

1  
Lej.



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO**

FACULTAD DE CIENCIAS

**ESPECTRO ANALITICO DE RADIACION  
INFRARROJA EN LA ATMOSFERA**

**T E S I S**  
QUE PARA OBTENER EL TITULO DE  
**F I S I C O**  
P R E S E N T A  
**ALEJANDRO AGUILAR SIERRA**

TESIS DIRIGIDA POR: M. EN C. RENE GARDUÑO



MEXICO, D. F.

1994

**TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN**



## **UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso**

### **DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis está protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

## Resumen

Se describe una parametrización del espectro atmosférico de radiación infrarroja, basada en una compilación y adaptación de fórmulas de diversos autores, para los gases vapor de agua y bióxido de carbono. La absorptividad se obtiene como función de la presión, la temperatura, y el contenido de los gases ponderado verticalmente. Para esto se calcula el perfil de humedad atmosférica en términos de variables climáticas comúnmente medidas, y se prescribe el contenido de  $\text{CO}_2$ .

Esta formulación se incorporó al Modelo Termodinámico del Clima, creado por Julián Adem, y con ella se genera la retroalimentación positiva del vapor de agua atmosférico. Este modelo se aplica al cálculo del efecto climático del aumento del  $\text{CO}_2$  en la atmósfera, principal causa del calentamiento global.

Para realizar estos cálculos en microcomputadora se creó un programa en pascal actualmente traducido al lenguaje C.

### Reconocimientos

Quiero expresar mi reconocimiento a las siguientes personas: René Garduño, Ismael Pérez García, Julián Adem, Victor Manuel Mendoza, Ana María Cetto y Luis de la Peña; pues sin su apoyo habría sido más difícil mi labor como académico en nuestra Universidad, y la realización de esta tesis.

Agradezco a Manuel Olivares por su asistencia en la traducción de *pascal* a *C* de las rutinas básicas del paquete *EIRA*. Asimismo agradezco a los demás miembros del jurado, Amando Leyva y Pablo de la Mora, por su interés y dedicación al revisar la tesis.

Finalmente, dedico este trabajo a mis padres, a mis hermanos, a Rosy, a mis amigos, a mis compañeros, y a todo aquel que luche por conservar la salud de nuestro planeta, que hasta la fecha no tenemos otro.

# Contenido

<b>0</b>	<b>Introducción</b>	<b>3</b>
0.1	El efecto invernadero	3
0.2	Calentamiento global	6
0.3	Modelos Climáticos	8
<b>1</b>	<b>Radiación Atmosférica</b>	<b>11</b>
1.1	Definiciones	11
1.2	Radiación de cuerpo negro	12
1.3	Radiación de onda corta y de onda larga	14
1.4	Absorción y emisión de radiación	15
1.5	Espectro de líneas	16
<b>2</b>	<b>Perfil del vapor de agua</b>	<b>20</b>
2.1	Humedad en la atmósfera	20
2.2	Presión de vapor de saturación	23
2.3	Variables verticales en la troposfera	25
2.4	Perfil de humedad	27
2.5	Agua precipitable	27
2.6	Humedad típica	29
2.7	Consideraciones computacionales	30
<b>3</b>	<b>Parametrizaciones radiativas</b>	<b>32</b>
3.1	Parametrización de Ramanathan	32
3.2	Parametrización de Smith	34
3.2.1	Espectro del vapor de agua	37
3.2.2	Espectro del CO <sub>2</sub>	38
3.2.3	Cambio de variable	38
3.3	Espectro de onda larga completo	39
3.4	Espectro infrarrojo normal e incrementado	41

<b>4 Resultados y aplicaciones</b>	<b>43</b>
4.1 Incorporación al MTC	43
4.2 Retroalimentadores en el MTC	45
4.3 Cálculo del cambio climático por duplicación del $\text{CO}_2$	46
4.4 Conclusiones y trabajo futuro	57
<b>A Encabezados de los módulos</b>	<b>59</b>
<b>B Abreviaturas</b>	<b>62</b>
B.1 Acrónimos y variables físicas	62
B.2 Subíndices	63
B.3 Constantes STP (atmósfera estándar)	63
<b>C Tablas de Smith</b>	<b>64</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>69</b>

# Capítulo 0

## Introducción

La principal fuente de energía del clima terrestre es la radiación solar, de la cual el planeta típicamente<sup>1</sup> refleja una tercera parte, y el resto lo absorben los componentes del sistema climático (atmósfera, océano, criosfera, continente y biota). Este sistema a su vez emite energía térmica al espacio, manteniendo un balance energético que impide un calentamiento continuo.

Los gases que componen la atmósfera dejan pasar la mayor parte de la radiación solar a la superficie, pero absorben selectivamente gran parte de la radiación térmica terrestre. De este modo la Tierra retiene más energía calorífica que si no tuviera atmósfera.

Este proceso tiene profundos efectos en el sistema climático. La presente tesis se centra en una forma de estimar la selectividad atmosférica de la radiación térmica terrestre.

### 0.1 El efecto invernadero

La teoría del efecto invernadero es una de las mejor establecidas de las ciencias de la atmósfera. Su origen se remonta a principios del siglo XIX, cuando con la Revolución Industrial el mundo comenzó a percibirse como una máquina termodinámica

---

<sup>1</sup>El término *típico* se entenderá como "independiente de la época del año y de la situación geográfica".

en lugar de como un mecanismo de relojería.

Uno de los principales teóricos de la revolución industrial, el físico Jean Fourier, consideraba que el vidrio de un invernadero tiene la propiedad de dejar pasar el calor "luminoso" (visible). Al calentarse el interior del invernadero (plantas, suelo y aire) emite calor "oscuro" (invisible) el cual no puede atravesar el vidrio. De este modo el interior de un invernadero se mantiene más caliente que el exterior.

Si bien la comparación no es exacta<sup>2</sup>, la capacidad de la atmósfera para conservar la energía térmica suele designarse como *efecto invernadero*. Al calentarse la superficie de la Tierra, por efecto de la absorción de radiación solar (de *onda corta*), emite radiación térmica (de *onda larga*). Gran parte de esta radiación es absorbida por la atmósfera, que a su vez se calienta y reemite. La atmósfera se compone en un 99% de nitrógeno y oxígeno, los cuales son transparentes a la radiación térmica. Del 1% restante, una mínima parte se compone de gases absorbedores termoactivos, a los que llamaremos *gases de efecto invernadero* (GEI), de los cuales el vapor de agua (H<sub>2</sub>O) y el bióxido de carbono (CO<sub>2</sub>) son los más importantes. Otros GEI son los llamados *gases traza*, como el metano, el óxido nítrico, los clorofluorocarbonos y el ozono, los cuales están presentes en la atmósfera en cantidades ínfimas, y no se tratarán en esta tesis.

La temperatura típica de la superficie terrestre es unos 33°C más alta de lo que sería en ausencia de este efecto invernadero atmosférico. Además, la temperatura descendería fuertemente en la noche. En otras palabras, sin el efecto invernadero, la vida tal como la conocemos sería imposible en nuestro planeta.

Medidas de la temperatura superficial de planetas con composición atmosférica distinta a la de la Tierra, como Venus y Marte, confirman en general la teoría del efecto invernadero. Además, se ha comprobado que el final de la era glacial más reciente (hace 18mil años) coincidió con un aumento en el contenido de GEI, por cierto menos intenso que el que actualmente está en marcha. En la figura 0.1 se muestra un esquema de los flujos radiativos en el sistema climático.

<sup>2</sup>La cubierta de un invernadero retiene el aire caliente, impidiendo el escape de calor por *convección*. Este efecto es de cuatro a cinco veces más importante que la absorción de radiación térmica del vidrio. El comportamiento radiativo de la atmósfera debería llamarse entonces *efecto atmósfera* (Fleagle y Businger 1963).

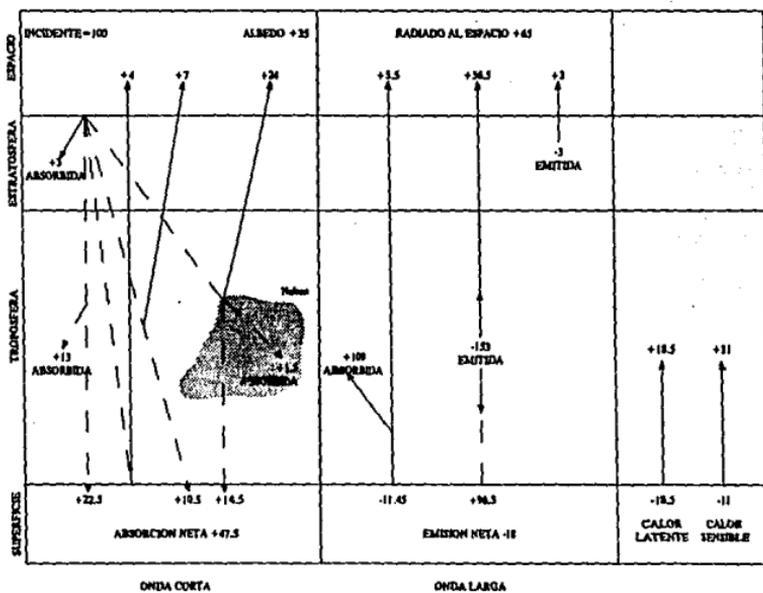


Figura 0.1: Pérdidas y ganancias radiativas de la atmósfera (Kyle 1991).

## 0.2 Calentamiento global

Ya desde principios de este siglo, algunos científicos hacían notar que las actividades humanas derivadas de la Revolución Industrial podrían alterar el balance energético del sistema climático terrestre, al reforzar el efecto invernadero.

La humanidad acrecenta la concentración de GEI en dos formas: incrementando la intensidad de sus fuentes (productoras de estos gases) y reduciendo la capacidad de sus sumideros (consumidores de los mismos). Desde la Revolución Industrial, el uso de combustibles fósiles y la deforestación han provocado un aumento del 26% en la concentración de  $\text{CO}_2$  en la atmósfera. Esta es la causa, se piensa, de que la temperatura típica haya aumentado entre 0.3 y 0.6°C en los últimos 100 años, como se puede observar en la figura 0.2.

La figura 0.3 muestra el incremento del  $\text{CO}_2$  después de 1958. Se estima que de seguir así, el  $\text{CO}_2$  atmosférico se duplicará en menos de 100 años y habrá un aumento de entre 1.5 y 4.5°C en la temperatura típica de la Tierra. Esta temperatura rara vez ha variado en más de 1 ó 2°C en 10,000 años. Un calentamiento global de 2.5°C excedería cualquier calentamiento ocurrido en el pasado histórico, tanto en magnitud como en rapidez. Por comparación, la temperatura típica durante la última glaciación era sólo 5°C más baja que en el presente (Houghton 1992).

El  $\text{CO}_2$  se disipa muy lentamente en la atmósfera, de modo que una reducción en la cantidad de emisiones tardaría décadas o siglos en revertir el efecto. Suponiendo que en 1990 se hubieran detenido las emisiones humanas de  $\text{CO}_2$ , la mitad del incremento provocado por la industria persistiría hasta el año 2100.

Una de las consecuencias del calentamiento global sería la disminución de las capas de hielo de los polos, lo que, junto con la expansión térmica del océano, causaría un aumento en el nivel del mar, provocando la inundación de islas y litorales. La reducción de los casquetes polares (principales reflectores de radiación solar) y una mayor evaporación del agua provocarían a su vez aún más calentamiento<sup>3</sup>. La intensificación de las sequías y tormentas, y el declive de las cosechas agrícolas, producirían tal cascada de efectos, que podría ser catastrófico para la sociedad y para la vida del

<sup>3</sup>El fenómeno consistente en que el efecto refuerza la causa se denomina *retroalimentación positiva*.

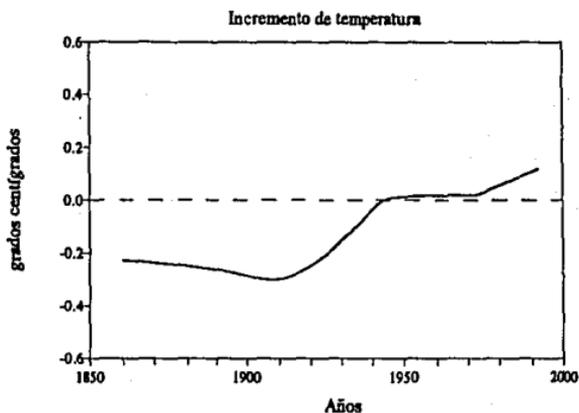


Figura 0.2: Incremento de la temperatura media (PNUMA 1992).

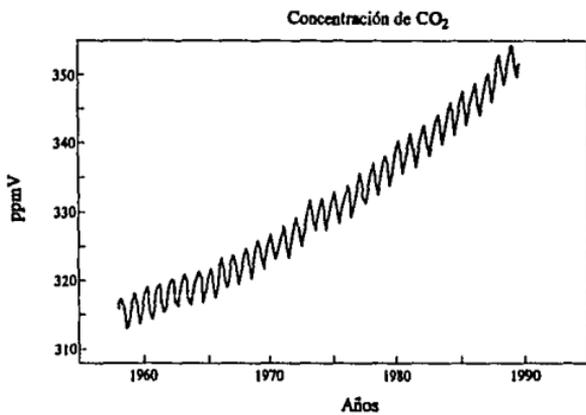


Figura 0.3: Incremento del CO<sub>2</sub> atmosférico (PNUMA 1992).

planeta, de seguir aumentando las emisiones humanas de GEI.

Si bien los países ricos son los principales emisores de GEI, los países pobres, menos protegidos, serían los más vulnerables a los cambios. Por lo pronto es muy importante entender mejor el problema, realizando estudios sobre las causas y efectos del cambio climático, así como sobre las medidas de respuesta (PNUMA 1992).

### 0.3 Modelos Climáticos

Los procesos que constituyen el clima son demasiado complejos como para reproducirlos en laboratorio. Afortunadamente, dichos procesos son gobernados por principios físicos ya conocidos y descritos con ecuaciones matemáticas. Los modelos matemáticos del clima (basados en dichos principios) son las herramientas más modernas con las que se estudia el clima en la actualidad. Estos modelos varían en complejidad desde un crudo bosquejo de la Tierra como una partícula en balance radiativo con la radiación solar, hasta los modelos de circulación general que tratan a la atmósfera tridimensional con las ecuaciones de dinámica de fluidos.

Los modelos climáticos pueden clasificarse en termodinámicos e hidrodinámicos (Tricot y Berger 1987). En los primeros, que a su vez se clasifican en radiativo-convectivos (RCM) y de balance de energía (EBM), se privilegia la termodinámica y se subordina la dinámica. Los modelos hidrodinámicos más conocidos son los de circulación general (GCM) que se basan en una descripción detallada de la evolución de las variables dinámicas.

El Modelo Termodinámico del Clima (MTC) del Centro de Ciencias de la Atmósfera de la UNAM, pertenece a los primeros. Creado por Julián Adem a principios de los años 60, abarca el hemisferio norte y consiste en una capa atmosférica de unos 10km de altura<sup>4</sup> que incluye la capa nubosa, una capa oceánica de unos 50m de profundidad y una capa continental de espesor despreciable. También incluye una capa de hielo y nieve en el ártico, que cubre parcialmente el océano y el continente, llamada *criosfera*. El hemisferio norte se representa en el plano mediante una proyección estereográfica

<sup>4</sup>Este es aproximadamente el ancho de la troposfera desde el nivel del mar.

polar, discretizada en celdas cuadradas con resolución de unos 400km. Las ecuaciones básicas son las de conservación de la energía térmica en la atmósfera, el océano y el continente.

Las variables se promedian en períodos de un mes, lo que se considera el plazo característico de la meteorología extendida o a largo plazo y corresponde al corto plazo climático. A esta escala temporal los procesos dinámicos están subordinados a la termodinámica. Las ecuaciones de equilibrio hidrostático, la del gas ideal y la de continuidad se suponen válidas en las variables promediadas (Adem 1975).

Ciertos procesos físicos no entendidos del todo teóricamente o que ocurren a escalas menores que la escala de resolución (el tamaño de la celda y el plazo de tiempo) del modelo deben ser promediados o parametrizados para poder tomar en cuenta su efecto climático (Perry 1993). Entenderemos por *parametrización* un esquema simplificado que combina teoría con datos empíricos.

Originalmente, para calcular la energía radiante en el MTC, se suponía que la atmósfera se comporta como un cuerpo negro de 0 a 8 y de 13 a  $\infty \mu\text{m}$ , y es transparente en la región de 8 a  $13 \mu\text{m}$  (Adem 1962). Posteriormente, el espectro atmosférico de onda larga sufrió una serie de modificaciones para mejorar su sensibilidad radiacional al contenido de  $\text{CO}_2$  y al de  $\text{H}_2\text{O}$  (Adem y Garduño 1984, Garduño y Adem 1988 y 1992, y Adem 1993). En esta tesis se muestra la parametrización para determinar analíticamente el efecto de retroalimentación positiva debido al comportamiento radiativo en onda larga del vapor de agua atmosférico. Este efecto incide directamente en el equilibrio energético de nuestro planeta y contribuye fuertemente al efecto invernadero ya mencionado. La parametrización se denomina *Espectro Infrarrojo Analítico de Absorción (EIRA)*, y se usa en el MTC.

