

249

UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

Radiación Atmosférica en Superficie

TESIS

Que para obtener el título de

FÍSICO

Presenta

ANA CECILIA CONDE ALVAREZ

1988



Universidad Nacional
Autónoma de México



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.

TESIS CON FALLA DE ORIGEN

INDICE

	INTRODUCCIÓN	i
	CAPÍTULO I.	
	RADIACIÓN DE ONDA LARGA EN SUPERFICIE EN C.U. (1980-1985)	
I.1	GENERALIDADES	1-1
I.2	MEDICIONES CON EL PIRGEÓMETRO PIR (PRECISION INFRARED RADIOMETER)	1-4
I.3	RADIACIÓN DE ONDA LARGA EN SUPERFICIE PARA LAS 18 HRS EN C.U.	1-16
	REFERENCIAS	1-30
	CAPÍTULO II.	
	TRANSFERENCIA RADIATIVA INFRARROJA	
II.1	DEFINICIONES	2-3
II.2	LEY DE KIRCHHOFF	2-8
II.3	ECUACIÓN DE TRANSFERENCIA	2-14
II.4	ECUACIÓN DE SCHWARZCHILD	2-19
II.5	ECUACIÓN DE TRANSFERENCIA PARA ATMÓSFERAS PLANO PARALELAS	2-22
II.6	TRANSFERENCIA RADIATIVA INFRARROJA EN ATMÓSFERAS PLANO PARALELAS	2-26
	REFERENCIAS	2-32
	CAPÍTULO III.	
	MODELOS DE TRANSFERENCIA RADIATIVA INFRARROJA	
III.1	RADIACIÓN INFRARROJA TERRESTRE	3-1
III.2	GASES RADIATIVAMENTE ACTIVOS	3-7
III.3	FUNCIÓN DE TRANSMISION	3-12
III.4	LÍNEA ESPECTRAL SIMPLE Y MODELOS DE BANDAS	
4.a.	LÍNEA ESPECTRAL SINLPE	3-17
4.b.	MODELO DE ELSASSER	3-24
4.c.	MODELOS ESTADÍSTICOS	3-26
	REFERENCIAS	3-30

CAPÍTULO IV.
MODELO EMPLEADO PARA EL CÁLCULO DE LAS DENSIDADES DE FLUJO

IV.1	EMISIVIDAD DE BANDA ANCHA	4-1
IV.2	ECUACIONES DE DENSIDAD DE FLUJO PARA EL CÁLCULO COMPUTACIONAL	4-13
IV.3	TASA DE ENFRIAMIENTO O CALENTAMIENTO POR RADIACIÓN INFRARROJA	4-16
IV.3	PRESIÓN, TEMPERATURA Y HUMEDAD PARA EL MODELO	4-19
	REFERENCIAS	4-32

CAPÍTULO V.
RESULTADOS Y CONCLUSIONES

V.1	RESULTADOS DEL MODELO	5-1
V.2	RESULTADOS DEL MODELO COMPARANDO CON EL MODELO DE SWINBANK	5-11
V.3	RESULTADOS DEL MODELO COMPARANDO CON EL PIR	5-16
V.4	CONTRIBUCIÓN DE LAS NUBES AL FLUJO DE RADIACIÓN EN SUPERFICIE	5-33
V.5	CONCLUSIONES	5-43
	REFERENCIAS	5-49

APÉNDICES

APÉNDICE I	vi
APÉNDICE II	xii
APÉNDICE III	xviii
APÉNDICE IV	ix
APÉNDICE V	xxii
APÉNDICE VIa	xxiii
APÉNDICE VIb	xxiv
APÉNDICE VIc	xxv

INTRODUCCIÓN.

El estudio de la Transferencia de Radiación en la atmósfera terrestre es fundamental para la comprensión de los fenómenos atmosféricos y su impacto en la meteorología y en el clima. Todas las sociedades humanas han observado los cambios y las regularidades atmosféricas, ajustando la mayoría de sus actividades productivas a estos fenómenos. En el campo científico, se han presentado grandes avances en las últimas décadas gracias al estudio sistemático e interpretación física del comportamiento atmosférico, al desarrollo del aparato matemático asociado y a los avances tecnológicos que permiten contar con los instrumentos de medición necesarios y con las nuevas computadoras que facilitan la solución de las ecuaciones planteadas.

De los diferentes tipos de radiación que intervienen en los fenómenos atmosféricos (Capítulo I y II), este trabajo se restringe a la radiación atmosférica en la capa de la atmósfera llamada tropósfera, capa en donde se desenvuelve la vida vegetal y animal del Planeta por lo que también se denomina biosfera. En ella, el vapor de agua y el bióxido de carbono siendo constituyentes menores, resultan ser los gases radiacionalmente más importantes.

