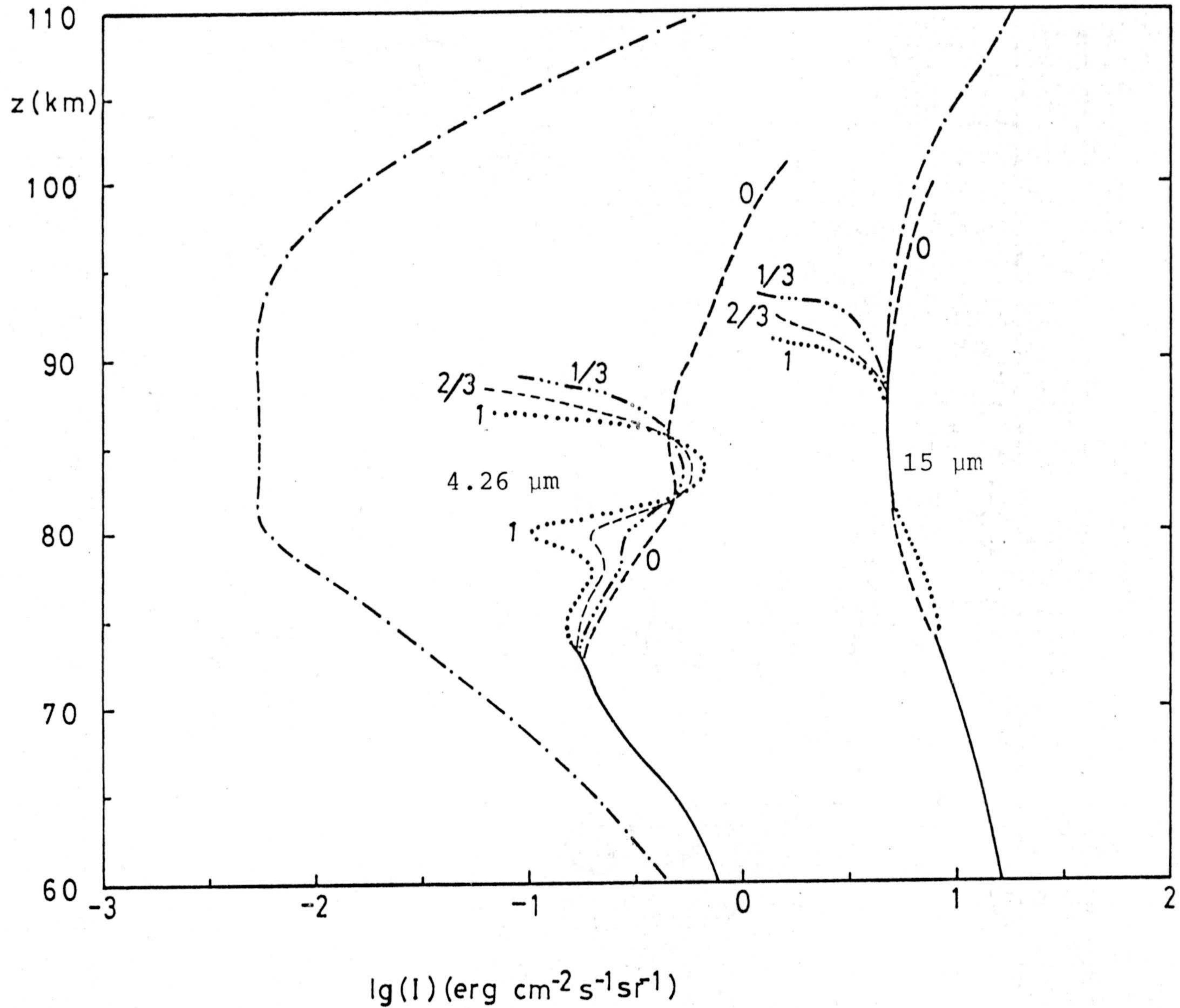


FIGURA II-8.- Intensidades en 4.26 y 15 μm en condiciones diurnas para diferentes direcciones positivas $\mu=0, 1/3, 2/3, 1$. Los trazos (-·-·-) son intensidades planckianas.

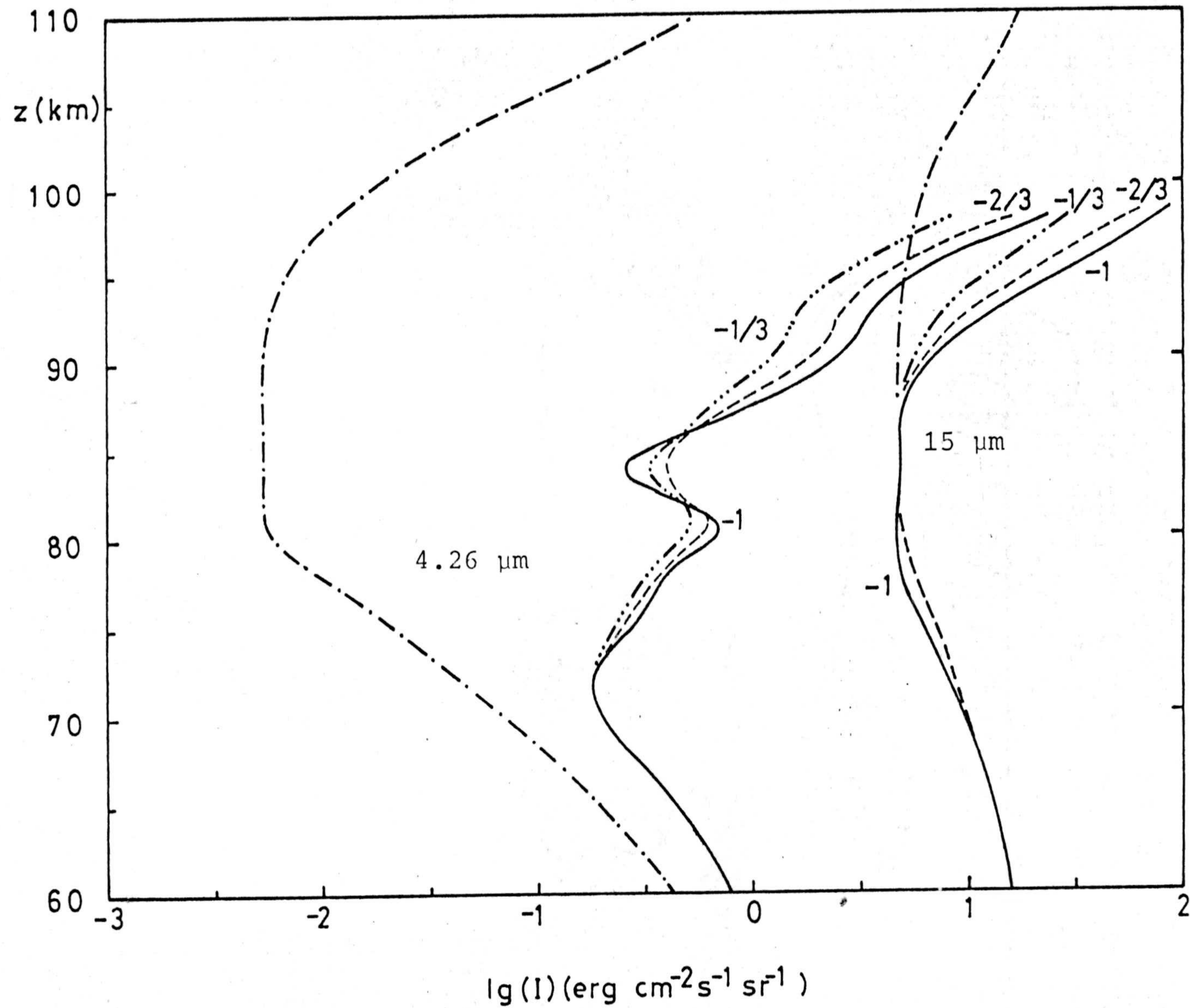


FIGURA II-9.- Intensidades en 4.26 y 15 μm en condiciones diurnas para diferentes direcciones negativas $\mu = -1/3, -2/3, -1$. Los trazos discontinuos (-·-·-) son intensidades planckianas.

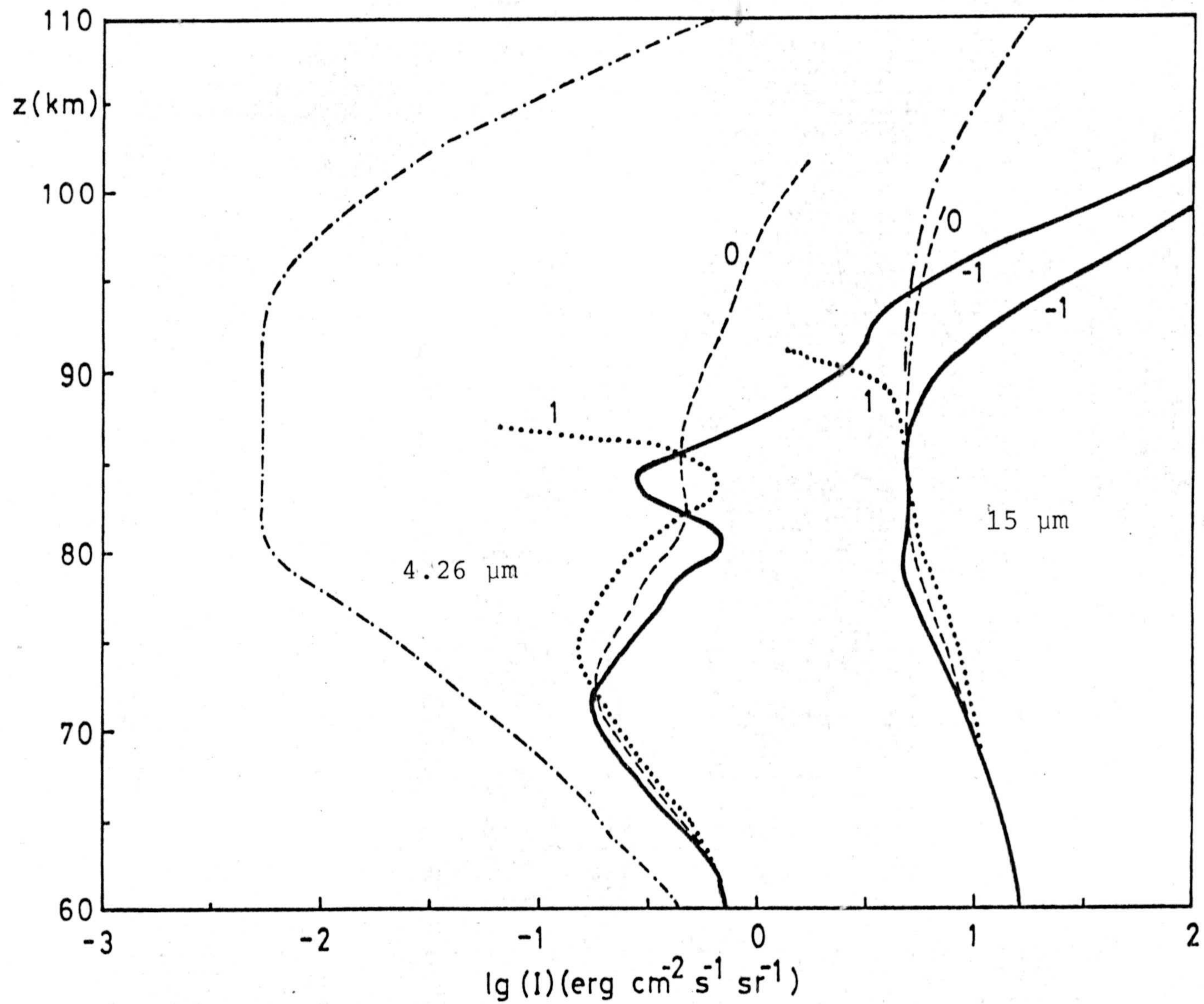


FIGURA II-10.- Intensidades en 4.26 y 15 μm en condiciones diurnas para $\mu = -1, 0, +1$. Los trazos (-·-·-) son intensidades planckianas

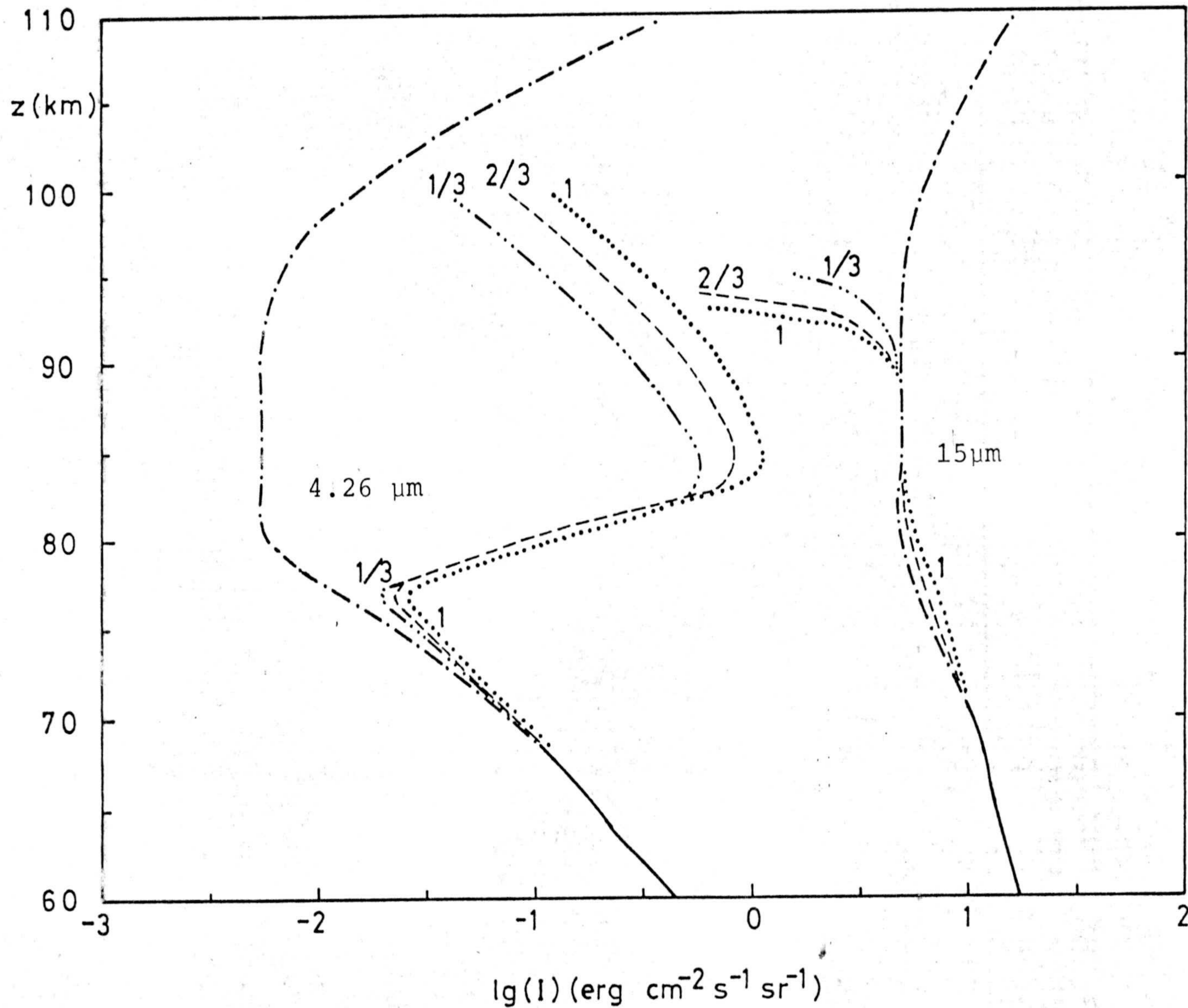


FIGURA II-11.- Intensidades en 4.26 y 15 μm en condiciones nocturnas para diferentes direcciones positivas $\mu=1, 2/3, 1/3$. Las intensidades planckianas en trazos discontinuos (----).



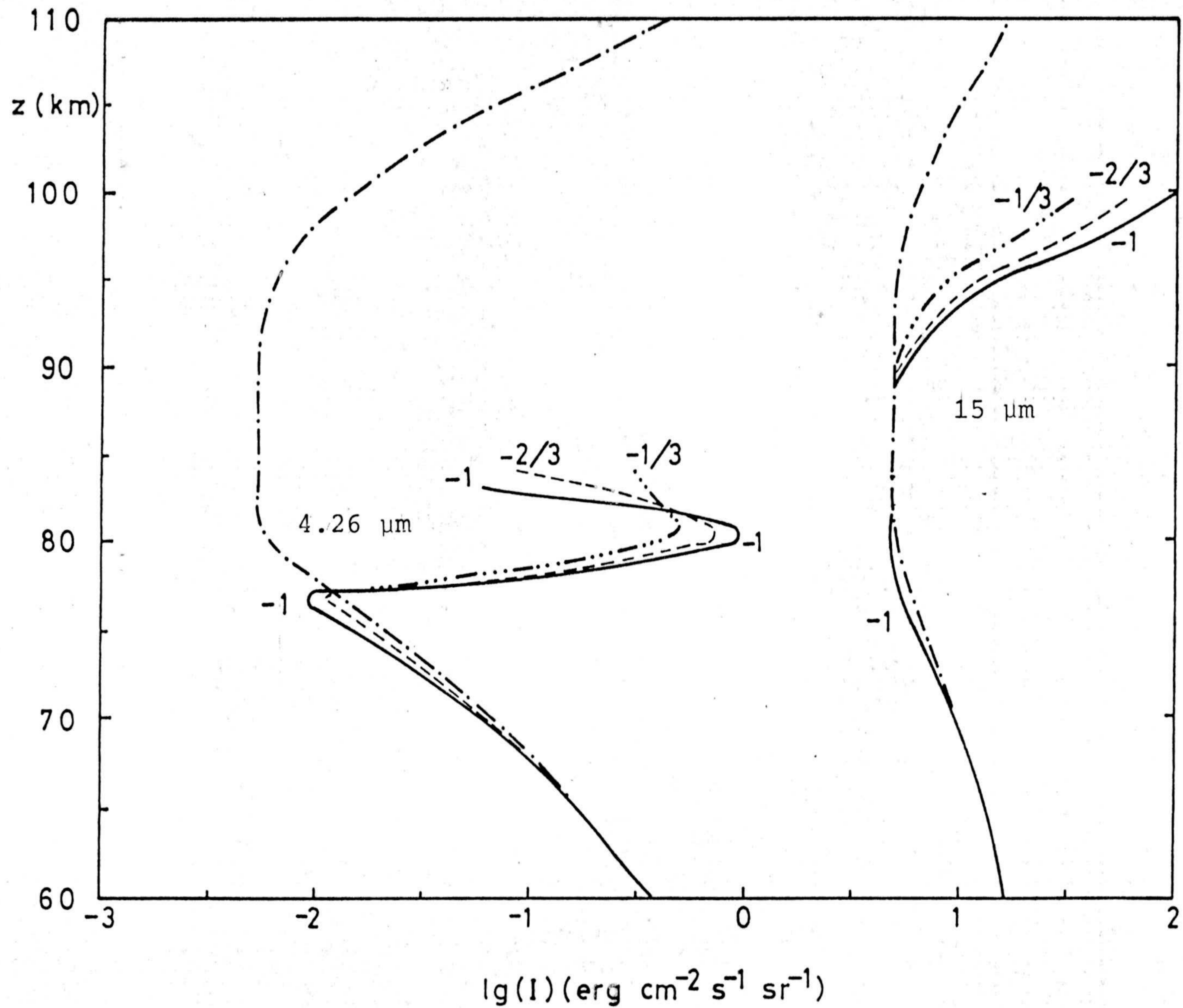


FIGURA II-12.- Intensidades en 4.26 y 15 μm en condiciones nocturnas para diferentes direcciones negativas $\mu = -1/3, -2/3, -1$. Las intensidades plnackianas en trazos discontinuos (---).

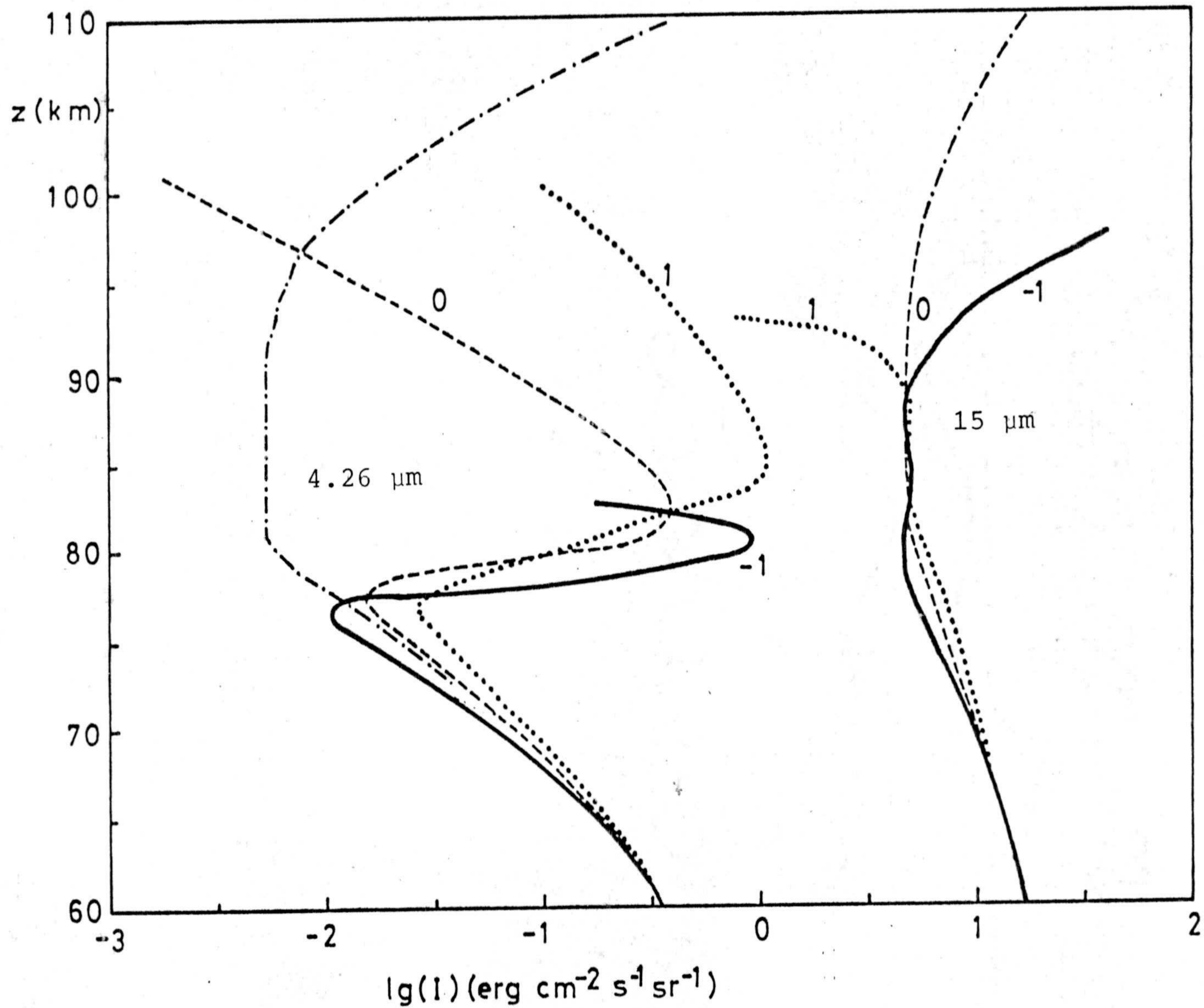


FIGURA II-13.- Intensidades en 4.26 y 15 μm en condiciones nocturnas para $\mu=-1,0,+1$. Los trazos (-.-.-) son intensidades planckianas.

II-2.4.4.- DIVERGENCIAS DE LOS FLUJOS.

En la figura II-14 se presentan las divergencias de los flujos para las emisiones en 4.26 y 15 μm obtenidos con el formalismo de la aproximación difusión durante el día. Estas son más sensibles a la separación de los fotones del equilibrio, de ahí que los resultados sean válidos sólo hasta los 85 km.

La emisión en 4.26 μm presenta un calentamiento apreciable entre los 70 y los 80 km análogo al obtenido por Willians (1971) en la misma región, aunque nuestros valores son algo superiores.

Para la emisión en 15 μm las regiones donde da lugar a un enfriamiento de la atmósfera, 65-75 km, y donde produce un calentamiento de ésta, 75-85 km, están en excelente acuerdo con los resultados de Kuhn y London (1969) y Dickinson (1973). Los valores absolutos, sin embargo, difieren ligeramente, debido a que estos autores incluyen los efectos de las "hot bands" y de las bandas de los isótopos que, aunque se encuentran en menor proporción en la atmósfera, ésta les resulta casi transparente.

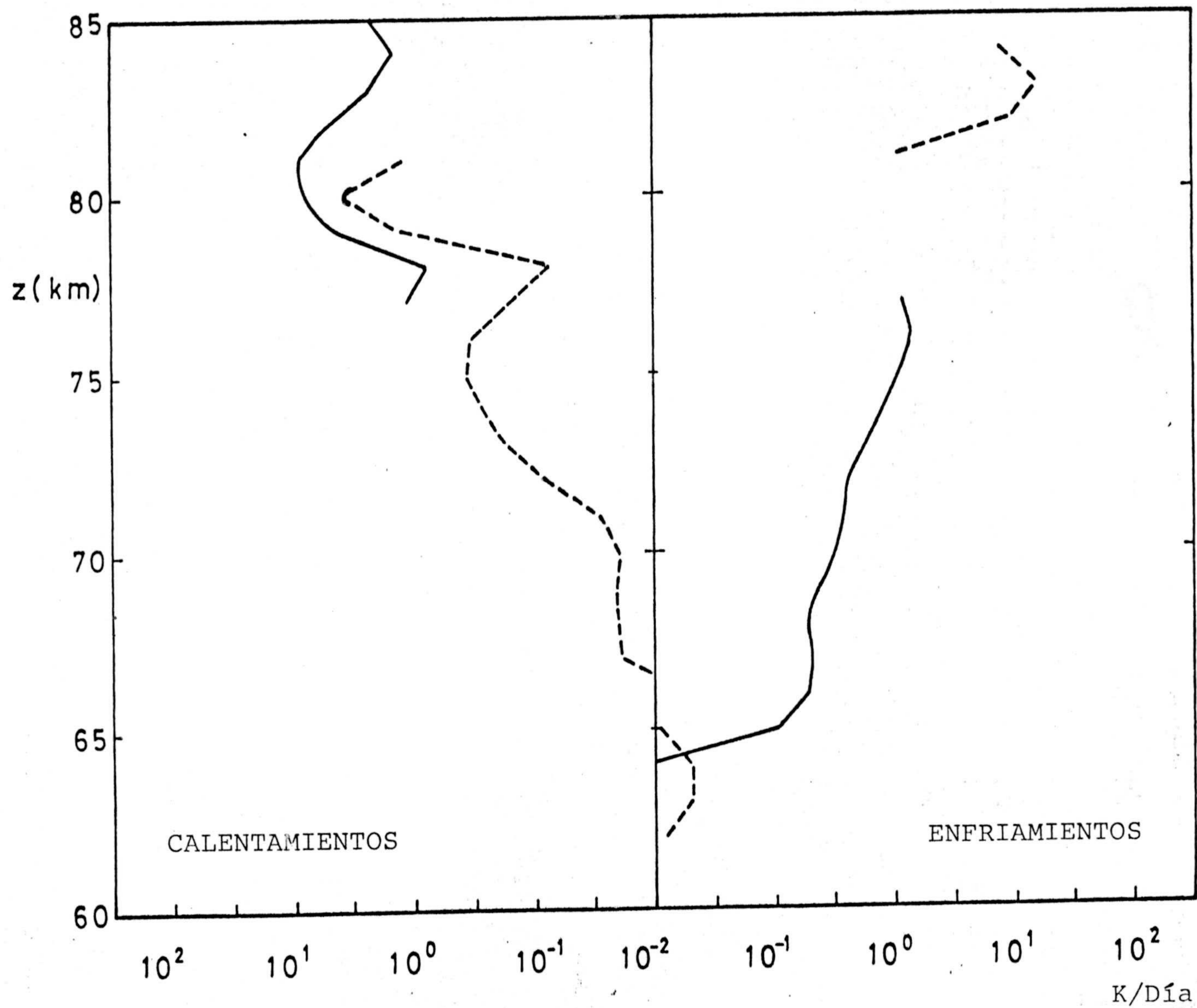


FIGURA II-14.- Calentamientos y enfriamientos producidos por emisiones en $4.26 \mu\text{m}$ (trazo discontinuo) y $15 \mu\text{m}$ (trazo continuo) durante el día.

II-3.- INTENSIDADES Y DIVERGENCIAS DE LOS FLUJOS
OBTENIDAS A PARTIR DE LA SOLUCION FORMAL.

Como se indicó en I-5, cuando se conoce la función fuente, se puede obtener la intensidad a una altura z para una frecuencia ν y una dirección μ utilizando la expresión de la solución formal I-15.

La función fuente depende de la intensidad media J del campo radiativo a través del cociente n_1/n_0 (expresión I-21). Para condiciones de equilibrio radiativo las producciones y pérdidas radiativas de n_1 se cancelan en su ecuación de continuidad y S_ν se puede calcular sin necesidad de conocer la intensidad. Para situaciones ligeramente separadas del equilibrio donde es aplicable la aproximación difusión, la intensidad media coincide con la correspondiente al equilibrio, como puede comprobarse al integrar II-8 sobre μ , y S_ν puede obtenerse a partir de $(n_1/n_0)_{eq}$.

Con S_ν conocida, la intensidad específica $I_\nu(\mu)$ se puede obtener calculando numéricamente a cada altura

la integral en I-15.

Esta formulación permite obtener la intensidad total I de la banda mediante una integración en frecuencia de la expresión I-15 tan detallada como se desee.

El límite superior de aplicación de esta formulación viene impuesto por la validez del cálculo de S_{ν} con $(n_1/n_0)_{eq.}$, así que coincide con el de la aproximación difusión.

En este caso la solución formal conserva todas las características de la aproximación difusión, con la ventaja de permitir una integración en frecuencia más "exacta", tanto mayor cuanto más detallada sea, aunque a costa de un mayor tiempo de ejecución en ordenadores.

En el cálculo de las intensidades de las emisiones en 4.26 y 15 μm con este formalismo se ha aplicado el mismo modelo de la atmósfera que se ha introducido en los apartados anteriores para la aproximación difusión. Las concentraciones de los estados $(0,0,1)$ y $(0,1^1,1)$ utilizadas fueron las calculadas en el apartado II-3 y los coeficien-

tes de absorción de cada línea se tomaron del Apéndice C.