La formulación analítica del espectro de absorción de onda larga en la atmósfera, usada en este trabajo, es función de la presión, de la temperatura, y del contenido de los gases absorbedores. En cuanto a dichos gases, limitamos nuestro análisis a los más importantes:  $\text{H}_2\text{O}$  y  $\text{CO}_2$ . Son los gases que han recibido más atención y de los que se cuenta con más datos.

Para calcular el contenido de vapor de agua en la atmósfera, así como la temperatura y la presión, usamos los perfiles verticales desarrollados por Adem (1967) en

función de variables climáticas: temperatura, nubosidad, gradiente térmico y espesor de la troposfera.

Al espectro infrarrojo de absorción de cada gas, o de la mezcla, lo dividimos en bandas, cada una calculada por medio de fórmulas específicas. En todas las formulaciones se aplican las hipótesis del MTC.

Esta formulación la hemos implementado en un paquete computacional denominado EIRA, que consta de dos módulos principales (correspondientes al cálculo del contenido de vapor de agua en la troposfera, y a la obtención del espectro de absorción de onda larga). Fueron escritos originalmente en *pascal*, pero actualmente existe una versión más portátil, en lenguaje *C*. Este paquete puede ser usado en cualquier microcomputadora PC AT, de preferencia con coprocesador matemático.

En los capítulos siguientes se expondrá la teoría básica en que se sustentan las parametrizaciones usadas, una descripción de la implementación práctica de las mismas y sus resultados.

# Capítulo 1

## Radiación Atmosférica

Los procesos más importantes responsables de la transferencia y balance de energía en el sistema climático son la absorción y emisión de radiación electromagnética.

En este capítulo se repasan algunos conceptos indispensables para entender el problema de la interacción entre materia y radiación. Aunque estos conceptos se sustentan en la física pura, conviene consultar un texto especializado en radiación o en física atmosférica, como el Kondratiev (1969) o el Fleagle y Businger (1963).

### 1.1 Definiciones

La energía radiante es energía en tránsito. La cantidad de energía ( $E$ ) que traspasa un área ( $A$ ) unitaria por unidad de tiempo ( $t$ ) es el *flujo radiante*

$$F = \frac{d^2 E}{dA dt}$$

La energía radiante por unidad de tiempo que atraviesa un área unitaria perpendicular a la dirección del rayo se denomina *intensidad*. La intensidad y el flujo se relacionan por la ecuación

$$F = \int_0^{2\pi} I \cos \theta \, d\omega$$

donde  $\omega$  es el ángulo sólido y  $\theta$  el ángulo entre el rayo y la normal a la superficie

en la cual la intensidad se mide. Para una radiación isotrópica (independiente de la dirección), donde  $d\omega = 2\pi \sin \theta d\theta$ , se tiene

$$F = \pi I$$

Como las propiedades de absorción y emisión de la materia suelen depender de la longitud de onda ( $\lambda$ ), conviene definir el *flujo monocromático* ( $F_\lambda$ ) y la *intensidad monocromática* o *específica* ( $I_\lambda$ ) por medio de

$$F = \int_0^\infty F_\lambda d\lambda \quad \text{y} \quad I = \int_0^\infty I_\lambda d\lambda \quad (1.1)$$

El cambio de variable de longitud de onda a frecuencia ( $\nu$ ) puede hacerse usando la relación  $\nu\lambda = c$ , donde  $c$  es la velocidad de la luz, y (1.1) para obtener las relaciones

$$F_\lambda = \frac{c}{\lambda^2} F_\nu \quad \text{y} \quad I_\lambda = \frac{c}{\lambda^2} I_\nu$$

Otra cantidad útil es el valor inverso de  $\lambda$ , llamado *número de onda* ( $n$ ).

## 1.2 Radiación de cuerpo negro

Se denomina *cuerpo negro* a un objeto con la propiedad de absorber toda la radiación electromagnética que incide en él. Max Planck publicó en 1901 una teoría de la distribución espectral de energía del cuerpo negro. Postuló que la energía solo puede ser emitida o absorbida en unidades discretas, o fotones, y es proporcional a la frecuencia,

$$E = h\nu$$

donde la constante de proporcionalidad  $h$  se conoce como constante de Planck. Combinando esta hipótesis con consideraciones de naturaleza estadística Planck obtuvo una expresión para la densidad de energía de la que se obtiene

$$I_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1}$$

donde  $\kappa$  es la constante de Boltzmann y  $T$  la temperatura absoluta. Esta ecuación se ajusta muy bien a los resultados experimentales, por lo que se ha adoptado como una ley de radiación.

Haciendo un cambio de variable a  $\lambda$ , la intensidad de radiación monocromática puede escribirse como

$$I_{\lambda} = \frac{2hc^2}{\lambda^5(\exp(hc/\kappa\lambda T) - 1)} \quad (1.2)$$

Integramos esta ecuación a lo largo de todas las longitudes de onda para obtener la intensidad total de radiación

$$I = \int_0^{\infty} I_{\lambda} d\lambda$$

Si hacemos  $x = hc/\lambda kT$  y sustituimos en 1.2, obtenemos

$$I = \frac{2\kappa^4 T^4}{c^2 h^3} \int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{\exp x - 1}$$

La integral de la derecha es conocida y tiene el valor  $\pi^4/15$ . Finalmente queda

$$I = \frac{2\pi^4 k^4}{15c^2 h^3} T^4 \equiv bT^4$$

Esta expresión se conoce como la ley de Stephan-Boltzmann. Integrando la intensidad en todas las direcciones, obtenemos el flujo emitido por un cuerpo negro

$$F = \sigma T^4$$

donde  $\sigma \equiv \pi b$  es la constante de Stephan-Boltzmann.

Otro resultado interesante de la teoría es la ley de desplazamiento de Wien, la cual establece que a diferentes temperaturas, el producto de la temperatura con la longitud de onda correspondientes al máximo de  $I_{\lambda}$  es constante ( $\lambda_{m, T} T = cte$ ), de modo que a medida que la temperatura aumenta, el máximo de su distribución de energía se desplaza hacia longitudes de onda más cortas.

### 1.3 Radiación de onda corta y de onda larga

La radiación que la Tierra recibe del Sol es parcialmente reflejada y parcialmente absorbida. A largo plazo, una cantidad de energía equivalente a la que se absorbe debe ser emitida por la Tierra y la atmósfera al espacio; de otro modo se observarían cambios sistemáticos de la temperatura terrestre.

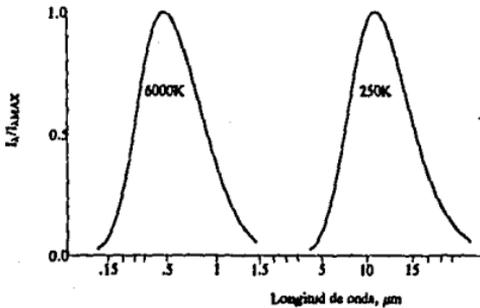


Figura 1.1: Intensidad de emisión de cuerpo negro a 6000K y a 250K.

Las curvas espectrales de la energía absorbida y la emitida casi no se superponen, como se ve en la figura 1.1, que muestra el espectro de radiación de un cuerpo negro a 6000K, aproximadamente la temperatura de la superficie solar, y el de un cuerpo a 250K, que es una temperatura típica de la superficie terrestre. Las curvas espectrales correspondientes están claramente separadas en sus rangos espectrales, por ser sus temperaturas medias muy diferentes. Por tal razón se acostumbra llamar a la radiación recibida desde el sol *radiación de onda corta* y la emitida por la Tierra de *onda larga*. Esta distinción hace posible tratar separadamente ambos tipos de radiación y, por lo tanto, reducir la complejidad del problema.

## 1.4 Absorción y emisión de radiación

Al incidir radiación electromagnética en la materia, puede ser reflejada, transmitida o absorbida. La fracción de radiación absorbida por la materia es una característica del material. La tasa de radiación absorbida respecto a la radiación incidente, como función de  $\lambda$ , se denomina *absortividad monocromática* ( $a_\lambda$ ). Un cuerpo negro es entonces aquél cuya absortividad es igual a la unidad para toda longitud de onda. La radiación no absorbida es reflejada en parte y transmitida el resto. La razón de la radiación reflejada respecto a la incidente se denomina *reflectividad* ( $r_\lambda$ ) y la razón de la transmitida a la incidente se denomina *transmisividad* ( $\tau_\lambda$ ). Las tres razones se relacionan por la ecuación

$$a_\lambda + r_\lambda + \tau_\lambda = 1$$

Para el cuerpo negro ideal,  $a_\lambda = 1$ ,  $r_\lambda = 0$  y  $\tau_\lambda = 0$  para toda  $\lambda$ .

Los materiales cuya absortividad es mayor que cero se llaman *absorbedores*. Si una rebanada de material absorbedor de grosor  $dz$  es atravesada por radiación monocromática de intensidad  $I_\lambda$ , la radiación absorbida  $dI_\lambda$  es proporcional a la masa por unidad de área del absorbedor  $\rho dz$  y a la intensidad de radiación misma

$$dI_\lambda = -k\rho I_\lambda dz$$

donde  $\rho$  es la densidad del absorbedor y  $k$  es el *coeficiente de absorción*, que depende de  $\lambda$ . Integrando queda

$$I_\lambda = I_{\lambda 0} \exp\left(-k \int_0^x \rho dz\right) \quad (1.3)$$

donde  $k$  no depende de  $z$  si suponemos que el material es homogéneo.

La cantidad  $\int \rho dz$  se conoce como la *masa óptica* (Smith 1969) y es conveniente sustituirla por una variable especial, definida como

$$U = \int_0^x \rho dz \quad (1.4)$$

que es el contenido del gas absorbedor en una columna vertical de área unitaria atravesada por la radiación. Si la masa óptica total de dicha columna es representado por  $U_0$ , la transmisividad monocromática puede ser expresada como

$$\tau_\lambda = \frac{I_\lambda(U_0)}{I_{\lambda 0}} = \exp(-k_\lambda U_0)$$

y por lo tanto, si la reflectividad es despreciable, la absorptividad

$$a_\lambda = 1 - \exp(-k_\lambda U_0)$$

Una propiedad fundamental de la materia, conocida como ley de Kirchhoff, es que una molécula que absorbe radiación en una longitud de onda dada, es capaz de emitir radiación en la misma longitud de onda. La tasa a la cual tiene lugar la emisión es función sólo de la temperatura y la longitud de onda.

La absorción y la emisión de radiación son efectos cuánticos. Es posible hacer alguna racionalización clásica, pero un entendimiento claro del fenómeno sólo es posible tomando en cuenta su naturaleza cuántica.

## 1.5 Espectro de líneas

El espectro de absorción y emisión de un gas particular consiste de una colección de líneas espectrales características. Los átomos y los iones monoatómicos emiten sólo decenas de líneas, o cuando mucho cientos. Estas líneas se encuentran en longitudes de onda que van del visible al ultravioleta. En cambio, las moléculas multiatómicas emiten miles, o decenas de miles de líneas, las cuales abarcan desde la región de microondas hasta el ultravioleta.

La absorción y emisión de las moléculas se agrupan en frecuencias como resultado de transiciones moleculares. Cada frecuencia corresponde a una transición entre dos estados de energía  $n$  y  $m$ .

$$\nu = \frac{E_n - E_m}{h}$$

Las transiciones de energía más bajas corresponden a las frecuencias más bajas, la región de microondas, e implica cambios en el estado rotacional molecular. Frecuencias más altas, en el infrarrojo, ocurren en transiciones que implican cambios en los estados vibracionales. Cuando ocurren, estos cambios vibracionales van acompañados por cambios rotacionales de menor energía. Y por último, los cambios de estado electrónico, o sea electrones que cambian su configuración orbital, extienden el espectro del infrarrojo cercano al ultravioleta. Estas transiciones electrónicas van normalmente acompañadas de cambios vibracionales, los cuales a su vez se acompañan de cambios rotacionales.

Una molécula en un estado particular sólo puede tener transiciones hacia unos pocos estados. La mayoría de las transiciones están prohibidas. Las reglas de selección que gobiernan cuáles niveles energéticos pueden participar en las transiciones, son determinados principalmente por la simetría de la molécula.

En las moléculas lineales, como el  $\text{CO}_2$ , uno de sus momentos de inercia rotacional es esencialmente cero y los otros dos son iguales entre sí. Son un caso particular de las moléculas altamente simétricas.

Los espectros más complejos se deben a las moléculas altamente asimétricas; en las que ninguno de los tres momentos rotacionales son cero ni iguales entre sí. La molécula del  $\text{H}_2\text{O}$  es de este tipo.

En la naturaleza, la emisión monocromática prácticamente nunca se observa. Debido a influencias externas sobre átomos y moléculas, así como a pérdidas de energía durante la emisión de radiación, los niveles de energía no son totalmente discretos. La distribución de energías para una transición particular se conoce como *forma de línea*.

Las transiciones tienen lugar en un intervalo finito de frecuencias. En el infrarrojo y el visible, este intervalo es una pequeña fracción de la frecuencia de la transición, por lo que se observan líneas de ancho finito. En cambio, en la región de microondas, puede ser tan grande como la frecuencia misma.

En ausencia de campos electromagnéticos intensos, el ancho finito de las líneas espectrales se debe a las siguientes causas:

1. Amortiguamiento de la vibración de las moléculas absorbedoras debido a pérdidas de energía durante la emisión.
2. Perturbaciones por colisiones entre las moléculas absorbedoras.
3. Perturbaciones por colisiones de las moléculas absorbedoras con las no absorbedoras.
4. Efecto Doppler debido a las diferencias de velocidades térmicas de átomos y moléculas absorbedoras.

El término colisión debe entenderse aquí como una interacción molecular ocurrida a intervalos de tiempo muy cortos. Tales interacciones perturban a la molécula al grado de interrumpir sus vibraciones y cambiar sus estados energéticos. El ensanchamiento debido a las colisiones (que a su vez dependen directamente de la presión) y al efecto Doppler son los de mayor importancia en la atmósfera.

Para calcular la forma de línea en función del efecto de las colisiones intermoleculares (causa 2) se aplica la forma de línea de Lorentz,

$$k_L(\nu - \nu_0) = \frac{S\alpha_L}{\pi} \frac{1}{(\nu - \nu_0)^2 + \alpha_L^2} \quad (1.5)$$

donde  $k_L$  es el coeficiente de absorción correspondiente a la frecuencia  $\nu$ ,  $\alpha_L$  es el semiancho de línea (la mitad del ancho de frecuencia medido a la mitad del máximo de  $k_L$ ), y  $S$  es la intensidad normalizada de línea. El efecto de las colisiones se introduce al hacer  $\alpha_L$  función de la presión. Aunque actualmente considerada una sobresimplificación, se usa esta forma de línea para numerosos cálculos atmosféricos.

En ausencia de efectos colisionales, los movimientos aleatorios moleculares provocan el efecto Doppler, descrito por la siguiente forma de línea,

$$k_D(\nu - \nu_0) = \frac{1}{\alpha_D\sqrt{\pi}} \exp \left[ - \left( \frac{\nu - \nu_0}{\alpha_D} \right)^2 \right] \quad (1.6)$$

en donde cuando  $\alpha = \alpha_D$  se mide un  $\nu^{-1}$  del máximo de  $k_D$  en lugar de la mitad. En la figura 1.2 se muestra una comparación entre las formas de línea de Lorentz y del efecto Doppler. El valor 1 en el eje de las abscisas corresponde al semiancho de línea.

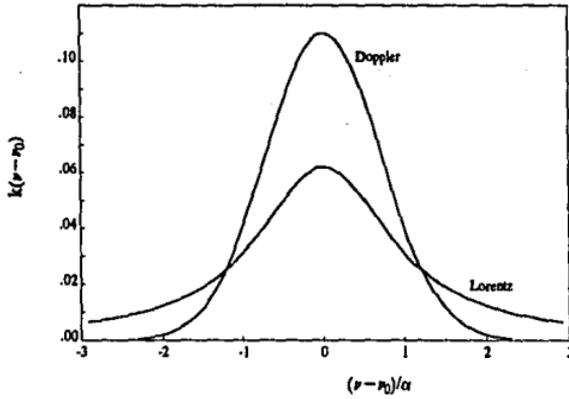


Figura 1.2: Formas de línea de Lorentz y de Doppler con el mismo semiancho de línea.

Aunque existen otras formas de línea que describen con más exactitud los procesos de absorción radiativa en la atmósfera, su tratamiento completo excede con mucho el propósito de este trabajo.