La radiación atmosférica o radiación infrarroja en superficie es un tipo de radiación que recientemente se ha medido en México.

Las lecturas sistemáticas se iniciaron en 1980 y la sólo interpretación de las lecturas y su relación con los parámetros climáticos que prevalecen en esta Ciudad resultan de gran interés.

En este trabajo, en el primer capítulo se hace un breve análisis de los datos de radiación atmosférica medidos en superficie y de las características del aparato empleado. El análisis tiene que considerar tres diferentes períodos en los registros:

1) De enero de 1980 a enero de 1982; ya que de febrero a mediados de abril de 1982 se suspenden las lecturas debido, según señala la bitácora del aparato, a calibración.

2) De mediados de abril de 1982 a octubre de 1983. De noviembre de 1983 a mediados de junio de 1984 no hay registros. La razón reportada es la falta de papel para las lecturas.

3) De mediados de junio de 1984 a diciembre de 1985. Dentro de este período es necesario considerar aparte los meses de junio y julio de 1985, ya que se presentó un problema con la fuente de energía del aparato.

Así pues, en los Capítulos I, IV, y V se hace referencia constante a estos tres períodos ya que necesariamente las variaciones en las lecturas influyen en la interpretación de los datos. También influyeron en el momento en que se comparen las lecturas con el modelo teórico aquí propuesto (Capítulo V).

El cálculo de la radiación atmosférica en superficie lleva al planteamiento de la Ecuación de Transferencia de Energía para la radiación infrarroja (Capítulo II). Para llegar a esa ecuación integro-diferencial es necesario hacer varias suposiciones en cuanto a la atmósfera misma, de tal manera que se simplifique el problema. En particular, se supone que la atmósfera es plano-paralela, no dispersora y que se encuentra en equilibrio termodinámico local. Es posible entonces resolver formalmente el problema de la Transferencia de Radiación en este caso pero se presenta la dificultad práctica fundamental de hacer la integración sobre frecuencia.

En el Capítulo III se analizan los modelos propuestos para encontrar la solución del problema citado. Así, se discuten los modelos de línea por línea, los de bandas y los llamados de cuerpo gris.

En este trabajo optamos por el modelo de cuerpo gris (Cerni y Forish(1984)), en tanto que nos permite desarrollar un esquema computacionalmente sencillo que depende exclusivamente de parámetros atmosféricos macroscópicos, sin entrar en el detalle de las bandas vibracionales y rotacionales del vapor de agua y del bióxido de carbono, gases radiativamente activos que son los emisores básicos de la radiación atmosférica.

Así, en el Capítulo IV se explican las características del modelo empleado y las variaciones en los perfiles de temperatura y las tasas de mezclado del vapor de agua durante los años

considerados, datos de los que depende fuertemente el cálculo de la radiación atmosférica. Para el dióxido de carbono se propuso una concentración constante en cada año considerado, pero se permitió que se incrementara a razón de un 4% anual.

En el Capítulo V se presentan los resultados calculados a partir del modelo y se hace una comparación con los registros del aparato para la misma hora (00:00Z) a la que se realizaron los cálculos. Al mismo tiempo, se presentan los resultados a partir de la fórmula empírica de Swinbank(1963) de tal manera de hacer una comparación y proponer un ajuste simple a dicha fórmula en términos de las variaciones en la humedad para la Ciudad de México.

Además de los objetivos planteados, en este trabajo se buscaba establecer la posible emisión en la región infrarroja de los aerosoles del volcán Chichónal que hizo erupción en 1982. En los Capítulos I, IV y V se hace mención de este objetivo, pero las posibles conclusiones al respecto solo son tentativas ya que en el último período de lecturas del aparato se presenta un incremento en la radiación en superficie que, al parecer, proviene de un error sistemático en los registros. Esto impide realizar una comparación confiable entre los años en los que debieron actuar los aerosoles (1982 y 1983) con los años de 1984 y 1985 y establecer de manera concluyente la contribución a la infrarroja debida a los aerosoles.

Ya que nuestro modelo fue planteado para una atmósfera

despejada, en el mismo Capítulo se proponen algunos esquemas simples para obtener la posible contribución de las nubes a la radiación en superficie. Basándose en la ecuación propuesta por Paltridge y Platt(1976) es posible calcular esa contribución en función del perfil de temperatura y de las emisividades y cubiertas parciales de las nubes propuestas por los mismos autores o bien, por London(1957) o por Ramanathan(1976). De esta forma se pudo agregar a los resultados para atmósferas despejada la posible contribución en el infrarrojo por parte de las nubes.

Finalmente, en el mismo Capítulo se establecen las conclusiones de este trabajo y las perspectivas de futuras investigaciones dentro de este campo.