La integración sobre v se ha realizado de dos formas:

- a) eligiendo tantos pasos como líneas y con anchuras iguales a las de ellas.
- b) integrando dentro de cada línea con el esquema de Kyle (1967,1968) con una Δ igual a la cuarta parte de la anchura de la banda y con 10 pasos dentro de cada línea. En este segundo caso el tiempo de cálculo aumenta enormemente y da resultados análogos al de a).

Los dos problemas más importantes que se presentaron fueron la determinación de la:

- a) condición de contorno inferior y
- b) de la anchura de la banda.

En la integración sobre v de la solución formal se han de conocer las intensidades en la condición frontera inferior para cada uno de los intervalos en frecuencia tomados y, en particular, para cada línea cuando se eligen intervalos de anchura igual a la de ellas. No se han llevado a cabo medidas experimentales "in situ" que resuelvan cada línea de rotación-vibración dentro de

la banda. Por otra parte, como indica Houghton (1965), si las medidas experimentales se hicieran con la suficiente resolución espectral, observaríamos una forma de la banda análoga a las figuras C-1 y C-2 donde la intensidad específica I_{ν} de cada línea sería mucho mayor que la \bar{I}_{ν} de la banda medida experimentalmente con baja resolución. Aquí se ha tomado como condición de contorno para cada línea incluida en el cálculo de ambas emisiones la parte proporcional que le corresponde, según su coeficiente de absorción K_i , de la intensidad de la banda medida por Stair y col. (1975) a 60 km.

La elección de la anchura de la banda se traslada, en este caso, a determinar el número de líneas que se han de incluir en el cálculo. Este problema se ha resuelto tomando la anchura total de las bandas medidas experimentalmente y llevándola a las figuras C-1 y C-2. Todas aquellas líneas que se encontraban dentro de dicha anchura se han incluido en la integración. La medida en 15 μm de Stair y col. (1965) a 60 km tiene una anchura aproximada de 2 μm que corresponde a tomar las líneas comprendidas entre 625.63 y 715.10 cm^{-1} . Con estos valores llevados a las Tablas C-1 y C-2 dan un número de líneas igual a 90. No

se han tenido en cuenta aquellas líneas de la rama Q que, estando dentro del intervalo considerado, no tienen un coeficiente de absorción mayor o igual al de las líneas situadas en los extremos del ancho de banda considerado. El número de líneas que resulta para la emisión en $4.26 \mu\text{m}$ con el procedimiento anterior es de 60.

Los flujos se calcularon en este formalismo a partir de la integración sobre ν y μ de la expresión (I-15). Para la frecuencia, se ha realizado de forma análoga a la efectuada para I. En la integración sobre μ se ha usado la aproximación difusividad (I-6) con el valor de $r=1.81$ propuesto por Apruzese (1980). La expresión final es:

$$F(z) = 4\pi \int_{z_0}^z \exp(-(\tau(t) - \tau(z)) / 1.81) k_\nu(t) n(t) S_\nu(t) dt$$

Los resultados están aún en fase de elaboración y no pueden considerarse como definitivos. En la figura I-15 se presenta a modo de ejemplo la intensidad de la emisión para $15 \mu\text{m}$ en la dirección $\mu=+1$ comparada con las medidas experimentales de Stair y col. (1981). Como puede apreciarse, el acuerdo es excelente. La tendencia de la intensidad por encima de los 80 km a permanecer constante no puede considerarse como fiable. El problema se plantea para las intensidades con $\mu < 0$ donde la exponencial de I-15

toma valores muy elevados al no poder realizarse la integración en z desde arriba hacia abajo, como normalmente se hace, ya que se desconoce la intensidad en el límite superior de la aproximación. Estos valores de la exponencial hacen pensar que posiblemente en los cálculos de las intensidades con $\mu > 0$ no se haya elegido el espaciado en z suficientemente pequeño.

Los cálculos de las divergencias de los flujos muestran también unos valores razonables. Véase p.e. en la figura II-16 para la emisión en $4.26 \mu\text{m}$ cómo reproduce la transferencia de energía del $\text{O}(^1\text{D})$, máximo inferior, y del $\text{OH}^*(v \leq 9)$, máximo superior, y donde los valores absolutos están en gran concordancia con los de Houghton (1969) y Willians (1971). Para la emisión $15 \mu\text{m}$, figura II-17, el calentamiento producido entre los 75 y 90 km está en excelente acuerdo con los obtenidos en la aproximación difusión y con los de Kuhn y London (1969). Por debajo de 75 km son demasiado grandes, posiblemente debido al espaciado en z que se introdujo, pues en las regiones inferiores el cálculo de la exponencial en I-15 es más sensible al paso de z dada la mayor concentración de CO_2 .

Hemos de indicar una vez más que los resultados presentados en este apartado no pueden considerarse definitivos. Estos planteamientos son el inicio de una vía a seguir en trabajos posteriores y no constituyen el objetivo fundamental de esta tesis.

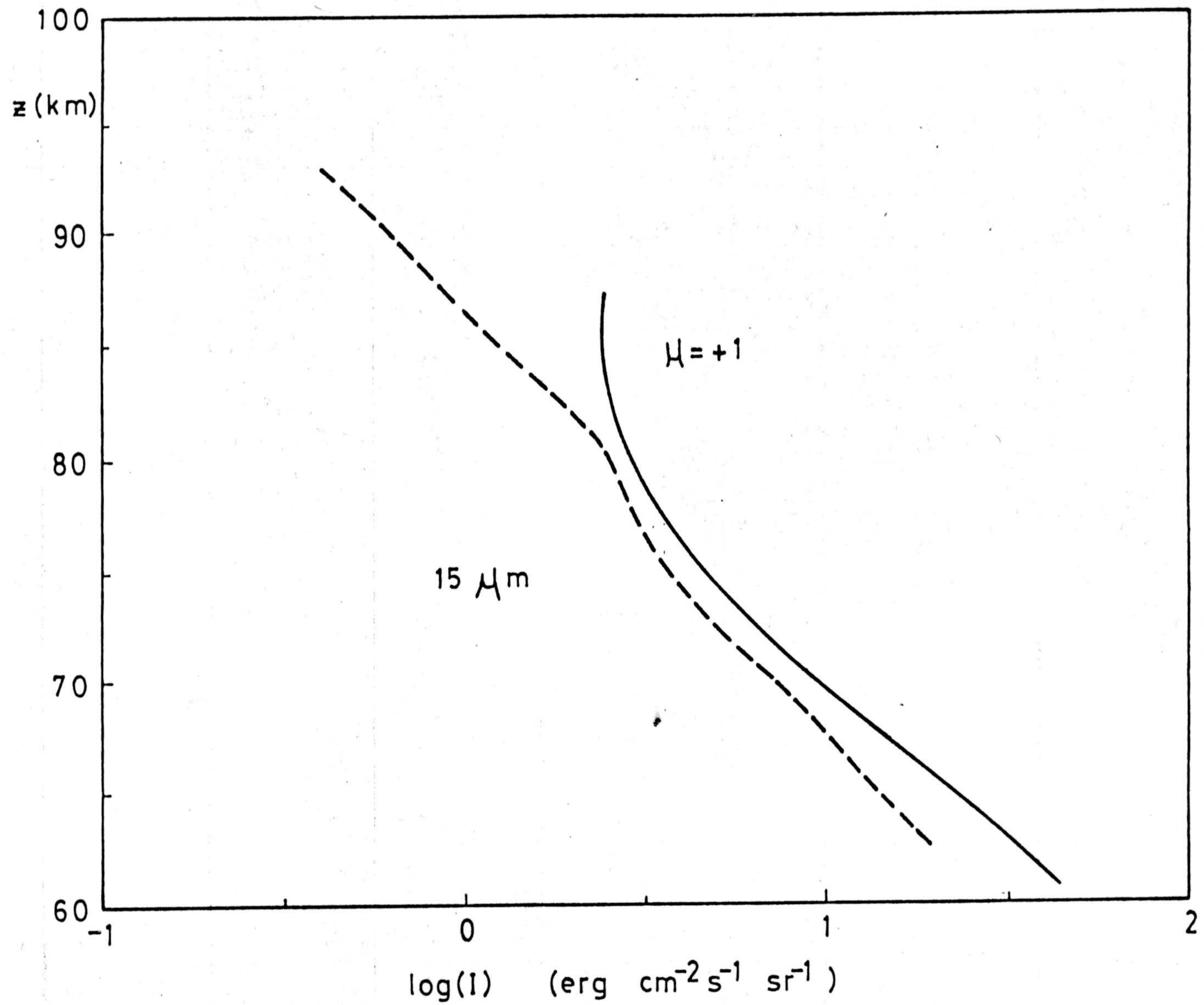


FIGURA II-15.- Intensidades en $15 \mu\text{m}$ para condiciones nocturnas. Trazo continuo las calculadas a partir de la solución formal. Trazo discontinuo medidas experimentales de Stair y col. (1981).

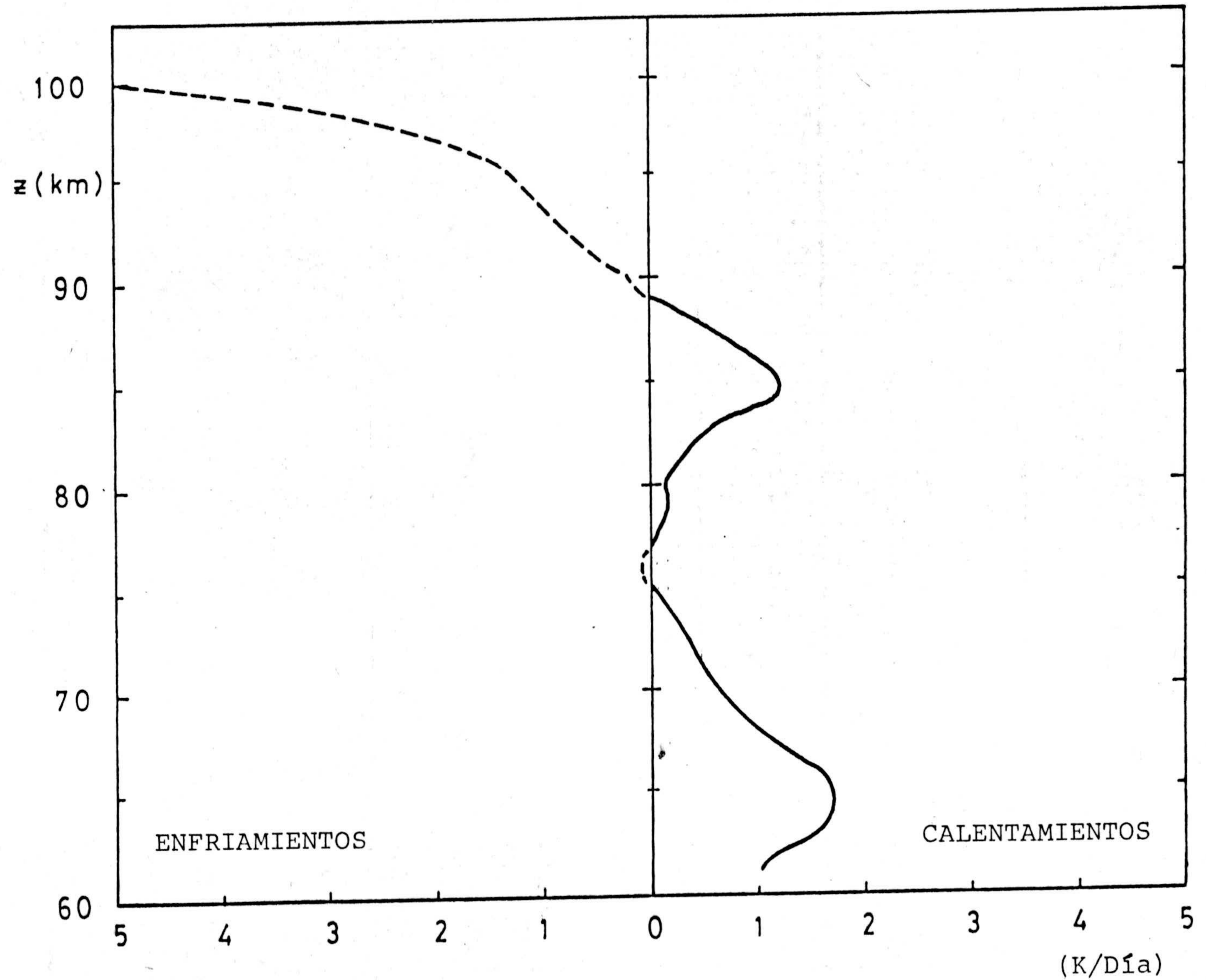


FIGURA II-16.- Divergencias de los flujos en condiciones diurnas debidas a la emisión en $4.26 \mu\text{m}$ calculadas a partir de la solución formal.

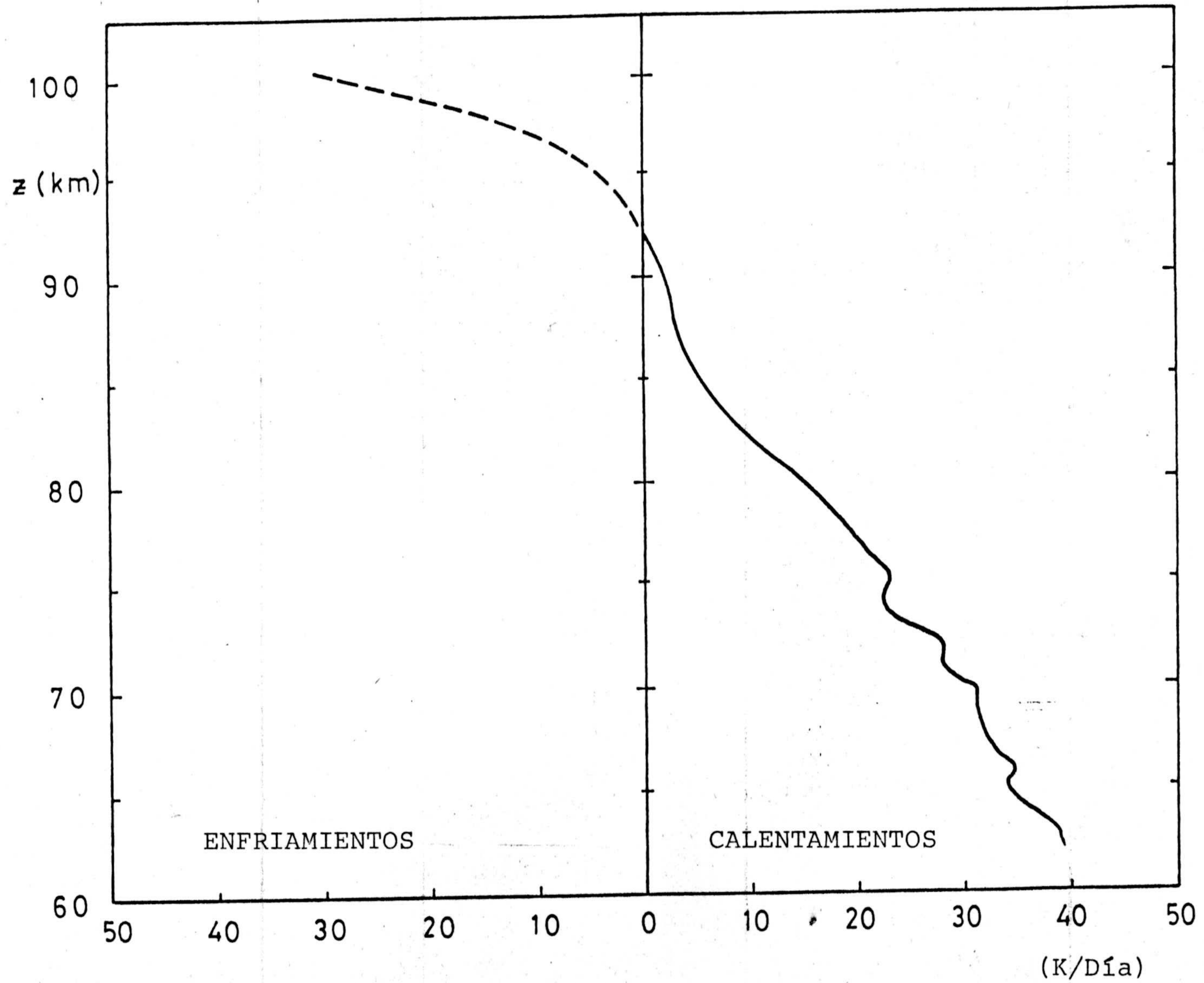


FIGURA II-17.- Divergencia de los flujos en condiciones diurnas debidos a la emisión en $15 \mu\text{m}$ calculados a partir de la solución formal.

C A P I T U L O I I I
=====

EMISIONES EN 4.26 Y 15 μ m EN LAS

ATMOSFERAS DE VENUS Y MARTE .

III-1.- INTRODUCCION.

Las emisiones de las bandas fundamentales del CO_2 centradas en 4.26 y 15 μm juegan un papel de primera importancia en el balance calorífico de Venus y Marte.

La estructura térmica de la alta atmósfera de estos planetas está regida principalmente por el equilibrio radiativo (Dickinson, 1972). En el balance del equilibrio radiativo hay dos términos fundamentales: a) la absorción de la radiación solar prácticamente en todo el espectro, pero esencialmente en la región del ultravioleta, y b) la emisión atmosférica en la región infrarroja. Dado que las atmósferas de Venus y Marte están constituidas mayoritariamente por CO_2 , las emisiones de las bandas vibracionales de este compuesto, entre ellas las correspondientes a los modos de vibración "bending" (15 μm) y antisimétrico (4.26 μm), constituyen un elemento esencial en el balance calorífico de sus mesosferas y termosferas.

Por otro lado, al igual que en La Tierra, las medidas de estas emisiones se utilizan para determinar experimentalmente la estructura térmica de sus atmósferas.

Así, por ejemplo, Martin y Kieffer (1979) han estudiado el perfil de la baja atmósfera de Marte a partir de las observaciones en la banda de 15 μm realizadas por los Viking I y II, y Taylor y col. (1980) han determinado el perfil de temperatura de la atmósfera de Venus entre 60 y 140 km usando los datos de diferentes bandas del CO_2 tomados por el OIR (Orbiter Infrared Radiometer) a bordo del Pioneer Venus.

Además, la información adicional de la atmósfera de Venus obtenida mediante los más recientes vehículos espaciales, especialmente el Pioneer Venus, y el desarrollo del programa KEPLER, que próximamente llevará a cabo la Agencia Espacial Europea para el estudio de Marte, permite, en el caso de Venus y requiere, en el de Marte, un estudio más detallado de las bandas del CO_2 en las atmósferas de los planetas citados.

Dos son los problemas fundamentales que se plantean en el estudio de estas emisiones en las atmósferas de Venus y Marte. El primero se debe al conocimiento incompleto de los parámetros que rigen la transferencia de energía vibracional entre los diferentes estados de la molécula de

CO_2 . Este problema está incluso más agudizado en este caso que en La Tierra, ya que en la atmósfera de nuestro planeta las colisiones predominantes tienen lugar con la molécula de nitrógeno y en Venus y Marte son del tipo $\text{CO}_2\text{-CO}_2$. Por esta misma razón los fenómenos de reabsorción adquieren también mayor importancia y exigen un tratamiento que tenga en cuenta los fenómenos de transporte en las emisiones.

La integración en frecuencia de la ecuación del transporte radiativo constituye el segundo problema esencial. En una atmósfera de CO_2 , el ensanchamiento Lorentz de las líneas es mayor que el resultante de las colisiones $\text{CO}_2\text{-N}_2$ (Yamamoto y col., 1969) y da lugar a mayores solapamientos, complicando así la integración en frecuencia (véase apartado I-5). Obviamente, este problema se simplifica a medida que se asciende en altura al llegar a regiones donde la concentración es pequeña.

El estudio de las bandas en 4.26 y 15 μm del CO_2 en la atmósfera de Venus fue llevado a cabo por Dickinson (1972, 1976), en su afán de obtener un perfil de temperatura de la mesosfera y la termosfera venusianas basado en el equilibrio radiativo. El formalismo utilizado en su trabajo es el descrito en (I-7) con una integración en frecuencia detallada.

Ramanathan y Cess (1974) han tratado también el problema con una formulación simplificada del transporte radiativo similar a la aproximación "cool-to-space" descrita en I-8.

Sin embargo, ambos trabajos se han realizado pensando en las influencias de las emisiones sobre el balance calorífico y no en el cálculo de sus intensidades en sí.

En este capítulo, vistos los excelentes resultados obtenidos con la aproximación difusión en la atmósfera terrestre y las ventajas que ésta posee frente a las demás aproximaciones, se ha extendido dicho formalismo al cálculo de las intensidades de las emisiones en 4.26 y 15 μm en las atmósferas de Venus y Marte, cuyos resultados se presentan en los siguientes apartados.

III-2.- REGIONES DE VALIDEZ.

Un límite superior aproximado de la validez de la aproximación difusión es aquella altura en la que el recorrido libre de los fotones, λ , alcanza valores del mismo orden que H , la escala de altura atmosférica, como ya se indicó en (II-1). Con objeto de determinar este límite en las atmósferas de Venus y Marte para las emisiones en 4.26 y 15 μm , se han calculado los recorridos libres medios de ambas emisiones en función de la altura en los dos planetas.

En la figura III-1 se presentan los resultados para la atmósfera de Venus, donde se ha utilizado el modelo de Dickinson y Ridley (1977) para un ángulo cenital solar de 30° y el valor del coeficiente de absorción equivalente obtenido a partir de la expresión (II-13). Observando dicha figura se deduce que la aproximación difusión es válida hasta ~ 155 km para la emisión en 4.26 μm y hasta ~ 145 km para la emisión en 15 μm .

Los resultados obtenidos para la atmósfera de Marte usando el modelo de McElroy y col. (1977) y el mismo valor del coeficiente k_e introducido en Venus se muestran en la figura III-2 (en este caso la escala de altura H se cal-

culó con el perfil de temperatura de este modelo). Las alturas y límites están situados en este caso a ~ 155 km para $15 \mu\text{m}$, mientras que para $4.26 \mu\text{m}$ la aproximación de difusión es válida en todo el rango de alturas tomado. Sin embargo, si se realizan estos cálculos con el modelo basado en los datos del Viking II, se obtienen los límites aproximados de 140 y 150 km para $15 \mu\text{m}$ y $4.26 \mu\text{m}$ respectivamente.

La frontera inferior no viene limitada por el formalismo de resolución de la ecuación del transporte utilizado, sino por el compromiso entre el equilibrio radiativo y el perfil de la línea elegido.

En Venus, con una atmósfera más densa que la de la Tierra, en un punto de la atmósfera a una distancia de la superficie del planeta, el "matching level", o nivel donde $\alpha_D \approx \alpha_L$, está situado a mayor altura. Rodgers y Walshaw (1966) y Kuhn y London ((1969) estimaron el nivel anterior en ~ 50 km para la atmósfera terrestre. Introduciendo los datos de concentraciones y temperaturas de Dickinson y Ridley (1977) en las expresiones de α_L y α_D (Apéndice B), y con los valores de α_{L0} para colisiones $\text{CO}_2\text{-CO}_2$ dados por Yamamoto y col. (1969) (Apéndice C), encontramos que el nivel anterior está situado en Venus a ~ 85 km. La frontera inferior se eli-

gió a 80 km, suponiendo que las líneas tienen un perfil Doppler en todo el rango de altura, despreciando así la contribución de las alas Lorentzianas apreciables hasta ~ 100 km para estas emisiones según Dickinson (1972).

En Marte, al contrario que en Venus, la concentración es mucho menor que en La Tierra y el nivel donde $\alpha_L \approx \alpha_D$ se sitúa aproximadamente a 20 km de su superficie. En este caso los cálculos se extendieron hasta la superficie con objeto de comprobar si las intensidades calculadas coincidían con las intensidades planckianas, pero sin olvidar que en la región de 0-20 km los cálculos son menos fiables dado que no se han incluido:

- a) Contribución de las alas de las líneas.
- b) Intercambio de radiación entre la atmósfera y la superficie del planeta (Gierash y Goody, 1967).
- c) Variaciones significativas en el perfil de la temperatura debido a las tormentas de polvo (Hunt, 1979; Ryan y Sharman, 1981).

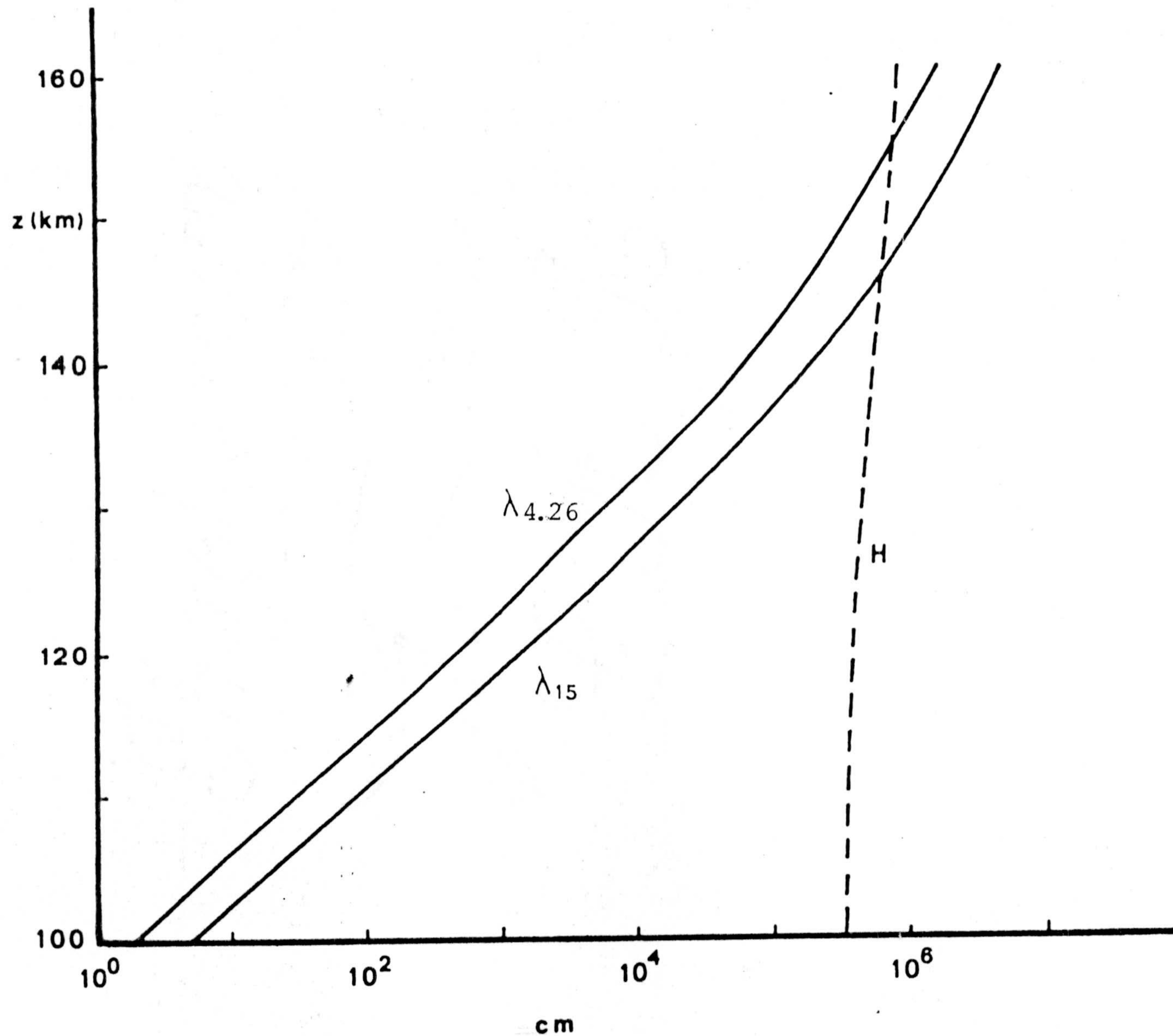


FIGURA III-1.-Recorridos libres medios de los fotones en 4.26 y 15 μ m (trazo continuo) y escala de altura H (trazo discontinuo) calculados con el modelo de la atmósfera de Venus de Dickinson y Ridley (1977).

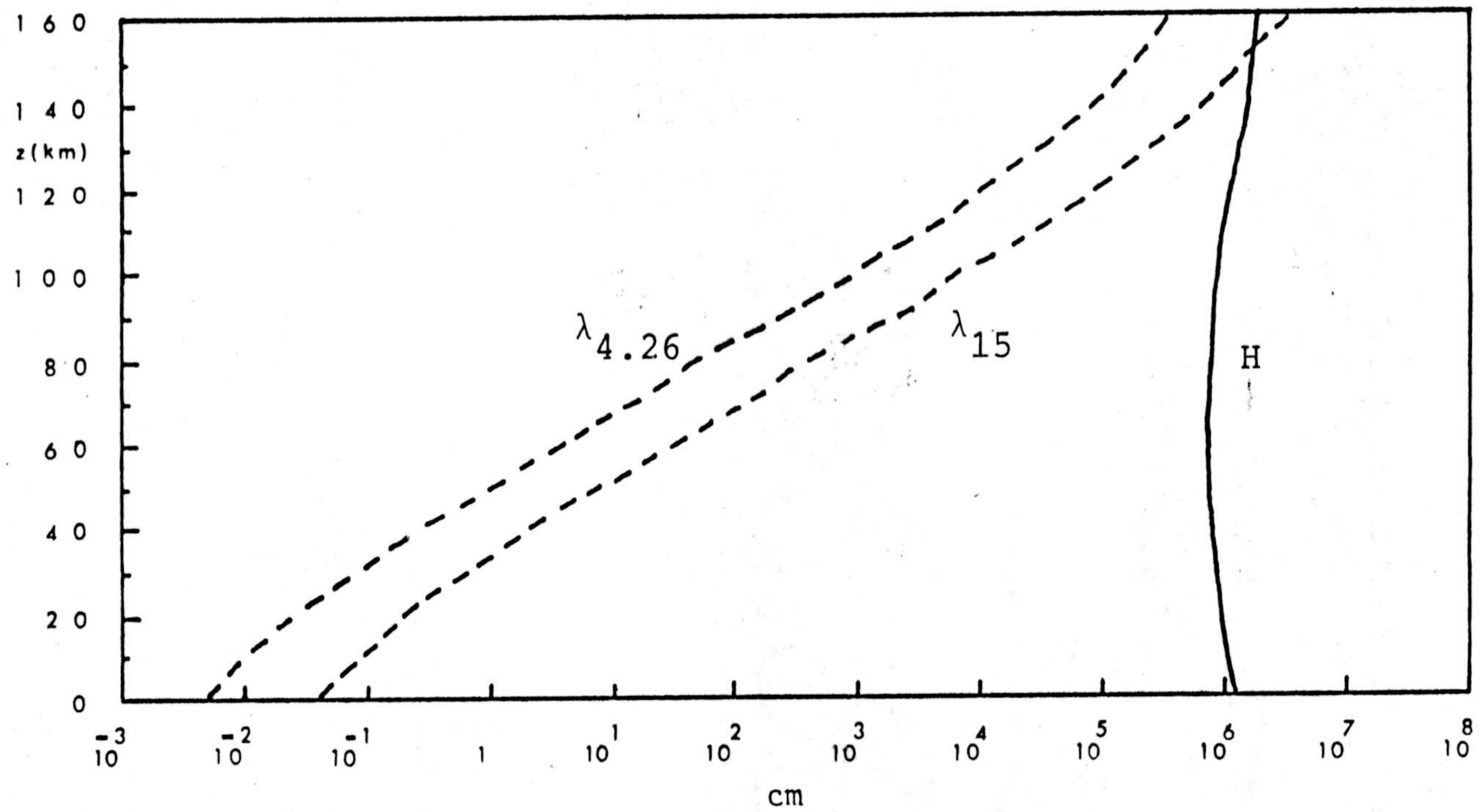


FIGURA III-2.- Recorridos libres medios de los fotones en 4.26 y 15 μm (trazo discontinuo) y escala de altura H (trazo continuo) calculados con el modelo de McElroy y col. (1977) para la atmósfera de Marte.