## Capítulo 2

### Perfil del vapor de agua

En este capítulo se describe la parametrización del perfil vertical de vapor de agua en la troposfera como función de la temperatura y la nubosidad fraccional. En capas superiores a la troposfera la humedad es despreciable.

La presencia del vapor de agua en el aire tiene un efecto fundamental en el comportamiento radiativo de la troposfera, a pesar de que este gas representa menos del 1% del total de los gases que componen el aire. De hecho el vapor de agua es el más importante absorbedor de radiación de onda larga.

Desde el punto de vista radiativo, conviene distinguir el vapor de agua del agua condensada en la atmósfera. El agua condensada forma las nubes, las cuales tienen albedo alto para la radiación de onda corta, pero son prácticamente cuerpos negros para la radiación de onda larga.

Esta parametrización se basa principalmente en el trabajo de Adem (1967) y de Garduño y Adem (1988).

#### 2.1 Humedad en la atmósfera

En la atmósfera, la proporción entre aire seco y agua en cualquiera de sus tres fases (vapor, líquido o hielo) varía espacial y temporalmente dentro de amplios límites como resultado de la evaporación, la condensación, la precipitación, el transporte horizontal y vertical, etc. La humedad contenida en una porción de aire es una

propiedad importante del mismo y, junto con la temperatura y la presión, especifica su estado.

La cantidad de vapor de agua contenida en el aire puede ser expresada por medio de diversas variables, descritas a continuación:

La *humedad absoluta* ( $\rho_v$ ) es la densidad del vapor de agua.

La *razón de mezcla* ( $r$ ) es la masa de vapor de agua ( $m_v$ ) por unidad de masa de aire seco ( $m_d$ ) en un volumen  $V$  de aire, o bien la razón de las respectivas densidades ( $\rho_v, \rho_d$ ), ya que  $m_v = \rho_v V$  y  $m_d = \rho_d V$ , resultando

$$r = \frac{\rho_v}{\rho_d}.$$

La *humedad específica* ( $q$ ) es la masa de vapor de agua por unidad de masa de aire húmedo (aire seco más vapor de agua)

$$q = \frac{m_v}{m_d + m_v},$$

o bien,

$$q = \frac{\rho_v}{\rho_d + \rho_v}. \quad (2.1)$$

La *presión de vapor* ( $e$ ) es la presión parcial ejercida por el vapor de agua; es decir, la contribución del vapor de agua a la presión total del aire.

Es una buena aproximación describir el comportamiento termodinámico de estos gases con la ecuación de estado del gas perfecto (Adem 1962)

$$p = R\rho T, \quad (2.2)$$

donde  $p$  es la presión,  $\rho$  la densidad del aire húmedo ( $\rho = \rho_d + \rho_v$ ),  $R$  la constante del gas, y  $T$  la temperatura. Para cualquier gas,  $R = R_o/m^*$ , donde  $R_o$  es la constante universal de los gases, y  $m^*$  es la masa molecular del gas.

Por lo anterior, tenemos

$$\rho_d = \frac{m_d^* p_d}{R_o T}, \quad \rho_v = \frac{m_v^* e}{R_o T}$$

sustituyendo en (2.1)

$$q = \frac{em_v^*}{p_d m_d^* + em_v^*}$$

$$q = \frac{m_v^*}{m_d^*} \frac{e}{(p_d + e) - (1 - \frac{m_v^*}{m_d^*})e}$$

Las masas moleculares del aire seco y del vapor de agua son, respectivamente,  $m_d^* = 28.97$  y  $m_v^* = 18.015$ ; y  $p = p_d + e$  es la presión del aire húmedo. Para valores ordinarios de  $e$  en la atmósfera, se cumple sin error apreciable

$$q = 0.622 \frac{e}{p}. \quad (2.3)$$

La *humedad relativa* ( $f$ ) es la razón entre la presión de vapor observada y la *presión de vapor de saturación* (ver sección siguiente)

$$f = e/e_s \quad (2.4)$$

La humedad relativa media en períodos mensuales o estacionales, puede aproximarse por

$$f(z) = f_m + f_1(z) \quad (2.5)$$

donde  $f_m$  es el promedio de la humedad relativa respecto a la altura ( $z$ ). Empíricamente ha resultado que  $f_1(z)$  puede expresarse como

$$f_1(z) = A_0 + A_1 z + A_2 z^2.$$

donde las constantes  $A_i$  dependen del mes o la estación.

Por otro lado, también existe una relación empírica lineal para  $f_m$  con respecto a la nubosidad fraccional ( $\epsilon$ ), que es la medida horizontal de qué tanto cubren las nubes el cielo:

$$f_m = B_1 + B_2 \epsilon.$$

donde las constantes  $B_1$  y  $B_2$  son estacionales.

Por definición  $\epsilon$  no depende de  $z$ , y así lo consideraremos en este capítulo. Finalmente expresamos la humedad relativa media como función de  $z$

$$f(z) = B_1 + B_2\epsilon + f_1(z)$$

## 2.2 Presión de vapor de saturación

A una temperatura dada existe un límite en la capacidad del aire para contener vapor de agua, y por lo tanto un límite superior para la presión de vapor. Este límite se llama *presión de vapor de saturación* ( $e_s$ ). Si se introduce más vapor en el aire cuando está saturado de vapor, éste comienza a condensarse.

La presión de vapor de saturación depende únicamente de la temperatura, y es independiente de la presión de otros gases en la mezcla. Para determinar la dependencia de  $e_s$  con la temperatura absoluta  $T$ , usamos la ecuación de Clausius-Clapeyron

$$\frac{de_s}{dT} = \frac{L}{T(v_v - v_w)} \quad (2.6)$$

donde  $L$  es el calor latente de vaporización, y  $v_v$  y  $v_w$  son los volúmenes específicos del vapor y del agua. Dichos volúmenes no cambian a lo largo de la curva  $T - P$  resultante de (2.6), llamada de equilibrio entre fases, o de saturación.

Bajo condiciones atmosféricas normales se tiene  $v_v \gg v_w$ , por lo que se puede despreciar  $v_w$ . Usando (2.2), suponiendo  $L$  constante y despejando, tenemos

$$\frac{de_s}{e_s} = \frac{L}{R} \frac{dT}{T^2}$$

$$e_s = e_{s_0} \exp\left(-L \frac{T - T_0}{RT_0 T}\right)$$

donde  $e_{s_0} = e_s(T_0)$ .

A partir de datos observados (Byers 1959), Adem (1967) desarrolló una fórmula empírica simple para  $e_s$ ,

$$e_s(T) = a_0 + a_1 T + a_2 T^2 + a_3 T^3 + a_4 T^4 \quad (2.7)$$

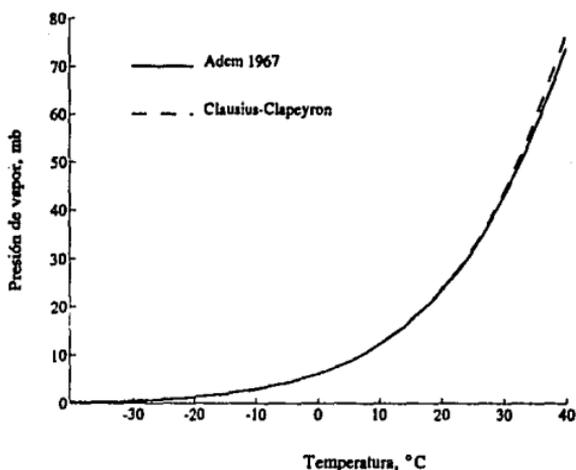


Figura 2.1: Curvas analítica y empírica de la presión de saturación del agua.

con excelente ajuste en el rango de temperaturas de  $-40$  a  $40^{\circ}\text{C}$ .

Para temperaturas menores al punto de congelación ( $0^{\circ}\text{C}$ ), el agua que permanece en estado líquido se llama *superfría*. Existe una marcada tendencia en la atmósfera a que el agua permanezca en estado líquido hasta unos  $-20^{\circ}\text{C}$ . A alturas mayores de  $5\text{km}$ , donde típicamente se da esta temperatura, el contenido de agua es escaso, por lo que podemos considerar la ecuación (2.7) como válida en nuestra región de estudio.

En unidades cgsK, las constantes del polinomio tienen los valores

$$a_0 = 1.256 \times 10^7 \text{gr s}^{-2} \text{cm}^{-1}$$

$$a_1 = -2.000 \times 10^5 \text{gr s}^{-2} \text{cm}^{-1} \text{K}^{-1}$$

$$a_2 = 1.197 \times 10^3 \text{gr s}^{-2} \text{cm}^{-1} \text{K}^{-2}$$

$$a_3 = -3.192 \text{gr s}^{-2} \text{cm}^{-1} \text{K}^{-3}$$

$$a_4 = 3.2 \times 10^{-3} \text{gr s}^{-2} \text{cm}^{-1} \text{K}^{-4}$$

## 2.3 Variables verticales en la troposfera

En las ciencias atmosféricas es común utilizar la presión ( $p$ ) como variable vertical en lugar de la altura ( $z$ ). Dado que la temperatura ( $T$ ) tiene un comportamiento monótono con  $z$  en la troposfera, también es posible usarla como variable vertical.

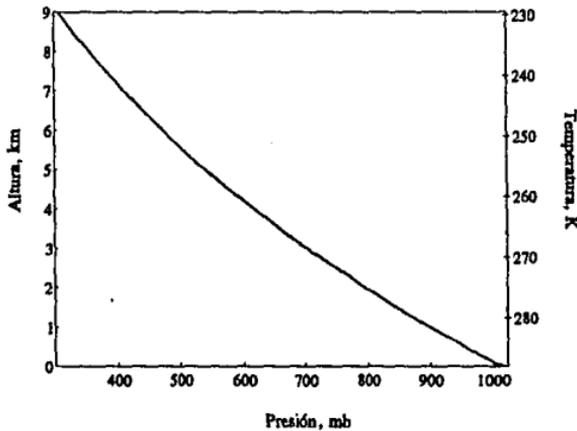


Figura 2.2: Isomorfismo de las variables verticales troposféricas.

Existe, por tanto, un isomorfismo entre las variables  $z$ ,  $T$  y  $p$ , de modo que cualquiera de ellas puede usarse como variable independiente vertical en la troposfera (ver figura 2.2). El origen del eje  $z$  se coloca en el nivel del mar, y es positivo hacia arriba; en ese nivel  $T = T_a$  y  $p = p_a$ .  $T$  y  $p$  crecen hacia abajo.

Como la atmósfera se encuentra en el campo gravitacional de la Tierra, su densidad disminuye con la altura. Una columna de aire de masa  $\rho V = \rho A z$  ejerce una presión  $p = \rho g z$ , donde  $g$  es la aceleración de la gravedad. Diferenciando resulta la ecuación hidrostática

$$dp = -\rho g dz \quad (2.8)$$

Para calcular la distribución vertical de la temperatura con relación a la altura suelen considerarse adiabáticos los procesos que ocurren en la troposfera. En un proceso adiabático la entropía ( $S$ ) no cambia, así que

$$ds = c_p \frac{dT}{T} - R \frac{dp}{p} = 0$$

donde  $c_p$  es la capacidad calorífica a presión constante. Usando (2.2) y (2.8) tenemos

$$c_p dT = -g dz$$

Integrando queda

$$T = T_a - \beta z, \quad (2.9)$$

donde  $\beta = g/c_p$  es el gradiente térmico troposférico, y es buena aproximación considerarlo constante. A partir de una altura  $z = h$  (aproximadamente 10 km sobre el nivel del mar) hay un cambio abrupto en  $\beta$ , por lo que suele confinarse hasta allí a la troposfera, y la superficie límite se llama *tropopausa*. En este nivel tenemos  $T = T_h$  y  $p = p_h$ .

Para encontrar la relación de  $p$  con  $T$  podemos usar la ecuación bien conocida de la termodinámica para procesos adiabáticos  $p v^\gamma = cte$  ( $\gamma = c_p/c_v$ ), y la ecuación del gas perfecto, para obtener

$$p T^{-\gamma} = p_a T_a^{-\gamma} \quad (2.10)$$

donde  $\gamma = g/R\beta = c_p/R$ .

Con estas ecuaciones podremos hacer los cambios de variable independiente vertical que más convengan, como se observará en la siguiente sección.

## 2.4 Perfil de humedad

Para obtener el perfil vertical de la humedad relativa en función de  $T$ , de (2.9) despejamos  $z = (T_a - T)/\beta$ . Aplicando este resultado a (2.5) y despejando  $T$ , obtenemos

$$f(T) = \alpha_0 + \alpha_1 T + \alpha_2 T^2, \quad (2.11)$$

donde las constantes resultantes del cambio de variable son

$$\alpha_0 = B_1 + B_2 c + A_0 + A_1 \frac{T_a}{\beta} + A_2 \left( \frac{T_a}{\beta} \right)^2$$

$$\alpha_1 = -\frac{1}{\beta} \left( A_1 + 2A_2 \frac{T_a}{\beta} \right)$$

$$\alpha_2 = \frac{A_2}{\beta^2}.$$

Usando  $c = f e_s$  en (2.3), resulta el perfil vertical de la humedad específica

$$q(T) = 0.622 \frac{e_s(T) f(T)}{p(T)} \quad (2.12)$$

en donde tanto  $e_s$  como  $f$  y  $p$ , son funciones sólo de  $T$ , por lo que hemos obtenido una fórmula de  $q$  como función de una sola variable vertical independiente.

## 2.5 Agua precipitable

El *agua precipitable* ( $U$ ) se define como la cantidad de agua que resultaría si todo el vapor contenido en la atmósfera se condensara y precipitara. Hay dos formas de medir  $U$ : una es masa de agua por unidad de área ( $\text{gr}/\text{cm}^2$ ) como en (1.4) y la otra volumen de agua condensable por unidad de área (cm). En unidades CGSK, estas dos formas de medir  $U$  son numéricamente equivalentes, ya que la densidad del agua líquida es  $1 \text{ gr}/\text{cm}^3$  en condiciones STP. Para mantener la congruencia con las unidades de las otras variables se usará la primera definición, aunque se podrán referir los resultados de otros autores con la segunda.

La densidad de humedad ( $u$ ), se define como la distribución vertical de  $U$ ,

$$U = \int_0^h u dz$$

Como se vió en la sección anterior, podemos convertir esta ecuación en función de cualquier variable independiente vertical ( $T$ ,  $p$  ó  $z$ ). De (2.9) tenemos que  $dz = -dT/\beta$ , por lo que el cambio de variable resulta

$$U = -\frac{1}{\beta} \int_{T_h}^{T_a} u dT \quad (2.13)$$

La humedad absoluta  $\rho_v$  es igual a la densidad de humedad  $u$ . A su vez, por (2.1), se cumple  $\rho_v = q\rho$ ,

$$u = q\rho \quad (2.14)$$

Sustituyendo  $p$  por (2.2) en (2.12), obtenemos

$$q(T) = 0.622 \frac{e_s(T)f(T)}{R\rho T}$$

Sustituyendo este resultado en (2.14) queda

$$u(T) = 0.622 \frac{e_s(T)f(T)}{RT} \quad (2.15)$$

y

$$U = R_1 \int_{T_h}^{T_a} \frac{e_s(T)f(T)}{T} dT \quad (2.16)$$

donde  $R_1 = 0.622/R\beta$ .

La ecuación (2.16) da el contenido de agua precipitable en la atmósfera, completamente parametrizado en funciones polinomiales sencillas, respecto a la variable independiente vertical  $T$ .

## 2.6 Humedad típica

Para calcular el valor típico (promedio global y anual) del perfil vertical de humedad, usamos los siguientes valores, que en adelante servirán para derivar de ellos las demás constantes

$$\begin{aligned}\epsilon &= 0.5 \\ T_a &= 288\text{K} \\ \beta &= 6.5 \times 10^{-5}\text{K/cm} \\ h &= 9 \times 10^5\text{cm}\end{aligned}$$

Para calcular la humedad relativa también usamos constantes típicas que no se verán afectadas por cambios en los parámetros anteriores ( $\epsilon$ ,  $T_a$ ,  $\beta$ ,  $h$ ),

$$\begin{aligned}B_2 &= 0.5 \\ A_0 &= 0.4518 \\ A_1 &= -8.23 \times 10^{-7}\text{cm}^{-1} \\ A_2 &= 5.5 \times 10^{-13}\text{cm}^{-2}\end{aligned}\tag{2.17}$$

Para comparar esta parametrización con observaciones, se usaron datos de otros autores para calcular la densidad de humedad  $u$  (ver figura 2.3). Ya que la cantidad de vapor de agua en la atmósfera es despreciable comparada con el aire seco, suponemos que la densidad del aire húmedo  $\rho$  es la misma para el aire seco  $\rho_d$ , así que

$$q = r$$

Houghton (1979) da  $r$  como función de la presión y la latitud. Para comparación tomamos los valores correspondientes a  $30^\circ\text{N}$  de latitud, ya que este paralelo es representativo del hemisferio, dividiéndolo en áreas iguales. Peixóto y Oort (1984) dan  $q$  también como función de la presión y la latitud; tomamos también los valores de  $30^\circ\text{N}$  porque esta latitud es la posición media de la isolínea de 2.5cm de agua precipitable, que es el promedio global, según ellos mismos. La  $u$  observada resulta de (2.14), tomando  $\rho$  de Holton (1979).