CAPÍTULO I
RADIACIÓN DE ONDA LARGA EN SUPERFICIE
EN C.U. (1980-1985)

I.1. GENERALIDADES.

En este capítulo se presentan algunos lineamientos generales con respecto a la radiación de onda larga y su relación con las características que debe tener el instrumento de medición empleado. En el capítulo III se profundiza en el estudio de este tipo de radiación y en la forma que toman las ecuaciones de transferencia radiativa para este caso.

Se considera que una molécula gaseosa tiene tres tipos de energía (además de la translacional): energía electrónica, energía vibracional y energía rotacional. Ocurren cambios en estas energías por absorciones o emisiones de radiación en cantidades discretas de energía (cuantos) que corresponden a longitudes de onda específicas (líneas espectrales).

Los cuantos asociados a transiciones electrónicas representan cambios grandes de energía (varios electrovolts) y sus líneas espectrales están confinadas al visible o al ultravioleta.

Los cambios en los niveles de energía rotacional requieren de una energía relativamente menor (aproximadamente de 10^{-4} eV) y las líneas debidas exclusivamente a la rotación están en el

infrarrojo lejano y en la región de las microondas.

Los cambios de energía vibracional se encuentran entre los dos tipos anteriores (aproximadamente de 10^{-1} eV). Ya que las energías vibracionales son por lo menos 100 veces mayores que las rotacionales, las líneas vibracionales raramente ocurren aisladas. La combinación molecular de vibraciones y rotaciones es responsable de los grupos de líneas que se llaman bandas vibracionales-rotacionales en los espectros del infrarrojo cercano e intermedio de los gases atmosféricos. En la figura 1.1 se muestran algunos tipos de radiación del espectro electromagnético, señalándose las longitudes de onda y frecuencias correspondientes.

Así, la radiación infrarroja o radiación de onda larga atmosférica se ubica en el espectro electromagnético en la región de longitudes de onda de 4 a 100 micrometros (μm), pero en la práctica, tomando en cuenta las características de los instrumentos de medición, sólo se considera la "ventana" de 4 a 50 μm .

La absorción (o emisión) de radiación por los gases en la atmósfera se debe fundamentalmente al vapor de agua, al dióxido de carbono, al ozono y a constituyentes menores como el monóxido de carbono, el óxido nitroso, el metano y el óxido nítrico. Para la radiación infrarroja o de onda larga se suponen dos componentes:

1) Radiación hacia abajo emitida por los gases de la atmósfera,

especialmente el vapor de agua y el bióxido de carbono.

2) Radiación hacia arriba o saliente, emitida por las superficies naturales y por los mismos gases considerados en 1).

Se llama flujo neto a la diferencia entre estas dos componentes.

En este capítulo, se analizan los datos que corresponden a la radiación hacia abajo (1) medida en superficie, mientras que en el capítulo IV se analizan los dos componentes a diferentes alturas y el flujo neto correspondiente.

ESPECTRO ELECTROMAGNÉTICO

TIPO DE RADIACIÓN	RANGO DE LONGITUD DE ONDA (μ)	RANGO DE FRECUENCIA (s^{-1})
Rayos cósmicos, gama, X, etc.	hasta 10^{-3}	desde 3×10^{17}
Ultravioleta	10^{-3} a 4×10^{-1}	10^{15} a 3×10^{17}
Visible	4×10^{-1} a 8×10^{-1}	4×10^{14} a 10^{17}
Infrarrojo Cercano	9×10^{-1} a 4	8×10^{13} a 4×10^{14}
Infrarrojo	4×10^2	3×10^{12} a 8×10^{13}
Microonda	10^2 a 10^7	3×10^7 a 3×10^{12}
Radio	desde 10^7	hasta 3×10^7

FIG. 1.1 (Hess, 1959)

1.2. MEDICIONES CON EL PIRGEÓMETRO PIR (Precision Infrared Radiometer).

Durante la Segunda Guerra Mundial se emplearon armamentos tales como la bomba guiada DQVE (norteamericana) y el Lichtsprecher (alemán), que basaban su efectividad en la detección de la radiación de onda larga que emitían los objetivos militares a destruir. Estos dos instrumentos de guerra son evidencia del gran desarrollo que existía en cuanto al estudio de este tipo de radiación. De hecho, en la actualidad las aplicaciones militares de la radiación infrarroja son, desgraciadamente, una fuente continua de investigación en este campo, sobre todo considerando la gran variedad de objetivos o blancos militares (aéreos o de superficie, fijos o móviles, etc.), lo que implica un profundo conocimiento de la radiación emitida en cada caso. (Wolfe, 1965).