III-3.- ESTIMACION DE k_e .

El cálculo de k_e para las emisiones 4.26 y 15 μm en las atmósferas de Venus y Marte se ha efectuado mediante la expresión:

$$k_e = (2/\pi)^{1/2} \frac{\sum_i (K_i^2 / \alpha_{D,i})}{\sum_i K_i}$$

obtenida en (II-2.2), donde se supuso que $I_\nu \sim k_\nu$ y que las bandas tienen un perfil Doppler. (La justificación de la primera hipótesis ya se expuso en II-2.2 y la de la segunda se haya en el apartado anterior).

Las distribuciones de las líneas de las bandas fundamentales en 4.26 y 15 μm y sus parámetros espectrales necesarios para el cálculo de k_e : K_i y $\alpha_{D,i}$ se hayan en el Apéndice C.

Los valores obtenidos para 4.26 y 15 μm son:

$$k_{e,4.26} = 1.387 \times 10^{-14} / \sqrt{T}$$

$$k_{e,15} = 1.753 \times 10^{-15} / \sqrt{T}$$

ambos en cm^2 cuando T se expresa en Kelvin.

A partir de estos valores y con el coeficiente de absorción total K de las bandas propuestas por Rothman y Benedict (1978) se obtuvo para las anchuras equivalentes los valores:

$$(\Delta\nu)_{e,4.26} = 6.917 \times 10^{-3} \times \sqrt{T} \quad (\text{cm}^{-1})$$

$$(\Delta\nu)_{e,15} = 4.719 \times 10^{-3} \times \sqrt{T} \quad (\text{cm}^{-1})$$

Así, la única diferencia en los valores de los coeficientes para las atmósferas de Venus o Marte sólo depende del perfil de temperatura de cada uno de ellos.

III-4- ESQUEMA FOTOQUIMICO: CALCULO DE n_1

Dada la semejante constitución de las atmósferas de Venus y Marte, el esquema fotoquímico discutido a continuación es común a los dos planetas.

La principal dificultad que se encuentra en el esquema de estas atmósferas es, como se ha indicado en la introducción, el escaso conocimiento de la transferencia de energía vibracional entre los diferentes niveles vibracionales de la molécula de CO_2 y de la proporción de ella que se transfiere a energía cinética de las moléculas.

Al igual que en la atmósfera terrestre, se ha considerado que los estados $(0,0,1)$ $(4,26)$ y $(0,1^1,0)$ ($15 \mu\text{m}$) se encuentran conectados mediante los niveles intermedios equivalentes $(0,2,0)$ y $(0,3,0)$. Sus concentraciones se obtuvieron a partir de la resolución del sistema de cuatro ecuaciones que resulta al considerar cada uno de los niveles anteriores en equilibrio fotoquímico en sus respectivas ecuaciones de continuidad.

Los mecanismos de excitación y desexcitación te-

nidos en cuenta son:

- a) Absorción de la radiación solar en el infrarrojo cercano.
- b) Excitación y desexcitación térmicas, colisiones ($V \leftrightarrow T$).
- c) Intercambio de energía vibracional entre los diferentes estados excitados, colisiones ($V \leftrightarrow V$).

Un diagrama ilustrativo de todos los procesos y de los niveles energéticos usados en este modelo se encuentra en la figura III-3, y los valores de los coeficientes de reacción utilizados para tales procesos se presentan en la Tabla III-1. El diagrama energético de los niveles inferiores al (0,0,1) puede verse en Fig. II-3, mientras que los superiores a él están situados en la parte superior de la figura III-3.

A) ABSORCION EN EL INFRARROJO CERCANO.

En estas atmósferas, a diferencia de la terrestre, el CO_2 absorbe la radiación solar en el infrarrojo cercano no sólo en las bandas centradas en 2.7 y 2.77 μm , sino también en longitudes de onda más cortas, excitando al CO_2 en niveles vibracionales más energéticos que el (0,2,1) y el

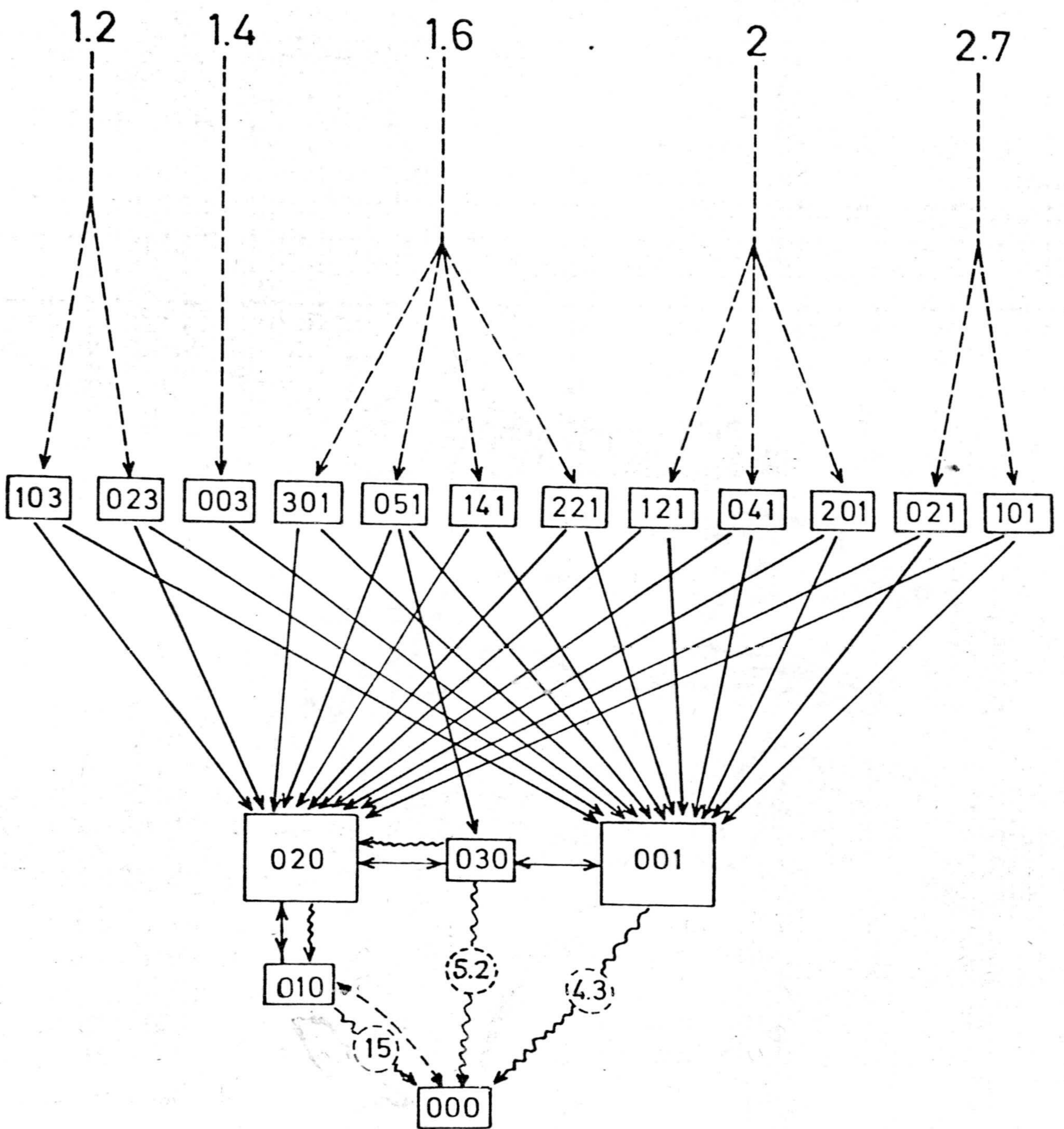


FIGURA III-3.- Esquema fotoquímico usado en este modelo.
 Intercambio de energía (V→T) (↔)
 e intercambio de energía (V↔V) (↔).
 Emisión (~~~~~).

Número de reacción	Reacción	Coeficiente de la velocidad de reacción (+)	Referencia
(J1)	$\text{CO}_2 + h\nu (1.2 \mu\text{m}) \rightarrow \text{CO}_2(1,0,3)$	$1.243 \times 10^{-19} (*)$	ver texto.
(J2)	$\text{CO}_2 + h\nu (1.2 \mu\text{m}) \rightarrow \text{CO}_2(0,2^0,3)$	$8.978 \times 10^{-20} (*)$	ver texto
(J3)	$\text{CO}_2 + h\nu (1.4 \mu\text{m}) \rightarrow \text{CO}_2(0,0,3)$	$2.014 \times 10^{-18} (*)$	ver texto
(J4)	$\text{CO}_2 + h\nu (1.6 \mu\text{m}) \rightarrow \text{CO}_2(0,5^0,1)$	$1.289 \times 10^{-19} (*)$	ver texto
(J5)	$\text{CO}_2 + h\nu (1.6 \mu\text{m}) \rightarrow \text{CO}_2(3,0,1)$	$1.197 \times 10^{-19} (*)$	ver texto
(J6)	$\text{CO}_2 + h\nu (1.6 \mu\text{m}) \rightarrow \text{CO}_2(1,4^0,1)$	$9.560 \times 10^{-19} (*)$	ver texto
(J7)	$\text{CO}_2 + h\nu (1.6 \mu\text{m}) \rightarrow \text{CO}_2(2,2^0,1)$	$9.560 \times 10^{-19} (*)$	ver texto
(J8)	$\text{CO}_2 + h\nu (2.0 \mu\text{m}) \rightarrow \text{CO}_2(1,2^0,1)$	$1.197 \times 10^{-16} (*)$	ver texto
(J9)	$\text{CO}_2 + h\nu (2.0 \mu\text{m}) \rightarrow \text{CO}_2(0,4^0,1)$	$4.373 \times 10^{-17} (*)$	ver texto
(J10)	$\text{CO}_2 + h\nu (2.0 \mu\text{m}) \rightarrow \text{CO}_2(2,0,1)$	$3.222 \times 10^{-17} (*)$	ver texto
(J11)	$\text{CO}_2 + h\nu (2.7 \mu\text{m}) \rightarrow \text{CO}_2(1,0,1)$	$7.318 \times 10^{-15} (*)$	ver texto

TABLA III-1.- Reacciones químicas.

Número de reacción	Reacción	Coefficiente de la velocidad de reacción (†)	Referencia
(J12)	$\text{CO}_2 + h\nu (2.77 \mu\text{m}) \rightarrow \text{CO}_2(0,2^0,1)$	$5.826 \times 10^{-15} (*)$	ver texto
(R1)	$\text{CO}_2(0,0,1) + \text{CO}_2 \rightleftharpoons \text{CO}_2(0,3,0) + \text{CO}_2$	$3.0 \times 10^{-15} + 1.72 \times 10^{-10} \exp(-76.75 T^{-1/3})$	Taylor (1974)
(R2)	$\text{CO}_2(0,0,1) + \text{CO}_2 \rightleftharpoons \text{CO}_2(0,n,0) +$ $+ \text{CO}_2(0,m,0) \quad (m,n=1,2)$	ver texto	ver texto
(R3)	$\text{CO}_2(0,m,0) + \text{CO}_2(0,n,0) \rightleftharpoons \text{CO}_2(0,p,0) +$ $+ \text{CO}_2(0,q,0)$ $m+n=p+q; \quad (m,n,p,q=0,1,2 \text{ ó } 3)$	1.5×10^{-11} 1.5×10^{-12}	Taylor y Bitterman (1969) Huetz-Aubert y col. (1978)
(R4)	$\text{CO}_2(0,3,0) + \text{CO}_2 \rightleftharpoons \text{CO}_2(0,2,0) + \text{CO}_2(0,1^1,0)$	El mismo que R3	ver texto
(R5)	$\text{CO}_2(0,2,0) + \text{CO}_2 \rightleftharpoons 2\text{CO}_2(0,1^1,0)$	El mismo que R3	ver texto

TABLA III-1.- Reacciones químicas (cont.)

Número de reacción	Reacción	Coeficiente de la velocidad de reacción (†)		Referencia
(R6)	$\text{CO}_2(0,1^1,0) + \text{CO}_2 \rightleftharpoons \text{CO}_2 + \text{CO}_2$	T(K)		Lepoutre y col. (1977)
		150	2.79×10^{-15}	
		175	3.26×10^{-15}	
		200	3.72×10^{-15}	
		225	4.20×10^{-15}	
		250	4.65×10^{-15}	
		275	5.26×10^{-15}	
		350	5.90×10^{-15}	
(A1)	$\text{CO}_2(0,1^1,0) + \text{CO}_2 \rightarrow \text{CO}_2 + h\nu(15\mu\text{m})$	2.77		ver texto
(A2)	$\text{CO}_2(0,2,0) \rightarrow \text{CO}_2(0,1^1,0) +$ $+ h\nu(15\mu\text{m} \text{ "hot band"})$	0.106		ver texto
(A3a)	$\text{CO}_2(0,3,0) \rightarrow \text{CO}_2 + h\nu(5.2\mu\text{m})$	7.46×10^{-3}		ver texto

TABLA III-1.- Reacciones químicas (cont.)

Número de reacción	Reacción	Coefficiente de la velocidad de reacción (+)	Referencia
(A3b)	$\text{CO}_2(0,3,0) \xrightarrow{+} \text{CO}_2(0,2,0) +$ $+ h\nu(15 \mu\text{m "hot band"})$	8.53×10^{-3}	ver texto
(A4)	$\text{CO}_2(0,0,1) \xrightarrow{+} \text{CO}_2 + h\nu(4.26 \mu\text{m})$	399.36	ver texto

TABLA III-1.- Reacciones químicas (cont.)

(+) Sus unidades son s^{-1} para reacciones unimoleculares y $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ para las bimoleculares. Los valores expresados para las reacciones que tienen lugar en doble sentido correspondencia la evolución hacia la derecha (\rightarrow). El coeficiente, cuando se verifica hacia la izquierda (\leftarrow), se obtiene a partir del valor dado multiplicando por $\exp(-E/KT)$, donde E es la parte de la energía del nivel excitado (vibracional o electrónicamente) que se convierte en energía cinética después de la colisión.

(*) Sección eficaz σ expresada en cm^2 cuando se divide por \sqrt{T} con T en Kelvin.

(1,0,1). Se ha considerado absorción en las bandas centradas en 1.2, 1.4, 1.6, 2.0 y 2.7 μm , de acuerdo con Dickinson (1972).

El cálculo de los coeficientes de fotoabsorción, J_i , se ha realizado mediante las expresiones utilizadas en el cap. II, donde los flujos en el borde exterior de la atmósfera se calcularon a partir de:

$$\Phi_P = \Phi_O \frac{d_{TS}^2}{d_{PS}^2}$$

siendo Φ_P el flujo en el borde exterior del planeta considerado, Φ_O el de La Tierra y d_{TS} y d_{TP} las distancias de La Tierra y del planeta al Sol, respectivamente. Asimismo, R representa para este caso el radio del planeta en el que se pretenden estudiar las emisiones.

Las secciones eficaces, J_i , se obtuvieron a partir de la expresión (Kumer y James, 1974):

$$\sigma = \frac{K}{(\Delta\nu)_D}$$

siendo K el coeficiente de absorción total ($\text{cm}^2 \text{cm}^{-1} \text{molé-}$

cula⁻¹), y considerando a las líneas con perfil Doppler. Los valores de σ obtenidos con los datos de K dados por Rothman y Benedict (1978) se presentan en la Tabla III-1.

La velocidad de transferencia de la energía vibracional ($V \leftrightarrow V$) de los niveles excitados en el infrarrojo cercano es mucho mayor que la correspondiente a la transferencia ($V \leftrightarrow T$) y que los coeficientes de Einstein de estos estados. En consecuencia, se ha supuesto que la absorción de un fotón en estas bandas da como resultado moléculas de CO_2 excitadas en los estados $(0,2,0)$, $(0,3,0)$ y/o $(0,0,1)$ tal y como se indica en la Fig. III-3 (por ejemplo, una molécula que absorbiera un fotón de $1.2 \mu\text{m}$ se excitaría en el nivel $(1,0,3)$ ó $(0,2,3)$, ésta al colisionar con otras que se encuentran en el nivel fundamental daría lugar a una molécula excitada en el $(0,2,0)$ y tres en el $(0,0,1)$). Probablemente esta hipótesis no sea correcta por encima de ~ 150 km en Venus y de ~ 145 km en Marte, donde la concentración de CO_2 ha disminuido lo suficiente como para que la emisión espontánea sea del mismo orden que la relajación vibracional. Sin embargo, no se introducen errores, ya que la aproximación de difusión deja de ser válida en estas regiones como se ha visto en (III-2).

B) INTERCAMBIO DE ENERGIA (V \leftrightarrow T).

La excitación térmica es el principal mecanismo de producción del estado (0,0,1) durante la noche y es el que mantiene la población de los niveles intermedios considerados. La excitación directa del CO₂ en el estado (0,0,1) es mucho más lenta que la que tiene lugar vía (0,3,0) y (0,2,0) por excitación del (0,1¹,0) (Taylor y Bitterman, 1969; Taylor, 1974; Huetz-Aubert y col., 1978), por lo que no se ha considerado como puede apreciarse en la figura III-3.

Dickinson (1976) supuso que la única vía de conversión de energía vibracional en cinética y viceversa, transiciones (V \rightarrow T) y (T \rightarrow V) respectivamente, se hacía a través del estado (0,1¹,0) (R6). Aquí, sin embargo, se ha considerado otra vía (V \rightarrow T) adicional como se discute en el apartado siguiente.

Los valores de la constante de la reacción R5 utilizados fueron los obtenidos por Lepoutre y col. (1977) en el rango de temperaturas atmosféricas, 150-300 K, cuyos valores son similares a los dados por Read (1966), Taylor y Bitterman (1969), y Bass (1973) para T \sim 300 K, y no mues-

tran una disminución tan rápida con la temperatura como los propuestos por Taylor (1974) para $200 < T < 2000$ K.

C) INTERCAMBIO DE ENERGIA (V \leftrightarrow V).

Las transiciones (V \leftrightarrow V) en una atmósfera donde el CO₂ es el compuesto mayoritario son más rápidas que las (V \leftrightarrow T). Esto conduce a que la mayor parte de la energía de los niveles considerados se intercambia entre ellos, perdiéndose últimamente por colisiones (V \leftrightarrow T) del estado (0,1¹,0) y por emisión de los estados (0,2,0) y (0,3,0) en 15 μ m "hot bands" (véase Fig. III-3).

La velocidad con que se transfiere la energía vibracional entre los estados considerados en R3 juega un papel esencial en las atmósferas de CO₂ y no existe una estimación precisa de su valor. Las primeras medidas (Rhodes y col., 1968; Taylor y Bitterman, 1969) daban un valor aproximado de $10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, aunque experimentos más recientes parecen indicar que esta constante es un orden de magnitud inferior (Bulthuis y Ponsen, 1973; Huetz-Aubert y col., 1978).

Con objeto de ver el efecto de este coeficiente sobre las intensidades, se han calculado éstas con ambos valores de R_3 en la atmósfera de Venus para condiciones nocturnas y diurnas. Los resultados, Fig. III-6 y III-7, y su discusión pueden verse en el siguiente apartado. Salvo esta comparación, en nuestros cálculos hemos utilizado el valor propuesto por Taylor y Bitterman obtenido a partir del ajuste de una serie de resultados experimentales y concordante con las predicciones teóricas.

El estado $(0,0,1)$ emite en $4.26 \mu\text{m}$ (banda fundamental) e intercambia energía con las moléculas de CO_2 vía $(V \rightarrow V)$. Igualmente, se puede relajar al nivel $(0,2,0)$ emitiendo en $10 \mu\text{m}$ (Ramanathan y Cess, 1974), pero esta emisión es despreciable frente a la $4.26 \mu\text{m}$ (Dickinson, 1976).

Como se ha indicado anteriormente, Dickinson consideró que no había ninguna transferencia de energía vía $(V \rightarrow T)$ en la relajación del nivel $(0,0,1)$, pero, dado que la diferencia de energía entre el estado $(0,0,1)$ y el fundamental no coincide con ninguna combinación lineal con coeficientes enteros de las separaciones entre los niveles

$(0,3,0)$, $(0,2,0)$, $(0,1^1,0)$ y $(0,0,0)$ (Fig.II-3), se ha considerado que se desactiva al nivel vibracional inmediatamente inferior, el $(0,3,0)$, y que la diferencia de energía entre ambos se transfiere a energía cinética de las moléculas (R1). El valor de la constante de reacción R1 utilizada es la propuesta por Taylor (1974) que proporciona una dependencia con la temperatura y concuerda con los valores experimentales para temperatura ambiente de Taylor y Bitterman (1969).

La desactivación del estado $(0,0,1)$ por colisiones con el CO_2 en el estado fundamental, resultando moléculas de CO_2 excitadas en los estados $(0,m,0)$ con $m=1,2$, ha sido medida por Inoue y Tsuchiya (1975), pero la dificultad estriba en el desconocimiento de la proporción en que se pueblan los estados con $m=1$, con $m=2$ e incluso con $m=3$. De cualquier forma, debido a la rápida desactivación vibracional, no hay mucha diferencia entre este esquema y el correspondiente a elegir R2 en lugar de R1.

La obtención de los coeficientes de Einstein se ha realizado, como se indicó en el Cap. II, usando de nuevo

los datos de Rothman y Benedict (1978).

A continuación, se presentan las concentraciones del CO_2 en los diferentes niveles considerados: $(0,1^1,0)$, $(0,2,0)$, $(0,3,0)$ y $(0,0,1)$, para las atmósferas de Venus y Marte en condiciones nocturnas y diurnas calculadas con el esquema fotoquímico anterior.

Z	[C02]	[O10*]	[O20*]	[O30*]	[O01*]
0	2.30E+017	2.81E+015	3.4E+013	4.21E+011	4.33E+010
1	2.11E+017	2.65E+015	2.9E+013	3.42E+011	3.44E+010
2	1.94E+017	2.19E+015	2.5E+013	2.77E+011	2.73E+010
3	1.78E+017	1.92E+015	2.1E+013	2.24E+011	2.16E+010
4	1.63E+017	1.69E+015	1.7E+013	1.80E+011	1.70E+010
5	1.50E+017	1.48E+015	1.5E+013	1.45E+011	1.34E+010
6	1.35E+017	1.24E+015	1.1E+013	1.05E+011	9.36E+009
7	1.22E+017	1.04E+015	8.9E+012	7.62E+010	6.51E+009
8	1.10E+017	8.71E+014	6.9E+012	5.46E+010	4.48E+009
9	9.93E+016	7.26E+014	5.3E+012	3.88E+010	3.06E+009
10	9.00E+016	6.06E+014	4.1E+012	2.75E+010	2.08E+009
11	8.24E+016	4.99E+014	3.0E+012	1.83E+010	1.31E+009
12	7.55E+016	4.09E+014	2.2E+012	1.20E+010	8.12E+008
13	6.91E+016	3.34E+014	1.6E+012	7.77E+009	4.94E+008
14	6.33E+016	2.71E+014	1.2E+012	4.95E+009	2.96E+008
15	5.80E+016	2.18E+014	8.2E+011	3.10E+009	1.73E+008
16	5.30E+016	1.86E+014	6.5E+011	2.28E+009	1.23E+008
17	4.84E+016	1.57E+014	5.1E+011	1.67E+009	8.64E+007
18	4.42E+016	1.33E+014	4.0E+011	1.21E+009	6.04E+007
19	4.04E+016	1.13E+014	3.1E+011	8.76E+008	4.19E+007
20	3.70E+016	9.52E+013	2.4E+011	6.30E+008	2.89E+007
21	3.30E+016	7.82E+013	1.9E+011	4.39E+008	1.93E+007
22	2.95E+016	6.42E+013	1.4E+011	3.04E+008	1.28E+007
23	2.63E+016	5.24E+013	1.0E+011	2.08E+008	8.39E+006
24	2.35E+016	4.28E+013	7.8E+010	1.42E+008	5.47E+006
25	2.10E+016	3.49E+013	5.8E+010	9.63E+007	3.53E+006
26	1.85E+016	2.97E+013	4.8E+010	7.65E+007	2.75E+006
27	1.63E+016	2.53E+013	3.9E+010	6.08E+007	2.15E+006
28	1.43E+016	2.14E+013	3.2E+010	4.80E+007	1.67E+006
29	1.26E+016	1.82E+013	2.6E+010	3.80E+007	1.30E+006
30	1.10E+016	1.53E+013	2.1E+010	2.98E+007	9.97E+005
31	9.68E+015	1.31E+013	1.8E+010	2.42E+007	7.98E+005
32	8.52E+015	1.12E+013	1.5E+010	1.96E+007	6.38E+005
33	7.50E+015	9.63E+012	1.2E+010	1.59E+007	5.09E+005
34	6.60E+015	8.24E+012	1.0E+010	1.29E+007	4.07E+005
35	5.80E+015	7.04E+012	8.6E+009	1.04E+007	3.24E+005
36	5.27E+015	6.34E+012	7.6E+009	9.17E+006	2.85E+005
37	4.79E+015	5.71E+012	6.8E+009	8.11E+006	2.50E+005
38	4.35E+015	5.14E+012	6.1E+009	7.15E+006	2.20E+005
39	3.95E+015	4.62E+012	5.4E+009	6.31E+006	1.93E+005
40	3.60E+015	4.17E+012	4.8E+009	5.59E+006	1.70E+005
41	3.13E+015	3.63E+012	4.2E+009	4.86E+006	1.48E+005
42	2.72E+015	3.15E+012	3.6E+009	4.22E+006	1.28E+005
43	2.36E+015	2.61E+012	2.9E+009	3.17E+006	9.41E+004
44	2.05E+015	2.26E+012	2.5E+009	2.76E+006	8.17E+004
45	1.80E+015	1.99E+012	2.2E+009	2.42E+006	7.18E+004
46	1.53E+015	1.61E+012	1.7E+009	1.78E+006	5.14E+004
47	1.30E+015	1.37E+012	1.4E+009	1.51E+006	4.36E+004
48	1.11E+015	1.17E+012	1.2E+009	1.29E+006	3.72E+004
49	9.44E+014	9.44E+011	9.4E+008	9.44E+005	2.66E+004
50	8.00E+014	8.00E+011	8.0E+008	7.99E+005	2.26E+004
51	6.96E+014	6.96E+011	7.0E+008	6.95E+005	1.97E+004
52	6.06E+014	6.37E+011	6.7E+008	7.01E+005	2.07E+004
53	5.28E+014	5.54E+011	5.8E+008	6.10E+005	1.88E+004
54	4.60E+014	4.83E+011	5.1E+008	5.31E+005	1.85E+004
55	4.00E+014	4.20E+011	4.4E+008	4.61E+005	2.07E+004

TABLA III-4

z	[CO ₂]	[010*]	[020*]	[030*]	[001*]
55	3.55E+014	2.73E+011	3.9E+008	4.08E+005	2.73E+004
57	3.15E+014	3.30E+011	3.5E+008	3.62E+005	4.05E+004
58	2.80E+014	2.94E+011	3.1E+008	3.21E+005	6.31E+004
59	2.48E+014	2.60E+011	2.7E+008	2.84E+005	9.86E+004
60	2.20E+014	2.09E+011	2.0E+008	1.87E+005	1.50E+005
61	1.95E+014	1.85E+011	1.8E+008	1.65E+005	2.22E+005
62	1.73E+014	1.64E+011	1.6E+008	1.46E+005	3.16E+005
63	1.53E+014	1.45E+011	1.4E+008	1.29E+005	4.34E+005
64	1.36E+014	1.29E+011	1.2E+008	1.14E+005	5.74E+005
65	1.20E+014	1.14E+011	1.1E+008	1.01E+005	7.38E+005
66	1.03E+014	1.02E+011	1.0E+008	9.96E+004	9.15E+005
67	8.85E+013	8.78E+010	8.7E+007	8.51E+004	1.11E+006
68	7.60E+013	7.53E+010	7.4E+007	7.26E+004	1.30E+006
69	6.52E+013	6.45E+010	6.3E+007	6.10E+004	1.50E+006
70	5.60E+013	5.53E+010	5.4E+007	5.26E+004	1.71E+006
71	4.94E+013	4.87E+010	4.8E+007	4.61E+004	1.93E+006
72	4.36E+013	4.50E+010	4.6E+007	4.66E+004	2.17E+006
73	3.85E+013	3.96E+010	4.0E+007	4.07E+004	2.51E+006
74	3.40E+013	3.49E+010	3.5E+007	3.56E+004	2.99E+006
75	3.00E+013	3.07E+010	3.1E+007	3.11E+004	3.69E+006
76	2.71E+013	2.76E+010	2.8E+007	2.79E+004	4.71E+006
77	2.45E+013	2.49E+010	2.5E+007	2.52E+004	6.20E+006
78	2.21E+013	2.24E+010	2.2E+007	2.28E+004	8.30E+006
79	1.99E+013	2.01E+010	2.0E+007	2.08E+004	1.12E+007
80	1.80E+013	1.81E+010	1.8E+007	1.93E+004	1.50E+007
81	1.53E+013	1.53E+010	1.5E+007	1.71E+004	1.98E+007
82	1.30E+013	1.29E+010	1.3E+007	1.55E+004	2.54E+007
83	1.11E+013	1.09E+010	1.0E+007	1.44E+004	3.16E+007
84	9.41E+012	9.19E+009	8.7E+006	1.36E+004	3.82E+007
85	8.00E+012	7.74E+009	7.2E+006	1.31E+004	4.50E+007
86	6.56E+012	6.26E+009	5.7E+006	1.25E+004	5.18E+007
87	5.40E+012	5.08E+009	4.5E+006	1.21E+004	5.82E+007
88	4.44E+012	4.11E+009	3.6E+006	1.18E+004	6.41E+007
89	3.65E+012	3.32E+009	2.8E+006	1.14E+004	6.94E+007
90	3.00E+012	2.68E+009	2.2E+006	1.11E+004	7.41E+007
91	2.71E+012	2.40E+009	1.9E+006	1.11E+004	7.82E+007
92	2.45E+012	2.15E+009	1.7E+006	1.11E+004	8.21E+007
93	2.21E+012	1.92E+009	1.5E+006	1.11E+004	8.58E+007
94	1.99E+012	1.71E+009	1.3E+006	1.10E+004	8.93E+007
95	1.80E+012	1.59E+009	1.2E+006	1.09E+004	9.20E+007
96	1.60E+012	1.39E+009	1.0E+006	1.06E+004	9.51E+007
97	1.43E+012	1.23E+009	8.9E+005	1.04E+004	9.79E+007
98	1.27E+012	1.12E+009	8.1E+005	1.00E+004	9.97E+007
99	1.12E+012	9.70E+008	6.8E+005	9.60E+003	1.02E+008
100	1.00E+012	8.55E+008	5.8E+005	9.20E+003	1.04E+008
101	8.71E+011	7.78E+008	5.4E+005	8.67E+003	1.05E+008
102	7.50E+011	7.05E+008	4.9E+005	8.12E+003	1.06E+008
103	6.60E+011	6.70E+008	4.8E+005	7.57E+003	1.05E+008
104	5.74E+011	6.29E+008	4.7E+005	7.01E+003	1.04E+008
105	5.00E+011	5.63E+008	4.1E+005	6.44E+003	1.04E+008
106	4.32E+011	4.87E+008	3.5E+005	5.86E+003	1.05E+008
107	3.73E+011	4.09E+008	3.0E+005	5.32E+003	1.05E+008
108	3.22E+011	3.92E+008	2.6E+005	4.81E+003	1.06E+008
109	2.78E+011	3.49E+008	2.2E+005	4.36E+003	1.08E+008
110	2.40E+011	3.09E+008	1.9E+005	3.95E+003	1.11E+008