El valor típico observado de  $U$  (2.5 cm) concuerda bastante bien con el que se obtiene usando los valores típicos expresados arriba, en (2.16): 2.4cm.

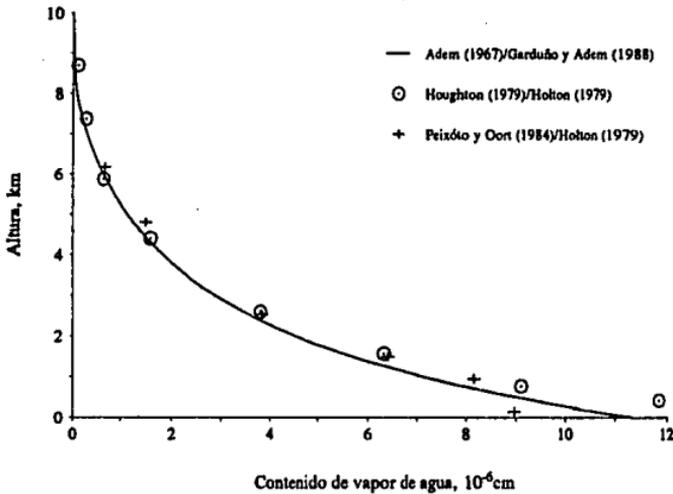


Figura 2.3: Comparación del contenido de  $H_2O$  calculado con los valores observados por otros autores (Garduño y Adem 1988).

## 2.7 Consideraciones computacionales

Se puede encontrar la solución de (2.16) mediante integración numérica, pero es computacionalmente más eficiente hacerlo desarrollando los polinomios. Definimos la siguiente expresión analítica

$$F(T) = e_s(T)f(T) = \sum_{i=0}^6 b_i T^i \quad (2.18)$$

donde

$$b_0 = a_0 \alpha_0$$

$$b_1 = a_0 \alpha_1 + a_1 \alpha_0$$

$$b_2 = a_0 \alpha_2 + a_1 \alpha_1 + a_2 \alpha_0$$

$$b_3 = a_1\alpha_2 + a_2\alpha_1 + a_3\alpha_0$$

$$b_4 = a_2\alpha_2 + a_3\alpha_1 + a_4\alpha_0$$

$$b_5 = a_3\alpha_2 + a_4\alpha_1$$

$$b_6 = a_4\alpha_2$$

Sustituyendo esta expresión en 2.16 e integrando se obtiene un polinomio más un término trascendente

$$U = R_1 \left[ b_0 \ln \frac{T_a}{T_h} + \sum_{i=1}^6 \frac{b_i}{i} (T_a^i - T_h^i) \right] \quad (2.19)$$

Las opciones numérica y analítica han sido probadas en nuestro paquete EIRA, dando los mismos resultados. A pesar de que la solución polinomial es más eficiente, ya que implica menos operaciones numéricas, la integración numérica es necesaria para calcular los valores *equivalentes* de  $T$  y  $p$ , y las *humedades efectivas*, cuyas fórmulas, más complejas, involucran a (2.16), como se verá en el siguiente capítulo.

## Capítulo 3

### Parametrizaciones radiativas

En este capítulo se presenta las parametrizaciones de los espectros de absorción de onda larga para el vapor de agua y el bióxido de carbono. Se usan los esquemas radiativos de Smith (1969) y de Ramanathan (1976) para el vapor de agua, y el de Smith para el bióxido de carbono, y se incluyen las adaptaciones de Adem y Garduño (1988 y 1992).

#### 3.1 Parametrización de Ramanathan

El vapor de agua tiene una banda de rotación-vibración centrada en  $6.3\mu\text{m}$  y una banda continua en el intervalo espectral ( $8.3, 12.5\mu\text{m}$ ), las cuales no están incluidas en el modelo de Smith. Ramanathan (1976) propuso un modelo simplificado de transferencia radiativa, en un intervalo del espectro de onda larga que nos interesa. Este modelo es de baja resolución espectral, ya que usa un solo intervalo por banda.

Para la primera banda, ubicada en el intervalo ( $4, 8.3\mu\text{m}$ ), Ramanathan obtuvo la siguiente expresión derivada de datos empíricos de emisividad ( $E$ )

$$E_1(U_1, T) = 0.59 \left( \frac{T_0}{T} \right)^{\frac{1}{4}} \left( 1 - \frac{1}{2} \left[ \frac{1}{1 + 19\sqrt{U_1}} + \frac{1}{1 + 3.5\sqrt{U_1}} \right] \right)$$

donde el contenido *efectivo* de vapor de agua (*humedad efectiva*), que viene de tomar en cuenta la variación del semiancho de línea con la temperatura (ver la siguiente

sección), es

$$U_1 = \int \left( \frac{P}{P_o} \right) \sqrt{\frac{T_1}{T}} dU$$

con  $T_1 = 293\text{K}$  y  $P_o = P_a$ .

Para la segunda banda, usó una expresión obtenida de resultados experimentales para el coeficiente de absorción  $k_\lambda$  dependiente de la presión parcial del vapor de agua ( $e$ ) y la presión atmosférica. La emisividad de la segunda banda, en su forma analítica final es

$$E_2(U_2, T) = \{0.272 + 8.76 \times 10^{-4}(T - T_o)\} [1 - \exp(-20U_2)]$$

donde la humedad efectiva es

$$U_2 = \frac{1}{e_o} \int (e + 0.005 P) dU$$

y

$$e_o = e(T_o) + 0.005 P_o$$

Para evaluar estas expresiones, primero hacemos los cambios de variable convenientes para calcular  $U_1$  y  $U_2$  como función de  $T$ , por (2.13) y (2.4),

$$U_1 = \frac{T_a^{-\gamma} T_1^{1/2}}{\beta} \int_{T_a}^{T_a} T^{\gamma-1/2} u(T) dT$$

$$U_2 = \frac{1}{e_o \beta} \int_{T_a}^{T_a} \left[ 0.005 P_o T_a^{-\gamma} T^\gamma + e_s(T) f(T) \right] u(T) dT$$

y luego usamos (2.18), para obtener

$$U_1 = R_1 T_a^{-\gamma} T_1^{1/2} \int_{T_a}^{T_a} T^{\gamma-3/2} F(T) dT$$

y

$$U_2 = \frac{R_1}{e_o} \int_{T_a}^{T_a} \left[ 0.005 P_o \left( \frac{T}{T_a} \right)^\gamma + F(T) \right] \frac{F(T)}{T} dT$$

que aunque pueden resolverse analíticamente, por razones de eficiencia computacional conviene hacerlo numéricamente, con los desarrollos dados en el capítulo 2.

De acuerdo a la ley de Kirchoff, la absorptividad equivale a la emisividad, por lo tanto las dos primeras bandas del espectro de absorción de onda larga para el vapor de agua serán  $a_1 = E_1$  y  $a_2 = E_2$ .

## 3.2 Parametrización de Smith

Smith desarrolló un modelo polinomial semiempírico para las transmisividades del  $H_2O$  y del  $CO_2$  en la banda rotacional y la de  $15\mu m$ , respectivamente, a partir de datos experimentales.

La transmisividad  $\tau_\nu$  para radiación monocromática a la frecuencia  $\nu$  está dada por

$$\tau_\nu = \exp(-k_\nu U) \quad (3.1)$$

donde  $k_\nu$  es el coeficiente de absorción y  $U$  la masa óptica (ver sección 1.4). Las bandas de absorción de los gases atmosféricos están formadas por una superposición de líneas espectrales de modo que  $k_\nu$  es en realidad la suma de ellas:

$$k_\nu = \sum_i k_{\nu i}$$

donde  $k_{\nu i}$  es el coeficiente de absorción de la  $i$ -ésima línea. El coeficiente de absorción se describe con suficiente precisión por la forma de línea de Lorentz

$$k_{\nu i} = \frac{S_i \alpha_i}{\pi[(\nu - \nu_i)^2 + \alpha_i^2]}$$

donde  $S_i$  es la intensidad de la línea,  $\alpha_i$  el semiancho de Lorentz, y  $\nu_i$  la frecuencia del centro de la línea. Smith desarrolla esta expresión para hacerla función de  $U$ ,  $P$  y  $T$ .

Como el semiancho es proporcional a la frecuencia de colisión molecular, es también proporcional a la densidad del gas. Usando la teoría cinética de los gases y la ley del gas ideal, se obtiene

$$\alpha_i = \alpha_{0i} \left( \frac{P}{P_0} \right) \sqrt{\frac{T_0}{T}}$$

donde  $\alpha_{0i}$  es el semiancho bajo condiciones STP. Sustituyendo en (3.1), tenemos

$$\tau_\nu = \exp \left[ -\frac{U}{\pi} \left( \frac{P}{P_0} \right) \sqrt{\frac{T_0}{T}} \sum_i X_i S_i \right]$$

donde

$$X_i = \frac{\alpha_{0i}}{\{(\nu - \nu_i)^2 + \alpha_i^2\}}$$

Supongamos que  $S_i$  no está correlacionado con  $X_i$  (esta es la suposición básica de los modelos de banda aleatoria, pero funciona igualmente bien para los modelos de banda regular, donde  $S_i$  es constante). Entonces queda

$$\tau_\nu = \exp \left[ -\frac{U}{\pi N_\nu} \left( \frac{P}{P_0} \right) \sqrt{\frac{T_0}{T}} \beta_\nu \sum_i S_i \right] \quad (3.2)$$

donde  $N_\nu$  es el número total de líneas absorbiendo a la frecuencia  $\nu$ , y  $\beta_\nu = \sum X_i$ .

La dependencia entre la intensidad de línea y la temperatura es complicada; sin embargo algunos autores (p. ej. Kondratyev 1967) han indicado que para la atmósfera terrestre se puede tratar esta dependencia como una simple función  $f_\nu(T)$  tal que

$$\sum_i S_i = f_\nu(T) \sum_i S_{i0} = f_\nu(T) N_\nu \bar{S}_{0\nu}$$

donde  $\bar{S}_{0\nu}$  es la intensidad de línea media a temperatura estándar. Por otra parte, Kondratyev (1967) ha mostrado que  $f_\nu(T)$  puede aproximarse por

$$f_\nu(T) = \left( \frac{T}{T_0} \right)^{m_\nu}$$

donde  $m_\nu$  es una constante. Por lo tanto, (3.2) puede simplificarse de la siguiente manera

$$\tau_\nu = \exp \left( \frac{-\beta_\nu \bar{S}_{0\nu} U P T^{m_\nu - 1/2}}{\pi P_0 T_0^{m_\nu - 1/2}} \right)$$

Si bien esta última ecuación es una sobresimplificación, la evidencia experimental sugiere que las potencias de  $U$  y  $P/P_0$  pueden ser distintas a la unidad; por lo que una aproximación más adecuada sería

$$\tau_\nu = \exp \left( -a_\nu U^{b_\nu} P^{c_\nu} T^{d_\nu} \right)$$

Si aplicamos dos veces logaritmo obtenemos una expresión polinomial simple

$$\ln(-\ln \tau_\nu) = \ln a_n + b_\nu \ln U + c_\nu \ln p + d_\nu \ln T + R_\nu$$

donde  $R_\nu$  es el residuo que establece la igualdad, y que puede ser expresado como la suma de los términos de mayor orden que impliquen a las variables  $\ln U$ ,  $\ln p$  y  $\ln T$ .

Smith utiliza una expansión polinomial similar, aplicada a datos de transmitancia empíricos en intervalos de número de onda ( $n$ ) de  $5\text{cm}^{-1}$  de las bandas de  $\text{H}_2\text{O}$  rotacional y de  $15\mu\text{m}$  en  $\text{CO}_2$ , de la forma

$$W_\nu = \ln(-\ln \tau_\nu) = C_0 + C_1 X + C_2 Y + C_3 Z + \dots + C_n X^m Y^m Z^m$$

donde cada coeficiente  $C_i$  es función de  $n$  y las variables son  $X = \ln\left(\frac{T_0 U}{T U_0}\right)$ ,  $Y = \ln\left(\frac{P}{P_0}\right)$ ,  $Z = \ln\left(\frac{T_0}{T}\right)$ . La constante  $U_0 = 1 \text{ gr/cm}^2$  se introduce solamente para adimensionar el argumento de la función  $X$ .

Los coeficientes se determinaron mediante análisis estadístico de los datos empíricos. Originalmente, la expansión incluía 26 términos, pero un análisis de varianza reveló que sólo 8 eran significativos. La transmisividad se calcula con la doble exponencial

$$\tau_\nu = \exp[-\exp(W_\nu)] \quad (3.3)$$

Este modelo de transmisividad requiere de condiciones homogéneas en presión y temperatura. Para ser aplicable a la atmósfera (donde tales condiciones de homogeneidad no existen) es necesario calcular valores *equivalentes* de dichas variables, de modo que la transmisividad del medio inhomogéneo se aproxime a la del medio homogéneo. Estos valores se definen como los promedios pesados con respecto al contenido de gas a través del espesor de la capa del medio

$$\bar{T} = \frac{\int T dU}{\int dU} \quad \text{y} \quad \bar{P} = \frac{\int P dU}{\int dU} \quad (3.4)$$

En adelante, usaremos los subíndices  $A$  y  $B$  para identificar a los gases  $\text{H}_2\text{O}$  y  $\text{CO}_2$  respectivamente. Cuando dos gases actúan simultáneamente, sus transmisividades se multiplican. Entonces, la transmisividad en cada intervalo espectral donde de

superpongan los espectros de estos gases resulta

$$\tau_{vAB} = \tau_{vA}\tau_{vB} \quad (3.5)$$

Puesto que no estamos tomando en cuenta la reflectividad, para obtener la absorptividad de la mezcla de dos gases distintos, usamos la expresión

$$a_{AB} = 1 - (1 - a_A)(1 - a_B) \quad (3.6)$$

### 3.2.1 Espectro del vapor de agua

Para calcular la absorptividad del  $H_2O$  se usan (3.3, 3.5, 3.6) y el siguiente polinomio

$$W_v = C_0 + C_1X + C_2Y + C_3Z + C_4XY + C_5XZ + C_6X^2 + C_7X^2Z + C_8YZ^2$$

Smith provee los coeficientes  $C_i$  y un residuo RMS en el intervalo (202.5, 797.5  $cm^{-1}$ ) cada  $5cm^{-1}$  por medio de una tabla (ver el apéndice 3). La presión y la temperatura equivalentes, por (3.4, 2.13 y 2.10), resultan

$$\bar{T}_A = \frac{1}{U_A \beta} \int_{T_A}^{T_A^*} u(T) T dT$$

$$\bar{P}_A = \frac{P_A}{U_A T_A^{\gamma} \beta} \int_{T_A}^{T_A^*} u(T) T^{\gamma} dT$$

de donde, usando (2.19) obtenemos las siguientes expresiones polinomiales

$$\bar{T}_A = \frac{R_1}{U_A} \sum_{i=0}^6 \frac{b_i}{i+1} T^{i+1}$$

$$\bar{P}_A = \frac{R_1 P_A T^{\gamma}}{T_A^{\gamma} U_A} \sum_{i=0}^6 \frac{b_i}{\gamma+i} T^i$$

Los valores de las constantes pueden consultarse en el capítulo 2.

De este modo se obtiene la tercera banda  $a_3$  que completa el espectro de absorptividad para el vapor de agua. Como esta banda se compone de varios intervalos regulares, denotaremos al valor de cada intervalo como  $a_{3,i}$  donde  $i$  es el número del intervalo.

### 3.2.2 Espectro del CO<sub>2</sub>

El polinomio correspondiente al espectro del CO<sub>2</sub> es

$$W = C_0 + C_1X + C_2Y + C_3Z + C_4XY + C_5XZ + C_6X^2 + C_7X^2Y + C_8XZ^2$$

donde los coeficientes  $C_i$  y el residuo RMS están tabulados en el intervalo (507.5, 817.5 cm<sup>-1</sup>) cada 5cm<sup>-1</sup>.