En el campo científico que nos ocupa, el interés por medir y analizar la radiación de onda larga se acentúa después de esa guerra debido principalmente a los avances en el estudio de las atmósferas terrestres y planetarias. Si bien antes de esa guerra existían instrumentos como el de Angstrom (1905) y el del Smithsonian Institution (1922), se tenía la dificultad práctica que presenta el hecho de que todo medio terrestre, incluyendo al propio instrumento, radia en las mismas longitudes de onda y en intensidades comparables con las que se quiere medir. Así, las lecturas de estos aparatos eran poco confiables.

Cuando las teorías referentes al balance radiativo en la

atmósfera se van consolidando, se hace necesaria la fabricación de nuevos instrumentos con los cuales se elaboren medidas sistemáticas de radiación infrarroja que nutran y sustenten esas teorías. Sin embargo, para 1959 el número de estaciones que medían radiación infrarroja era mucho menor que las que medían radiación solar, de tal manera que en ese año sólo existen 35 estaciones de este tipo en todo el mundo, la mayoría de ellas en la URSS y el Reino Unido y sólo existía una en los E.U. (Coulson, 1975).

Actualmente, el número de estaciones se ha multiplicado a la par que la confiabilidad en las mediciones de radiación infrarroja. En México, se cuenta en la UNAM con un instrumento que mide la radiación que se recibe en superficie, cuyas características se mencionan más adelante.

Los instrumentos que miden radiación reciben diferentes nombres. El que es aceptado por la W.M.O. (World Meteorological Organization) es el de Pirradiómetro. Un pirradiómetro mide la radiación total (solar y terrestre) en una dirección a través de una superficie horizontal. Un Pirradiómetro neto mide la diferencia total de la radiación hacia arriba y hacia abajo. Se llama pirgeómetro al pirradiómetro que tiene sustancialmente la misma respuesta a una banda relativamente ancha del espectro en la región infrarroja. El diseño básico de un radiómetro se muestra en la siguiente figura:

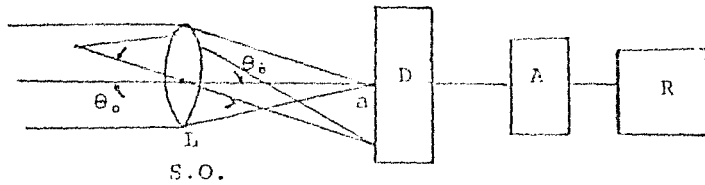


FIGURA 1.2 (Wolfe, 1965).

Un radiómetro tiene los siguientes componentes:

Detector (D): convierte los cambios en la radiación electromagnética incidente en variaciones de una propiedad fácilmente medible, en general, señal eléctrica.

Sistema Óptico: determina la cantidad de radiación a la que el radiómetro responde. El sistema óptico incluye la óptica colectora (L) y a la superficie sensible del detector.

Amplificador e indicador (o registrador) de salida (A y R): dispositivo electrónico, que transforma la salida del detector elemental en una forma de presentación deseada.

Estas son las características básicas del pirómetro cuyas lecturas aquí se emplean.

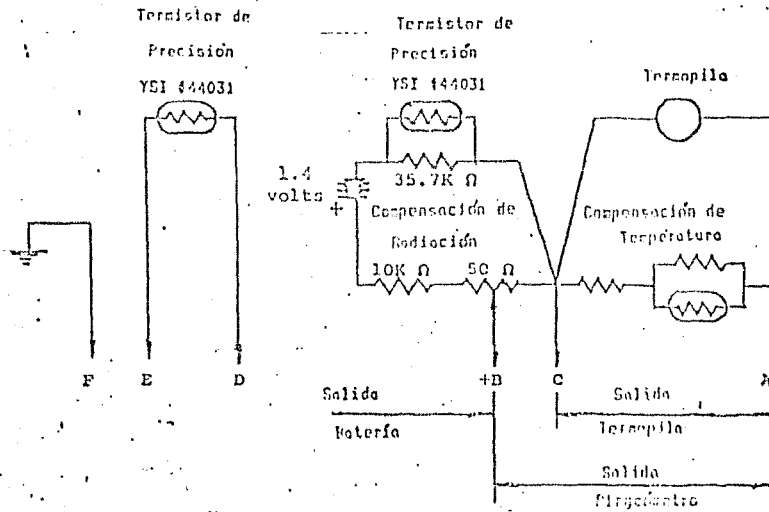
Los datos de radiación infrarroja en superficie que se analizan en este trabajo fueron obtenidos en el Observatorio de Radiación Solar (O.R.S.) del Instituto de Geofísica de la U.N.A.M. con el pirómetro PIR-17402F3 modelo Eppley de enero de 1980 a febrero de 1981 (de las 6 a las 20 horas), de marzo de 1981 a octubre de 1983 y de junio de 1984 a diciembre de 1985 (de las 1 a las 24 horas).