TABLA III-4 (Cont.)

z	[CO ₂]	[010*]	[020*]	[030*]	[001*]
111	2.15E+011	2.74E+008	1.8E+005	3.70E+003	1.13E+008
112	1.93E+011	2.76E+008	1.7E+005	3.49E+003	1.17E+008
113	1.74E+011	2.64E+008	1.6E+005	3.32E+003	1.22E+008
114	1.56E+011	2.47E+008	1.5E+005	3.16E+003	1.29E+008
115	1.40E+011	2.34E+008	1.4E+005	3.01E+003	1.36E+008
116	1.30E+011	2.27E+008	1.3E+005	2.98E+003	1.46E+008
117	1.20E+011	2.22E+008	1.3E+005	2.94E+003	1.56E+008
118	1.11E+011	2.14E+008	1.3E+005	2.91E+003	1.68E+008
119	1.03E+011	2.10E+008	1.2E+005	2.90E+003	1.80E+008
120	9.50E+010	2.02E+008	1.2E+005	2.88E+003	1.95E+008
121	8.61E+010	1.91E+008	1.1E+005	2.82E+003	2.11E+008
122	7.80E+010	1.81E+008	1.0E+005	2.75E+003	2.27E+008
123	7.07E+010	1.71E+008	9.7E+004	2.68E+003	2.44E+008
124	6.40E+010	1.62E+008	9.0E+004	2.59E+003	2.62E+008
125	5.80E+010	1.54E+008	8.4E+004	2.51E+003	2.79E+008
126	5.08E+010	1.41E+008	7.4E+004	2.34E+003	2.96E+008
127	4.46E+010	1.30E+008	6.6E+004	2.17E+003	3.12E+008
128	3.91E+010	1.20E+008	5.8E+004	2.00E+003	3.27E+008
129	3.42E+010	1.11E+008	5.1E+004	1.83E+003	3.41E+008
130	3.00E+010	1.02E+008	4.5E+004	1.67E+003	3.53E+008
131	2.79E+010	9.92E+007	4.3E+004	1.61E+003	3.64E+008
132	2.60E+010	9.69E+007	4.1E+004	1.55E+003	3.74E+008
133	2.60E+010	9.86E+007	4.3E+004	1.60E+003	3.84E+008
134	2.42E+010	9.56E+007	4.1E+004	1.54E+003	3.94E+008
135	2.26E+010	9.26E+007	3.9E+004	1.48E+003	4.05E+008
136	2.10E+010	8.96E+007	3.7E+004	1.41E+003	4.14E+008
137	1.88E+010	8.40E+007	3.3E+004	1.30E+003	4.23E+008
138	1.68E+010	7.89E+007	3.0E+004	1.19E+003	4.31E+008
139	1.50E+010	7.39E+007	2.7E+004	1.08E+003	4.39E+008
140	1.34E+010	6.93E+007	2.4E+004	9.88E+002	4.45E+008
141	1.20E+010	6.50E+007	2.2E+004	9.01E+002	4.51E+008
142	1.13E+010	6.31E+007	2.1E+004	8.62E+002	4.56E+008
143	1.07E+010	6.14E+007	2.0E+004	8.28E+002	4.62E+008
144	1.01E+010	5.97E+007	1.9E+004	7.92E+002	4.66E+008
145	9.53E+009	5.81E+007	1.8E+004	7.58E+002	4.71E+008
146	9.00E+009	5.64E+007	1.7E+004	7.25E+002	4.76E+008
147	8.41E+009	5.48E+007	1.6E+004	6.86E+002	4.82E+008
148	7.85E+009	5.23E+007	1.5E+004	6.49E+002	4.88E+008
149	7.34E+009	5.05E+007	1.4E+004	6.18E+002	4.96E+008
150	6.85E+009	4.88E+007	1.3E+004	5.90E+002	5.07E+008
151	6.40E+009	4.74E+007	1.3E+004	5.73E+002	5.28E+008
152	5.94E+009	4.62E+007	1.2E+004	5.65E+002	5.63E+008
153	5.51E+009	4.56E+007	1.2E+004	5.77E+002	6.24E+008
154	5.11E+009	4.58E+007	1.2E+004	6.19E+002	7.27E+008
155	4.74E+009	4.71E+007	1.3E+004	7.01E+002	8.98E+008
156	4.23E+009	4.86E+007	1.4E+004	8.06E+002	1.17E+009
157	4.06E+009	5.33E+007	1.7E+004	1.03E+003	1.56E+009
158	3.90E+009	5.90E+007	2.2E+004	1.35E+003	2.16E+009
159	3.75E+009	6.82E+007	2.9E+004	1.83E+003	3.05E+009
160	3.60E+009	7.86E+007	3.9E+004	2.50E+003	4.35E+009

TABLA III-4.- Concentración del CO₂ excitado en los niveles (0,1¹,0), (0,2,0), (0,3,0) y (0,0,1) calculado de acuerdo con Fig. III-3 y la Tabla III-1 para condiciones diurnas en la atmósfera de Marte. Modelo de McElroy y col. (1977) y R3 de Taylor y Bitterman (1969). Las unidades son cm⁻³ y z en km.

Z	[CO2]	[O10*]	[O20*]	[O30*]	[O01*]
0	2.30E+017	2.81E+015	3.4E+013	4.21E+011	4.33E+010
1	2.11E+017	2.48E+015	2.9E+013	3.42E+011	3.44E+010
2	1.94E+017	2.19E+015	2.5E+013	2.77E+011	2.73E+010
3	1.78E+017	1.92E+015	2.1E+013	2.24E+011	2.16E+010
4	1.63E+017	1.69E+015	1.7E+013	1.80E+011	1.70E+010
5	1.50E+017	1.48E+015	1.5E+013	1.45E+011	1.34E+010
6	1.35E+017	1.24E+015	1.1E+013	1.05E+011	9.36E+009
7	1.22E+017	1.04E+015	8.9E+012	7.62E+010	6.51E+009
8	1.10E+017	8.71E+014	6.9E+012	5.46E+010	4.48E+009
9	9.93E+017	7.26E+015	5.3E+013	3.88E+011	3.06E+010
10	9.00E+016	6.06E+014	4.1E+012	2.75E+010	2.08E+009
11	8.24E+016	4.99E+014	3.0E+012	1.83E+010	1.31E+009
12	7.55E+016	4.09E+014	2.2E+012	1.20E+010	8.12E+008
13	6.91E+016	3.34E+014	1.6E+012	7.77E+009	4.94E+008
14	6.33E+016	2.71E+014	1.2E+012	4.95E+009	2.96E+008
15	5.80E+016	2.18E+014	8.2E+011	3.10E+009	1.73E+008
16	5.30E+016	1.86E+014	6.5E+011	2.28E+009	1.23E+008
17	4.84E+016	1.57E+014	5.1E+011	1.67E+009	8.64E+007
18	4.42E+016	1.33E+014	4.0E+011	1.21E+009	6.04E+007
19	4.04E+016	1.13E+014	3.1E+011	8.76E+008	4.19E+007
20	3.70E+016	9.52E+013	2.4E+011	6.30E+008	2.89E+007
21	3.30E+016	7.82E+013	1.9E+011	4.39E+008	1.93E+007
22	2.95E+016	6.42E+013	1.4E+011	3.04E+008	1.28E+007
23	2.63E+016	5.24E+013	1.0E+011	2.08E+008	8.39E+006
24	2.35E+016	4.28E+013	7.8E+010	1.42E+008	5.47E+006
25	2.10E+016	3.49E+013	5.8E+010	9.63E+007	3.53E+006
26	1.85E+016	2.97E+013	4.8E+010	7.65E+007	2.75E+006
27	1.63E+016	2.53E+013	3.9E+010	6.08E+007	2.15E+006
28	1.43E+016	2.14E+013	3.2E+010	4.80E+007	1.67E+006
29	1.26E+016	1.82E+013	2.6E+010	3.80E+007	1.30E+006
30	1.10E+016	1.53E+013	2.1E+010	2.98E+007	9.97E+005
31	9.68E+015	1.31E+013	1.8E+010	2.42E+007	7.98E+005
32	8.52E+015	1.12E+013	1.5E+010	1.96E+007	6.38E+005
33	7.50E+015	9.63E+012	1.2E+010	1.59E+007	5.09E+005
34	6.60E+015	8.24E+012	1.0E+010	1.29E+007	4.07E+005
35	5.80E+015	7.04E+012	8.6E+009	1.04E+007	3.24E+005
36	5.27E+015	6.34E+012	7.6E+009	9.17E+006	2.85E+005
37	4.79E+015	5.71E+012	6.8E+009	8.11E+006	2.50E+005
38	4.35E+015	5.14E+012	6.1E+009	7.15E+006	2.20E+005
39	3.95E+015	4.62E+012	5.4E+009	6.31E+006	1.93E+005
40	3.60E+015	4.17E+012	4.8E+009	5.59E+006	1.70E+005
41	3.13E+015	3.63E+012	4.2E+009	4.86E+006	1.48E+005
42	2.72E+015	3.15E+012	3.6E+009	4.22E+006	1.28E+005
43	2.36E+015	2.61E+012	2.9E+009	3.17E+006	9.41E+004
44	2.05E+015	2.26E+012	2.5E+009	2.76E+006	8.17E+004
45	1.80E+015	1.99E+012	2.2E+009	2.42E+006	7.18E+004
46	1.53E+015	1.61E+012	1.7E+009	1.78E+006	5.14E+004
47	1.30E+015	1.37E+012	1.4E+009	1.51E+006	4.36E+004
48	1.11E+015	1.17E+012	1.2E+009	1.29E+006	3.72E+004
49	9.44E+014	9.44E+011	9.4E+008	9.44E+005	2.66E+004
50	8.00E+014	8.00E+011	8.0E+008	7.99E+005	2.25E+004
51	6.96E+014	6.96E+011	7.0E+008	6.95E+005	1.96E+004
52	6.06E+014	6.37E+011	6.7E+008	7.01E+005	2.03E+004
53	5.28E+014	5.54E+011	5.8E+008	6.10E+005	1.76E+004
54	4.60E+014	4.83E+011	5.1E+008	5.31E+005	1.54E+004
55	4.00E+014	4.20E+011	4.4E+008	4.61E+005	1.33E+004

TABLA III-5.

z	[CO ₂]	[010*]	[020*]	[030*]	[001*]
56	3.55E+014	3.75E+011	3.9E+008	4.08E+005	1.18E+004
57	3.15E+014	3.50E+011	3.5E+008	3.62E+005	1.05E+004
58	2.80E+014	2.94E+011	3.1E+008	3.21E+005	9.29E+003
59	2.48E+014	2.60E+011	2.7E+008	2.84E+005	8.21E+003
60	2.20E+014	2.09E+011	2.0E+008	1.87E+005	5.13E+003
61	1.95E+014	1.85E+011	1.8E+008	1.65E+005	4.54E+003
62	1.73E+014	1.64E+011	1.6E+008	1.46E+005	4.02E+003
63	1.53E+014	1.45E+011	1.4E+008	1.29E+005	3.54E+003
64	1.36E+014	1.29E+011	1.2E+008	1.14E+005	3.14E+003
65	1.20E+014	1.14E+011	1.1E+008	1.00E+005	2.76E+003
66	1.03E+014	1.02E+011	1.0E+008	9.95E+004	2.81E+003
67	8.85E+013	8.78E+010	8.7E+007	8.50E+004	2.40E+003
68	7.60E+013	7.53E+010	7.4E+007	7.25E+004	2.04E+003
69	6.52E+013	6.45E+010	6.3E+007	6.16E+004	1.74E+003
70	5.60E+013	5.53E+010	5.4E+007	5.24E+004	1.48E+003
71	4.94E+013	4.87E+010	4.8E+007	4.58E+004	1.29E+003
72	4.36E+013	4.50E+010	4.6E+007	4.63E+004	1.34E+003
73	3.85E+013	3.96E+010	4.0E+007	4.04E+004	1.17E+003
74	3.40E+013	3.49E+010	3.5E+007	3.52E+004	1.02E+003
75	3.00E+013	3.07E+010	3.1E+007	3.06E+004	8.86E+002
76	2.71E+013	2.76E+010	2.8E+007	2.73E+004	7.89E+002
77	2.45E+013	2.49E+010	2.5E+007	2.43E+004	7.03E+002
78	2.21E+013	2.24E+010	2.2E+007	2.16E+004	6.24E+002
79	1.99E+013	2.01E+010	2.0E+007	1.91E+004	5.52E+002
80	1.80E+013	1.81E+010	1.8E+007	1.69E+004	4.89E+002
81	1.53E+013	1.53E+010	1.5E+007	1.39E+004	4.02E+002
82	1.30E+013	1.29E+010	1.2E+007	1.13E+004	3.28E+002
83	1.11E+013	1.09E+010	1.0E+007	9.24E+003	2.67E+002
84	9.41E+012	9.13E+009	8.6E+006	7.43E+003	2.15E+002
85	8.00E+012	7.67E+009	7.1E+006	5.94E+003	1.72E+002
86	6.56E+012	6.18E+009	5.6E+006	4.48E+003	1.29E+002
87	5.40E+012	5.00E+009	4.4E+006	3.34E+003	9.68E+001
88	4.44E+012	4.02E+009	3.4E+006	2.46E+003	7.11E+001
89	3.65E+012	3.23E+009	2.6E+006	1.78E+003	5.15E+001
90	3.00E+012	2.59E+009	2.0E+006	1.27E+003	3.66E+001
91	2.71E+012	2.30E+009	1.8E+006	1.05E+003	3.05E+001
92	2.45E+012	2.05E+009	1.5E+006	8.73E+002	2.53E+001
93	2.21E+012	1.82E+009	1.3E+006	7.18E+002	2.08E+001
94	1.99E+012	1.61E+009	1.1E+006	5.85E+002	1.69E+001
95	1.80E+012	1.49E+009	1.1E+006	5.37E+002	1.59E+001
96	1.60E+012	1.30E+009	8.9E+005	4.21E+002	1.25E+001
97	1.43E+012	1.14E+009	7.5E+005	3.31E+002	9.83E+000
98	1.27E+012	1.03E+009	6.7E+005	2.86E+002	8.68E+000
99	1.12E+012	8.85E+008	5.5E+005	2.15E+002	6.54E+000
100	1.00E+012	7.73E+008	4.6E+005	1.65E+002	5.03E+000
101	8.71E+011	7.03E+008	4.2E+005	1.47E+002	4.68E+000
102	7.58E+011	6.36E+008	3.8E+005	1.27E+002	4.25E+000
103	6.60E+011	6.09E+008	3.8E+005	1.29E+002	4.74E+000
104	5.74E+011	5.75E+008	3.7E+005	1.26E+002	5.04E+000
105	5.00E+011	5.13E+008	3.3E+005	1.02E+002	4.25E+000
106	4.32E+011	4.53E+008	2.8E+005	7.99E+001	3.46E+000
107	3.73E+011	3.98E+008	2.3E+005	6.15E+001	2.77E+000
108	3.22E+011	3.54E+008	2.0E+005	4.84E+001	2.29E+000
109	2.78E+011	3.15E+008	1.7E+005	3.76E+001	1.86E+000
110	2.40E+011	2.76E+008	1.4E+005	2.79E+001	1.43E+000

TABLA III-5 (Cont.)

z	[CO ₂]	[010*]	[020*]	[030*]	[001*]
111	2.15E+011	2.64E+008	1.3E+005	2.59E+001	1.42E+000
112	1.93E+011	2.47E+008	1.2E+005	2.25E+001	1.30E+000
113	1.74E+011	2.35E+008	1.1E+005	2.06E+001	1.27E+000
114	1.56E+011	2.19E+008	1.0E+005	1.75E+001	1.13E+000
115	1.40E+011	2.07E+008	9.5E+004	1.54E+001	1.06E+000
116	1.30E+011	2.00E+008	9.1E+004	1.43E+001	1.02E+000
117	1.20E+011	1.94E+008	8.8E+004	1.35E+001	1.02E+000
118	1.11E+011	1.86E+008	8.2E+004	1.22E+001	9.58E-001
119	1.03E+011	1.80E+008	7.9E+004	1.15E+001	9.52E-001
120	9.50E+010	1.72E+008	7.3E+004	1.02E+001	8.75E-001
121	8.61E+010	1.60E+008	6.5E+004	8.52E+000	7.58E-001
122	7.80E+010	1.49E+008	5.8E+004	7.09E+000	6.53E-001
123	7.07E+010	1.39E+008	5.1E+004	5.88E+000	5.61E-001
124	6.40E+010	1.29E+008	4.5E+004	4.84E+000	4.77E-001
125	5.80E+010	1.20E+008	4.0E+004	3.99E+000	4.06E-001
126	5.08E+010	1.08E+008	3.2E+004	2.96E+000	3.10E-001
127	4.46E+010	9.72E+007	2.7E+004	2.20E+000	2.38E-001
128	3.91E+010	8.73E+007	2.2E+004	1.62E+000	1.81E-001
129	3.42E+010	7.82E+007	1.8E+004	1.19E+000	1.36E-001
130	3.00E+010	7.02E+007	1.5E+004	8.75E-001	1.03E-001
131	2.79E+010	6.76E+007	1.4E+004	7.88E-001	9.63E-002
132	2.60E+010	6.46E+007	1.2E+004	6.92E-001	8.69E-002
133	2.60E+010	6.69E+007	1.3E+004	7.70E-001	1.00E-001
134	2.42E+010	6.43E+007	1.2E+004	6.87E-001	9.23E-002
135	2.26E+010	6.14E+007	1.1E+004	6.03E-001	8.29E-002
136	2.10E+010	5.88E+007	1.0E+004	5.33E-001	7.56E-002
137	1.88E+010	5.37E+007	8.8E+003	4.10E-001	5.95E-002
138	1.68E+010	4.94E+007	7.5E+003	3.20E-001	4.79E-002
139	1.50E+010	4.49E+007	6.2E+003	2.43E-001	3.72E-002
140	1.34E+010	4.12E+007	5.3E+003	1.89E-001	2.97E-002
141	1.20E+010	3.76E+007	4.4E+003	1.44E-001	2.32E-002
142	1.13E+010	3.61E+007	4.1E+003	1.28E-001	2.10E-002
143	1.07E+010	3.46E+007	3.8E+003	1.13E-001	1.88E-002
144	1.01E+010	3.33E+007	3.5E+003	1.01E-001	1.71E-002
145	9.53E+009	3.20E+007	3.2E+003	9.00E-002	1.55E-002
146	9.00E+009	3.06E+007	2.9E+003	7.87E-002	1.37E-002
147	8.41E+009	2.87E+007	2.6E+003	6.54E-002	1.15E-002
148	7.85E+009	2.71E+007	2.3E+003	5.52E-002	9.80E-003
149	7.34E+009	2.55E+007	2.1E+003	4.59E-002	8.20E-003
150	6.85E+009	2.41E+007	1.8E+003	3.87E-002	7.00E-003
151	6.40E+009	2.26E+007	1.6E+003	3.20E-002	5.81E-003
152	5.94E+009	2.11E+007	1.4E+003	2.60E-002	4.74E-003
153	5.51E+009	1.96E+007	1.2E+003	2.10E-002	3.85E-003
154	5.11E+009	1.83E+007	1.1E+003	1.70E-002	3.13E-003
155	4.74E+009	1.70E+007	9.2E+002	1.37E-002	2.54E-003
156	4.23E+009	1.52E+007	7.4E+002	9.91E-003	1.84E-003
157	4.06E+009	1.47E+007	6.9E+002	8.88E-003	1.66E-003
158	3.90E+009	1.42E+007	6.4E+002	7.98E-003	1.50E-003
159	3.75E+009	1.37E+007	6.0E+002	7.19E-003	1.36E-003
160	3.60E+009	1.32E+007	5.6E+002	6.45E-003	1.22E-003

TABLA III-5.- Concentración de CO₂ excitado en los niveles (0,1¹,0), (0,2,0), (0,3,0) y (0,0,1) calculado de acuerdo con Fig. III-3 y la Tabla III-1 para condiciones nocturnas en la atmósfera de Marte. Modelo de McElroy y col. (1977) y R3 de Taylor y Bitterman (1969). Las unidades son cm⁻³ y z en km.

III-5.- RESULTADOS Y DISCUSION.

III-5.1.- INTENSIDADES Y DIVERGENCIAS DE LOS FLUJOS EN LA ATMOSFERA DE VENUS.

Se han calculado las intensidades de las bandas del CO_2 en 4.26 y 15 μm usando dos modelos diferentes de la atmósfera de Venus. En primer lugar, utilizamos el modelo elaborado por Dickinson y Ridley (1977), con objeto de comprobar una vez más la validez de la aproximación difusión en las atmósferas planetarias mediante comparación de nuestros resultados con los cálculos detallados de Dickinson (1976). En segundo lugar, se introdujo un modelo basado en medidas más recientes de concentración y temperatura - realizadas por el Pioneer Venus.

III-5.1.1.- MODELO DE DICKINSON Y RIDLEY.

Las intensidades totales (integradas en frecuencia) obtenidas con este modelo se presentan en la figura III-4 para un ángulo cenital solar de 0.52 radianes, es decir, para condiciones diurnas. En ella puede notarse clara

mente el límite de validez de la aproximación difusión, -- que coincide con la región donde las intensidades disminuyen rápidamente, situado aproximadamente a 155 km para 4.26 y sobre los 150 km para la emisión en 15 μm . También se han dibujado en Fig. II-4 las funciones de Planck integradas en frecuencia, $B=B_{\nu} \Delta\nu_e$, correspondientes a cada emisión, con objeto de compararlas con intensidades calculadas con este modelo. En las regiones inferiores, donde los fotones se encuentran en equilibrio, ambos resultados deben coincidir, indicando la zona donde divergen el inicio de la separación de los fotones del equilibrio. Esta frontera tiene lugar a unos 100 km para 4.26 y a unos 110 km para 15 μm . En la atmósfera terrestre los límites citados se -- presentan a alturas inferiores a los que corresponden con la misma concentración total en Venus, debido a la ausencia de procesos de excitación no térmica en las regiones inferiores de la atmósfera de este planeta.

La intensidad en 4.26 μm , superior al valor de B por encima de los 100 km, se debe a la absorción de radiación solar en el infrarrojo cercano y posterior relajación vibracional de los niveles altos del CO_2 que conducen a un aumento de $[0,0,1]$. Este efecto se produce también en la emisión de 15 μm , aunque en mucho menor grado y sólo en la

zona superior de la atmósfera debido a la transferencia ($V \leftrightarrow V$) de la energía del estado $(0,0,1)$. Esto puede verse claramente si se compara este perfil con el obtenido para dicha emisión utilizando el mismo modelo en condiciones nocturnas ($A.C.S.=2.63$ radianes) Fig. III-5. También se aprecia observando las concentraciones obtenidas para $(0,1^1,0)$ de día y de noche, Tablas III-2 y III-3 respectivamente. No ocurre lo mismo en la atmósfera terrestre, dado que la absorción del CO_2 en el infrarrojo cercano es menor.

Para condiciones nocturnas el límite superior de la aproximación está por encima de la región en estudio de este modelo. La rápida disminución que presenta la emisión en $4.26 \mu m$ se debe a la ausencia de absorción de radiación solar. La emisión en $15 \mu m$, sin embargo, muestra poca variación día-noche.

Las variaciones de la intensidad en las regiones inferiores siguen exactamente al perfil de temperatura como corresponde a una situación de equilibrio.

En las figuras III-6 y III-7 se presenta la comparación de las intensidades calculadas con un valor de $R3$

igual a $1.5 \times 10^{11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ (Taylor y Bitterman, 1969) con las calculadas con $R3=1.5 \times 10^{12}$ (Huetz-Auber y col., 1978). Para condiciones diurnas, Fig. III-6, la emisión en $4.26 \mu\text{m}$ no se ve afectada, mientras que la de $15 \mu\text{m}$ sufre un aumento a partir de $\sim 115 \text{ km}$ cuando se utiliza el coeficiente más pequeño. Esto puede deberse a que durante el día la transferencia predominante de energía tiene lugar desde $(0,0,1)$ a $(0,3,0)$ ($R1 \rightarrow$) y, dado que no se ha modificado el valor del coeficiente $R1$ y la concentración de $(0,3,0)$ no varía sensiblemente, la intensidad en $4.26 \mu\text{m}$ permanece inalterada. Para $15 \mu\text{m}$, como se ha visto, la contribución que $(0,1^1,0)$ recibe de $(0,0,1)$ es pequeña y sólo en la zona superior, poblándose principalmente por excitación térmica. De ahí, que una disminución en $R3$ implique una menor transferencia de energía hacia los estados $(0,2,0)$ y $(0,3,0)$ aumentando su intensidad.

Durante la noche la intensidad en $15 \mu\text{m}$ aumenta y la de $4.26 \mu\text{m}$ disminuye debido a que el estado $(0,0,1)$ se puebla por excitación térmica del $(0,1^1,0)$ y así, al disminuir el valor de $R3$, se transfiere menos energía a los estados $(0,2,0)$ y $(0,3,0)$ y por ende al $(0,0,1)$, resultando un aumento en la intensidad de $15 \mu\text{m}$ a costa de una disminución de la correspondiente a $4.26 \mu\text{m}$.

En la figura III-8 se ha representado el coeficiente ϵ calculado por Dickinson (1976) y el obtenido al aplicar nuestro formalismo al modelo de atmósfera de Venus propuesto por Dickinson y Ridley (1977). Este parámetro se define como $\epsilon = I/B$, en el caso de la banda fundamental en $15 \mu\text{m}$, y como la razón entre la población del estado superior obtenida con el modelo correspondiente y la población que predice la distribución de Maxwell-Boltzmann a la temperatura local para la primera y la segunda "hot bands" en $15 \mu\text{m}$. Como puede comprobarse, el acuerdo es excelente tanto para la banda fundamental como para la primera "hot band", (0,2,0). Para la segunda encontramos que la separación del equilibrio se presenta a la misma altura, pero, a partir de esta, el valor de ϵ es tres veces menor que el obtenido por Dickinson. Esta reducción se debe al más alto valor de R_1 utilizado por Dickinson así como a la diferente hipótesis de trabajo.