Como el CO<sub>2</sub> constituye al aire en una fracción constante, es válido suponer que en la troposfera la distribución vertical del CO<sub>2</sub> es homogénea respecto a la presión

$$\frac{dU_B}{dP} = \frac{U_B}{p_a - p_h} = cte$$

Por lo que, usando (3.4), resulta

$$\bar{P}_B = \frac{P_a + P_h}{2}$$

Del mismo modo, por (2.10),

$$dU_B = \frac{U_B}{P_a - P_h} P_a T_a^{-\gamma} (\gamma T_a^{\gamma-1}) dT$$

y por (3.4), para la temperatura equivalente del CO<sub>2</sub>, obtenemos

$$\hat{T}_B = \frac{\gamma}{\gamma + 1} \frac{P_a T_a - P_h T_h}{p_a - p_h}$$

### 3.2.3 Cambio de variable

Las tablas de coeficientes que provee Smith vienen desplegadas en número de onda en intervalos de 5 cm<sup>-1</sup>. Para nuestros propósitos es conveniente tener el espectro en función de la longitud de onda ( $\lambda$ ), en unidades de micras ( $\mu\text{m}$ ). Los intervalos resultantes son (12.54, 50 $\mu\text{m}$ ) para el H<sub>2</sub>O y (12.23, 19.7 $\mu\text{m}$ ) para el CO<sub>2</sub>. Para esto, al espectro calculado le aplicamos un algoritmo de promedio ponderado para obtener un espectro equivalente en intervalos de 1  $\mu\text{m}$ , como se explica en la siguiente sección.

La subrutina que lleva a cabo este promedio, también puede dar el espectro en cualquier otra resolución de  $\lambda$ . En la figura 3.1 puede observarse gráficamente el cambio de variable.

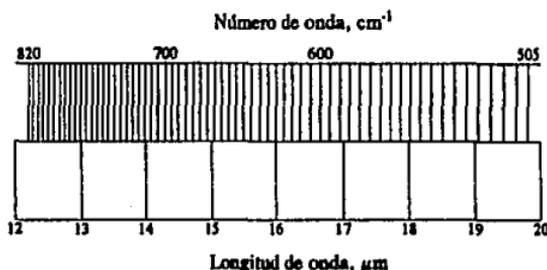


Figura 3.1: Cambio de variable de número de onda a micras

### 3.3 Espectro de onda larga completo

Ahora ya contamos con parametrizaciones para calcular el espectro completo de absorptividad del vapor de agua de 0 a  $\infty \mu\text{m}$ , dividido en tres bandas. La banda  $a_2$  de Ramanathan, que abarca el intervalo espectral (8.3,  $12.5 \mu\text{m}$ ), se superpone al primer intervalo de la banda  $a_3$ , de Smith, que abarca de  $12.23$  a  $13 \mu\text{m}$ . Para conectar estas bandas en el intervalo donde se superponen, se aplica un promedio ponderado por la fracción superpuesta en  $\lambda$ . Los pesos respectivos son 0.5 y 0.77, por lo que el valor de la absorptividad en el intervalo de  $1 \mu\text{m}$  centrado en  $12.5 \mu\text{m}$  será

$$a(12.5) = \frac{0.5a_2 + 0.77a_{3,1}}{1.27}$$

La tabla 3.1 muestra las bandas del espectro infrarrojo del  $\text{H}_2\text{O}$  completo, tal como ha sido armado. El límite inferior de la primera banda ha sido extendido a  $0 \mu\text{m}$  debido a que diversos autores discrepan en su valor en alrededor de  $0.5 \mu\text{m}$ , además de que la curva de radiación de Planck resulta despreciable en el intervalo de 0 a  $4 \mu\text{m}$ . El límite superior de la última banda ha sido extendido de 50 a  $\infty \mu\text{m}$  porque en este intervalo la atmósfera emite igual que un cuerpo negro (Adem 1962) y la curva de Planck también resulta despreciable en ese intervalo.

También es posible obtener espectros correspondientes a situaciones climáticas diferentes, y compararlos. Es más útil modularlos con la curva de cuerpo negro de

Banda	Tipo	Región espectral ( $\mu\text{m}$ )	Autor	
1	rotación-vibración	0	8	Ramanathan
2	continua	8	12	Ramanathan
3	rotación	12	$\infty$	Smith

Tabla 3.1: Bandas que conforman el espectro completo del vapor de agua.

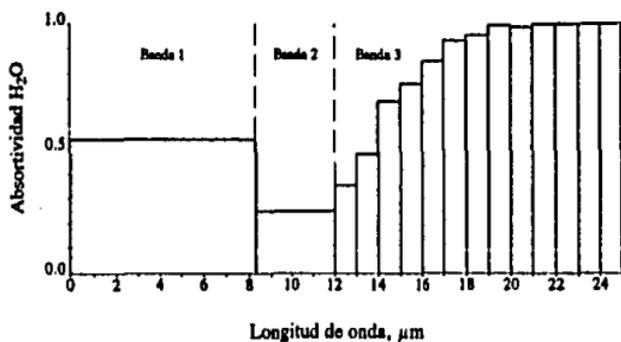


Figura 3.2: Espectro infrarrojo completo para el vapor de agua

Planck, pues es térmicamente más significativo.

### 3.4 Espectro infrarrojo normal e incrementado

Para calcular el espectro infrarrojo normal de  $H_2O$ , mostrado en la figura 3.2, usamos los valores típicos de los parámetros climáticos, como en la sección 2.3. Para el espectro del  $CO_2$  es necesario prescribir el contenido del gas  $U_B = 181.1 \text{ gr/cm}^2$  (que debe equivaler a 300ppmv). De esta manera sólo se requieren estos parámetros para calcular el espectro de onda larga atmosférico.

Este espectro interacciona con el clima por medio de esos parámetros básicos. Por ejemplo, si el clima cambia a consecuencia de un incremento de  $U_B$  externamente impuesto, cambiarán los parámetros  $T_a$ ,  $\beta$  y  $\epsilon$ , pues suponemos que  $P_a$  y  $h$  no varían con este forzamiento. Con los nuevos valores de estos parámetros se calcula el nuevo espectro de  $H_2O$ . De esta manera se incorpora el efecto de retroalimentación positiva debido al comportamiento radiacional del vapor de agua. Los incrementos los denotaremos con el prefijo  $\Delta$ , de modo que el valor nuevo será la suma del valor normal y su incremento.

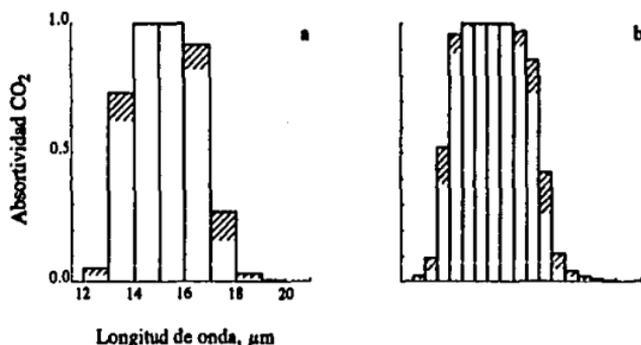


Figura 3.3: Espectro del  $CO_2$  normal e incrementado en resolución de (a)  $1\mu\text{m}$  y (b)  $0.5\mu\text{m}$ .

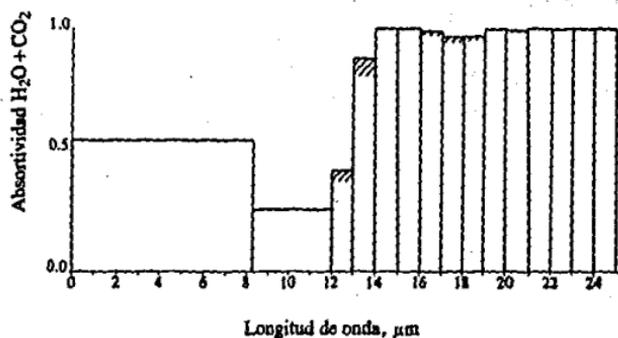


Figura 3.4: Espectro de absorción de la mezcla, y su incremento

En la figura 3.3 se muestra el espectro normal del  $\text{CO}_2$  y su incremento debido a la duplicación de  $U_B$  (sombreado). En esta figura se muestra también una comparación de obtener el espectro con una resolución diferente, en este caso de  $0.5\mu\text{m}$  (figura 3.4b). El incremento neto en ambas resoluciones, una vez modulado con la curva de Planck, es esencialmente el mismo.

En la figura 3.4 se muestra el espectro completo de absorción. La parte sombreada corresponde al incremento espectral inducido por la duplicación de  $U_B$ , y la parte clara, al espectro de absorción normal.

## Capítulo 4

# Resultados y aplicaciones

En este capítulo se presentan los resultados de la incorporación de la parametrización de transferencia radiativa, desarrollada en los capítulos anteriores, al Modelo Termodinámico del Clima, para evaluar el efecto climático de la duplicación del  $\text{CO}_2$  atmosférico.

### 4.1 Incorporación al MTC

Como se vió en el capítulo anterior, para calcular el espectro de absorción atmosférico de onda larga se requiere de 6 parámetros, a saber  $T_a$ ,  $P_a$ ,  $\beta$ ,  $\epsilon$ ,  $h$  y el contenido de  $\text{CO}_2$  ( $U_B$ ), ya que el contenido de vapor de agua ( $U_A$ ) se deriva de los parámetros anteriores (ver capítulo 2). Dicho espectro interacciona con el clima por medio de estos parámetros. Si el clima cambia (debido, por ejemplo, a un aumento de  $U_B$ ), estos parámetros básicos cambian, y los cambios se propagan hasta obtener los valores anómalos de absortividad. Para simplificar estos cálculos, suponemos  $P_a$  y  $h$  fijas.

En la figura 4.1 aparecen los espectros de absorción atmosférica modulados con la curva de Planck en función de la longitud de onda: el de  $\text{CO}_2$  (A), el de  $\text{H}_2\text{O}$  (B) y el espectro de la mezcla de ambos gases (C). El área sombreada es la energía absorbida por la atmósfera con el contenido actual del  $\text{CO}_2$  y el área negra es el incremento en el espectro debido a una duplicación del contenido de este gas. Se ilustran para

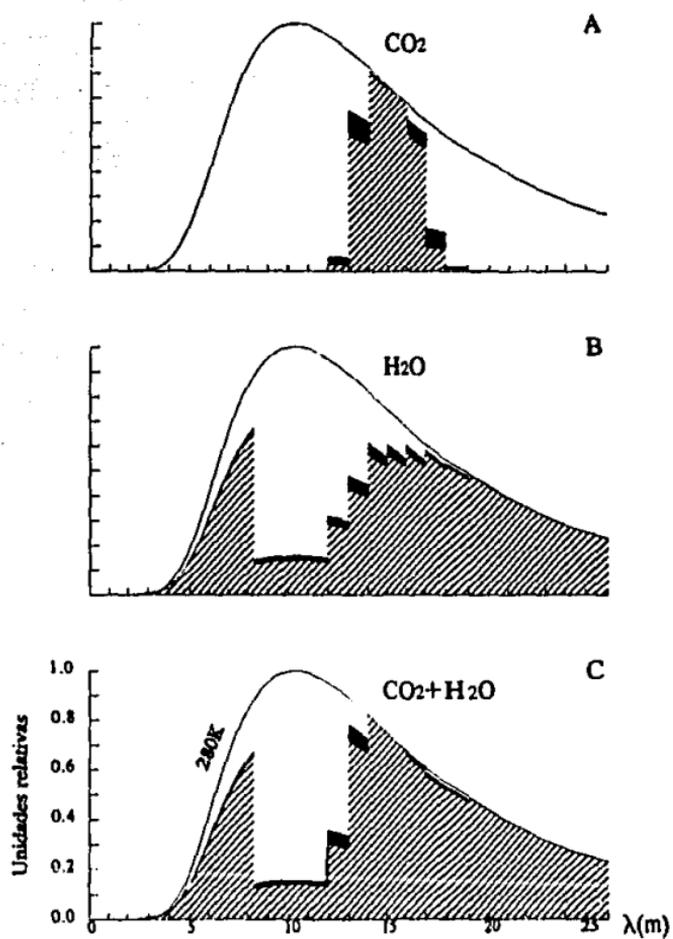


Figura 4.1: Espectros de absorción atmosférica usados en el MTC.

280K, pero esta temperatura es variable en el MTC.

El flujo de radiación de onda larga emitida por la atmósfera se calcula modulando la absorptividad con la curva de cuerpo negro de Planck, a la temperatura  $T$ , con  $\lambda$  en micras,

$$E(T) = \sigma T^4 - \left[ a_1 F(T, 0, 8) + a_2 F(T, 8, 12.5) + \sum_{i=0}^{12} a_{3,i} F(T, 12 + i, 13 + i) \right] \quad (4.1)$$

donde  $F$  es la integral

$$F(T, \lambda_1, \lambda_2) = 2\pi hc^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{1}{\lambda^5} \frac{d\lambda}{(\exp(hc/\kappa\lambda T) - 1)}$$

La ecuación (4.1) se utiliza para calcular el exceso de radiación en la atmósfera ( $E_A$ ) como puede verse en (Adem 1962, ec. 12). El balance radiativo ( $E_T$ ) se calcula añadiendo a  $E_A$  el exceso de radiación en las nubes ( $E_C$ ), para calcular finalmente la energía térmica verticalmente integrada para la atmósfera (Adem 1991, ec. 1). Las ecuaciones arriba referidas no se explicitan por contener términos no estudiados en este trabajo.

## 4.2 Retroalimentadores en el MTC

En la Introducción de esta tesis dimos una descripción somera del MTC. Ahora solamente puntualizamos los retroalimentadores.

En el clima existen tres mecanismos de retroalimentación, que en la presente versión del MTC resultan todos de signo positivo, cada uno de ellos corresponde a una de las tres fases del agua, a saber:

1. Hielo. La criosfera tiene gran importancia en el clima, ya que su alto albedo refleja gran parte de la radiación solar al espacio, impidiendo que se caliente la tierra. Si alguna causa externa hace disminuir la temperatura, la criosfera se extiende y aumenta el albedo, provocando mayor disminución de la temperatura. Análogamente, un aumento de temperatura se refuerza al disminuir la criosfera. El efecto que provoca la extensión de la criosfera (mayor albedo y menor temperatura) amplifica los cambios climáticos. En el MTC, la frontera de la criosfera se hace coincidir con la isoterma superficial de  $0^\circ\text{C}$ .

2. Nubes. El papel de las nubes como mecanismo de retroalimentación climático es incierto (en signo y magnitud) según se modele (Kondratyev 1991), ya que no está claro si un aumento en la temperatura incrementa o disminuye la nubosidad. En el MTC, la nubosidad se calcula con la hipótesis de conservación de la humedad relativa a largo plazo, y se obtiene un efecto retroalimentador positivo (Garduño y Adem 1993).
3. Vapor. Por su opacidad infrarroja el vapor de agua atmosférico es otro retroalimentador. Al aumentar la temperatura crece la evaporación del agua de la superficie del mar, lo que aumenta el vapor en el aire. Este vapor adicional refuerza el efecto invernadero, lo que aumenta la temperatura. Con la parametrización planteada en esta tesis quedó integrado al MTC el efecto climático de retroalimentación positiva entre temperatura y vapor.

Los dos últimos mecanismos, que son los incorporados más recientemente, se usan en valor promediado global y anualmente; en el futuro tendrán resolución espacio-temporal.

### 4.3 Cálculo del cambio climático por duplicación del $\text{CO}_2$

Para calcular el efecto de la duplicación del  $\text{CO}_2$  atmosférico, el MTC se corre para un caso normal en el que se usan los valores típicos actuales, y luego para uno anormal, en el que se prescribe un contenido doble del  $\text{CO}_2$ . La diferencia entre ambos da la anomalía que mide el cambio climático, eliminando al mismo tiempo los errores sistemáticos del modelo. En los cálculos de duplicación del  $\text{CO}_2$  se han manejado dos versiones del MTC que difieren en el tratamiento espectral del vapor de agua. En el modelo MTC1 se incluye el efecto del vapor de agua en todo el espectro de onda larga. En el modelo MTC2 dicho efecto se excluye en la banda del  $\text{CO}_2$  (12,  $19\mu\text{m}$ ), eliminando la mezcla de ambos gases. El espectro mostrado en la figura 4.1 corresponde al MTC1.

Caso	Retroalimentadores incluidos	Incremento de temperatura (°C)	
		MTC1	MTC2
1	$\Delta\text{CO}_2$	0.3	0.8
2	$\Delta\text{H}_2\text{O}$	0.4	1.1
3	$\Delta\text{nubes}$	0.4	1.3
4	$\Delta\text{criosfera}$	0.4	1.2
5	$\Delta\text{H}_2\text{O}+\Delta\text{nubes}$	0.8	1.7
6	$\Delta\text{H}_2\text{O}+\Delta\text{criosfera}$	0.5	1.8
7	$\Delta\text{nubes}+\Delta\text{criosfera}$	0.6	2.2
8	$\Delta\text{H}_2\text{O}+\Delta\text{nubes}$ + $\Delta\text{criosfera}$	1.2	3.5

Tabla 4.1: Aumento de temperatura superficial obtenido al duplicar el  $\text{CO}_2$  atmosférico .