Este modelo Eppley , que está diseñado para medir el flujo de radiación de onda larga en un hemisferio, controla termoelectricamente la temperatura de la superficie sensitiva fijándola a una temperatura elegida. Además, este modelo corrige automáticamente la contribución al flujo por la propia superficie del detector. Así, la salida depende sólo del flujo de radiación incidente y no de la diferencia entre los flujos incidente y emitido, en tanto que se elimina el efecto de la temperatura del propio detector. (Ver figura 1.3).

El detector tiene una cubierta hemisférica de 30 mm de diámetro de KRS-5. Este material es completamente transparente a la radiación de todas las longitudes de onda. Dentro de esta cubierta existen copos de un material que funciona como filtro de interferencia a la radiación de onda corta, permitiendo solamente el paso de la energía de 4 a 50 μm . Algunas de las especificaciones de este pirgeómetro se muestran en la figura 1.4.

Como registradores se utilizaron un Espedomax XL de dos plumas o el Jaquet. De los registros o lecturas se tomaron los valores medios a intervalos de 60 min. Para el Espedomax XL la escala completa en el papel registrador fue de 2 mV mientras que en el Jaquet fue de 5 mV. La sensibilidad del FIR utilizado es de 3.0×10^{-3} mV/Ly/min o bien $4.34 \mu\text{V/W/m}^2$.

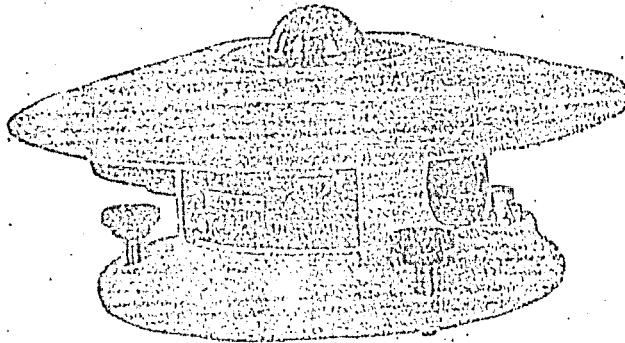
FIG. 1.3



ESQUEMA DE LA ELIMINACIÓN DEL EFECTO DE LA TEMPERATURA DEL DETECTOR EN LAS MEDIDAS DE LOS FLUJOS DE RADIACION INFRARROJA. INCLUYE EL CIRCUITO DE COMPENSACION DE TEMPERATURA.

FIG. 1.4

PIRGOMETRO EPPLEY
 MODELO PIR (PRECISION INFRARED RADIOMETER)



CARACTERÍSTICAS DEL INSTRUMENTO

Sensibilidad	3 microvolts/watt metro ² aprox.
Impedancia	700 ohms aprox.
Dependencia, en	
Temperatura	+2 por ciento, -20 a 40°C (nominal)
Linealidad	+1 por ciento, 0 a 700 watts metro ²
Tiempo de respuesta	2 segundos (señal c/a)
Respuesta coseno	mejor del 5 por ciento de normalización, insignificante para una fuente difusa
Orientación	sin efecto en el desempeño del instrumento
Vibración Mecánica	capaz de soportar hasta 20 g's
Calibración	referencia de cuerpo negro.

Así pues, para interpretar la lectura se hace necesario considerar tanto la propia sensibilidad del aparato como la escala del papel registrador en que se recibe la información que proporciona el pirómetro. Por lo tanto, con esta información se calcula la constante de proporcionalidad que debe existir entre la lectura y la radiación efectiva recibida en superficie proveniente de la atmósfera. Así se tiene que, considerando la sensibilidad del pirómetro, por cada milivolt de lectura (L) en una hora la radiación es:

$$L/hr = (1000 \mu V / 4.34 \mu W/m^2) (3600 \text{ seg}) = 829.5 \text{ KJ/m}^2$$

Cuando el registrador empleado fue el Jaquet, como a cada división (div) le corresponde 1mV, la equivalencia en la lectura (L) fue:

$$\int_{1hr} L dt = 1(\text{div}) \times K' = 1(\text{div}) \times 1.0 \times 1000 \times 829.5 \text{ KJ/m}^2$$

por lo que la constante (Kj) para este caso es:

$$K_j = K' \times 10^{-6} \text{ KJ/m}^2$$

entonces:

$$K_j = 0.0095 \text{ MJ/m}^2$$

Cuando el registrador fue el Espedomax XL, como 10 divisiones en el papel registrador corresponden a 2 mV con lo que cada división es igual a $0.2 \times 10^3 \mu V$ se tiene que la equivalencia respectiva fue:

$$\int_{1hr} L dt = L(\text{div}) \times 0.2 \times 10^3 \times 829.5$$

entonces, la constante (Ke) para este caso es:

$$K_e = 0.1657 \text{ MJ/m}^2$$

Cada registro de cada hora de cada día durante los cuatro años considerados se multiplicó entonces por la constante adecuada para obtener así promedios mensuales (prom/total), promedios diarios (p.d.) y promedios mensuales horarios (p.m.h.) en MegaJoules por metro cuadrado por hora [MJ/m²hr].