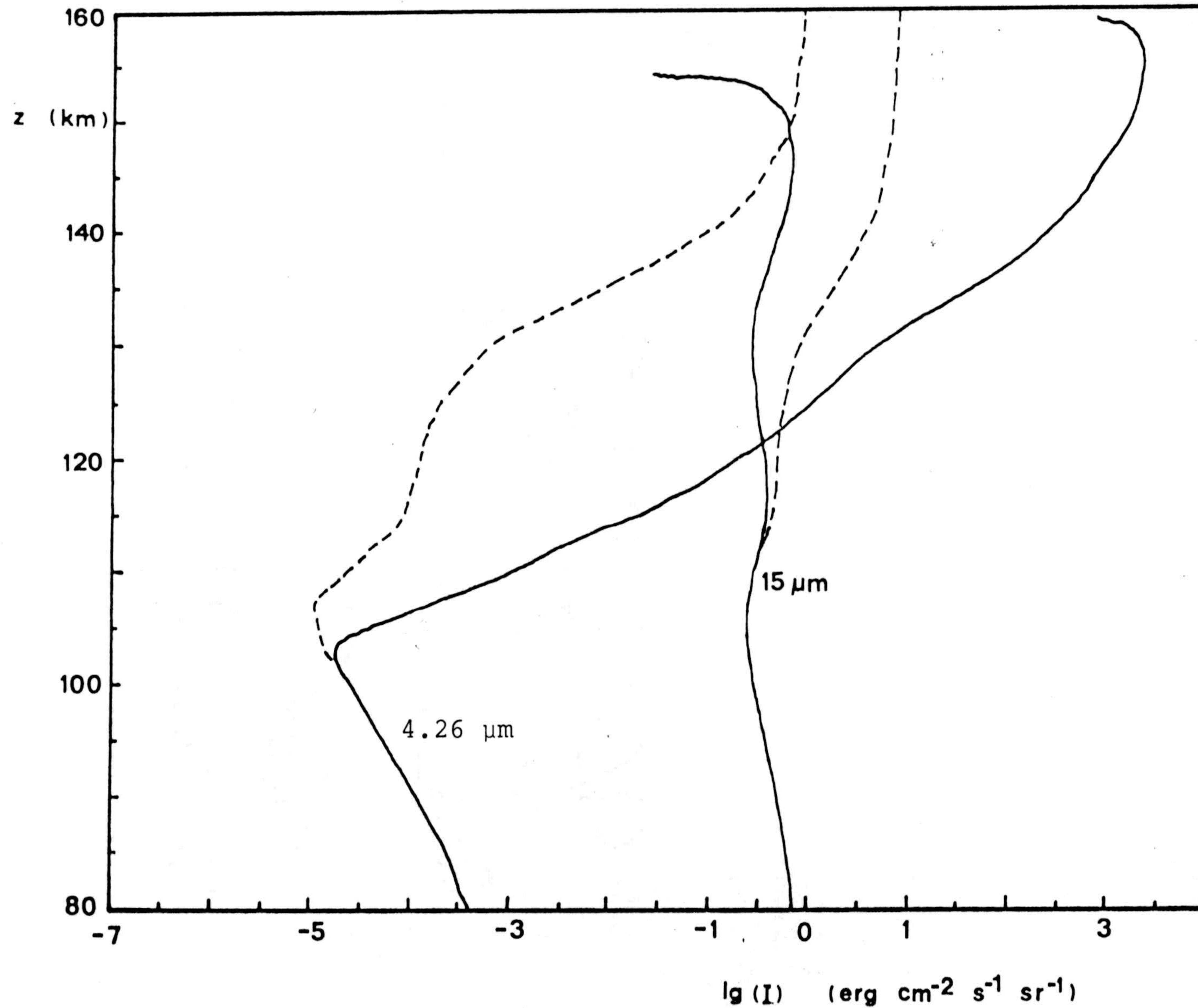


FIGURA III-4.- Intensidades en 4.26 y 15 μm durante el día en la atmósfera de Venus. En trazo discontinuo las intensidades planckianas, en trazo continuo las intensidades con $\mu=+1$ calculadas aquí

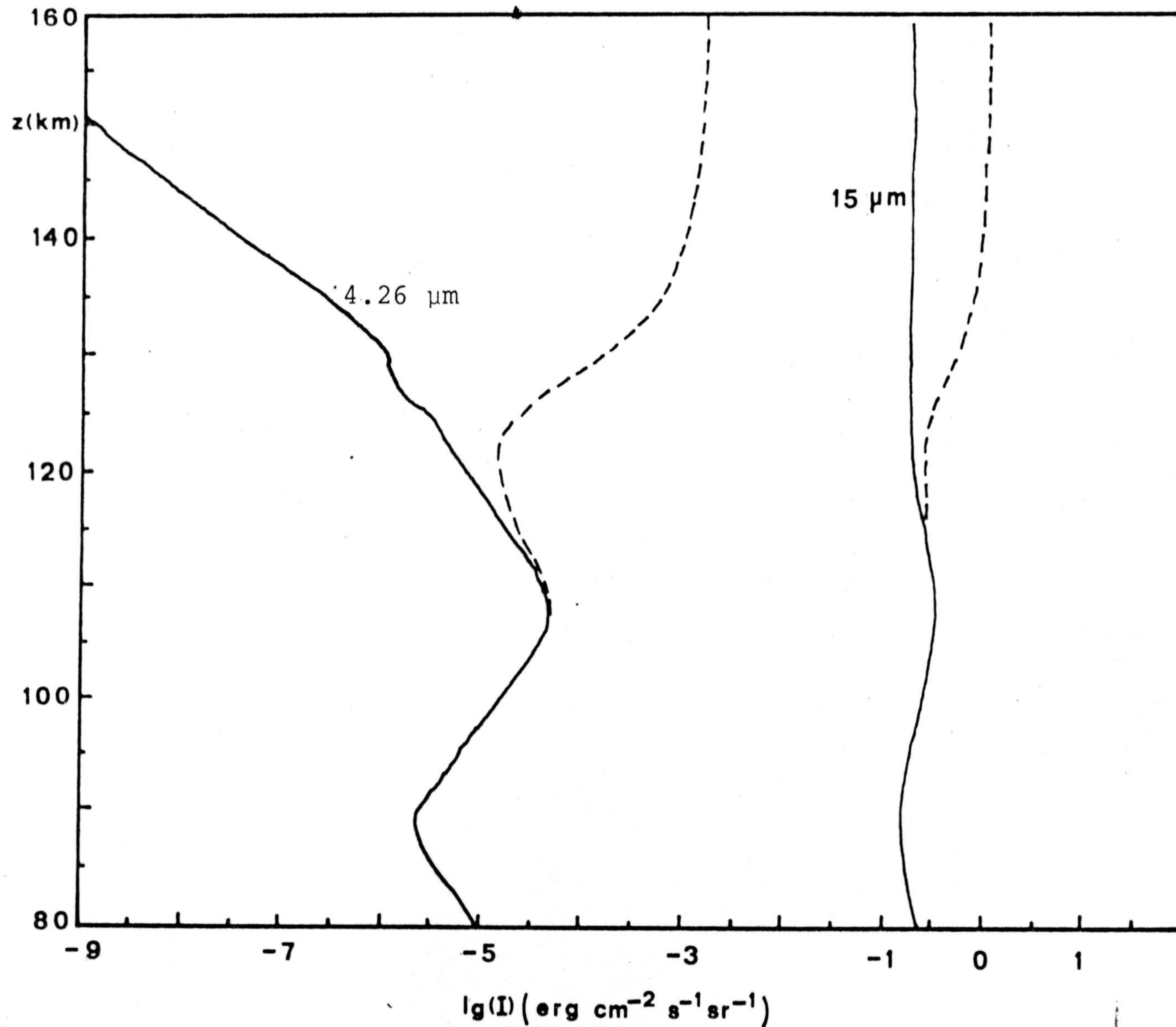


FIGURA III-5.- Intensidades en 4.26 y 15 μm en condiciones nocturnas en la atmósfera de Venus. En trazo continuo las intensidades con $\mu=+1$ calculadas con el modelo de Dickinson y Ridley (1977) y en trazo discontinuo las intensidades planckianas.

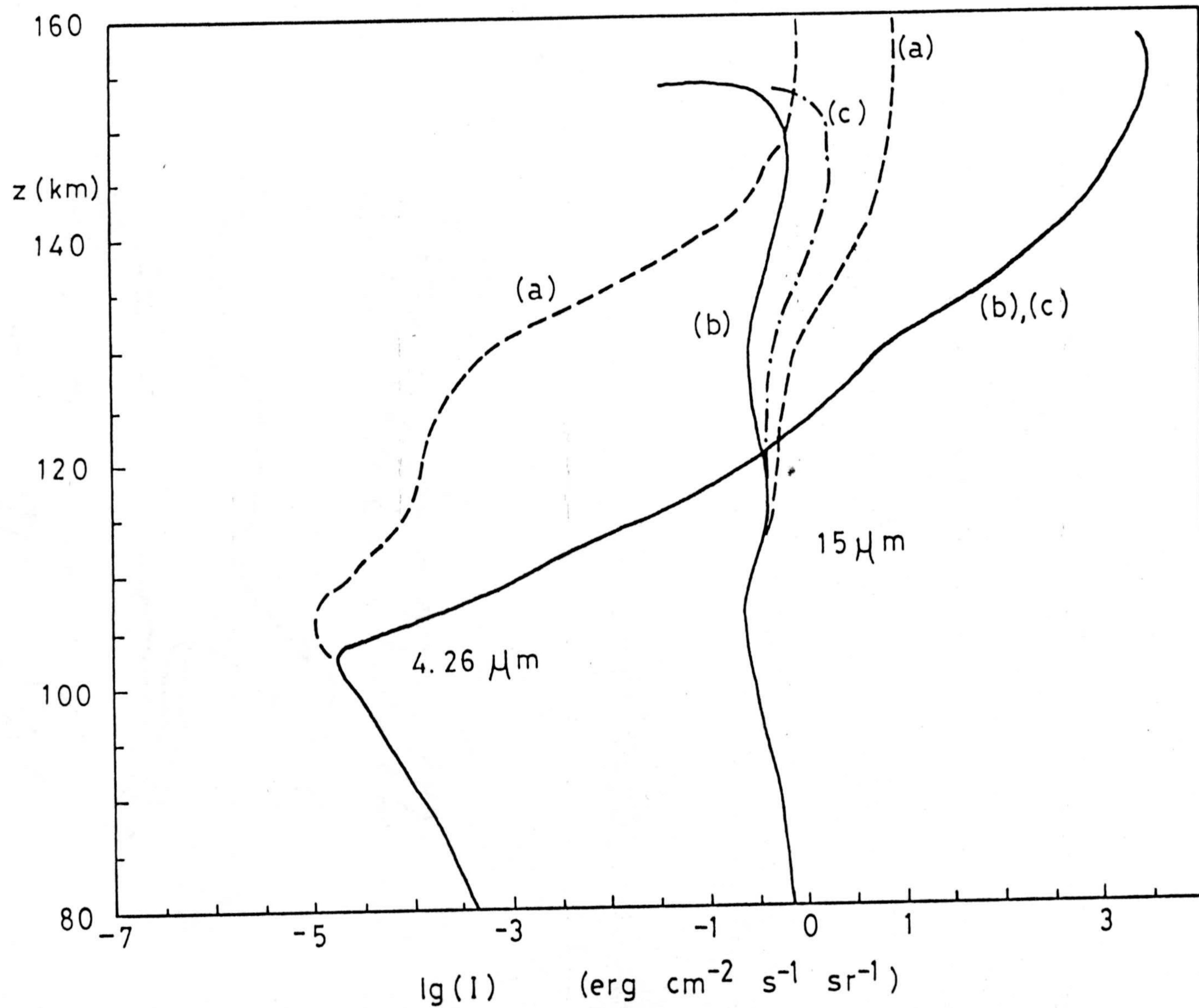


FIGURA III-6.- Intensidades en 4.26 y 15 μm en condiciones diurnas.
 a) Intensidades planckianas; b) intensidades con $\mu=+1$ calculadas con el modelo de Dickinson y Ridley (1977) y $R3=1.5 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$; c) Idem b) con $R3=1.5 \times 10^{-12}$

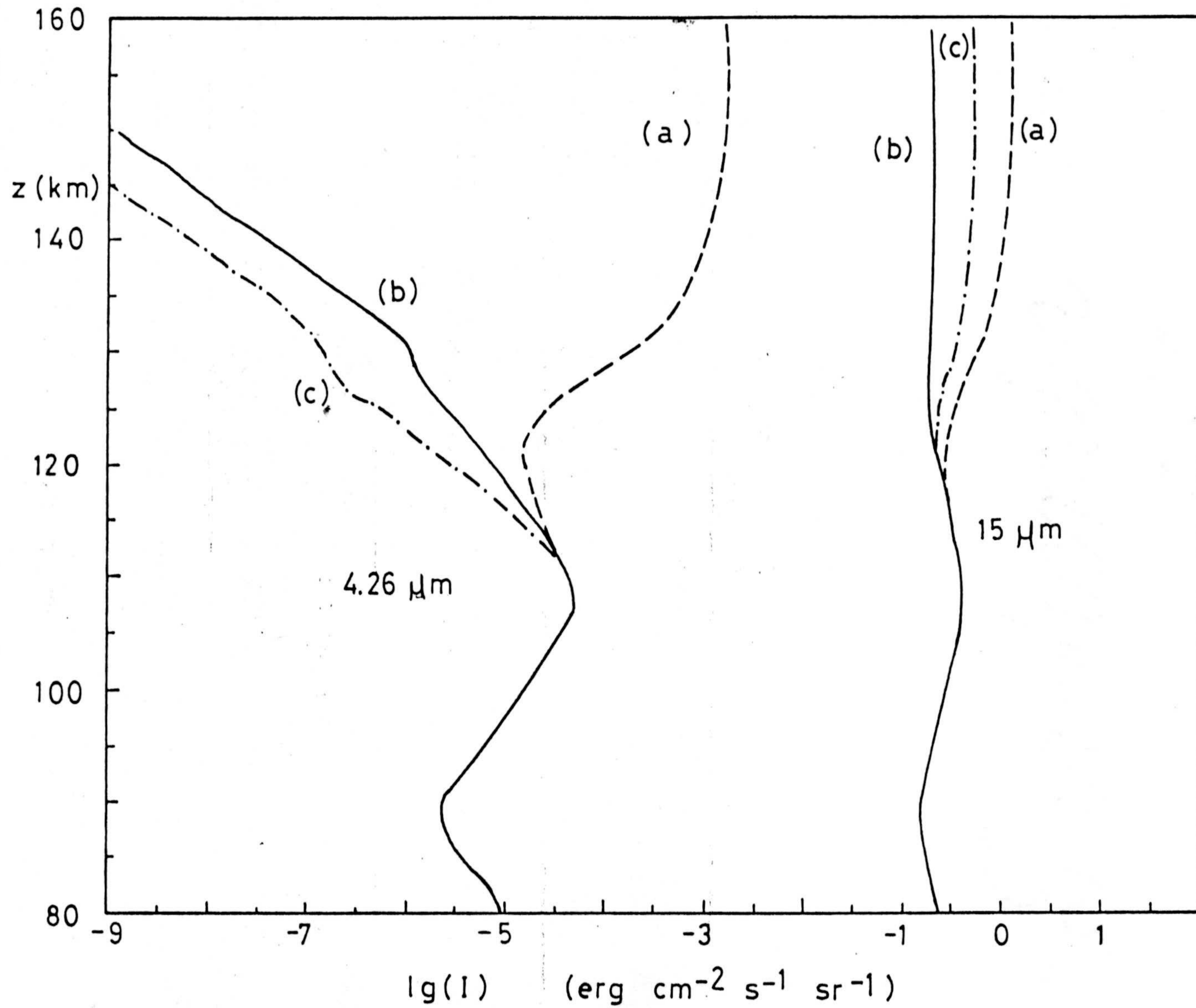


FIGURA III-7.- Intensidades en 4.26 μm y 15 μm en condiciones nocturnas.

a) Intensidades planckianas; b) intensidades con $\mu=+1$ calculadas con el modelo de Dickinson y Ridley (1977) y $R3=1.5 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$; c) Idem b) con $R3=1.5 \times 10^{-12}$.

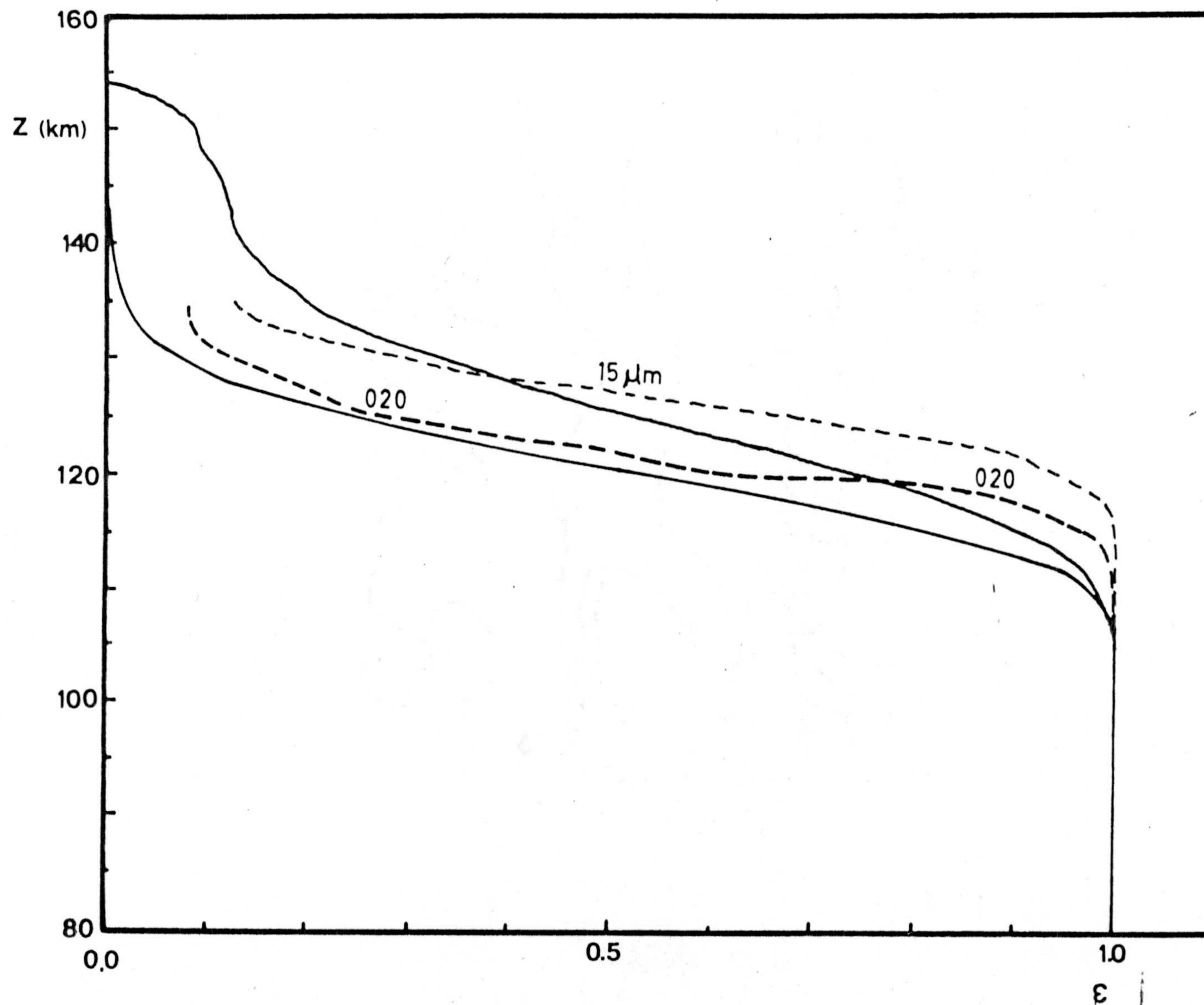


FIGURA III-8.- Coeficiente ϵ definido en el texto. Trazo discontinuo (Dickinson, 1976), trazo continuo este modelo.

III-5.1.2.- MODELO BASADO EN LAS MEDIDAS DEL PIONEER VENUS.

En la figura III-9 se muestran las intensidades calculadas para un modelo de la atmósfera de Venus basado en las medidas del Pioneer Venus para un ángulo cenital solar de 1.05 radianes. El perfil de temperatura incluido en el modelo es el obtenido por Schubert y col. (1980) suficientemente exacto y extenso para nuestros cálculos. Desde 130 km hasta el límite superior, 160 km, se introdujeron las concentraciones de CO_2 medidas por el BNMS (Bus Neutral Mass Spectrometer) para un ángulo cenital solar de 60° (Von Zahn y col., 1979), desde la frontera inferior hasta 96 km se tomaron de Winick y Stewart (1980) y, en la región intermedia, los datos se obtuvieron por interpolación.

Aunque la atmósfera de Venus está compuesta predominantemente por CO_2 en casi todo el rango de altura, en la región superior las concentraciones de CO y O son comparables a las de CO_2 . En este modelo se calcularon a partir de la concentración de CO_2 y de los coeficientes -- $[\text{CO}]/[\text{CO}_2]$ y $[\text{O}]/[\text{CO}_2]$ medidos por el ONMS (Orbiter Neu-



tral Mass Spectrometer) para un ángulo cenital solar de --
88° (Niemann y col., 1979).

La región donde deja de ser válido nuestro modelo se puede ver claramente en la figura III-9.

Los límites de aplicación son algo más **bajos** que los calculados en el modelo anterior y las intensidades -- presentan una ligera variación en la forma del perfil de bido a los diferentes valores de la temperatura.

Nuestro valor para la intensidad específica de -- la emisión en 15 μm a 150 km, altura próxima a la separación del equilibrio, es de $1350 \text{ nW/cm}^2 \text{ sr cm}^{-1}$ y está en excelente acuerdo con las medidas realizadas con el OIR (Taylor y col., 1980) en su observación de la baja termosfera venusiana.

Se ha calculado también, con este modelo, la influencia de estas emisiones en el balance calorífico de la atmósfera de Venus. En la figura III-10 se muestran las divergencias de los flujos correspondientes a 4.26 y 15 μm en condiciones diurnas.

La emisión en $4.26 \mu\text{m}$ produce un calentamiento neto durante el día, debido a la absorción de radiación solar que, en gran parte, se transfiere a energía cinética de las moléculas. Durante la noche, sin embargo, su efecto es despreciable.

La banda fundamental en $15 \mu\text{m}$ produce durante el día un enfriamiento en la mesosfera entre, aproximadamente, 113 y 130 km, Fig. III-10, efecto análogo al producido en la mesosfera terrestre. Por encima de los 130 hasta ~ 140 km da lugar a un calentamiento de la atmósfera debido a la absorción de radiación solar en otras longitudes de onda. Durante la noche el resultado es un enfriamiento en la misma región que durante el día, y por encima de ~ 130 km las divergencias son despreciables.

Se ha indicado aquí sólo el efecto que tienen estas dos bandas fundamentales en el balance calorífico. Un estudio completo de la influencia de todas las bandas del CO_2 en dicho balance requeriría la inclusión de los isótopos del CO_2 , p.e. tal y como lo hace Kumer (1977a) en la atmósfera terrestre, y de las "hot bands" tal y como ha demostrado Dickinson (1972, 1976).

En este planeta , la anisotropía del campo de radiación tiene importancia durante el día a partir de los 140 km, donde $I(\mu=-1)/I(\mu=+1)$ vale 1.26 y aumenta a medida que se asciende en altura, llegando a alcanzar el valor de 3.75 a 147 km. En las capas atmosféricas más altas dicho factor representaría la relación entre fotones que proceden del Sol y aquellos que escapan de la atmósfera de Venus debido a excitación térmica.

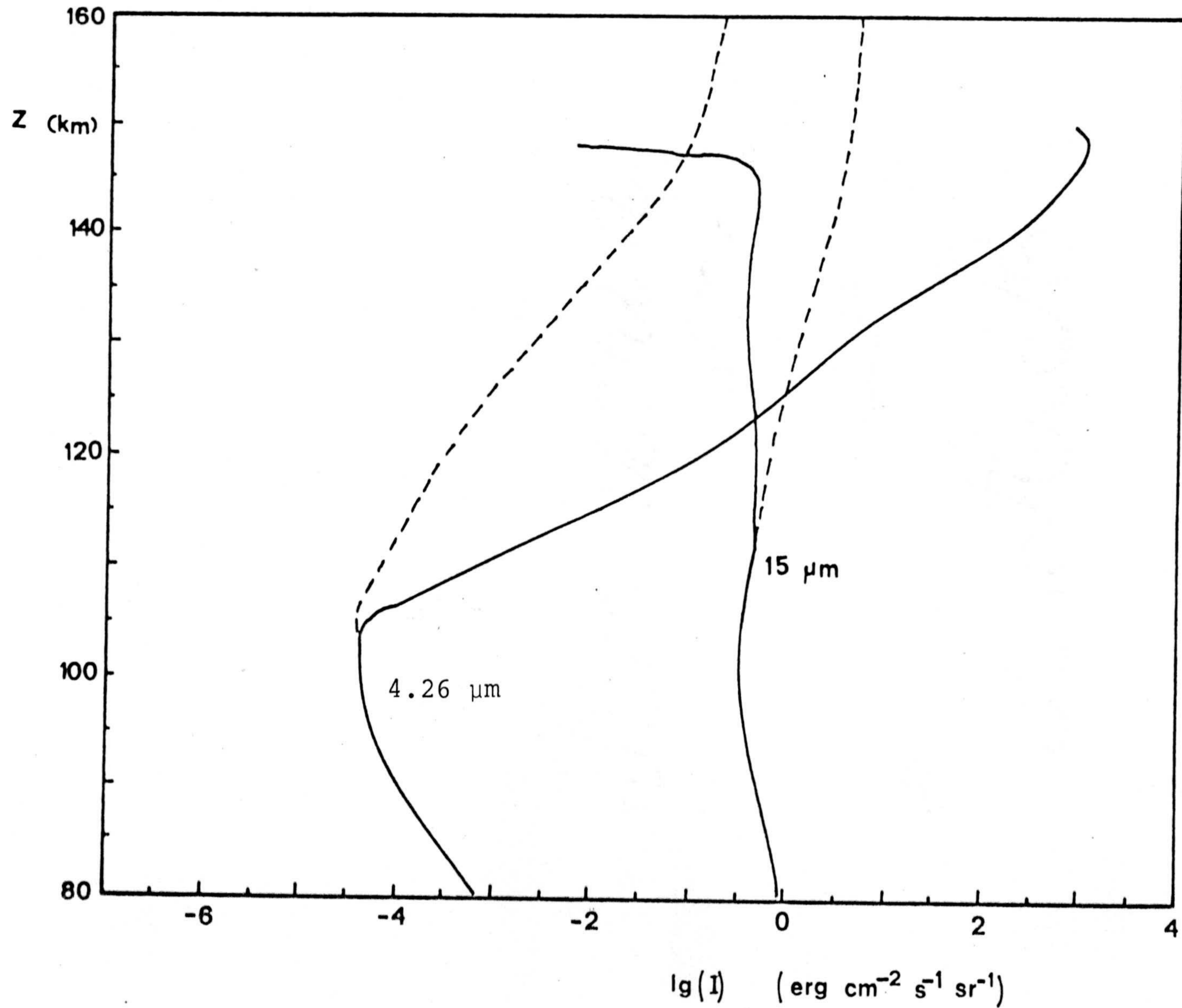


FIGURA III-9.- Intensidades en 4.26 y 15 μm calculadas con un modelo basado en los datos del Pioneer Venus. Trazo discontinuo intensidades planckianas, trazo continuo intensidades $\mu=+1$ calculadas aquí.

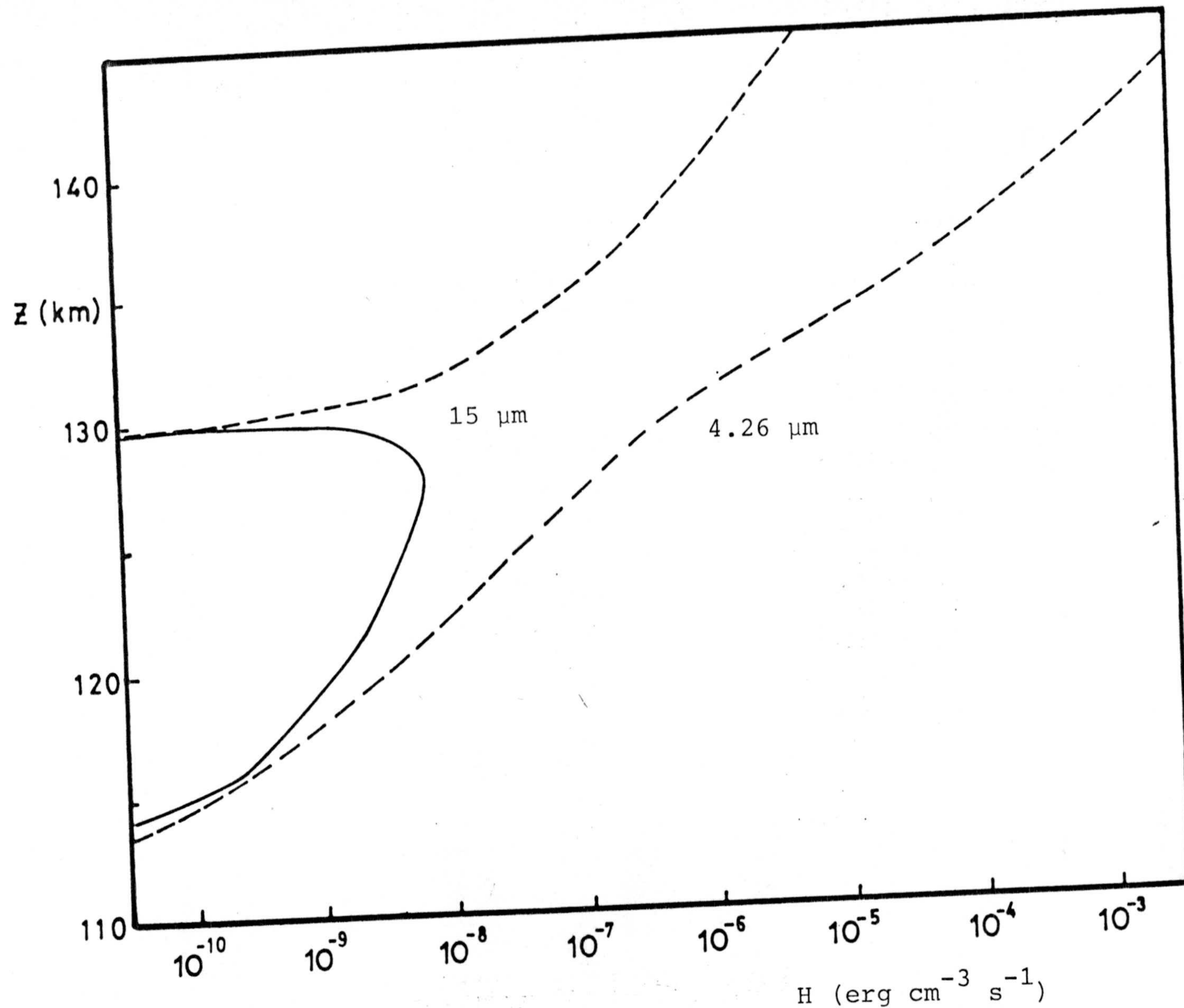


FIGURA III-10.- Calentamientos (trazo discontinuo) y enfriamientos (trazo continuo) de las emisiones en 4.26 y $15 \mu\text{m}$ durante el día calculados con el modelo basado en datos del Pioneer Venus.

III-5.2.- INTENSIDADES Y BALANCE ENERGETICO EN LA ATMOSFERA DE MARTE.

El procedimiento seguido en el cálculo de las intensidades de las emisiones en 4.26 y 15 μm en la atmósfera de Marte es el mismo que en la de Venus. Se ha utilizado el k_e dado en III-3 y el esquema fotoquímico ilustrado en la figura III-3 y desarrollado en el apartado III-4.

Para este planeta se han utilizado dos modelos de su atmósfera en el cálculo de dichas intensidades:

- a) Modelo de referencia de la atmósfera de Marte recomendado por COSPAR (Committee on Space Research), basado esencialmente en el modelo de McElroy y col. (1977).
- b) Modelo basado en los datos experimentales de densidad y temperatura obtenidos por los Vikings I y II.

III-5.2.1.- MODELO DE REFERENCIA COSPAR.

En la figura III-11 se presentan los resultados para el modelo recomendado por COSPAR. Para este modelo,

el límite de altura a partir del cual la aproximación difusión no da valores fiables está situado para ambas emisio-nes sobre los 150 km, algo inferior al estimado en III-2. También se han dibujado las intensidades de Planck con obje-to de comparar nuestros resultados.

Como era de esperar, los perfiles de intensidad en Marte tienen la misma forma que en Venus. Las ú-n-i-c-as d-i-f-e-r-e-n-c-i-as se presentan en los valores absolutos de las intensidades y en las diferentes alturas donde se produce la separación del equilibrio debido a la diferencia de concentr-a-c-i-o-n-es. Así, la emisión en $15 \mu\text{m}$ se separa sobre los 80 km de la superficie marciana, altura muy inferior a la de 115 km de Venus. La separación para la emisión en $4.26 \mu\text{m}$ tiene lugar a los 50 km. De la misma forma, la influencia de la radiación solar en $4.26 \mu\text{m}$ es apreciable hasta alturas más bajas que en la atmósfera de Venus, motivo que nos ha conducido a realizar los cálculos hasta la superficie. Como se indicó en la introducción del capítulo, no se t-u-v-i-e-r-o-n en cuenta en la región próxima a ella.