Como resultado de la corrida, el MTC da anomalías de la temperatura del aire superficial ( $T_a$ ), que es la variable que usamos para calcular el incremento de las demás variables típicas ( $P_a$ ,  $\beta$  y  $\epsilon$ ). El MTC se vuelve a correr iterativamente con el nuevo espectro así perturbado hasta converger, y se evalúan los incrementos en la temperatura y otras variables climáticas derivados de una duplicación en el contenido del  $\text{CO}_2$  atmosférico.

Algunos de los resultados más importantes de estas corridas se presentan como perfiles latitudinales obtenidos dividiendo el hemisferio norte en cinturones de áreas geográficas iguales y tomando el promedio zonal. Este procedimiento da perfiles más suaves y realistas que si se tomaran cinturones de igual intervalo de latitud. La figura 4.2 presenta los promedios estacionales de las anomalías (dn) de temperatura en la superficie ( $T_s$ ) y en la troposfera media ( $T_m$ ), ubicada como a 5km sobre el nivel del mar; y la figura 4.3 representa la anomalía de precipitación (R) expresada como porcentaje de normalidad (N%) para el verano. En esta última se han separado el continente y el océano (líneas de guiones, y guiones y puntos) del promedio (línea continua). Estos resultados corresponden al caso 8 de la tabla 4.1, en que se han agregado los tres retroalimentadores al efecto de la duplicación del  $\text{CO}_2$ .

La tabla 4.1 muestra los incrementos de temperatura superficial típica para todas las combinaciones posibles de los tres retroalimentadores (Garduño y Adem 1992).

Estos resultados son preliminares pero ilustran las posibles respuestas que se pueden obtener al combinar los efectos de los retroalimentadores del clima.

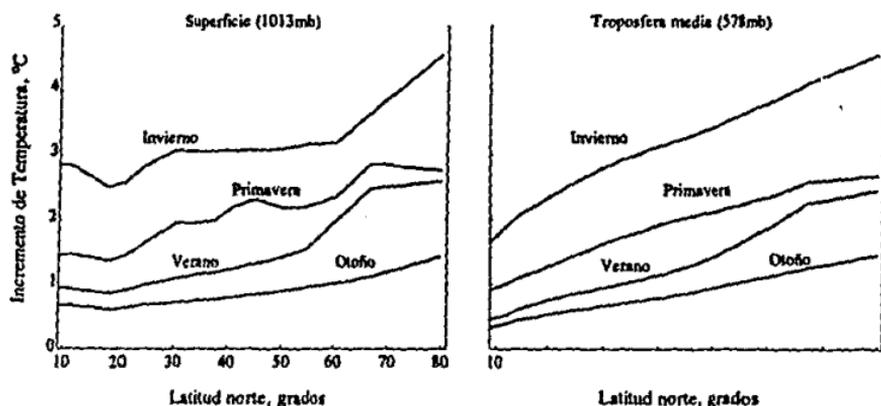


Figura 4.2: Incremento de temperatura de la superficie y la troposfera media, resultante de la duplicación del  $\text{CO}_2$  atmosférico, en el hemisferio norte.

Estos experimentos numéricos indican que de ocurrir una duplicación del  $\text{CO}_2$  atmosférico, habría un aumento de temperatura todo el año, tanto en la superficie como en altura. Este efecto es más notable en latitudes altas que cerca del ecuador. En la troposfera media la tendencia es casi latitudinal (ver figura 4.2) pues, por su altura, escapa al efecto de influencias locales. En cuanto a la precipitación, en el océano aumentaría notablemente, mientras que en el continente habría sequía.

En la figura 4.4 se muestran resultados típicos de diversos autores para la duplicación del  $\text{CO}_2$ . Cada barrita se refiere al resultado obtenido por algún autor. En particular, la barrita 30 corresponde a un resultado obtenido por Adem y Garduño (1984), sin utilizar la parametrización mostrada en esta tesis. Puede verse que su estimación del incremento de temperatura, al duplicarse el  $\text{CO}_2$  era de 1 a 1.4  $^{\circ}\text{C}$  (Garduño y Adem 1992).

Las figuras 4.5 a 4.9 son versiones hemisféricas de las figuras 4.2 y 4.3, para invierno y verano, en el caso de la temperatura, y para verano en el de la precipitación. El

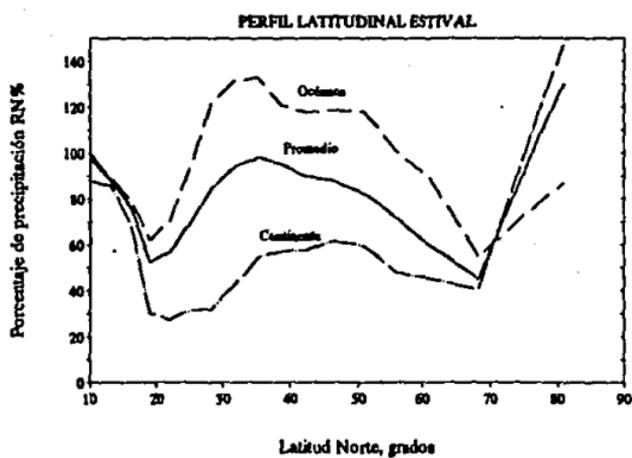


Figura 4.3: Incremento de la precipitación para verano en el hemisferio norte, en porcentaje de normalidad.

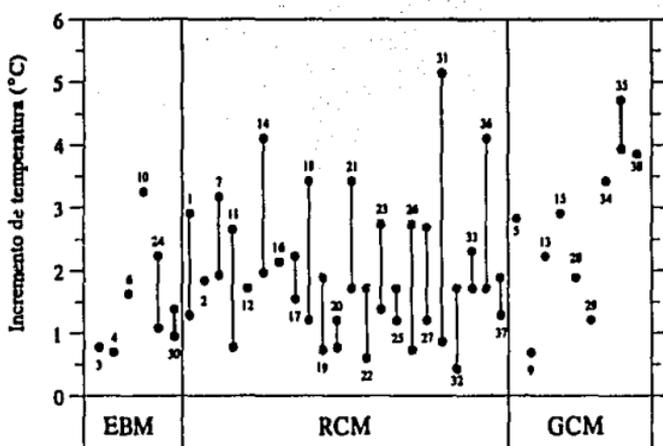


Figura 4.4: Incremento de temperatura superficial para una duplicación del  $\text{CO}_2$ . Comparación entre diferentes modelos (Adem y Garduño 1992).

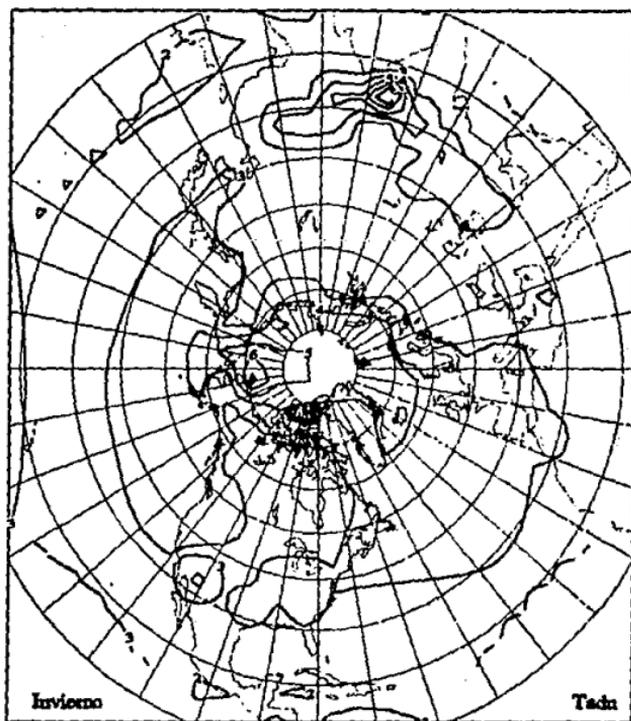


Figura 4.5: Incremento de temperatura superficial en  $^{\circ}\text{C}$  debido a la duplicación del  $\text{CO}_2$  atmosférico.

máximo incremento en la temperatura superficial en invierno (fig. 4.5), es de  $7^{\circ}\text{C}$ , y se localiza al norte de Alaska, en el círculo polar ártico. En México se tiene un máximo de  $3.5^{\circ}\text{C}$  en el norte, y en verano (fig. 4.6) se tiene una distribución casi latitudinal de 2 a  $3.5^{\circ}\text{C}$  de sur a norte. En cuanto a la precipitación en el verano (la estación más significativa, por ser la época de lluvias en la mayor parte de México), la figura 4.9 indica una disminución general en el continente, y en los océanos un incremento; en el territorio nacional, el sureste registra un incremento, mientras que el resto del país, un decremento.

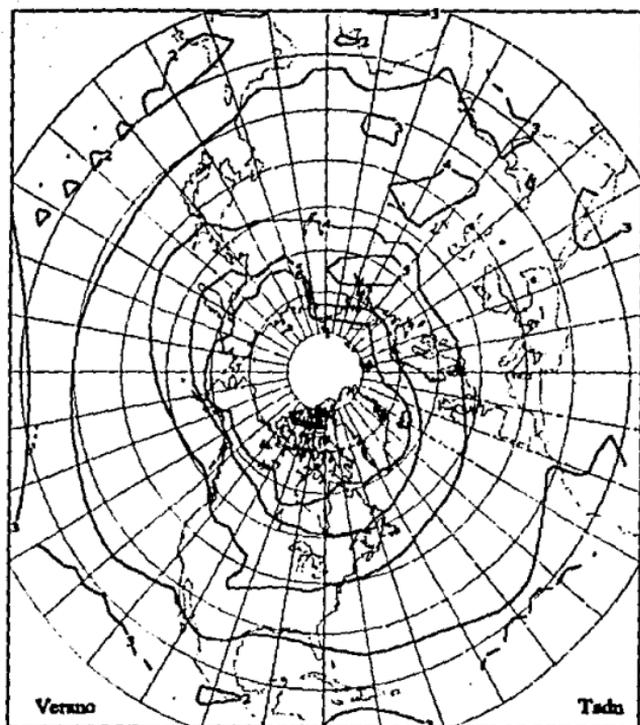


Figura 4.6: Incremento de temperatura superficial en °C debido a la duplicación del  $\text{CO}_2$  atmosférico.

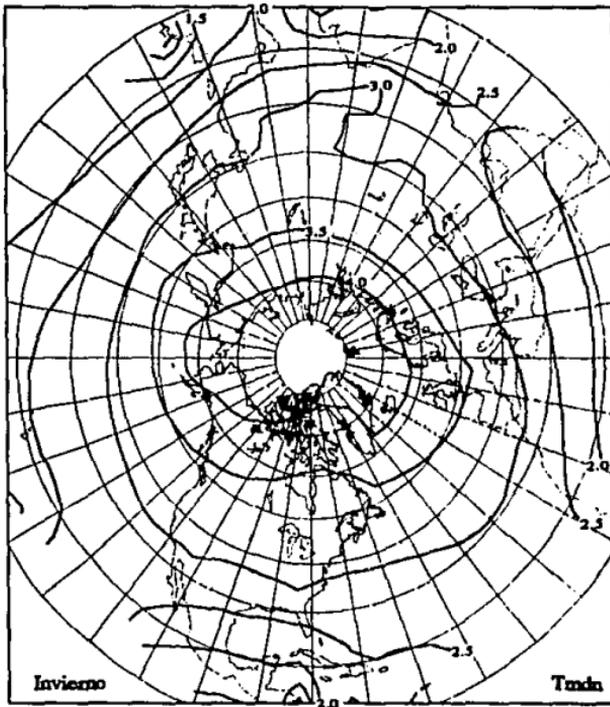


Figura 4.7: Incremento de temperatura en la troposfera media, en  $^{\circ}\text{C}$ , debido a la duplicación del  $\text{CO}_2$  atmosférico.

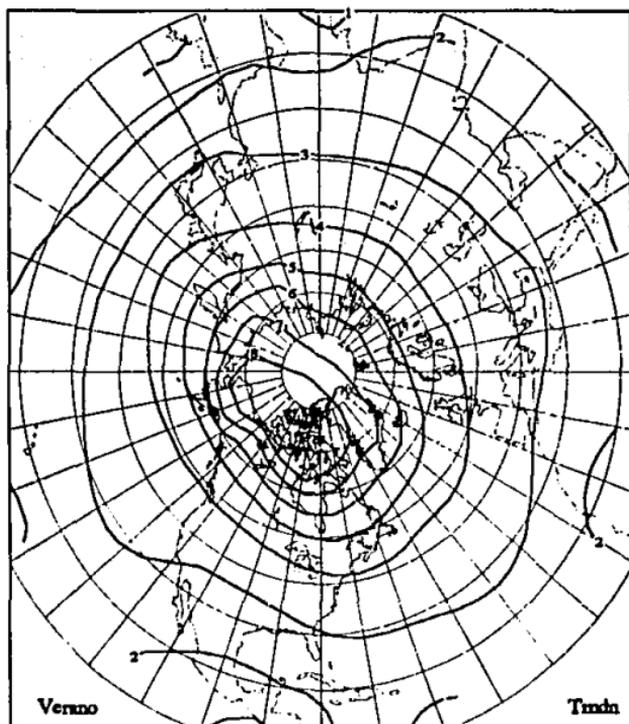


Figura 4.8: Incremento de temperatura en la troposfera media, en °C, debido a la duplicación del CO<sub>2</sub> atmosférico.

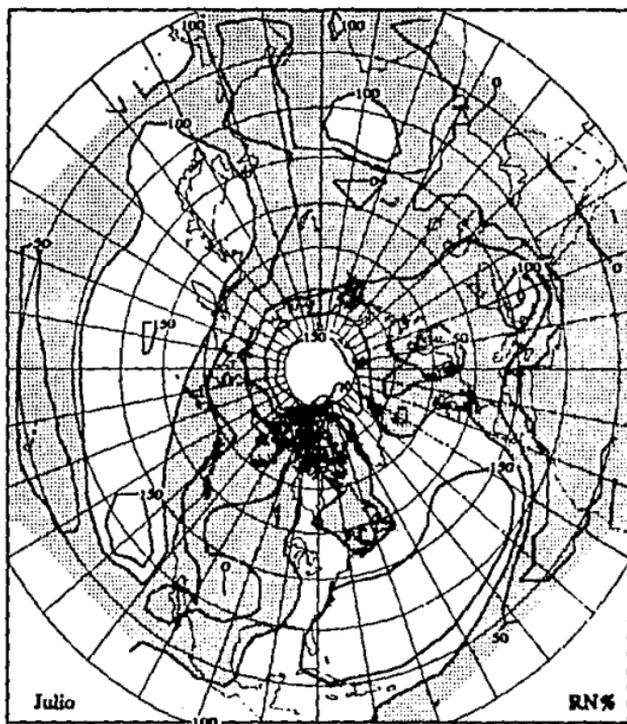


Figura 4.9: Precipitación en porcentaje de normalidad ante una duplicación del CO<sub>2</sub> atmosférico.. El sombreado indica la precipitación por debajo de lo normal.

## 4.4 Conclusiones y trabajo futuro

Con la formulación mostrada en esta tesis se ha incorporado al MTC, por medio del espectro atmosférico de onda larga, el efecto de retroalimentación positiva del vapor de agua en el sistema climático. Este era el único de los tres grandes mecanismos retroalimentadores que faltaba en el MTC. Su incorporación hace posible realizar experimentos para calcular los efectos climáticos del cambio de concentración del  $\text{CO}_2$  atmosférico.

La relativa sencillez de las ecuaciones del presente trabajo podría dar la impresión de que el problema es simple. Estas ecuaciones satisfacen las hipótesis y las condiciones impuestas en el MTC, para escalas de tiempo climático, pero para plazos menores muchos de los supuestos no serían válidos. El problema ha sido atacado teóricamente con aproximaciones más completas por otros autores (Kondratyev 1969, Goody 1989).

Esta formulación ha de refinarse en varios aspectos, que serán la continuación del trabajo, como son:

- Probar fórmulas alternativas para longitudes de onda menores que  $12.5\mu\text{m}$ , ya que las actuales no son completamente satisfactorias.
- Incluir en el espectro algunos de los gases traza, cuya importancia conjunta es semejante a la del  $\text{CO}_2$ . El metano puede incluso llegar a superar en importancia al  $\text{CO}_2$ .
- Dar resolución espacial y temporal al espectro, ya que actualmente se usa el promedio global y anual en el MTC.

Para calcular el espectro de absorptividad con la formulación de Smith usamos la tabla original de coeficientes (apéndice 3) desplegada en número de onda ( $\text{cm}^{-1}$ ), ya que la conversión a micras se hace con suficiente rapidez para las necesidades actuales, y podemos obtener resoluciones de décimas de micra si lo deseamos. Para

darle resolución espacio-temporal al espectro será más eficiente crear una tabla nueva en longitud de onda ( $\mu\text{m}$ ). A su vez, muchos parámetros considerados constantes deberán variar según la posición geográfica y la época del año.