Estos promedios se tabularon para cada mes de 1980 a 1983. Se muestran como ejemplo las tablas 1.1 y 1.2 en donde la constante correspondiente (K_d o K_e) se señala en la parte superior derecha. Los promedios correspondientes a 1984 y 1985 fueron trabajados por el propio O.R.S. . Para resumir esa información, en las tablas 1.3a a 1.3f (en Apéndice I) se muestran los promedios mensuales horarios.

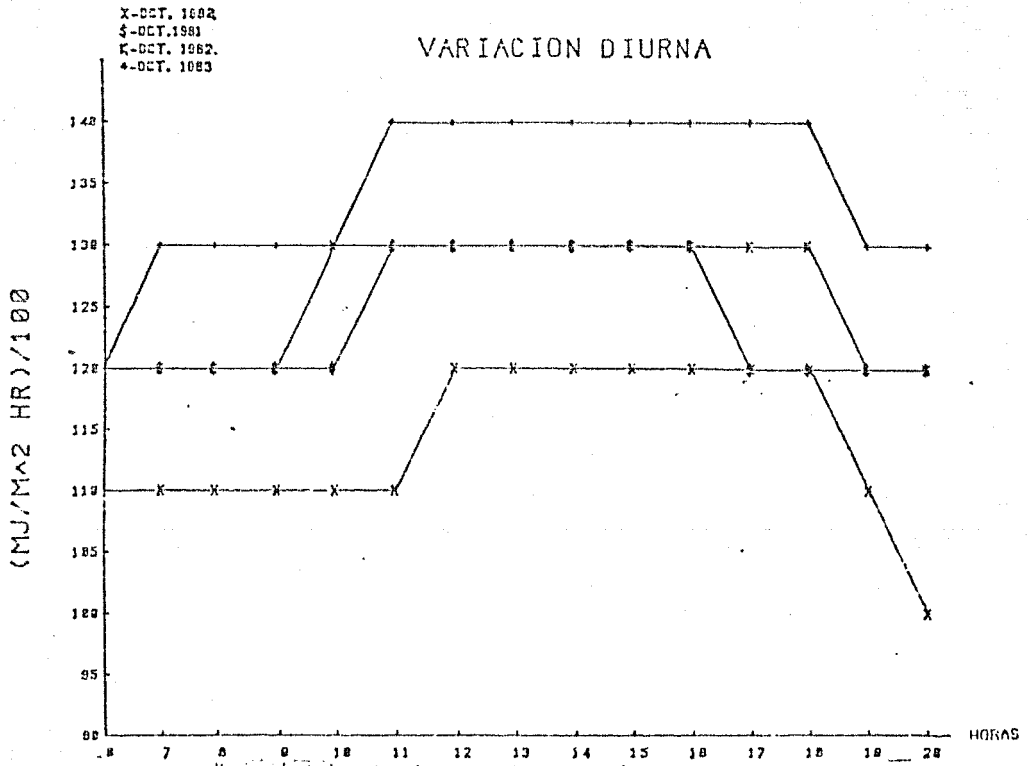
Con los promedios anteriores es posible analizar las variaciones en la radiación de onda larga ya sea diaria, nocturna o mensual, etc.

Si se considera que la variación de la radiación de onda larga durante un día puede ser analizada mediante los datos de los 6 a las 20 hrs, de las tablas 1.3 (Apéndice I) fácilmente se puede concluir que el máximo de esta radiación ocurrirá entre las 12 y las 14 hrs aproximadamente. Esto se evidencia en la figura 1.5a en donde se muestra la variación durante un "día promedio" en el mes de octubre para los años 1980 a 1983. También en la figura 1.5b se puede observar este efecto, en donde se considera la desviación estandar asociada a cada promedio horario para el mes de octubre de 1985 y en donde el máximo valor se presenta a las 14hrs. De hecho, se ha podido establecer que la radiación en superficie tiene un ciclo de 24 horas con un máximo después del medio día y que decrece al ir atardeciendo con mínimo aproximadamente antes del amanecer (Kondrat'yev, 1965).

De lo anterior se puede suponer que existe una buena correlación entre la temperatura de la atmósfera y la radiación en superficie. Por ejemplo, para el caso de la radiación en la noche, se observa que un decremento monotónico de la radiación coincide con la caída de la temperatura atmosférica (Kondrat'yev, 1965).