Para condiciones nocturnas, no se dispone de ningún modelo ni de resultados experimentales de la atmósfera de Marte. Sin embargo, con objeto de analizar el comporta-

miento de estas emisiones durante la noche, se hizo una simulación de la situación nocturna . Así, se han calculado las intensidades en 4.26 y 15 μm con el modelo estacionario de McElroy y col. (1977), con la única diferencia respecto a las condiciones diurnas de que no se incluyó la absorción de radiación solar. Las posibles influencias que pudiera tener la temperatura exosférica no son menores que las que tiene durante el día, ya que varía de forma impredecible dentro de un rango de 300 ± 160 km en modelos globales (véase p.e. Stewart y Hanson, 1978).

Los resultados se muestran en la figura III-12. El límite de la aproximación está en este caso, para ambas emisiones, por encima de la frontera superior (160 km).

También para condiciones nocturnas estos resultados presentan una analogía total con los obtenidos en Venus. La intensidad en 4.26 μm muestra ahora la separación del equilibrio a una altura algo superior que durante el día, ~ 80 km, y, como se esperaba, la intensidad a partir de dicho nivel disminuye con z dado que no hay radiación solar que la mantenga. Respecto a la emisión en 15 μm , si comparamos los perfiles de la figura III-11 y III-12, pode

mos observar que no hay diferencias, salvo una reducción de la intensidad durante la noche en un factor 2 en la región superior, debido al intercambio ($V \leftrightarrow V$) con el $(0,0,1)$ a través de los estados $(0,3,0)$ y $(0,2,0)$.

III-5.2.2.- MODELO BASADO EN MEDIDAS EXPERIMENTALES:
VIKINGS I Y II.

En la figura III-13 y III-14 se representan, respectivamente, las intensidades obtenidas mediante modelos basados en las medidas experimentales llevadas a cabo por los Vikings I y II, ambas correspondientes a un ángulo cenital solar de 0.77 radianes (condiciones diurnas). Los perfiles de temperatura utilizados en los dos modelos se tomaron de Seiff y Kirk (1977), y las concentraciones de CO_2 , CO y O , de los perfiles dados por Nier y McElroy (1977) basados en los datos experimentales del NMS (Neutral Mass Spectrometer) a bordo de ambos Vikings para una distancia cenital solar de 44° .

El cálculo de las divergencias correspondientes

a los flujos de la emisión en $15 \mu\text{m}$ proporciona un valor - para el enfriamiento neto de $1.5 \times 10^6 \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ a 140 km durante el día, mientras que para la emisión en $4.26 \mu\text{m}$, en las mismas condiciones, resulta un valor de 1.3×10^3 .

La anisotropía del campo radiativo en $4.26 \mu\text{m}$ llega a tener importancia en la atmósfera marciana a $\sim 140 \text{ km}$ durante el día, donde $I(\mu=-1)/I(\mu=+1)$ vale 1.5 y aumenta con la altura tal y como le ocurre en Venus, alcanzando el valor de 3.3 a 152 km . La banda en $15 \mu\text{m}$ muestra una - anisotropía similar a la obtenida en la atmósfera de Venus.

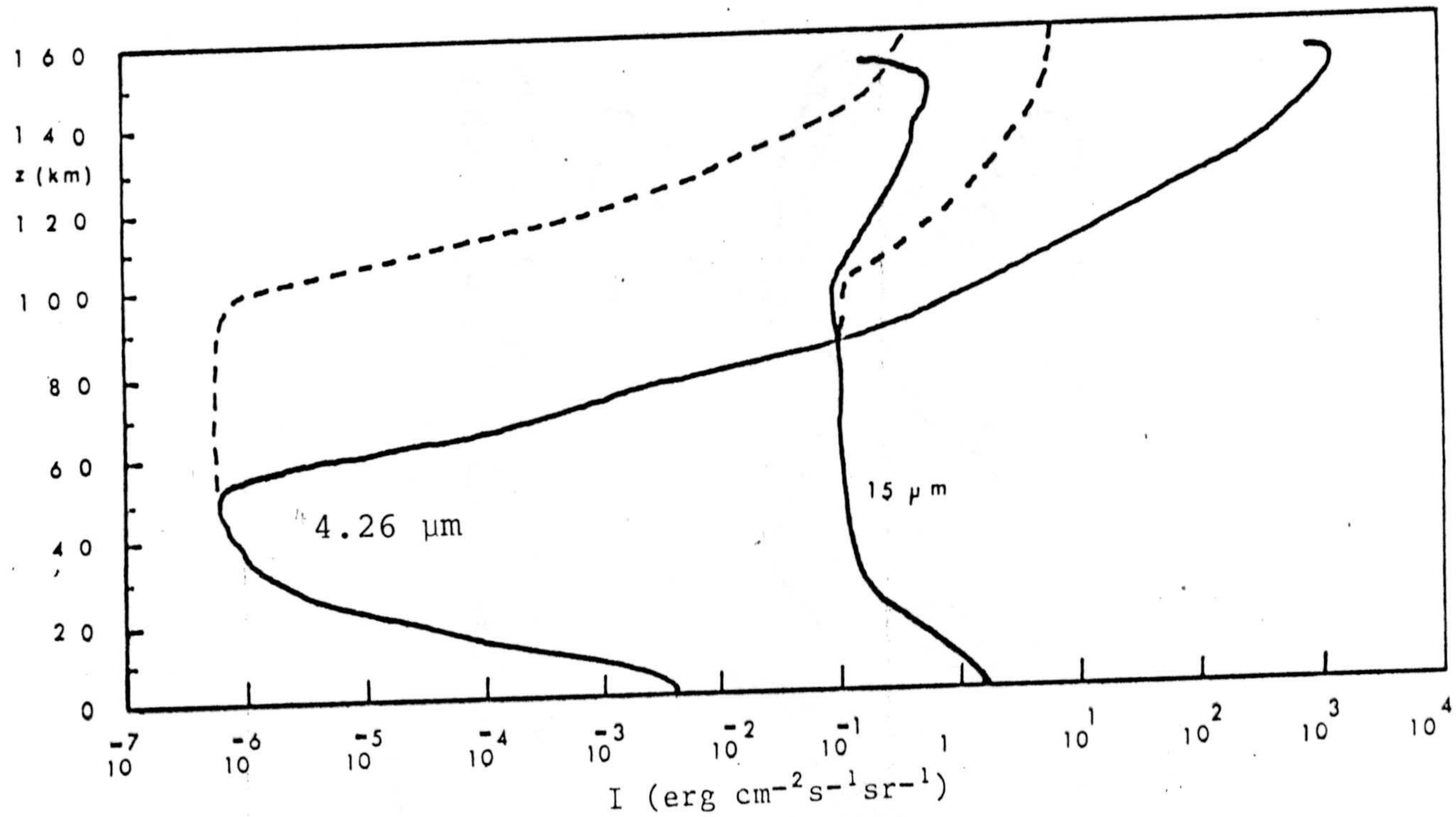


FIGURA III-11.- Intensidades en 4.26 y $15 \mu\text{m}$ en la atmósfera de Marte calculadas con el modelo de McElroy y col.(1977) para condiciones diurnas. En trazo continuo las intensidades para $\mu=+1$ calculadas aquí, en trazo discontinuo las intensidades planckianas.

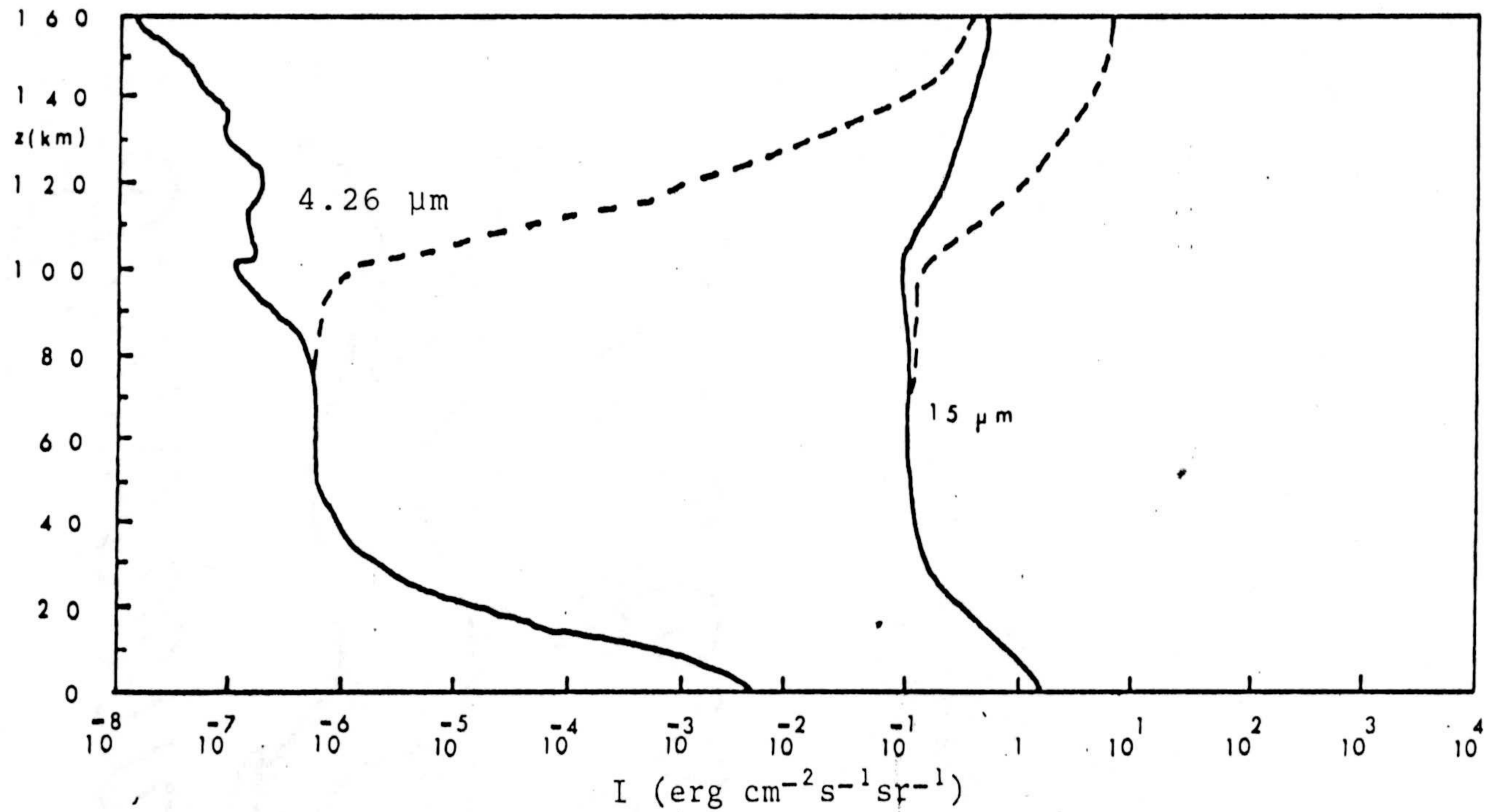


FIGURA III-12.- Intensidades en 4.26 y 15 μm en la atmósfera de Marte simulando condiciones nocturnas. En trazo continuo las intensidades para $\mu=+1$ calculadas aquí, en trazo discontinuo las intensidades de Planck, ambas obtenidas con el modelo de McElroy y col. (1977).

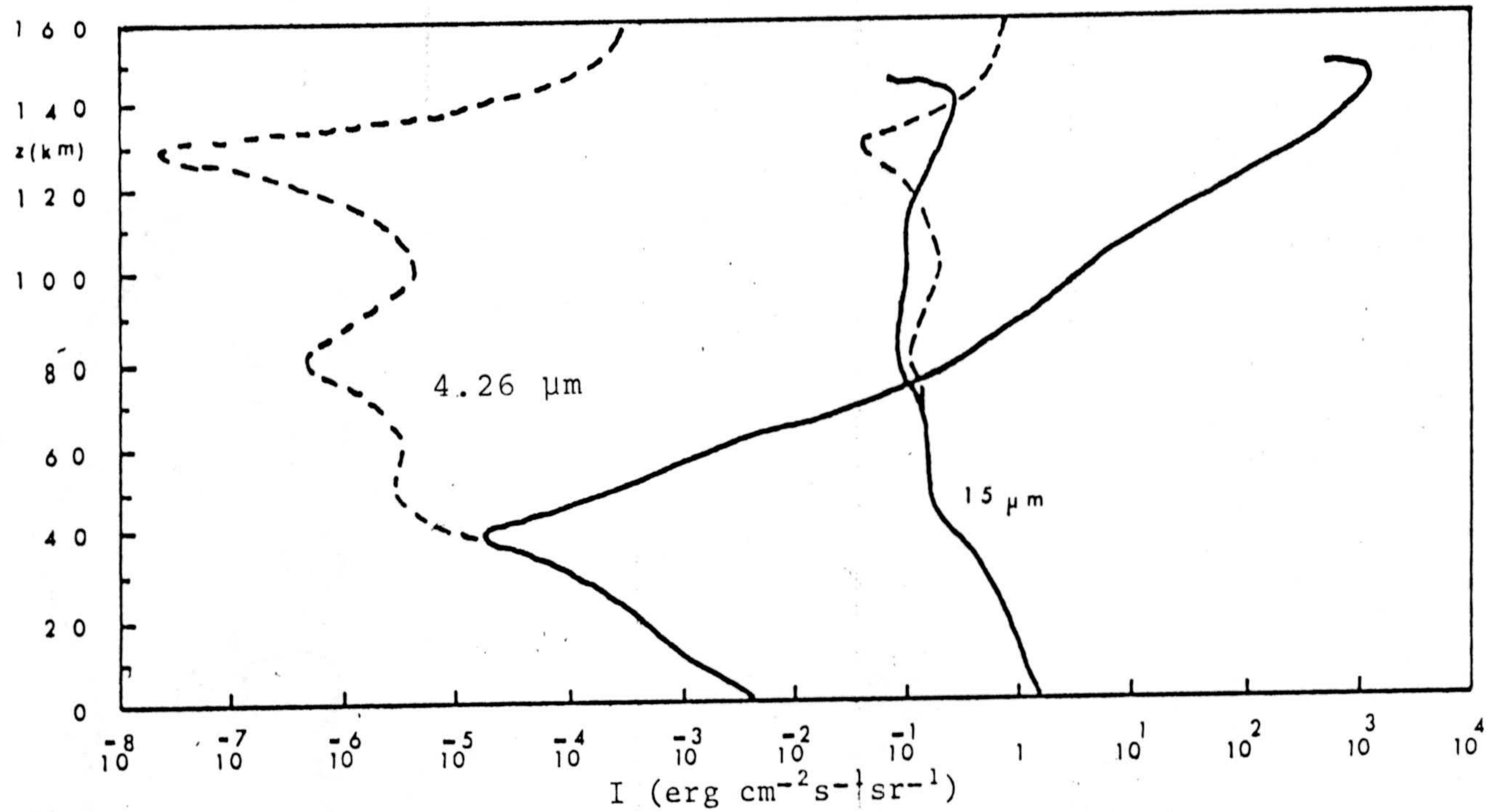


FIGURA III-13.- Intensidades en $4.26 \mu\text{m}$ y $15 \mu\text{m}$ en la atmósfera marciana calculadas con un modelo basado en las medidas experimentales del Viking I. En trazo continuo intensidades calculadas aquí para $\mu=+1$ y en discontinuo las planckianas.

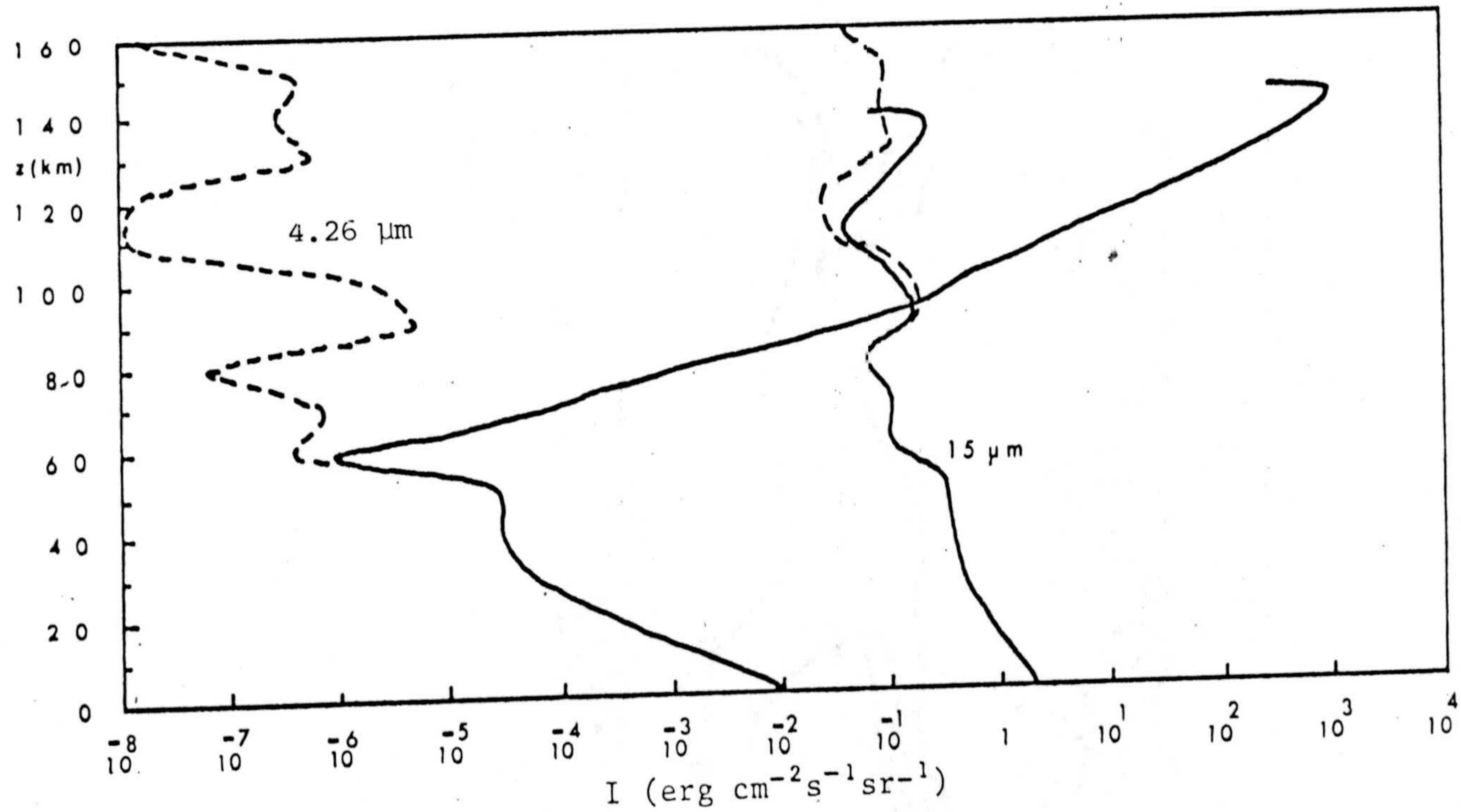


FIGURA III-14.- Intensidades en 4.26 y $15 \mu\text{m}$ en la atmósfera de Marte calculadas con un modelo basado en los datos experimentales del Viking II. En trazo continuo nuestras intensidades y en trazo discontinuo las planckianas.

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

Hemos realizado un estudio de las emisiones del anhídrido carbónico en 4.26 y 15 μm en las atmósferas de los planetas terrestres: Venus, La Tierra y Marte mediante la integración de la ecuación del transporte radiativo.

Por primera vez, hemos aplicado el formalismo de la aproximación difusión en las atmósferas planetarias.

Hemos mostrado que dicha aproximación es válida precisamente en aquellas regiones atmosféricas donde las emisiones en 4.26 y 15 μm tienen mayor influencia sobre el balance energético de las atmósferas mencionadas.

Dicho formalismo nos ha permitido:

- a) Incluir de forma sencilla y precisa los complejos esquemas fotoquímicos en los que interviene el CO_2 .
- b) Realizar un estudio inicial de la anisotropía.
- c) Proporcionar, sin necesidad de cálculos laboriosos, la influencia de estas emisiones sobre el balance calorífico.

El estudio de las emisiones citadas se puede examinar en los tres aspectos siguientes: intensidades, anisotropía y balance energético.

Conclusiones sobre:

a) Las intensidades.

La influencia de los procesos fotoquímicos en los perfiles de la intensidad es decisiva.

En la atmósfera terrestre el proceso de excitación no térmica debido al $O(^1D)$ muestra un mayor efecto que el obtenido en trabajos anteriores y hemos corroborado que el CO_2 se excita en el estado $(0,0,1)$ a través de la cadena $OH^*(v<9) \xrightarrow{VV} N_2^*(v=1) \xrightarrow{VV} CO_2(v_3=1)$. Este último proceso da lugar a un máximo de la emisión en $4.26 \mu m$ a la altura de la mesopausa.

En las atmósferas de Venus y Marte, el efecto más decisivo es la transferencia de energía vibracional entre los diferentes estados excitados de la molécula de anhídrido carbónico. Hemos desarrollado un esquema fotoquímico completo conectando los estados del CO_2 correspondientes a las emisiones estudiadas, y mostramos que las recientes medidas experimentales del Pioneer Venus conducen a los más elevados valores del coeficiente de velocidad de dicha transferencia de los que se encuentran en la literatura.

b) La anisotropía.

Hemos encontrado que la separación del equilibrio de los fotones en la atmósfera terrestre tiene lugar en la región superior de la mesosfera y sobre los 140 km en las atmósferas de Venus y Marte.

En las atmósferas estudiadas el factor $I(\mu=-1)/I(\mu=+1)$, que indica la proporción entre fotones con dirección z positiva y z negativa respectivamente, toma valores, para la emisión en $4.26 \mu\text{m}$ durante el día, mayores que la unidad, debido a la absorción de radiación solar. Durante la noche muestra valores menores que uno, indicando un predominio de la emisión térmica del planeta. Para la emisión en $15 \mu\text{m}$ dicho factor es siempre mayor que la unidad, resultado del flujo de fotones en $15 \mu\text{m}$ procedente de la región superior más caliente: la termosfera.

c) Balance calorífico.

Las emisiones del CO_2 en 4.26 y $15 \mu\text{m}$ contribuyen al balance calorífico de las atmósferas de los planetas terrestres en valores del mismo orden que los producidos por otros términos de la ecuación del balance energético. Por

tanto, su inclusión es imprescindible en el balance calorífico global de la mesosfera y termosfera de dichos planetas.

La emisión en $15 \mu\text{m}$ presenta durante el día dos regiones diferentes. Una inferior donde produce enfriamientos y otra superior donde da lugar a calentamientos. Estas regiones están presentes en los tres planetas pero desplazadas en la altura.

La emisión en $4.26 \mu\text{m}$ muestra un calentamiento durante el día en las tres atmósferas.

En condiciones diurnas los efectos de la emisión en $15 \mu\text{m}$ son similares mientras que el calentamiento de la emisión en $4.26 \mu\text{m}$ desaparece.

A P E N D I C E S

=====

APENDICE A.- EVALUACION DE LOS COEFICIENTES DE ABSORCION Y DE "SCATTERING" DE LAS EMISIONES EN 15 y 4.26 μm EN LA ATMOSFERA TERRESTRE.

El cálculo del coeficiente de absorción total se ha realizado a partir del coeficiente de absorción medio por molécula de cada emisión, \bar{k}_v , y de las concentraciones de CO_2 de Hays y Olivero (1970). \bar{k}_v se evaluó teniendo en cuenta todas aquellas líneas de la banda con k_v mayor o igual al 1% de la línea más fuerte (Tablas C-1 y C-2) y considerando que tienen un perfil Doppler.

Para el término de "scattering" de Rayleigh se tomó la expresión dada por Chandrasekhar (1960):

$$\sigma_v n = \frac{128 \pi^5}{3 \lambda^4} \alpha^2 \quad (\text{A-1})$$

donde:

σ_v es el coeficiente de "scattering" por molécula,
 n concentración total de la atmósfera,
 λ la longitud de onda de la radiación que sufre "scattering",
 y
 α la polarizabilidad del medio que para el "scattering" molecular toma el valor:

$$\alpha = \frac{m^2 - 1}{4 \pi n} \quad (\text{A-2})$$

siendo m el índice de refracción del medio. Este se evaluó a partir de la expresión:

$$m = 1 + a \rho / \rho_0 \quad (A-3)$$

dada por Kondratiev (1969), donde a es una constante de valor $a = 2.932 \times 10^{-4}$, $\rho_0 = 1.2762 \text{ g cm}^{-3}$ es la densidad atmosférica en la superficie terrestre en condiciones normales y ρ es la densidad a la altura considerada.

Los cálculos se presentan en la Tabla A-1, donde se ha utilizado la concentración total de moléculas dada en el modelo de Battaner (1975).

z (km)	Emisión en 15 μm		Emisión en 4.26 μm	
	$\sigma_v n$ (*)	$k_v [\text{CO}_2]$ (*)	$\sigma_v n$	$k_v [\text{CO}_2]$
60	5.1×10^{-17}	1.3×10^{-4}	7.6×10^{-15}	6.3×10^{-4}
70	1.3×10^{-17}	3.4×10^{-5}	1.9×10^{-15}	1.7×10^{-4}
80	2.8×10^{-18}	7.1×10^{-6}	4.2×10^{-16}	3.5×10^{-5}
90	4.4×10^{-19}	9.2×10^{-7}	6.5×10^{-17}	4.6×10^{-6}
100	7.0×10^{-20}	1.3×10^{-7}	1.0×10^{-17}	6.3×10^{-7}
110	1.3×10^{-20}	1.9×10^{-8}	1.9×10^{-18}	9.5×10^{-6}
120	2.7×10^{-21}	3.4×10^{-9}	3.9×10^{-19}	1.7×10^{-8}

Tabla A-1.- Coeficientes de absorción y "scattering" para las emisiones del CO_2 en 15 μm y 4.26 μm en la atmósfera terrestre. (*) Las unidades de los coeficientes son cm^{-1} .

Como puede apreciarse, el término de "scattering" es despreciable frente al de absorción y, dado que el cociente entre ambos coeficientes es prácticamente independiente de z , este resultado es extensible para toda altura.

APENDICE B.- PERFILES DE LINEAS.

Mientras que la estructura física de las moléculas determina sus niveles de energía y, por tanto, la frecuencia central de las líneas que emiten (o absorben), el mecanismo de ensanchamiento determina la distribución de la energía emitida (o absorbida) en torno a la frecuencia central. Se puede entonces expresar el coeficiente de absorción por molécula k_ν como:

$$k = K \cdot \phi(\nu - \nu_0) \quad (\text{B-1})$$

donde K es el coeficiente de absorción total (integrado en frecuencia) por molécula:

$$K = \int_{-\infty}^{+\infty} k_\nu d\nu, \quad (\text{B-2})$$

ν_0 es la frecuencia central de la línea y $\phi(\nu - \nu_0)$, muchas veces expresado como $\phi(\nu)$, es el perfil (o forma) de la línea normalizado:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \phi(\nu - \nu_0) d\nu = 1 \quad (\text{B-3})$$

Si una molécula no sufriera colisiones ni se moviera, tendría un perfil de línea muy estrecho. Esta "anchura natural" es inversamente proporcional al coeficiente de Einstein del estado excitado de la molécula y su valor, para tran-

siciones de vibración-rotación, es $\sim 10^{11} \text{ cm}^{-1}$ (*) (Goody, 1964a), (la anchura real es $\sim 10^4 \text{ cm}^{-1}$). El ensanchamiento natural se puede despreciar cuando se compara con los ensanchamientos debidos a colisiones moleculares (Lorentz) y con los causados por los movimientos térmicos moleculares (Doppler).

El ensanchamiento debido a las colisiones moleculares viene dado, de forma aproximada, por la relación:

$$\phi(\nu - \nu_0) = \frac{1}{\pi} \frac{\alpha_L}{((\nu - \nu_0)^2 + \alpha_L^2)}, \quad (\text{B-4})$$

obtenida originariamente por H.A. Lorentz en 1906, donde α_L es la anchura mitad Lorentz definida de forma tal que ϕ se reduce a la mitad cuando $\nu = \nu_0 \pm \alpha_L$.

Las limitaciones más importantes de (B-4) son:

- a) No representa adecuadamente las alas de las líneas, $|\nu - \nu_0| \gg \alpha_L$, en todos los casos (Winters y col., 1964; Burch y col., 1969).
- b) Cuando las interacciones moleculares son de largo alcance (p.e. dipolares y cuadrupolares), un perfil con exponente 1.75 en $(\nu - \nu_0)$, (B-4) es más realístico que con la potencia cuadrada (Varanasi, 1971).

(*) En esta memoria se ha utilizado como unidad de frecuencia la correspondiente al nº de ondas (cm^{-1}) en lugar de s^{-1} , siguiendo la mayor parte de la bibliografía sobre estos temas.

La dependencia de α con T y P se puede expresar mediante:

$$\alpha_L = \alpha_{L0} \left(\frac{P}{P_0} \right) \left(\frac{T_0}{T} \right)^n \quad (\text{B-5})$$

donde α_{L0} es la anchura mitad Lorentz en condiciones normales de presión y temperatura (P_0, T_0). Cuando se especifica la molécula a la que nos referimos, se suele tomar $n=1/2$ que corresponde al caso en que el parámetro de impacto en las colisiones se considera independiente de la temperatura. Esta aproximación no es válida en las transiciones de rotación-vibración, sobre todo, en las del vapor de agua ni en las de bajo número cuántico rotacional. J. Benedict y Kaplan (1959) obtuvieron una amplia variación de n centrada en 0.62 cuando aplicaron la teoría de Tsao y Curnutte (1954) a las líneas de vapor de agua y las medidas de Ely y McCubbin (1970) para la línea ($J=2 \rightarrow 0$) de la rama P en la banda $10.4 \mu\text{m}$ (CO_2) arrojaron un valor de $n=1$.

La distribución de energía emitida (o absorbida), debida a los movimientos térmicos de las moléculas, viene dada por:

$$\phi(\nu - \nu_0) = \frac{1}{\alpha_D} \left(\frac{\ln 2}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left[- \frac{(\nu - \nu_0)^2 \ln 2}{2 \alpha_D^2} \right] \quad (\text{B-6})$$

donde la anchura mitad Doppler, α_D , definida de igual forma -- que α_L , se expresa como:

$$\alpha_D = \left[\frac{2kT \ln 2}{mc^2} \right]^{\frac{1}{2}} v_0 = 4.298 \times 10^7 \left(\frac{T}{M} \right)^{\frac{1}{2}} v_0 \quad (\text{B-7})$$

siendo m la masa de la molécula (átomo), M el peso molecular de la sustancia y k la constante de Boltzmann.