Esta formulación se ha aplicado hasta ahora exclusivamente al efecto climático causado por el aumento de  $\text{CO}_2$ . En el futuro se incluirá también en el estudio de cambios climáticos debidos a otros forzamientos, como la variación de la constante solar.

## Apéndice A

### Encabezados de los módulos

En la siguiente tabla se muestran los módulos principales del programa EIRA con sus entradas y salidas principales. Las variables  $T_a$  y  $\Delta T_a$  son la temperatura del aire en la superficie y su incremento, respectivamente.  $U, T, P$  son los valores equivalentes (subíndice S) y efectivos (subíndice R) del contenido de gas, la temperatura y la presión, para el  $H_2O$  o el  $CO_2$  (subíndices A y B). Los espectros de absorptividad resultantes para el vapor  $H_2O$ , el  $CO_2$  y la mezcla se representan respectivamente como  $a_A, a_B$  y  $a_{AB}$ .

Módulo	Entrada	Salida	Descripción
ADEM	$T_a, \Delta T$	$U_{R1}, T_{R1}, P_{R1}$ $U_{R2}, T_{R2}, P_{R2}$ $U_{SA}, T_{SA}, P_{SA}$ $U_{SB}, T_{SB}, P_{SB}$	Perfil de humedad atmosférica.
EIRA	$U_{R1}, T_{R1}, P_{R1}$ $U_{R2}, T_{R2}, P_{R2}$ $U_{SA}, T_{SA}, P_{SA}$ $U_{SB}, T_{SB}, P_{SB}$	$a_A, a_B, a_{AB}$	Espectros de absorptividad infrarroja.

Tabla A.1: Módulos principales del paquete EIRA

A continuación se muestran listados de los encabezados de ambos módulos en lenguaje C. Estos encabezados muestran la sintaxis de las funciones de EIRA, y las estructuras de datos utilizadas.

```

/*
Modulo:  adem.c
Autor:   Alejandro Aguilar Sierra
version: verano 1993.
Traduccion: verano 1992 (1era version en C)
Origen:  26/I/1990 (version original en pascal).

```

Departamento de Teoria del Clima, Centro de Ciencias de la Atmosfera, UNAM.

Calculo del perfil vertical de vapor de agua [ADEM67].

Antes de usar estas funciones, deben inicializarse las variables auxiliares con Da\_incremento().

```

*/
int RNP;                /* Pasos de integracion */
float RTa, Rbeta, Repsilon, Rh;    /* Parametros basicos */
double UR1();          /* Agua precipitable RAMANATHAN */
double UR2();
double USA();          /* Agua precipitable SMITH */
double PSA(double U); /* Presion Smith */
double PSB();
double TSA(double U);
double TSB();
void Da_incremento(double dTa); /* Inicializacion de variables */

```

```

/*
Modulo: sira.h
Autor : Alejandro Aguilar Sierra
Version: verano 1993 (ultima revision)
Traduccion: verano 1992 (1era version en C)
Origen: 25/1/1990 (version original en pascal).

```

Depto de Teoria del Clima, Centro de Ciencias de la Atmosfera, UNAM.

Rutinas para el calculo del Espectro Infrarrojo Analitico de Radiacion.  
Se utilizan listas ligadas, y el espectro se divide en bandas.

```

/*
typedef dato *apdato;
typedef banda *apbanda;
enum idbanda {rmt1,rmt2,smth}; /* Bandas usadas actualmente */

struct dato {
    float f,a:real; /* Frecuencia y absortividad */
    apdato sig;
};

struct banda {
    idbanda:ib; /* Identificador de banda */
    float u,p,t; /* Datos Generadores */
    float df,fi,ff; /* Resolucion y ancho de banda */
    apdato dt; /* Lista ligada de datos */
    banda *sig;
}

struct Espectro {
    char ets[8]; /* Identificador de espectro */
    int nd; /* Numero de datos */
    apbanda bn; /* Lista de bandas */
}

void Smith(float U,P,T, char *gas, banda *b); /* Absorbidad SMITH */
void Ramtn1(float U,T; banda bn); /* Absorbidad RAMTN */
void Ramtn2(float U,T; banda bn); /* Absorbidad RAMTN */
void cm2mic(banda cm, float dm, banda *mi); /* numero de onda a micras */
/* dm = resolucion en micras */
void mezcla(banda b1,b2; banda b); /* Mezcla 2 bandas */
void difband(banda b1,b2; banda b); /* Diferencia entre 2 bandas */
void Inserta_dato(apdato *l, dato d);
void Inserta_banda(apbanda *l, banda b);

```

# Apéndice B

## Abreviaturas

### B.1 Acrónimos y variables físicas

EBM	Modelo de balance de energía
GEI	gases de efecto invernadero
EIRA	Espectro Infrarrojo Analítico de Radiación
GCM	Modelo de circulación general
RCM	Modelo radiativo-convectivo
MTC	Modelo Termodinámico del Clima
CO <sub>2</sub>	Anhídrido carbónico, bióxido de carbono, dióxido de carbono
H <sub>2</sub> O	Agua
$\beta$	Gradiente térmico troposférico
$c$	Nubosidad fraccional
$\rho$	Densidad
$a$	Absortividad
$e$	Presión de vapor
$f$	Humedad relativa
$g$	Aceleración de la gravedad terrestre
$h$	Tropopausa
$L$	Calor latente de evaporación
$m$	Masa
$p$	Presión
$q$	Humedad específica
$r$	Razón de mezcla, reflectividad
$R$	Constante del gas
$T$	Temperatura
$U$	Contenido del gas

## B.2 Subíndices

- a Aire en la superficie
- d Aire seco
- h Tropopausa
- s Saturación, superficie
- v, A Vapor de agua
- w Agua
- B Bióxido de carbono
- 0 Condiciones STP, constante
- 0,1,2, ... Coeficientes correspondientes al grado de un término polinomial

## B.3 Constantes STP (atmósfera estándar)

$$P_0 = 1013.15 \text{ mb}$$

$$T_0 = 273.16 \text{ K}$$

$$\beta = 6.5 \text{ K/km}$$

$$\epsilon = 0.5$$

$$h = 9,000 \text{ m}$$

$$T_a = 288 \text{ K}$$

# Apéndice C

## Tablas de Smith

Coefficientes de transmisividad para el CO<sub>2</sub>.

$\lambda$ (cm <sup>-1</sup> )	C0	C1	C2	C3	C4	C5	C6	C7x10 <sup>-2</sup>	C8	RMS
507.5	-12.5583	1.2519	0.0000	0.0000	-1.7329	0.0000	0.0000	3.9227	0.4650	0.2
512.5	-9.0848	0.0000	0.0000	0.0000	-1.3531	0.4108	1.2205	3.4880	0.0000	0.2
517.5	-9.1821	0.0000	0.0000	3.0247	-1.3508	0.0000	1.3428	3.6523	0.0000	0.3
522.5	-7.5255	-0.5054	-0.2078	3.1339	0.0000	0.0000	1.8291	1.8728	0.0000	0.3
527.5	-7.8368	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.7787	1.1912	1.2167	0.0000	0.4
532.5	-11.4741	1.3374	-0.1908	3.5957	0.0000	0.0000	0.0000	1.9534	0.0000	0.4
537.5	-7.9647	0.0000	0.0000	3.5359	0.0000	0.0000	1.2409	1.3978	0.0000	0.5
542.5	-8.7190	0.7899	0.0000	0.4472	-0.4690	2.7900	0.4769	1.9071	3.3903	0.6
547.5	-9.1824	1.1398	0.0000	1.7502	0.0000	2.3209	0.0000	1.0806	-2.8910	0.6
552.5	-10.2269	1.2544	0.0000	4.8560	0.0000	0.0000	0.0000	1.4981	0.0000	0.8
557.5	-8.1479	0.5104	0.0000	0.0000	0.0000	2.1621	0.7902	1.4411	-2.0992	1.2
562.5	-8.2175	0.7508	0.0000	8.0119	0.0000	-0.3037	0.5557	1.3920	0.0000	1.6
567.5	-8.0988	1.1254	-0.0707	7.8956	0.4621	0.0000	0.0000	0.6407	-0.5619	1.1
572.5	-6.9298	0.8914	0.0000	6.6812	0.0000	0.4478	0.2279	1.2015	-1.1620	0.9
577.5	-6.2290	0.0875	0.0000	6.9821	0.3299	0.0000	0.0000	0.6158	-0.8665	0.6
582.5	-5.6500	1.0698	0.0281	6.2319	0.3985	0.0000	-0.1791	0.5244	-0.8194	0.6
587.5	-4.8285	0.9965	0.0969	5.1455	0.6422	-0.0355	-0.2150	0.0000	-0.5157	0.7
592.5	-4.0110	0.9665	0.1516	4.2198	0.6243	-0.0579	-0.2808	-0.1882	-0.3565	0.7
597.5	-3.4122	0.9520	0.1649	4.3297	0.5547	-0.3231	-0.2286	-0.1121	0.2233	0.8
602.5	-3.2484	0.8980	0.2463	3.0533	0.7241	-0.2081	-0.2458	-0.4735	0.2098	0.8
607.5	-3.2611	0.8686	0.2645	2.5398	0.6400	-0.1455	-0.1883	-0.3600	0.1449	0.8
612.5	-3.3509	0.9495	0.2150	2.7713	0.7470	-0.1834	-0.2394	-0.3601	0.1682	0.6
617.5	-1.5126	0.8122	0.2711	2.7253	0.6160	-0.3039	-0.4478	-0.7887	0.1550	1.4
622.5	-1.9530	0.8463	0.2533	2.8342	0.6691	-0.2870	-0.3243	-0.5338	0.1959	1.0
627.5	-2.1364	0.9037	0.2648	2.5698	0.8027	-0.2002	-0.3121	-0.6357	0.1305	0.7
632.5	-1.5385	0.8461	0.3189	2.1161	0.7001	-0.1432	-0.2476	-0.5504	0.1059	0.7
637.5	-1.0136	0.7593	0.3827	1.4426	0.4969	-0.0675	-0.1575	-0.3489	0.0540	0.4
642.5	-0.5586	0.6984	0.4134	1.0127	0.3247	0.0000	-0.1025	-0.1678	-0.0434	0.3
647.5	-0.0136	0.7252	0.4053	0.6414	0.3872	0.0339	-0.1753	-0.3050	-0.7810	0.5
652.5	0.0038	0.6937	0.4501	0.0877	0.3590	0.0180	-0.0761	-0.1986	-0.0745	0.6
657.5	-0.1140	0.6918	0.4622	-0.2066	0.3664	0.0000	0.0000	-0.0950	0.0000	0.6
662.5	0.2529	0.6475	0.4216	-0.3619	0.2348	0.0506	-0.0542	0.0000	-0.0645	0.6

667.5	1.3838	0.5248	0.4340	0.0297	0.0662	-0.0893	-0.0503	-0.0057	0.0695	0.9
672.5	0.3700	0.5234	0.3970	0.1252	0.2322	-0.0779	0.1301	0.1827	0.0000	1.4
677.5	0.0693	0.6728	0.4955	-0.1532	0.3386	0.0044	0.0078	-0.1429	-0.0238	0.7
682.5	0.0160	0.6533	0.4873	0.0948	0.2865	0.0179	0.0028	-0.1026	-0.0338	0.5
687.5	-0.2339	0.6833	0.4764	0.5516	0.2988	0.0232	0.0071	-0.0737	-0.0520	0.5
692.5	-0.5269	0.6872	0.4588	1.0241	0.3113	0.0000	-0.0153	-0.1029	0.0000	0.5
697.5	-0.9326	0.6943	0.4371	1.5664	0.3741	-0.0098	-0.0634	-0.2023	-0.0233	0.7
702.5	-1.4106	0.7520	0.3814	2.2672	0.4940	-0.0849	-0.1173	-0.3104	0.0301	0.7
707.5	-1.9623	0.8219	0.3270	2.8036	0.6731	-0.2118	-0.1992	-0.4881	0.1669	0.9
712.5	-2.5460	0.8790	0.2863	2.9180	0.7776	-0.2568	-0.2124	-0.5446	0.2821	0.9
717.5	-1.6850	0.8043	0.2803	2.9613	0.6088	-0.2638	-0.3416	-0.5813	0.1779	1.0
722.5	-1.4270	0.7581	0.3052	2.4273	0.5335	-0.3081	-0.4472	-0.8055	0.2170	1.5
727.5	-3.3028	0.8857	0.2736	2.4157	0.7142	-0.1082	-0.1624	-0.3395	0.1325	0.8
732.5	-2.9767	0.8424	0.2988	2.4131	0.6911	-0.1974	-0.1977	-0.4384	0.2716	0.9
737.5	-3.0163	0.8741	0.2597	3.1367	0.6681	-0.1210	-0.2305	-0.4251	0.1214	1.0
742.5	-3.1692	0.9078	0.2253	3.9284	0.6231	-0.1710	-0.2981	-0.3541	0.0000	0.7
747.5	-4.0990	0.9514	0.1827	4.3132	0.8807	-0.2173	-0.2716	-0.4737	0.0000	0.7
752.5	-4.6736	0.9831	0.1180	5.3603	0.6576	-0.0190	-0.2236	0.0000	-0.4328	0.7
757.5	-5.7219	0.9980	0.0484	7.2490	0.3511	0.0000	-0.0874	0.8046	-0.6890	0.6
762.5	-6.8114	0.9978	0.0000	8.0478	0.4330	0.0000	0.0000	0.5637	-0.7665	0.7
767.5	-7.4221	1.0581	0.0000	9.1331	0.4556	0.0000	0.0000	0.4869	-0.8853	0.8
772.5	-7.8763	0.8391	-0.0351	6.5719	0.1215	0.6383	0.4162	1.2539	-1.1983	1.5
777.5	-8.3537	0.8892	-0.0411	7.3879	0.0000	0.0000	0.3817	1.4924	-0.5194	1.1
782.5	-9.0114	0.9830	-0.0811	2.0357	0.1224	1.8100	0.2775	1.4138	-2.2558	0.8
787.5	-7.4446	0.9695	0.0000	4.9493	0.2164	1.0906	0.0000	0.5778	-1.8784	0.3
792.5	-7.1057	0.9791	0.0000	6.0877	0.0000	0.6197	0.0000	0.9747	-1.4249	0.5
797.5	-7.1805	0.5334	0.2257	10.4273	0.0000	6.8187	0.1921	0.0000	-7.4102	1.1
802.5	-8.8450	1.0065	-0.4464	6.2598	1.6741	-0.8311	0.0973	-0.0534	0.0000	0.4
807.5	-7.7652	0.5189	0.0000	0.0000	0.0000	2.5100	0.5956	1.1644	-2.8153	0.3
812.5	-8.3198	0.6049	0.0000	-0.8062	-0.3048	3.0995	0.5332	1.6666	-3.4150	0.3
817.5	-9.4566	1.0304	0.0000	6.3498	0.0000	0.0000	0.0000	1.0164	0.0000	0.3

Coeficientes de transmisividad para el H<sub>2</sub>O.