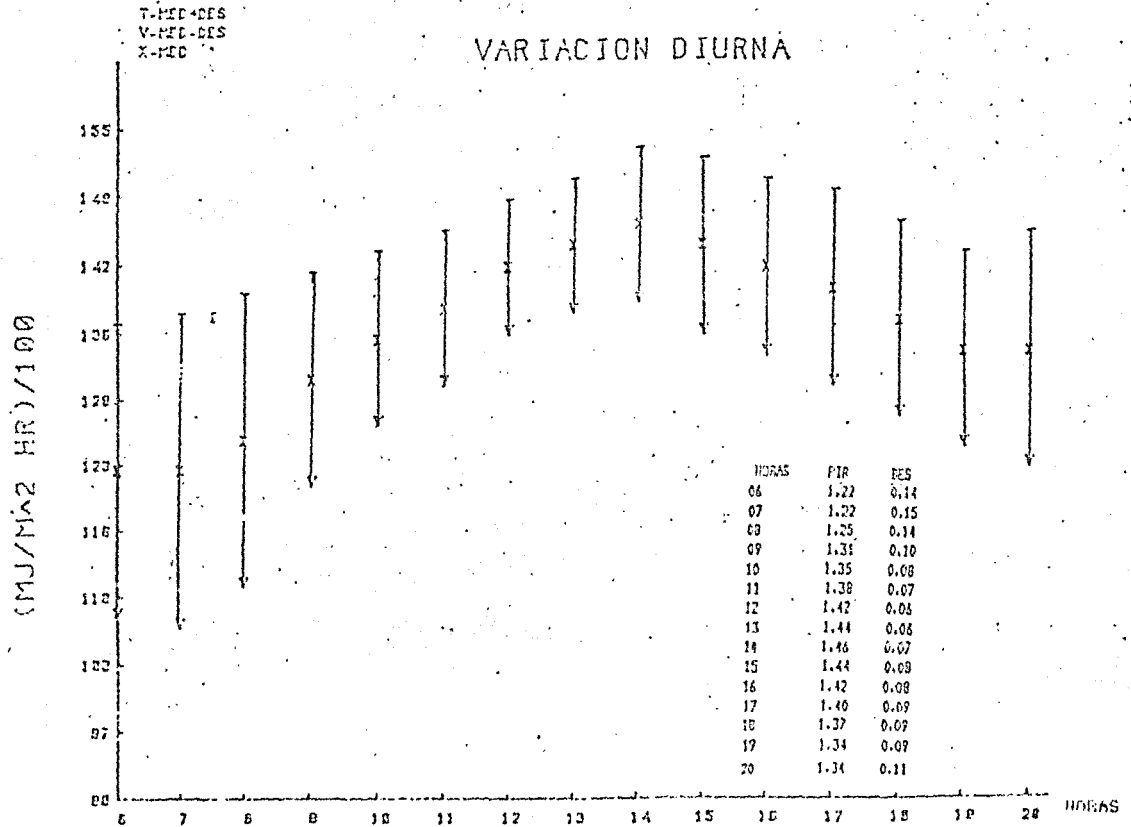
También sería interesante analizar la variación anual de la radiación en superficie. Esto puede hacerse considerando los promedios mensuales horarios o bien los promedios mensuales.

FIG. 1.5a



Variación de la radiación en superficie en un día 'promedio' de los 6 a los 20 hrs del día. Se grafican los promedios mensuales horarios (F.M.H.) para los meses de octubre de 1960 a 1983. El máximo de radiación puede esperarse de los 12 a los 14 hrs, aproximadamente.

FIG. 1.5b



Variación de la radiación en superficie en un 'día promedio' para el mes de octubre de 1985. Los procedios mensuales horarios se grafican con la desviación standard correspondiente.

I.3. RADIACIÓN DE ONDA LARGA EN SUPERFICIE

PARA LAS 18 HRS EN C.U.