Este mecanismo y el colisional están siempre presentes en toda línea, predominando uno u otro en los casos extremos. Para situaciones intermedias, $\alpha_L/\alpha_D \sim 1$, en las que ninguno de los dos representa realísticamente al perfil de la línea, se ideó el perfil Voigt. Este se obtuvo combinando los perfiles Lorentz y Doppler, suponiendo ambos mecanismos independientes, y viene dado por (ver p.e. Penner, 1959):

$$\phi(v-v_0) = \frac{a}{\alpha_D} \left[\frac{\ln 2}{\pi} \right]^{\frac{1}{2}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-y^2)}{a^2 + (\epsilon - y)^2} dy \quad (\text{B-8})$$

donde:

$$a = \frac{\alpha_L}{\alpha_D} (\ln 2)^{\frac{1}{2}} ; \quad \epsilon = \frac{v-v_0}{\alpha_D} (\ln 2)^{\frac{1}{2}} ; \quad y = \frac{v'-v_0}{\alpha_D} (\ln 2)^{\frac{1}{2}} .$$

En la atmósfera terrestre la situación $\alpha_L/\alpha_D \sim 1$ se presenta entre los 30 y 70 km aproximadamente. Por tanto, todo cálculo de transporte radiativo en esta región exige una evaluación del perfil Voigt. Para su cálculo se han desarrollado varios métodos, entre ellos:

a) Aproximaciones analíticas y valores tabulados, (Plass y

Fivel, 1953; Young, 1965; Armstrong, 1967; Fels, 1979).
Más recientemente se ha aproximado mediante funciones Lorentz generalizadas (Martín y Puerta, 1981; Puerta y Martín, 1981).

- b) Métodos gráficos (Van del Hulst y Reesink, 1947).
- c) Ajustes empíricos (Olivero y Longbothum, 1977).
- d) Evaluaciones numéricas. Destacamos entre ellas las más recientes de Pierluissi y col. (1977), de Hui y col. (1978) y una comparación de todos los programas desarrollados para su evaluación se puede encontrar en Twitt y col. (1980).

APENDICE C.- CALCULO DE LAS POSICIONES Y DE LOS COEFICIENTES
DE ABSORCION DE LAS LINEAS ROTACIONALES DE LAS
BANDAS EN 4.26 μm y 15 μm DEL CO_2

C-1.- POSICIONES DE LAS LINEAS.

Los niveles vibracionales de las moléculas lineales, p.e. la del CO_2 , vienen caracterizadas por tres números cuánticos para los tres modos fundamentales de vibración (v_1, v_2, v_3) (v_1 es el modo simétrico, v_2 el modo "bending" y v_3 el antisimétrico) y por el momento angular l , asociado al modo v_2 , que puede tomar los valores v_2, v_2-2, v_2-4, \dots 1 ó 0. Siguiendo la descripción de Herzberg (1950) sobre los espectros de rotación-vibración de moléculas lineales, se tiene que la energía de un nivel rotacional J dentro de un nivel vibracional v de energía G_v viene dada por:

$$E_{v,J} = G_v + B_v (J(J+1) - l^2) - D_v (J(J+1) - l^2)^2 + H_v (J(J+1) - l^2)^3 + \dots$$

(C-1)

donde:

J es el momento angular total, número cuántico rotacional, y

B_v, D_v, H_v, \dots constantes moleculares que dependen del nivel

vibracional. Las posiciones de las líneas rotacionales se determinan, a partir de la energía de los estados, tomando las diferencias correspondientes a todas las transiciones permitidas.

Para moléculas lineales las reglas de selección son (Herzberg, 1950):

$$\begin{aligned} \text{Cuando } \Delta l = l' - l'' = 0, \Delta J = J' - J'' = \pm 1 \\ \Delta l = 1, \Delta J = \pm 1 \quad \text{y} \quad \Delta J = 0 \end{aligned} \quad (\text{C-2})$$

Las transiciones con $\Delta l = 0, 1$ y $\Delta J = -1$ constituyen la denominada rama P, aquellas con $\Delta J = 0$ y $\Delta l = 1$ ($\Delta l = 0$ y $\Delta J = 0$ están prohibidas) la rama Q y, por último, si $\Delta l = 0, 1$ y $\Delta J = +1$ pertenecen a la rama R.

Con las consideraciones anteriores resulta que la posición de cada línea rotacional de las ramas R ($m = J'' + 1$) y P ($m = -J''$) viene determinada por:

$$\nu = \nu_0 + am + bm^2 + cm^3 + dm^4 + em^5 + fm^6, \quad (\text{C-3})$$

y de la rama Q por:

$$\nu = \nu_0 + J''(J'' + 1)(B'_v - B''_v) + J''^2(J'' + 1)^2(D''_v - D'_v) + \dots \quad (\text{C-4})$$

donde:

ν_0 es la frecuencia origen de la banda,

$$\begin{aligned}
 a &= B'_v + B''_v, \\
 b &= B'_v - B''_v + D''_v - D'_v, \\
 c &= -(2D'_v + 2D''_v - H'_v - H''_v), \\
 d &= D''_v - D'_v + 3H'_v - 3H''_v, \\
 e &= 3H'_v + 3H''_v, \\
 f &= H'_v - H''_v, \quad e
 \end{aligned}$$

indicando el superíndice prima el nivel energético superior y el doble prima el inferior.

C-2.- COEFICIENTES DE ABSORCION.

El coeficiente de absorción de una línea rotacional i viene dado en forma general por (Rothman y Young, 1981):

$$K_i = \frac{\nu_i}{\nu_0} \frac{K_0 S_{j1}}{Q_r} \exp\left(-\frac{1.439 E_i''}{T}\right) \left(1 - \exp\left(-\frac{1.439 \nu_i}{T_0}\right)\right) F \quad (C-5)$$

donde ν_i es la frecuencia central de la línea y K_0 el coeficiente de absorción total por molécula de la banda a la temperatura T_0 . E_i'' es la energía de nivel rotacional más bajo, referida al nivel vibracional:

$$E_i'' = B_v J''(J''+1) - D_v J''^2 (J''+1)^2 \quad (C-6)$$

(se ha despreciado el término cúbico). F es un factor que tiene en cuenta la deformación de la molécula en su movimiento de rotación. Su forma general para las ramas P y R es $F=(1+\zeta m)^2$ y vale la unidad para la rama Q y los casos en que se considera a las moléculas como rotores rígidos. El término $1-\exp(\)$ es un factor correctivo para tener en cuenta la emisión estimulada (suele ser despreciado en estos rangos espectrales). S_{j1} es el factor de Hönl-London - que depende del Δl de la transición y de la rama (J). Sus valores para las transiciones que vamos a estudiar: $(0,1^1,0) \rightarrow (0,0,0)$ (15 μm) y $(0,0,1) \rightarrow (0,0,0)$ (4.26 μm), con $\Delta l=1$ y $\Delta l=0$ respectivamente, se han tomado de Herzberg (1950) y McClatchey y col. (1973), resultando:

Rama/ Δl	P	Q	R
0	J+1	-	J
+1	$\frac{J-1}{2}$	$J+\frac{1}{2}$	$\frac{J}{2}+1$

La función de partición rotacional Q_r es un factor tal que la $\sum_j K_J = K_0$. Su expresión viene dada por:

$$Q_r = \sum_j (2J+1) \exp\left(-\frac{1.439 E_J}{T}\right) \quad (\text{C-7})$$

Las posiciones de las líneas para las transiciones mencionadas anteriormente se generaron mediante (C-3) y (C-4) teniendo en cuenta las reglas de selección (C-2). En la Tabla C-1 se encuentran las frecuencias (cm^{-1}) para las 40 líneas más fuertes de las tres ramas P, Q y R de la banda en $15 \mu\text{m}$. Es de notar la gran concordancia con las frecuencias obtenidas experimentalmente por Planet y Tetteimer (1979) para la rama Q y por Tetteimer y Planet (1980) para la rama R. Para la emisión en $4.26 \mu\text{m}$ se muestran en la Tabla C-2. Nuevamente su concordancia con datos experimentales, p.e. Balda^ucci y col. (1978), es excelente. Tanto éstas como las anteriores difieren de las experimentales sólo en la última cifra con que se expresan en las tablas.

Los coeficientes de absorción para las bandas en $15 \mu\text{m}$ y $4.26 \mu\text{m}$ se presentan en las Tablas C-1 y C-2 respectivamente. Se han calculado despreciando el factor de la emisión inducida con $F=1$ y a una temperatura de 296K . Los valores a otra temperatura pueden obtenerse utilizando la dependencia de K con T dada por McClatchey y col. (1973)

$$K(T) = \frac{K(T_0) Q_v(T_0) Q_r(T_0)}{Q_v(T) Q_r(T)} \exp\left[\frac{1.439 E'' (T-T_0)}{TT_0}\right] \quad (\text{C-8})$$

donde el cociente de funciones de participación rotacionales depende con T de la forma:

$$\frac{Q_r(T_0)}{Q_r(T)} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^j$$

con $j=1$ para el CO_2 (McClatchey y col. 1973) y los valores de la función de partición vibracional a diferentes temperaturas para esta molécula, se pueden encontrar en la cita anterior.

Los coeficientes de absorción de las ramas Q y R - en la banda $15 \mu\text{m}$ son algo superiores a los obtenidos por Planet y Tettmer (1979) y Tettner y Planet (1980). Pero, como ya puntualizaron estos autores, sus coeficientes de absorción son ligeramente inferiores a los datos de la compilación AFGL (Air Force Geophysics Laboratories) (Rothman y --- McClatchey, 1976).

En las Fig. C-1 y C-2 se muestran los coeficientes de absorción K_i de cada línea, representados mediante líneas de altura proporcional a K_i , en función de su posición en el espectro. Puede notarse cómo la rama Q de la banda en $15 \mu\text{m}$ es la más "fuerte" mientras que, por el contrario, no aparece en $4.26 \mu\text{m}$ pues son transiciones prohibidas.

J	V15P	V15Q	V15R	K15P	K15Q	K15R
2	665.819	667.385	669.725	1.5496E-20	7.7661E-20	6.2347E-20
4	664.262	667.400	671.294	4.5163E-20	1.3613E-19	9.1282E-20
6	662.709	667.423	672.866	7.2026E-20	1.8860E-19	1.1701E-19
8	661.159	667.454	674.441	9.5036E-20	2.3300E-19	1.3849E-19
10	659.613	667.493	676.019	1.1342E-19	2.6782E-19	1.5499E-19
12	658.071	667.541	677.601	1.2675E-19	2.9221E-19	1.6611E-19
14	656.531	667.596	679.185	1.3490E-19	3.0599E-19	1.7175E-19
16	654.996	667.661	680.773	1.3806E-19	3.0960E-19	1.7219E-19
18	653.464	667.733	682.365	1.3669E-19	3.0400E-19	1.6792E-19
20	651.935	667.814	683.959	1.3146E-19	2.9058E-19	1.5969E-19
22	650.411	667.903	685.556	1.2314E-19	2.7097E-19	1.4834E-19
24	648.890	668.000	687.157	1.1258E-19	2.4692E-19	1.3477E-19
26	647.372	668.105	688.760	1.0062E-19	2.2014E-19	1.1990E-19
28	645.859	668.218	690.367	8.8003E-20	1.9222E-19	1.0452E-19
30	644.349	668.340	691.977	7.5398E-20	1.6450E-19	8.9347E-20
32	642.843	668.470	693.589	6.3324E-20	1.3807E-19	7.4934E-20
34	641.340	668.608	695.205	5.2166E-20	1.1371E-19	6.1688E-20
36	639.842	668.754	696.823	4.2173E-20	9.1936E-20	4.9866E-20
38	638.347	668.908	698.445	3.3473E-20	7.2995E-20	3.9594E-20
40	636.856	669.071	700.069	2.6092E-20	5.6932E-20	3.0888E-20
42	635.370	669.241	701.696	1.9981E-20	4.3631E-20	2.3681E-20
44	633.887	669.420	703.326	1.5035E-20	3.2864E-20	1.7846E-20
46	632.408	669.606	704.959	1.1120E-20	2.4333E-20	1.3222E-20
48	630.933	669.801	706.594	8.0850E-21	1.7714E-20	9.6326E-21
50	629.462	670.003	708.233	5.7798E-21	1.2681E-20	6.9012E-21
52	627.995	670.214	709.874	4.0631E-21	8.9277E-21	4.8631E-21
54	626.532	670.432	711.517	2.8093E-21	6.1823E-21	3.3709E-21
56	625.073	670.658	713.164	1.9105E-21	4.2115E-21	2.2987E-21
58	623.618	670.892	714.813	1.2782E-21	2.8225E-21	1.5422E-21
60	622.168	671.134	716.465	8.4129E-22	1.8611E-21	1.0181E-21
62	620.721	671.384	718.119	5.4483E-22	1.2076E-21	6.6132E-22
64	619.279	671.642	719.776	3.4720E-22	7.7104E-22	4.2276E-22
66	617.841	671.907	721.435	2.1773E-22	4.8449E-22	2.6597E-22
68	616.407	672.180	723.097	1.3437E-22	2.9963E-22	1.6469E-22
70	614.978	672.461	724.762	8.1621E-23	1.8238E-22	1.0037E-22
72	613.553	672.749	726.428	4.8797E-23	1.0927E-22	6.0216E-23
74	612.132	673.045	728.098	2.8716E-23	6.4446E-23	3.5560E-23
76	610.715	673.349	729.770	1.6635E-23	3.7416E-23	2.0673E-23
78	609.303	673.660	731.444	9.4862E-24	2.1385E-23	1.1831E-23
80	607.895	673.978	733.120	5.3255E-24	1.2033E-23	6.6665E-24

TABLA C-1.- Frecuencias (cm^{-1}) y coeficientes de absorción a 296 K ($\text{cm}^{-1}\text{cm}^2$) para las cuarenta líneas más "fuertes" de cada una de las tres ramas P, Q y R de la banda $(0,1^1,0) \rightarrow (0,0,0)$ del CO_2 en $15 \mu\text{m}$.

J	V4P	V4R	K4P	K4R
2	2347.576	2351.447	7.2161E-19	1.0842E-18
4	2345.984	2352.953	1.4044E-18	1.7608E-18
6	2344.368	2354.434	2.0192E-18	2.3658E-18
8	2342.727	2355.890	2.5415E-18	2.8753E-18
10	2341.062	2357.321	2.9538E-18	3.2718E-18
12	2339.372	2358.727	3.2461E-18	3.5457E-18
14	2337.658	2360.109	3.4159E-18	3.6950E-18
16	2335.920	2361.466	3.4682E-18	3.7253E-18
18	2334.156	2362.798	3.4140E-18	3.6479E-18
20	2332.369	2364.105	3.2692E-18	3.4794E-18
22	2330.557	2365.388	3.0526E-18	3.2391E-18
24	2328.721	2366.645	2.7842E-18	2.9475E-18
26	2326.861	2367.878	2.4838E-18	2.6248E-18
28	2324.976	2369.085	2.1696E-18	2.2897E-18
30	2323.067	2370.268	1.8570E-18	1.9579E-18
32	2321.134	2371.425	1.5587E-18	1.6422E-18
34	2319.176	2372.558	1.2835E-18	1.3517E-18
36	2317.194	2373.665	1.0374E-18	1.0922E-18
38	2315.189	2374.748	8.2338E-19	8.6679E-19
40	2313.159	2375.805	6.4190E-19	6.7576E-19
42	2311.105	2376.837	4.9166E-19	5.1768E-19
44	2309.026	2377.844	3.7009E-19	3.8978E-19
46	2306.924	2378.825	2.7383E-19	2.8851E-19
48	2304.798	2379.782	1.9919E-19	2.0996E-19
50	2302.648	2380.713	1.4248E-19	1.5025E-19
52	2300.474	2381.619	1.0022E-19	1.0575E-19
54	2298.275	2382.500	6.9337E-20	7.3209E-20
56	2296.053	2383.355	4.7187E-20	4.9856E-20
58	2293.807	2384.185	3.1592E-20	3.3403E-20
60	2291.537	2384.990	2.0810E-20	2.2019E-20
62	2289.244	2385.769	1.3487E-20	1.4283E-20
64	2286.926	2386.522	8.6016E-21	9.1165E-21
66	2284.585	2387.251	5.3985E-21	5.7266E-21
68	2282.219	2387.954	3.3346E-21	3.5404E-21
70	2279.831	2388.631	2.0272E-21	2.1543E-21
72	2277.418	2389.283	1.2130E-21	1.2903E-21
74	2274.982	2389.909	7.1445E-22	7.6068E-22
76	2272.522	2390.510	4.1423E-22	4.4147E-22
78	2270.038	2391.085	2.3643E-22	2.5223E-22
80	2267.531	2391.634	1.3285E-22	1.4187E-22

TABLA C-2.- Frecuencias (cm^{-1}) y coeficientes de absorción a 296 K ($\text{cm}^{-1}\text{cm}^2$) para las cuarenta líneas más "fuertes" de cada una de las dos ramas P y R de la banda $(0,0,1) \rightarrow (0,0,0)$ del CO_2 en 4.26 μm .

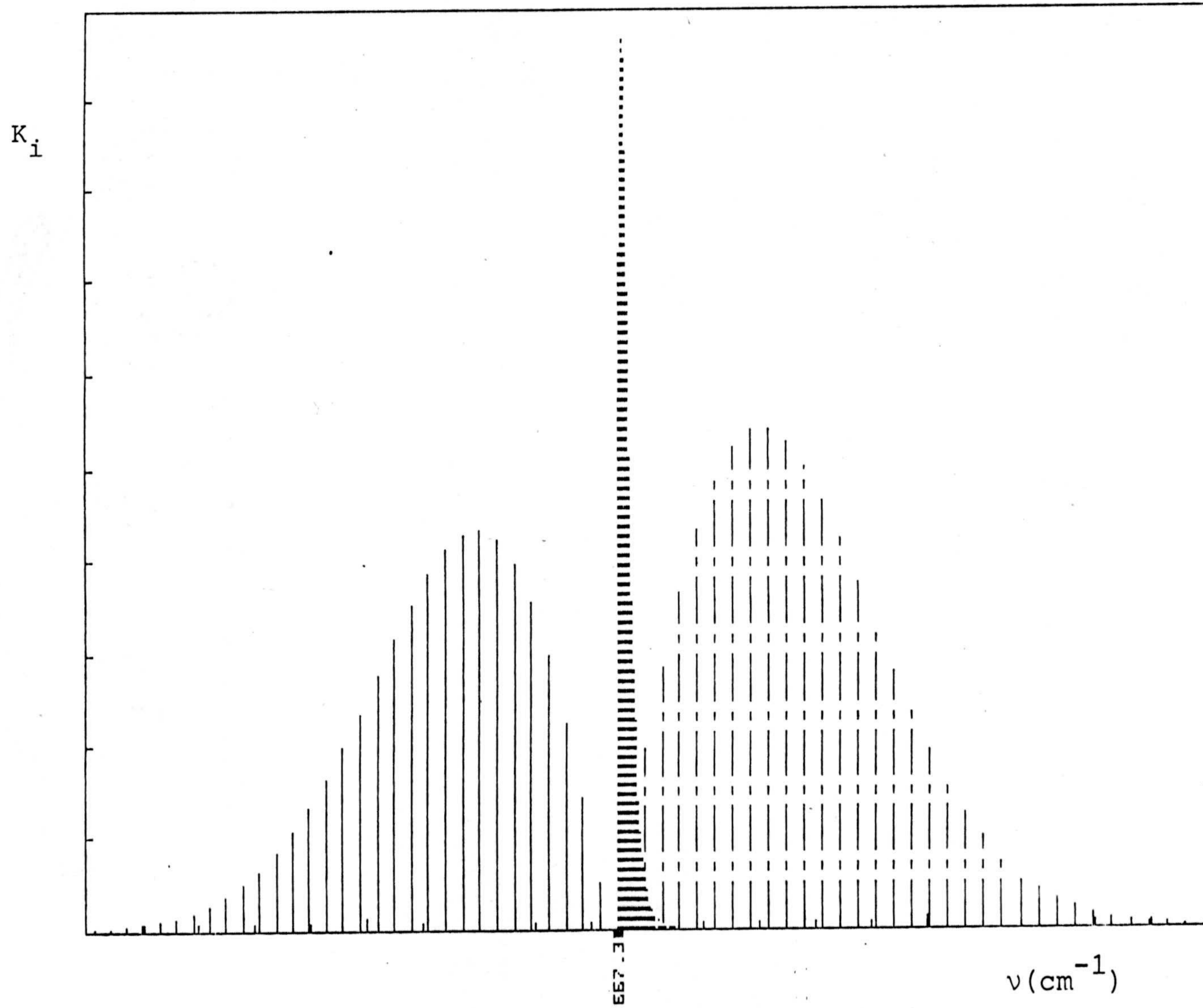


FIGURA C-1.- Espectro de la banda de rotación-vibración en 15 μm .
Ramas P(—); Q(---) y R(-·-·-·).

K_i

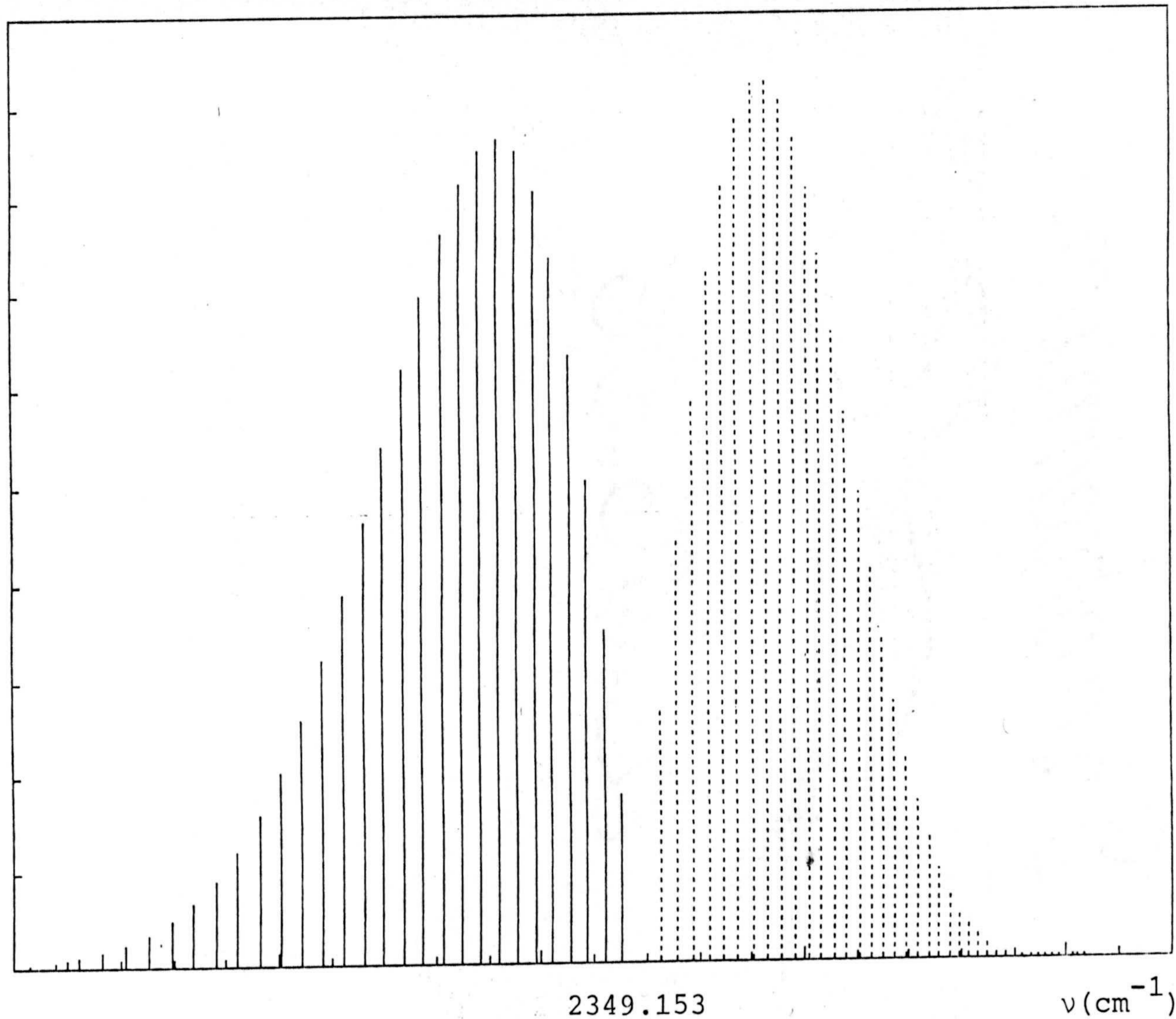


FIGURA C-2.- Espectro de la banda de rotación-vibración en 4.26 μm .

Ramas P(—) y R(---).

C-3.- ANCHURAS DE LAS LINEAS.-

La anchura mitad de las líneas va ligada a la forma que tienen éstas. Como se ha mostrado anteriormente, esta forma puede ser Lorentz, Doppler o Voigt. Las anchuras Doppler de las líneas se calculan mediante (B-7), por lo que, conociendo el peso molecular del compuesto absorbente (emisor), la frecuencia de la línea y la temperatura, se determinan directamente. Sin embargo, para calcular las anchuras Lorentz, necesitamos conocer α_{L0} (la anchura a una presión de 1 atm y una temperatura T_0) y el exponente n en (B-5). Yamamoto y col. (1969) estimaron las anchuras α_{L0} de algunas bandas del CO_2 , entre ellas 15 μm y 4.26 μm , cuando el ensanchamiento Lorentz se debe a colisiones $\text{CO}_2\text{-CO}_2$ y $\text{CO}_2\text{-N}_2$. Estos autores llegaron a las siguientes conclusiones:

- a) No hay diferencias significativas entre las anchuras de las líneas de igual J de diferentes ramas de una misma banda.
- b) No hay diferencias significativas en las anchuras de las líneas de igual J de diferentes bandas de una misma molécula.

De estas conclusiones se deduce que α_L depende sólo de J , de-

pendencia que suele ser lineal (McClatchey y col., 1973; Rothman y col., 1981) . En las Tablas C-3 y C-4 se expresan los resultados de Yamamoto y col. (1969) de interés para nuestro trabajo, es decir, para las emisiones en $4.26 \mu\text{m}$ y $15 \mu\text{m}$ con colisiones $\text{CO}_2\text{-N}_2$ (atmósfera terrestre) y $\text{CO}_2\text{-CO}_2$ (atmósferas de Venus y Marte). Su concordancia con las medidas experimentales más recientes es excelente (Planet y col., 1978; Planet y Tetteimer, 1979; Tetteimer y Planet, 1980). Valores experimentales de los exponentes n para las líneas de más bajo número rotacional J de las ramas Q y R en la banda $15 \mu\text{m}$ pueden encontrarse en las citas anteriores.

J	(00 ⁰ 0-01 ¹ 0)			(00 ⁰ 0-00 ⁰ 1)		
	300	240	180	300	240	180
2	0.1228	0.1445	0.1783	0.1147	0.1350	0.1663
3						
4	0.1153	0.1355	0.1667	0.1134	0.1332	0.1636
5						
6	0.1131	0.1325	0.1620	0.1122	0.1313	0.1604
7						
8	0.1112	0.1298	0.1578	0.1106	0.1290	0.1568
9						
10	0.1093	0.1271	0.1543	0.1089	0.1266	0.1536
11						
12	0.1075	0.1249	0.1516	0.1072	0.1245	0.1511
13						
14	0.1059	0.1230	0.1493	0.1057	0.1229	0.1490
15						
16	0.1046	0.1214	0.1468	0.1045	0.1213	0.1466
17						
18	0.1033	0.1197	0.1436	0.1032	0.1196	0.1435
19						
20	0.1019	0.1176	0.1396	0.1019	0.1175	0.1396
21						
22	0.1003	0.1150	0.1348	0.1003	0.1150	0.1348
23						
24	0.0985	0.1120	0.1292	0.0985	0.1120	0.1292
25						
26	0.0964	0.1085	0.1230	0.0964	0.1085	0.1230
27						
28	0.0939	0.1046	0.1167	0.0939	0.1046	0.1167
29						
30	0.0911	0.1004	0.1103	0.0911	0.1004	0.1103

(a)

J	(00 ⁰ 0-01 ¹ 0)			(00 ⁰ 0-00 ⁰ 1)		
	300	240	180	300	240	180
2	0.0826	0.0975	0.1206	0.0770	0.0908	0.1124
3						
4	0.0778	0.0917	0.1131	0.0766	0.0902	0.1112
5						
6	0.0767	0.0901	0.1107	0.0762	0.0894	0.1097
7						
8	0.0758	0.0887	0.1082	0.0754	0.0883	0.1076
9						
10	0.0748	0.0872	0.1056	0.0745	0.0868	0.1051
11						
12	0.0736	0.0853	0.1027	0.0734	0.0851	0.1023
13						
14	0.0723	0.0835	0.1002	0.0722	0.0833	0.1000
15						
16	0.0709	0.0818	0.0983	0.0708	0.0817	0.0982
17						
18	0.0697	0.0805	0.0969	0.0697	0.0804	0.0968
19						
20	0.0689	0.0796	0.0962	0.0688	0.0796	0.0962
21						
22	0.0682	0.0789	0.0957	0.0682	0.0789	0.0957
23						
24	0.0676	0.0784	0.0954	0.0676	0.0784	0.0953
25						
26	0.0671	0.0780	0.0953	0.0671	0.0780	0.0953
27						
28	0.0667	0.0777	0.0951	0.0667	0.0777	0.0951
29						
30	0.0665	0.0777	0.0952	0.0665	0.0776	0.0951

(b)

TABLA C-3.- Anchuras Lorentz mitad (cm^{-1}) a 1 atmósfera y a 300, 240 y 180 K para las líneas J de la rama P de las bandas $(0,1^1,0) \rightarrow (0,0,0)$ y $(0,0,1) \rightarrow (0,0,0)$.