F(cm <sup>-1</sup> )	C0	C1	C2	C3	C4x10	C5	C6x10	C7x10	C8x10	RMS
202.5	6.1218	0.9142	0.9011	-0.4376	0.4956	0.0000	0.1814	0.0000	0.0000	0.3
207.5	6.1750	1.0287	0.9764	0.0000	0.5409	0.0989	0.2440	0.0000	0.0000	0.6
212.5	5.6094	0.9578	0.9160	0.0000	0.5039	-0.0841	0.2266	0.0000	0.0000	0.5
217.5	4.8955	0.9880	0.9591	0.0000	0.4072	0.0000	0.1177	0.0000	0.0000	0.8
222.5	5.3723	0.8413	0.8257	-1.2825	0.3251	-0.2771	0.1391	-0.1445	0.0000	0.5
227.5	4.8715	0.6848	0.6620	0.0000	0.2161	0.0097	0.0952	-0.0131	1.0950	0.3
232.5	3.8298	0.6492	0.6619	0.0000	0.1255	-0.2478	0.0098	0.0000	6.9852	0.7
237.5	4.0639	0.9648	0.9847	0.0000	0.1809	0.0000	0.0000	0.2738	0.0000	0.6
242.5	3.8636	0.8289	0.7741	0.0000	0.3037	0.0000	0.1542	0.1957	5.0334	0.9
247.5	5.4739	0.7970	0.7156	2.1261	0.2349	0.4997	0.1409	0.3768	0.0000	0.4
252.5	5.5674	1.0058	0.9283	0.0000	0.6288	-0.0811	0.3032	0.0000	0.0000	0.6
257.5	3.5271	0.5908	0.6273	0.0000	-0.1128	-0.1407	-0.1135	0.0000	0.0000	0.8
262.5	4.2338	1.0235	1.0361	0.5353	0.5418	-0.0352	0.0899	0.0000	0.0000	0.7
267.5	3.0032	0.8309	0.6164	0.4302	0.2136	-0.1506	0.0892	0.0000	0.0000	1.0
272.5	3.9064	0.8702	0.8960	0.3708	0.2857	-0.2616	0.0000	0.0000	11.7741	0.7
277.5	4.0603	0.4581	0.5423	0.0000	-0.0430	-0.2114	-0.1271	-0.1834	0.0000	0.7
282.5	3.9660	0.6008	0.5625	1.3724	0.1139	0.0731	0.0522	0.0000	0.0000	0.5
287.5	4.6389	0.9895	0.8969	0.9405	0.6688	0.0000	0.3052	0.0000	0.0000	0.7
292.5	3.4817	0.8052	0.7685	1.0741	0.2127	0.0000	0.1061	0.0000	0.0000	0.9
297.5	3.7495	0.8629	0.8675	1.1067	0.4929	-0.1472	0.1056	0.0000	0.0000	0.7
302.5	4.4469	0.7224	0.6912	1.3678	0.3165	0.0000	0.1193	0.0000	0.0000	0.5
307.5	3.8072	0.8714	0.9022	1.4930	0.3570	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.7
312.5	3.4957	0.9707	0.8940	1.6149	0.7145	0.0000	0.2854	-0.1295	0.0000	0.8
317.5	3.5555	1.0590	0.9694	1.3177	0.7048	0.0567	0.3522	0.0000	0.0000	0.5
322.5	3.4924	0.7124	0.6683	1.0064	0.3905	0.0000	0.1392	0.0000	0.0000	0.5
327.5	4.1125	0.7887	0.7497	1.8633	0.3729	0.0722	0.1516	0.0000	0.0000	0.7
332.5	3.6888	0.9455	0.8726	1.4608	0.5094	0.0000	0.2220	-0.2487	0.0000	0.8
337.5	3.5938	0.9852	0.8872	1.0675	0.7393	0.0000	0.3348	-0.1585	0.0000	0.6
342.5	3.1583	0.7363	0.7083	1.6959	0.3384	0.0346	0.1185	0.0000	0.0000	0.6
347.5	3.2042	0.8207	0.7648	1.5694	0.5751	0.0000	0.1980	0.0000	0.0000	0.6
352.5	4.7227	0.8590	0.7921	2.5143	0.4163	0.0000	0.1961	-0.1304	0.0000	0.7
357.5	3.1130	0.5768	0.5826	1.6107	0.0000	0.0556	-0.0328	0.0000	0.0000	0.7
362.5	2.5079	0.9242	0.9058	1.8898	0.5049	0.0000	0.0000	0.2292	0.0000	0.8
367.5	2.2004	0.8052	0.7417	1.3649	0.5537	0.0000	0.1964	0.0000	0.0000	1.3
372.5	2.9026	0.7342	0.6751	1.7771	0.3578	0.0000	0.1517	0.0000	0.0000	0.8
377.5	2.3168	0.5071	0.5786	1.7172	0.2019	-0.1343	0.0600	0.0000	0.0000	1.2
382.5	2.2132	0.7155	0.6467	1.5840	0.4174	0.0000	0.1497	0.0000	0.0000	1.1
387.5	1.9742	0.7330	0.6939	1.1260	0.3095	0.2008	0.1552	0.0321	-6.3470	1.6
392.5	2.1226	0.7255	0.6879	2.1168	0.3257	-0.1092	0.1478	0.0000	0.0000	0.9
397.5	3.5291	0.6982	0.6678	2.4057	0.2918	0.0462	0.0977	0.0000	0.0000	0.7
402.5	1.8393	0.7860	0.7293	2.2630	0.5824	0.1450	0.2125	0.4745	0.0000	0.0
407.5	1.4888	0.9428	0.9105	2.0498	0.6549	-0.1445	0.0218	0.0000	0.0000	1.0
412.5	1.5987	0.9750	0.9429	1.4218	0.6512	-0.1439	0.0204	0.0000	0.0000	1.1
417.5	2.1667	0.4856	0.4527	1.1492	0.1137	-0.0894	0.0441	0.0000	0.0000	2.0
422.5	2.5673	0.6986	0.6758	2.7325	0.1866	0.1562	0.0325	0.3342	0.0000	0.7
427.5	1.6873	0.7293	0.6967	1.2854	0.5759	0.0000	0.0607	0.4438	0.0000	1.3
432.5	1.6176	0.7252	0.6952	1.3610	0.5026	0.0000	0.0711	0.0000	0.0000	0.0
437.5	1.6237	0.7975	0.7471	2.4456	0.4392	-0.3088	0.1379	0.0000	0.0000	0.6
442.5	1.9632	0.6293	0.6136	1.2803	0.3189	0.0000	0.0558	0.0000	0.0000	0.9
447.5	1.4718	0.7564	0.7010	2.8388	0.6191	-0.2990	0.0544	0.2790	5.2110	1.1
452.5	1.7591	0.7715	0.7163	2.7152	0.5552	-0.1637	0.0638	0.1725	3.0805	0.7

457.5	2.2759	0.6790	0.6232	1.6932	0.3735	0.0797	0.1304	0.0000	0.0000	0.8
462.5	1.3413	0.8111	0.7501	2.3745	0.5334	-0.3210	0.0833	0.2130	6.8252	0.7
467.5	1.4035	0.7618	0.6937	2.4610	0.6784	-0.3545	0.0104	0.3859	2.6821	0.9
472.5	1.9396	0.6500	0.6059	1.4577	0.3822	0.0231	0.1124	0.0000	0.0000	1.3
477.5	0.9939	0.8646	0.8111	1.8684	0.5137	-0.0699	0.1051	0.5305	16.0593	0.9
482.5	1.4498	0.6708	0.6215	1.1994	0.3321	0.0669	0.0691	0.0000	0.0000	0.7
487.5	1.0059	0.8310	0.7510	1.9138	0.6045	-0.3055	0.0469	0.5665	14.7211	1.1
492.5	1.1967	0.6830	0.6690	2.2477	0.5734	-0.1047	0.0257	0.2090	0.0000	1.4
497.5	0.4625	1.0025	0.9270	1.9155	0.5779	-0.0633	0.0000	0.0000	0.0000	0.7
502.5	1.7019	0.7317	0.6852	3.4872	0.4482	0.0000	0.1091	0.0000	0.3921	0.8
507.5	1.3500	0.7110	0.6813	2.0314	0.4018	0.0000	0.1015	0.0000	0.0000	0.8
512.5	1.0144	0.7584	0.6897	3.6419	0.7208	-0.4358	-0.1145	0.3452	4.3500	1.2
517.5	1.9939	0.6404	0.6237	3.4130	0.3857	0.0000	0.0000	0.0000	-0.9615	0.9
522.5	0.9659	0.8832	0.8170	3.4262	0.5265	0.0000	-0.1085	0.0000	0.0000	0.9
527.5	0.9528	0.6237	0.5793	2.4008	0.2423	0.0000	0.0692	0.0000	0.0000	0.8
532.5	0.1357	0.8832	0.7762	2.7012	0.4390	-0.5505	-0.0961	0.0000	17.4780	0.8
537.5	0.6216	0.7386	0.6645	2.0522	0.6975	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	1.2
542.5	0.5969	0.8481	0.7347	1.7532	0.6477	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.9
547.5	1.4393	0.6638	0.6326	2.6433	0.5921	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	1.5
552.5	0.6297	0.7306	0.6532	2.1938	0.6557	0.0000	0.0000	0.4194	0.0000	1.3
557.5	0.0977	0.8421	0.7290	2.3145	0.5239	-0.3976	-0.1518	0.0000	13.2521	0.8
562.5	0.3250	0.7953	0.6907	1.3819	0.7604	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	1.1
567.5	1.0074	0.6348	0.6022	1.3958	0.4387	0.0000	0.0000	0.2879	0.0000	1.1
572.5	0.4668	0.8650	0.7523	3.2109	0.5747	-0.5758	0.0000	0.0000	20.4500	0.9
577.5	0.7381	0.7151	0.6861	2.9858	0.4528	0.0000	0.1002	0.0000	0.0000	0.8
582.5	0.8434	0.6420	0.5703	2.7075	0.5805	0.0000	0.0000	0.6374	0.0000	1.9
587.5	0.0030	0.9233	0.8748	3.4166	0.0000	-0.1839	-0.0702	0.0000	0.0000	0.7
592.5	1.1164	0.6576	0.6491	2.4402	0.6297	0.1755	0.0241	0.5418	-4.5708	2.0
597.5	0.2369	0.7363	0.7574	2.8881	0.0000	-0.2370	-0.1633	0.0000	0.0000	1.2
602.5	0.1782	0.6931	0.6424	2.8055	0.6562	-0.1720	0.0000	0.5876	0.0000	1.3
607.5	-0.6216	0.9947	0.8931	2.0704	0.3317	-0.1440	0.0000	0.0000	0.0000	0.5
612.5	-0.0405	0.8616	0.7101	1.4924	0.8775	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.9
617.5	0.3722	0.6929	0.6368	1.8036	0.6067	0.0000	0.0000	0.2005	0.0000	1.1
622.5	0.1257	0.7646	0.7079	2.9373	0.5921	-0.5088	-0.1067	0.2441	20.1896	1.1
627.5	0.0336	0.6296	0.5867	2.0144	0.5046	0.0000	0.0000	0.5117	2.8412	1.5
632.5	0.0114	0.7898	0.7005	3.0840	0.8289	-0.3355	0.0000	0.0000	2.0618	0.9
637.5	0.6751	0.6999	0.6284	2.5580	0.6208	0.0000	0.0000	0.6243	-0.9255	1.2
642.5	0.1658	0.7703	0.6617	3.1227	0.8209	0.0000	0.0000	0.6665	0.0000	1.3
647.5	-0.6688	0.8729	0.7498	1.3178	0.8925	0.0000	-0.1530	0.0000	0.0000	0.7
652.5	-0.6415	0.8613	0.7676	1.5691	1.0389	-0.5763	0.0000	0.0000	12.1192	1.1
657.5	-0.1863	0.5866	0.5979	0.9089	0.7812	-0.2625	-0.1946	0.2787	3.2135	2.0
662.5	-0.3255	0.8684	0.7576	1.3227	0.7789	0.0000	0.0000	0.3708	0.0000	1.0
667.5	-0.1770	0.7475	0.6674	0.9509	0.7456	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	1.2
672.5	-0.2946	0.7933	0.6489	2.0613	0.9300	-0.4035	-0.1658	0.0000	2.3320	1.0
677.5	-0.6008	0.8069	0.7206	1.2687	0.9204	-0.2858	-0.1060	0.0000	0.0000	1.1
682.5	-1.2156	1.0442	0.9708	0.2732	0.2229	-0.0567	0.1363	0.0000	0.0000	0.7
687.5	0.0344	0.7086	0.6034	1.8627	0.5647	0.0000	0.0000	0.8283	9.4146	1.5
692.5	-0.1431	0.6964	0.6444	2.1392	0.8160	-0.4796	-0.1772	0.0000	6.5367	1.4
697.5	0.0802	0.6968	0.6318	2.3108	0.8782	-0.2794	-0.1659	0.3327	0.0000	1.4
702.5	-0.5850	0.8702	0.7589	2.3439	0.8826	-0.5944	0.0000	0.0000	18.8005	1.1
707.5	-0.0010	0.6293	0.5967	1.3822	0.7426	-0.2653	-0.1974	0.1468	0.0000	1.6
712.5	-0.5983	0.7290	0.6020	1.8982	0.7491	-0.6158	-0.2065	0.0000	19.1300	1.1
717.5	-1.2443	0.9860	0.8534	0.6712	0.3676	-0.1938	0.0000	0.0000	0.0000	0.6
722.5	-1.2809	0.9800	0.8618	1.0899	0.6606	-0.3200	0.0000	0.0000	0.0000	0.8
727.5	-0.9128	0.7659	0.6462	0.7983	0.6223	-0.5689	-0.1932	-0.3856	15.2976	0.8

732.5	-0.8131	0.7871	0.6877	1.1119	0.9877	-0.4306	-0.1490	-0.5300	0.0000	0.9
737.5	-1.4145	1.0079	1.0109	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.3
742.5	-0.2006	0.7076	0.6073	3.2032	0.8244	-0.5402	-0.1924	0.0000	0.0000	1.2
747.5	-0.8597	0.8584	0.7451	1.1123	1.0400	-0.2107	-0.0885	0.0000	0.0000	0.7
752.5	-0.6852	0.7274	0.6021	2.0420	0.7252	-0.8034	-0.2399	-0.6718	13.6298	1.0
757.5	-1.2460	0.9611	0.8279	1.7905	0.5220	-0.6282	-0.0120	-0.7092	9.8989	0.9
762.5	-1.5561	1.0101	0.8169	0.0000	0.6095	-0.0928	0.0000	0.0000	14.0942	0.4
767.5	-1.2170	0.9208	0.7144	0.6104	0.9037	-0.1291	-0.0574	0.0000	0.0000	0.6
772.5	-1.3441	0.9220	0.7982	1.1841	0.7038	-0.6788	-0.0429	-0.5950	10.3903	0.6
777.5	-0.6800	0.7789	0.5818	2.2546	0.7059	-0.4801	-0.2203	0.0000	24.2264	0.9
782.5	-1.0037	0.7783	0.6493	0.9905	0.9013	-0.6305	-0.1597	-0.2272	12.1459	0.7
787.5	-1.5633	1.0068	0.9896	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.3
792.5	-1.2125	0.8780	0.7274	1.7113	0.6813	-0.7937	-0.0675	-0.5651	18.8107	0.7
797.5	-0.2592	0.6565	0.9360	2.2743	0.6738	-0.3331	-0.2699	0.0000	0.0000	1.2

## Bibliografía

- Adem J (1962). On the theory of the general circulation of the atmosphere. *Tellus*, 14:102-115.
- Adem J (1967). Parametrization of atmospheric humidity using cloudiness and temperature. *Monthly Weather Review*, 95 :83-88.
- Adem J (1975). Descripción general del Modelo Termodinámico. *Memorias del Colegio Nacional*, 8:49-64.
- Adem J (1991). Review of the development and applications of the Adem thermodynamic climate model. *Climate Dynamics*, 5:145-160.
- Adem J y R Garduño (1983). Preliminary Experiments on the Climatic Effects of an Increase of the Atmospheric CO<sub>2</sub> Using a thermodynamic model. *Geofísica Internacional*, 21:309-324.
- Adem J y R Garduño (1988a). Interactive long wave spectrum for the thermodynamic model. *ATMOSFERA*, 1:157-172.
- Adem J y R Garduño (1988b). Vertical profile of atmospheric humidity. *Reporte técnico No. 13*, Centro de Ciencias de la Atmósfera, UNAM.
- Adem J y R Garduño (1992). Calentamiento global calculado con el modelo termodinámico. *Ciencia*, 43:11-14.
- Byers H R, 1959. *General Meteorology*. McGraw-Hill.
- Clarke R, (1989). *The Greenhouse Gases*. UNEP/GEMS Environmental Library No 1.
- Fleagle R y Businger J, 1963. *Atmospheric Physics*. Academic Press.

- Garduño R (1993). Past and future climates simulated with the Adem thermodynamic model. Sometido a *Quaternary International*.
- Garduño R y Adem J (1993). Parametrization of cloudiness as a function of temperature for use in a thermodynamic model. *World Resource Review*, 5:246-253.
- Goody R M y Yung Y L, 1989. *Atmospheric Radiation*. Oxford University Press.
- Houghton J et al, 1992. *Scientific Assessment of CLIMATE CHANGE*. IPCC SUPPLEMENT, WMO, UNEP.
- Kondratyev K-Y; 1969. *Radiation in the atmosphere*. Academic Press; 912 pp.
- Kondratyev K Y (1991). New assessments in global climate change. *ATMOSFERA*, 4:177-188.
- Kyle T G, 1991. *Atmospheric Transmission, Emission and Scattering*. Pergamon Press, 287 pp.
- Perry T S (1993). Modeling the world's climate. *IEEE SPECTRUM*, 30: 33-41.
- PNUMA (1992). Fichas informativas sobre el cambio climático emitidas por el Programa de las Naciones Unidas para el Medio Ambiente. *IIUCC*.
- Smith W L (1969). A polynomial representation of carbon dioxide and water vapor transmission. *E.S.S.A. Tech. Rep. N.E.S.C.*, 47.
- Ramanathan V (1976). Radiative transfer within the Earth's troposphere and stratosphere: a simplified radiative-convective model. *J. Atmos. Sci.*, 33:1330-1346.
- Tricot C y Berger A (1987) Modelling the equilibrium and transient responses of global temperature to trace gas concentrations *Climate Dynamics*, 2:39-61.
- Número especial 1992. *EL EFECTO INVERNADERO*. Mundo Científico (La Recherche), No. 126.
- Número especial 1993. *Monitoring Global Climate*. *IEEE Spectrum*, 30:7.