(a) Colisiones $\text{CO}_2\text{-CO}_2$; (b) colisiones $\text{CO}_2\text{-N}_2$ (Yamamoto y col., 1969)

M	T°K		
	300	240	180
32	0.0881	0.0961	0.1041
34	0.0850	0.0918	0.0983
36	0.0819	0.0876	0.0930
38	0.0787	0.0836	0.0882
40	0.0757	0.0798	0.0841
42	0.0727	0.0764	0.0806
44	0.0700	0.0734	0.0777
46	0.0674	0.0707	0.0753
48	0.0651	0.0683	0.0734
50	0.0630	0.0664	0.0719
52	0.0612	0.0647	0.0707
54	0.0596	0.0634	0.0698
56	0.0582	0.0623	0.0692
58	0.0571	0.0614	0.0687
60	0.0561	0.0606	0.0683
62	0.0553	0.0601	0.0681
64	0.0547	0.0597	0.0679
66	0.0541	0.0593	0.0678
68	0.0537	0.0591	0.0677
70	0.0534	0.0589	0.0676
72	0.0531	0.0588	0.0675
74	0.0529	0.0587	0.0675
76	0.0527	0.0586	0.0675
78	0.0526	0.0585	0.0675
80	0.0525	0.0585	0.0675
82	0.0524	0.0585	0.0675
84	0.0524	0.0584	0.0675
86	0.0523	0.0584	0.0674
88	0.0523	0.0584	0.0674
90	0.0523	0.0584	0.0674
92	0.0523	0.0584	0.0674
94	0.0523	0.0584	0.0674
96	0.0522	0.0584	0.0674
98	0.0522	0.0584	0.0674
100	0.0522	0.0584	0.0674

(a)

M	T°K		
	300	240	180
32	0.0665	0.0777	0.0951
34	0.0664	0.0776	0.0947
36	0.0663	0.0775	0.0943
38	0.0662	0.0772	0.0935
40	0.0661	0.0769	0.0926
42	0.0660	0.0766	0.0917
44	0.0658	0.0761	0.0903
46	0.0655	0.0754	0.0891
48	0.0651	0.0747	0.0876
50	0.0646	0.0739	0.0859
52	0.0642	0.0731	0.0844
54	0.0637	0.0721	0.0827
56	0.0631	0.0711	0.0810
58	0.0624	0.0701	0.0793
60	0.0617	0.0690	0.0775
62	0.0611	0.0679	0.0759
64	0.0604	0.0668	0.0742
66	0.0596	0.0657	0.0727
68	0.0588	0.0646	0.0712
70	0.0580	0.0635	0.0697
72	0.0573	0.0625	0.0684
74	0.0565	0.0615	0.0671
76	0.0558	0.0604	0.0660
78	0.0550	0.0595	0.0649
80	0.0542	0.0586	0.0639
82	0.0535	0.0577	0.0630
84	0.0528	0.0569	0.0621
86	0.0521	0.0561	0.0614
88	0.0515	0.0554	0.0607
90	0.0509	0.0547	0.0601
92	0.0503	0.0541	0.0596
94	0.0497	0.0535	0.0591
96	0.0492	0.0530	0.0587
98	0.0487	0.0525	0.0584
100	0.0482	0.0521	0.0580

(b)

TABLA C-4.- Anchuras Lorentz mitad (cm^{-1}) a 1 atmósfera y a 300, 240 y 180 K para las líneas $M=J$, de la rama P de la banda $(0,1^1,0) \rightarrow (0,0,0)$.

(a) Colisiones $\text{CO}_2\text{-CO}_2$; (b) colisiones $\text{CO}_2\text{-N}_2$ (Yamamoto y col., 1969).

REFERENCIAS

=====

- Abel, P.G. 1978 NOAA Tech. Mem. NESS 99
Smith, W.L. Washington D.C. ---
Arking, A.
- Acquista, C. 1981 J. Atmos. Sci., 38, 1446
House, F.
Jafolla, J.
- Amimoto, S.T. 1979 J. Chem. Phys., 71, 3640
Force, A.P.
Gulotty, Jr., R.G.
Wiesenfeld, J.R.
- Andrade, J.H. 1978 J. atmos. terr. Phys., 40,
945
- Aoki, T. 1978a J. Meteorol. Soc. Japan, 56,
112
- Aoki, T. 1978b J. Meteorol. Soc. Japan, 56,
508
- Aoki, T. 1980 J. Quant. Spectrosc. Radiat.
Transfer, 24, 191
- Apruzese, J.P. 1980 J. Quant. Spectrosc. Radiat.
Transfer, 24, 461
- Apruzese, J.P. 1981 J. Quant. Spectrosc. Radiat.
Transfer, 25, 419

- Apruzese, J.P. 1980 J. Quant. Spectrosc. Radiat.
Davis, J. Transfer, 23, 479
Duston, D.
Whitney, K.G.
- Arking, A. 1978 Bull. Amer. Meteorol. Soc.,
Chesters, D. 59, 477
Chow, M.-D.
- Arking, A. 1972 J. Atmos. Sci., 29, 937
Grossman, K.
- Armstrong, B.H. 1967 J. Quant. Spectrosc. Radiat.
Transfer, 7, 61
- Armstrong, B.H. 1968 J. Atmos. Sci., 25, 312
- Asano, S. 1975 J. Meteorol. Soc. Japan, 53,
62
- Athay, R.G. 1972 "Radiation transport in
spectral lines", D. Reidel,
Dordrecht
- Athay, R.G. 1967 Ann. Astrophys., 30, 669
Skumanich, A.
- Auer, L.H. 1971 Interd. Symp. Appl. Trans-
port Theory, Oxford
- Auer, L.H. 1976 J. Quant. Spectrosc. Radiat.
Transfer, 16, 931

- Austen, M.D. 1977 COSPAR Space Res. XVII, 111
 Barnett, J.J.
 Curtis, P.D.
 Houghton, J.T.
 Morgan, C.G.
 Rodgers, C.D.
 Williamson, E.J.
- Avrett, E.H. 1963 J. Quant. Spectrosc. Radiat.
 Transfer, 3, 201
 Loeser, R.
- Avrett, E.M. 1969 Smith. Astrophys. Obs. Spec.
 Report No. 303, Cambridge,
 Mass.
 Loeser, R.
- Baldacci, A. 1978 J. Mol. Spectrosc. 70, 143
 Devi, V.M.
 Chen, D.W.
 Rao, K.N.
- Bass, H.E. 1973 J. Chem Phys., 58, 4783
- Battaner, E. 1975 J. atmos. terr. Phys. 37,
 1155
- Battaner, E. 1980 European J. Physics, 1, 175
- Battaner, E. 1982 Ann. Geophys. (en prensa)
- Battaner, E. Planet. Space Sci., 27, 1421
 López-Moreno, J.J. 1979
- Battaner, E. 1980 J. Geophys. Res., 85, 6803
 Molina, A.

- Battaner, E. 1981 J. atmos. terr. Phys. 44,
Molina, A. 455
- Battaner, E. 1980 XVII Reunión Bienal R.S.E.F.
Molina, A. Q., Burgos
López-Puertas, M.
- Battaner, E. 1972a Ann. Geophys., 28, 731
Pardo, G.
- Battaner, E. 1972b Ann. Geophys., 28, 735
Pardo, G.
- Battaner, E. 1972 Ann. Geophys., 28, 729
Quintana, J.M.
- Battaner, E. 1980 75 Aniv. Obs. del Ebro
Quintana, J.M.
- Battaner, E. 1981 Planet. Space Sci., 29, 819
Rodrigo, R.
- Battaner, E. 1981 8 th EGS Meeting, Uppsala,
Rodrigo, R. EOS Trans., 62, 819
López-Puertas, M.
Sánchez-Saavedra, M.L.
Pardo, G.
- Battaner, E. 1982 Astron. Astrophys. (en pren-
Rodrigo, R. sa)
López-Puertas, M.

- Benedict, W.S. 1959 J. Chem. Phys., 30, 388
Kaplan, L.D.
- Bishop, R.H. 1974 J. Geophys. Res., 79, 1729
Shaw, A.W.
Han, R.Y.
Megill, L.R.
- Brooks, F.A. 1950 J. Meteorol., 7, 313
- Bulthuis, K. 1973 Chem. Phys. Lett., 21, 415
Ponsen, G.J.
- Burch, D.E. 1962 AFCRL Res. Contr. AF19(604)-
Gryvnak, D.A. 2633, Ohio State Univ.
Singeleton, E.B.
France, W.F.
Williams, D.
- Burch, D.E. 1969 J. Opt. Soc. Amer., 59, 267
Gryvnak, D.A.
Patty, R.R.
Bartky, C.F.
- Coakley, J. 1975 J. Atmos. Sci., 32, 409
Chyleck, P.
- Connes, J. 1969 "Atlas des spectres dans le
Connes, P. proche infrarouge de Venus
Maillard, J.P. Mars, Jupiter et Saturne",
C.N.R.S., Paris
- Coulson, K.L. 1975 "Solar and Terrestrial Ra-
diation: Methods and Meau-
surements", Academic Press.

- Curtis, A.R. 1952 Quart. Roy. Meteorol. Soc.,
78, 638
- Curtis, A.R. 1956 Proc. Roy. Soc. (London),
A236, 156
- Curtis, A.R. 1956 Proc. Roy. Soc. (London),
Goody, R.M. A236, 193
- Chamberlain, J.W. 1978 "Theory of Planetary Atmos-
pheres", Academic Press
- Chandrasekhar, S. 1960 "Radiative Transfer", Dover
New York
- Chedin, A. 1981 Lab. Meteorol. Dynam.
Husson, N. C.N.R.S. Not. Int. LMD n°113
Scott, N.A.
Cohen-Hallaleh, I.
Berroir, A.
- Chu, C. 1955 J. Phys. Chem., 59, 855
Churchhill, S.
- Dalgarno, A. 1969 Philosoph. Transac. Roy.
Soc. (London), A264, 153
- Dave, J.V. 1975 J. Atmos. Sci., 32, 790
- Davidson, J.A. 1977 J. Chem. Phys., 67, 5021
Schiff, H.I.
Streit, G.E.
McAfee, J.R.
Schmeltekopf, A.L.
Howard, C.J.

- Degges, T.C. 1974 AFCRL-74-0606, Visidyne Corp., Burlington, Massachusetts
- Dickinson, R.E. 1972 J. Atmos. Sci., 29, 1531
- Dickinson, R.E. 1973 J. Geophys. Res., 78, 4451
- Dickinson, R.E. 1976 J. Atmos. Sci., 33, 290
- Dickinson, R.E. 1977 Icarus, 30, 163
Ridley, E.C.
- Drayson, S.R. 1966 Appl. Optics, 5, 385
- Ellingson, R.G. 1978 J. Atmos. Sci., 35, 523
Gille, J.C.
- Elsasser, W.M. 1938 Phys. Res. 54, 126
- Elsasser, W.M. 1942 "Heat transfer by infrared radiation in the atmosphere" Harvard Meteorol. Studies, No 6. Harvard Univ. Press, Cambridge, Massachusetts.
- Ely, R. 1970 Appl. Optics, 9, 1230
McCubbin, T.K.
- Farmer, A.J.D. 1974 J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 14, 975
Cutting, R.D.
- Feautrier, P. 1964 C. R. Acad. Sci. (Paris), 258, 3189

- Fels, S.B. 1979 Appl. Optics, 18, 2634
- Fels, S.B. 1975 J. Atmos. Sci., 32, 1475
Schwarzkopf, M.D.
- Fels, S.B. 1981 J. Geophys. Res., 86, 1205
Schwarzkopf, M.D.
- Finzi, J. 1975 J. Chem. Phys., 63, 2285
Moore, C.B.
- Fisher, E.R. 1972 J. Chem, Phys., 57, 1966
Bauer, E.
- Fukuyama, K. 1974 J. atmos. terr. Phys., 36,
1321
- Gates, D.M. 1963 Appl. Optics, 2, 1117
Calfee, R.F.
Hansen, D.W.
- Geballe, T.R. 1972 Ap. J. Lett., 177, L27
Wollman, E.R.
Rank, D.M.
- Gibson, G.A. 1971 Appl. Optics, 10, 1509
Pierluissi, J.H.
- Gierash, P. 1967 Planet. Space Sci., 15, 140
Goody, R.M.
- Gille, J.C. 1973 J.G. Kuriyan Ed., UCLA, Los
Angeles, California, 395

- Gille, J.C. 1964 J. Fluid. Mech., 20, 47
Goody, R.M.
- Godson, W.L. 1953 Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 79, 367
- Godson, W.L. 1955 J. Meteorol., 12, 272
- Goldman, A. 1968 Appl. Optics, 7, 1167
Kyle, T.G.
- Goody, R.M. 1952 Quart. J. Roy. Meteorol. Soc. 78, 165
- Goody, R.M. 1964a "Atmospheric Radiation, I: Theoretical Basis", Oxford University Press, London and New York
- Goody, R.M. 1964b J. Atmos. Sci., 21, 575
- Gordiets, B.F. 1978 Planet. Space. Sci., 26, 933
Markov, M.N.
Shelepin, L.A.
- Hanel, R.A. 1972 J. Geophys. Res. 77, 2629
Conrath, B.J.
Kunde, V.G.
Prabhakara, C.
Revah, I.
Salomonson, V.V.
Wolford, G.
- Hays, P.B. 1970 Planet. Space Sci., 18, 1729
Olivero, J.J.

- Herzberg, G. 1950 "Spectra of diatomic molecules", Van Nostrand, New York
- Hirota, I. 1977 Quart. J. Roy. Meteorol. Soc. 103, 487
Barnett, J.J.
- Hitschfeld, W. 1961 Quart. J. Roy. Meteorol. Soc. 87, 562
Houghton, J.T.
- Houghton, J.T. 1965 Proc. Roy. Soc., A288, 545
- Houghton, J.T. 1969 Quart. J. Roy. Meteorol. Soc. 95, 403
- Houghton, J.T. 1978 Quart. J. Roy. Meteorol. Soc. 104, 1
- Huetz-Aubert, M. 1978 Physica, 93, 237
Louis, G.
Taine, J.
- Hui, A.K. 1978 J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 19, 509
Armstrong, B.H.
Wray, A.A.
- Hunt, G.E. 1979 J. Geophys. Res., 84, 2865
- IMSL 1975 International Mathematical and Statistics Libraries, Inc.; Library, 3, Edition Reference manual (IMSL LIB-005)



- Inoue, G. 1975 J. Phys. Soc. Japan, 39, 479
Tsuchiya, S.
- Jacchia, L.G. 1971 Smithsonian. Astrophys. Obs.,
Special Rept. N. 332, Cambridge, Mass.
- James, T.C. 1973 J. Geophys. Res., 78, 8320
Kumer, J.B.
- Kaplan, L.D. 1959 "The atmosphere and the sea in
motion" Rockefeller Inst. Press
- Karp, A.H. 1981 J. Quant. Spectrosc. Radiat.
Transfer, 25, 403
- Karp, A.H. 1980 J. Quant. Spectrosc. Radiat.
Greenstadt, J. Transfer, 24, 391
Fillmore, J.A.
- Kiefer, J.H. 1967 11 th Symp. Comb. The Com-
Lutz, R.W. bustion Institute, Pittsburgh,
Penn.
- King, J.I.F. 1959 Proc. IRIS, 4, 164
- King, J.I.F. 1964 J. Quant. Spectrosc. Radiat.
Transfer, 4, 705
- Kockarts, G. 1980 Geophys. Res. Lett., 7, 137
- Kockarts, G. 1970 Planet. Space Sci., 18, 271
Peetermans, W.

- Kondratiev, K. YA. 1969 "Radiation in the Atmosphere", Academic Press, New York
- Kourganoff, V. 1963 "Basic methods in transfer problems" Dover, New York
- Kuhn, W.R. 1966 Sci., Rept. Univ. Colorado U.S.A.
- Kuhn, W.R. 1969 J. Atmos. Sci., 26, 189
London, J.
- Kumer, J.B. 1974 Tech. Rep. AFCRL-TR-74-03 Bedford, Mass.
- Kumer, J.B. 1977a J. Geophys. Res., 82, 219
- Kumer, J.B. 1977b J. Geophys. Res., 82, 220
- Kumer, J.B. 1974 J. Geophys. Res., 79, 638
James, T.C.
- Kumer, J.B. 1978 J. Geophys. Res., 83, 4743
Stair, A.T.
Wheeler, N.
Baker, K.D.
Baker, D.J.
- Kunasz, P. 1974 Mont. Not. Roy. Astr. Soc
Hummer, D. 166, 19
- Kunde, V.G. 1974 J. Quant. Spectrosc. Radi
Maguire, W.C. Transfer, 14, 903

- Kunitomo, T.
Osumi, M. 1975 J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 15, 345
- Kyle, T.G. 1967 Astrophys. J., 148, 845
- Kyle, T.G. 1968 J. Opt. Soc. Amer., 58, 2
- Labitzke, K.
Baner, J.J. 1979 COSPAR Space Res. XIX, 97
- Labitzke, K.
Baner, J.J. 1981 Planet. Space Sci., 29, 67
- Lacis, A.A.
Hansen, J.E. 1974 J. Atmos. Sci., 31, 118
- Lambert, J.D. 1962 "Atomic and Molecular Processes", Academic Press, New York
- Larsen, E.W.
Keller J.B. 1974 J. Math. Phys., 15, 75
- Lebedinsky, A.I. 1939 Proc. Leningrado Univ., Ser. Math., 3, No. 31
- Lepoutre, F.
Louis, G.
Manceau, H. 1977 Chem. Phys. Lett., 48, 509
- Levermore, C.D.
Pomraning, G.C. 1981 Astrophys. J., 248, 321
- Liou, K.N. 1973 J. Atmos. Sci., 30, 1303
- Liou, K.N. 1974 J. Atmos. Sci., 31, 1473

- Liou, K.N. 1975 J. Atmos. Sci., 32, 2166
Sasamori, T.
- Liou, K.N. 1978 Tellus, 30, 62
Freeman, K.P.
Sasamori, T.
- López-Moreno, J.J. 1980 Proc. 8th Annual Meeting of
Upper Atmos. Studies by Optical
Methods, Dublin, p. 43
Bantle, M.
Solheim, B.H.
Llewellyn, E.J.
- López-Moreno, J.J. 1982 Ann. Geophys. (en prensa)
Vidal, S.
Rodrigo, R.
Llewellyn, E.J.
- López-Puertas, M. 1982 Planet. Space Sci. (en vía
de publicación)
Rodrigo, R.
Battaner, E.
- Lorentz, H.A. 1906 Proc. Roy. Acad. Sci. (Amst.
terdam), 8, 591
- Malkmus, W. 1967 J. Opt. Soc. Amer., 57, 3
- Martín, P. 1981 Appl. Optics, 20, 259
Puerta, J.
- Martin, T.Z. 1979 J. Geophys. Res., 84, 284
Kieffer, H.H.
- Mayer, H. 1947 Los Alamos Sci. Lab. Report
No. LA-647

- McClatchey, R.A. 1970 AFCRL Environ. Res. Pap.
 Fenn, R.W. N. 331, AFCRL-70-0527, Bedford, Mass.
 Selby, J.E.A.
 Volz, F.E.
 Garing, J.S.
- McClatchey, R.A. 1972 AFCRL Environ. Res. Pap.
 Fenn, R.W. N. 411, AFCRL-72-0497, Bedford, Mass.
 Selby, J.E.A.
 Volz, F.E.
 Garing, J.S.
- McClatchey, R.A. 1973 Environ. Res. Pap., No. 434,
 AFCRL-TR-73-0096
 Benedit, W.S.
 Clough, S.A.
 Burch, D.E .
 Calfee, R.F.
 Fox, K.
 Rothman, L.S.
 Garing, J.S.
- McElroy, M.B. 1977 J. Geophys. Res., 82, 4379
 Kong, T.Y.
 Yung, Y.L.
- McMillin, L.M. 1976 Appl. Optics, 15, 358
 Fleming, H.E.
- McMillin, L.M. 1980 Appl. Optics, 19, 2267
 Fleming, H.E.
 Arking, A.
 Chesters, D.
- Meador, W. 1980 J. Atmos. Sci., 37, 630
 Weaver, W.

- Mihalas, D. 1974 *Astron. J.*, 79, 1111
- Mihalas, D. 1978 "Stellar Atmosferes", W.H. Freeman, San Francisco
- Murgatroid, R.J. 1958 *Quart. J. Roy. Res. Meteor. Soc.*, 84, 225
Goody, R.M.
- Nadile, R.M. 1978 AFGL-TR-78-0107, Envir. Res. Pap., N. 630, Mass.
Stair, Jr., R.M.
Wheeler, N.B.
Frodsham, D.G.
Wyatt, C.L.
Baker, D.J.
Grieder, W.F.
- Niemann, M.B. 1979 *Science*, 203, 770
Hartle, R.E.
Kasprzak, W.T.
Spencer, N.W.
Hunten, D.M.
Carignan, G.R.
- Nier, A.O. 1977 *J. Geophys. Res.*, 82, 434
McElroy, M.B.
- Nisbet, J.S. 1979 Proc. VII Annual Meeting on Upper Atmos. Studies b
Opt. Methods, Tromso, p.1
Battaner, E.
Rodrigo, R.
De la Morena, B.
- Ogawa, T. 1976 *Planet. Space Sci.*, 24, 7
- Olivero, J.J. 1977 *J. Quant. Spectrosc. Radia Transfer*, 17, 233
Longbothum, R.L.

- Park, J.H. 1981 NASA Ref. Publ. 1084
 Rothman, L.S.
 Rinsland, C.P.
 Smith M.A.H.
 Richardson, D.J.
 Larsen J.C.
- Paso, R. 1980 J. Mol. Spectrosc., 79, 2
 Kauppinen, J.
 Anttila, R.
- Penner, S.S. 1959 "Quantitative Molecular Spectroscopy and Gas Emissivities", Addison-Wesley, Reading, Mass.
- Petitdidier, M. 1979 VII Annual Meeting on Upper Atmos. Studies by Opt. Methods, Tromso
 Teitelbum, H.
 Tapia, I.
- Pierluissi, J.H. 1973 Appl. Optics, 12, 776
- Pierluissi, J.H. 1975 J. Atmos. Sci. 32, 1497
 Bruce, R.E.
- Pierluissi, J.H. 1977 Appl. Optics, 16, 18
 Gomez, R.B.
 Bruce, R.E.
- Pierluissi, J.H. 1980 Appl. Optics, 19, 2298
 Tomiyama, K.
- Planet, W.L. 1978 J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 20, 547
 Tetteimer, G.L.
 Knoll, J.S.

- Planet, W.G. 1979 J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 22, 345
Tetteimer, G.L.
- Plass, G.N. 1956 Quart. J. Roy. Meteorol. Soc. Amer., 82, 310
- Plass, G.N. 1958 J. Opt. Soc. Amer., 48, 690
- Plass, G.N. 1960 J. Opt. Soc. Amer., 50, 868
- Plass, G.N. 1964 Appl. Optics, 7, 859
- Plass, G.N. 1953 Astrophys. J., 117, 225
Fivel, D.I.
- Pomraning, G.C. 1973 "The Equations of Radiative Hydrodynamics", Pergamon Press, Oxford
- Puerta, J. 1981 Appl. Optics, 20, 3923
Martin, P.
- Ramanathan, V. 1976 J. Atmos. Sci., 33, 1330
- Ramanathan, V. 1974 Astrophys. J., 188, 407
Cess, R.D.
- Rasool, C. 1971 Science, 173, 138
Schneider, S.
- Read, A.W. 1966 Progress in Reaction Kinetics, 3, 205
- Rhodes C.K. 1968 J. Chem. Phys., 48, 5730
Kelly, M.J.
Javan, A.

- Rodgers, C.D. 1968 Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 94, 99
- Rodgers, C.D. 1966 Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 92, 67
Walshaw, C.D.
- Rodrigo, R. 1980 Com. II Asamblea Nac. Astron. y Astrof., Ed. Comisión Nacional de Astron. Almería, p. 891
López-Puertas, M.
Battaner, E.
- Rodrigo, R. 1981 J. Geophys. Res., 86, 350
Nisbet, J.S.
Battaner, E.
- Rodrigo, R. 1982 9th EGS Meeting, Leeds, EOS Trans. (en prensa)
López-Puertas, M.
Battaner, E.
López-Moreno, J.J.
- Rothman, L.S. 1981 Appl. Optics, 20, 791
- Rothman, L.S. 1976 Appl. Opt., 15, 2616
McClatchey, R.A.
- Rothman, L.S. 1978 Appl. Optics, 17, 2605
Benedict, W.S.
- Rothman, L.S. 1981 J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 25, 505
Young, L.D.
- Rothman, L.S. 1981 Appl. Optics, 20, 1323
Goldman, A.
Gillis, J.R.
Tipping, R.H.
Brown, L.R.
Margolis, J.S.

- Ryan, J.A. 1981 J. Geophys. Res., 86, 324
Sharman, R.D.
- Rybicki, G.B. 1971 J. Quant. Spectrosc. Radi
Transfer, 11, 589
- Sagan, C. 1967 J. Geophys. Res. 72, 469
Pollack, J.
- Salah, J.E. 1973 Space Res. XIII, p.267,
Evans, J.V. Akademie-Verlag, Berlin
- Sánchez, F. 1979 COSPAR XXII Plen. Meeting
Quintana, J.M. Int. Council Sci., Unions
Galán, M. Bangalore, p. 14
Battaner, E.
López-Moreno, J.J.
Costa, V.
Vidal, S.
- Sánchez, F. 1982 XXIV Plenary Meeting, Int
López-Moreno, J.J. Council Sci. Unions, Otta
Vidal, S. wa, (en prensa)
Quintana, J.M.
Battaner, E.
Galán, M.
Giménez, M.
- Sasamori, T. 1968 J. Appl. Meteorol., 7, 72
- Scott, N.A. 1981 J. Appl. Meteorol., 20, 8
Chedin, A.

- Schubert, G. 1980 J. Geophys. Res., 85, 800
- Covey, C.
- Del Genio, A.
- Elson, L.S.
- Keating, G.
- Seiff, A.
- Young, R.E.
- Apt, J.
- Counselman III, C.C.
- Kliore, A.J.
- Limaye, S.S.
- Revercomb, H.E.
- Sromovsky, L.A.
- Suomi, V.E.
- Taylor, F.
- Woo, R.
- Von Zahn, U.
-
- Schuster, A. 1905 Astrophys. J., 21, 1
-
- Seiff, A. 1977 J. Geophys. Res., 82, 436
- Kirk, D.B.
-
- Sharma, R.D. 1981 AIAA 19th Aerosp. Sci. Meeting, Paper AIAA-81-0426, St. Louis, Missouri
- Nadile, R.M.
-
- Shin, H.K. 1981 J. Chem. Phys., 74, 2866
-
- Shved, G.M. 1976 Bull. Acad. Sci. USSR, Atmos. Oceanic Phys., 12, 54
- Bezrukova, L.L.
-
- Slanger, T.G. 1974 J. Chem. Phys., 60, 468
- Black, G.
-
- Smith, W.L. 1969 ESSA Tech. Report NESC47, Washington

- Stamnes, K. 1981 J. Atmos. Sci., 38, 387
Swanson, R.A.
- Stair Jr., A.T. 1975 "Atmospheres of the Earth
and Planets", Ed. B.M.
Ulwick, J.C. McCormac, 335, D. Reidel
Baker, K.D. Massachusetts
Baker, D.J.
- Stair, Jr., A.T. 1981
Nadile, R.M. AIAA 19th Aerosp. Sci. M
Ulwick, J.C. ting, Paper AIAA-81-0421
Baker, K.D. St. Louis, Missouri
Baker, D.J.
- Stephenson, J.C. 1972 J. Chem. Phys., 56, 1295
Moore, C.B.
- Stewart, A.I. 1978 "COSPAR The Mars Referenc
Manson, W.B. Atmosphere", Ed. por Kli
re, A., California Int.
Tech., 113
- Streit, G.E. 1976 J. Chem. Phys., 64, 95
Johnston, H.S.
- Streit, G.E. 1976 Geophys. Res. Lett., 3, 5
Whitten, G.Z.
Johnston, H.S.
- Stull, V.R. 1964 Appl. Optics, 3, 243
Wyatt, P.J.
Plass, G.N.
- Taine, J. 1978 Chem. Phys. Lett., 58, 6
Lepoutre, F.
Louis, G.

- Taine, J. 1980a Chem. Phys. Lett., 75, 4
Lepoutre, F.
- Taine, J. 1980b Chem. Phys. Lett., 75, 4
Lepoutre, F.
- Taylor, R.L. 1974 Can. J. Chem., 52, 1436
- Taylor, R.L. 1969 Rev. Modern Phys., 41, 2
Bitterman, S.
- Taylor, F.W. 1980 J. Geophys. Res., 85, 79
Chahine, M.T.
Diner, D.J.
Elson, L.S.
Haskins, R.D.
McCleese, D.J.
Martonchik, J.V.
Reichley, P.E.
Bradley, S.P.
Delderfield, J.
Schofield, J.T.
Farmer, C.B.
Froidevaux, L.
Coffey, M.T.
Gille, J.C.
- Teitelbaum, H. 1981 J. Geophys. Res., 86, 77
Massebeuf, M.
Fellous, J.L.
Petitdidier, M.
Christophe, J.
Blanco, F.
- Tetteimer, G.L. 1980 J. Quant. Spectrosc. Ra-
diat. Transfer, 24, 343
Planet, W.G.

- Thekaekara, M.P. 1976 Solar Energy, 18, 309
- Thomas, R.N. 1965 "Some Aspects of Non-Equilibrium Thermodynamics in the Presence of Radiation Field Boulder, Univ. of Colorado Press
- Tsao, C.J. 1954
Curnutte, B. Sci. Rept. 1A-8, Contr. AF19(122)65, Ohio State Univ.
- Twitty, J.T. 1980
Rarig, P.L. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 24, 529
Thompson, R.E.
- Van de Hulst, H.C. 1947
Reesink, J.J.M. Astrophys. J., 106, 121
- Varanasi, P. 1971 J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 11, 1711
- Vidal, S. 1980
Costa, V. COSPAR XXIII Plenary Meeting, Int. Council. Sci. Unions, Budapest
Battaner, E.
López-Moreno, J.J.
Quintana, J.M.
Sánchez, F.
Alvarez, P.
- Von Zahn, U. 1979
Kranskowsky, D. Science, 203, 768
Mauersberger, K.
Nier, A.O.
Hunten, D.M.

- Walshaw, C.D. 1963 Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 89, 122
Rodgers, C.D.
- Weinreb, M.P. 1973 J. Atmos. Sci., 30, 662
Neuendorffer, A.C.
- Whitney, C. 1972 J. Atmos. Sci., 29, 1520
- Williams, A.P. 1971 "Mesospheric Models and Related Experiments", Ed por G. Fiocco, 177
- Wine, P.H. 1981 Chem. Phys. Letters, 77, 103
Ravishankara, A.R.
- Winick, J.R. 1980 J. Geophys. Res., 85, 78
Stewart, A.I.F.
- Winslow, A.M. 1968 Nucl. Sci. Eng., 32, 101
- Winters, B.H. 1964 J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 4, 527
Silverman, S.
Benedict, W.S.
- Wiscombe, W. 1976 J. Atmos. Sci., 33, 2440
Grams, G.
- Wyatt, P.J. 1962 J. Opt. Soc. Amer., 52, 1209
Stull, U.R.
Plass, G.N.
- Yamamoto, G. 1952 Sci. Report Ser.5,4,9, Tohoku Univ., Japan
- Yamamoto, G. 1969 J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 9, 371
Tanaka, M.
Aoki, T.