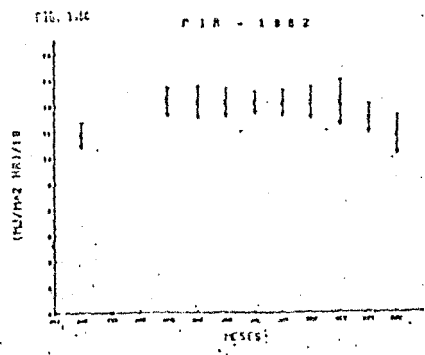
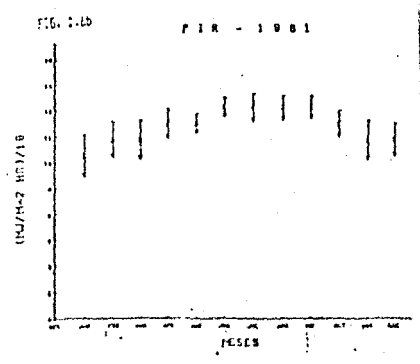
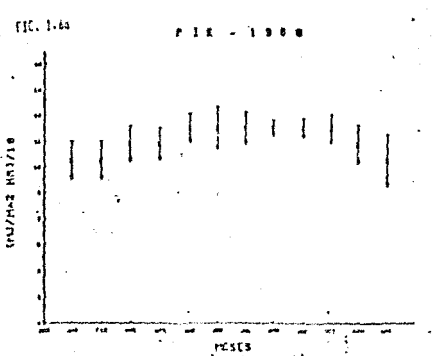
A pesar de que las discusiones anteriores acerca de la variación de onda larga son importantes, fue necesario tener un criterio para el análisis y el estudio de tal cantidad de información (Apéndice I). Este criterio quedó determinado por la parte teórica de este trabajo en tanto que, a partir de la solución de la ecuación de transferencia de radiación (Capítulos II y IV), los 'ingredientes' necesarios para el cálculo de flujos de radiación infrarroja sólo se obtuvieron completamente para una hora del día (18 hrs), con lo que se analizaron con más detalle los datos correspondientes a esa hora. (Ver tabla 1.4 y las figuras 1.6a-1.6f).

Como se justificará en el Capítulo III, la radiación de onda larga depende fuertemente de la cantidad de vapor de agua y de los perfiles de temperatura en la atmósfera. Estos datos se obtuvieron por radiosondeo para las 00:00Z (las 18 hrs) del Observatorio de Tacubaya para la Ciudad de México y del Observatorio de Radiación Solar antes mencionado durante los años aquí tratados.

Tabla 1.4

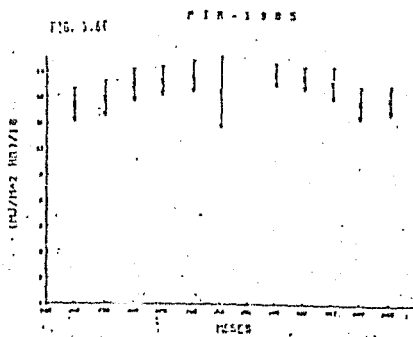
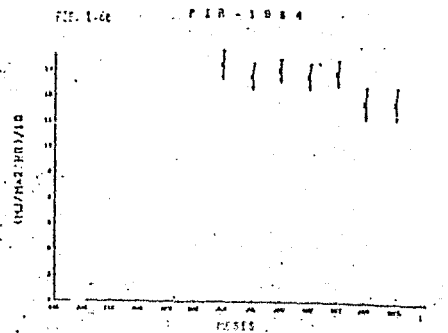
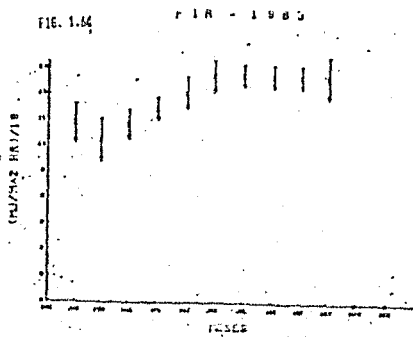
PERIODO	1980	DES	1981	DES	1982	DES	1983	DES	1984	DES	1985	DES
ENERO	1.00	0.11	1.00	0.12	1.10	0.07	1.10	0.11	---	---	1.23	0.09
FEBRERO	1.00	0.11	1.10	0.10	---	---	1.00	0.12	---	---	1.27	0.10
MARZO	1.10	0.10	1.10	0.11	---	---	1.10	0.09	---	---	1.35	0.09
ABRIL	1.10	0.09	1.20	0.08	1.30	0.08	1.20	0.06	---	---	1.33	0.09
MAYO	1.20	0.08	1.20	0.05	1.30	0.09	1.30	0.09	---	---	1.41	0.09
JUNIO	1.20	0.12	1.30	0.05	1.30	0.08	1.40	0.09	1.47	0.09	1.51	0.21
JULIO	1.20	0.09	1.30	0.07	1.30	0.06	1.40	0.06	1.40	0.07	---	---
AGOSTO	1.20	0.04	1.30	0.06	1.30	0.07	1.40	0.06	1.44	0.06	1.42	0.06
SEPT.	1.20	0.05	1.30	0.06	1.30	0.09	1.40	0.06	1.40	0.07	1.40	0.06
OCTUBRE	1.20	0.03	1.20	0.07	1.30	0.13	1.40	0.12	1.42	0.07	1.37	0.09
NOV.	1.10	0.11	1.10	0.11	1.20	0.08	---	---	1.24	0.09	1.25	0.09
DIC.	1.00	0.15	1.10	0.09	1.10	0.11	---	---	1.24	0.09	1.27	0.08
PROMEDIO	1.12	0.09	1.18	0.08	1.25	0.09	1.27	0.09	1.37	0.09	1.33	0.09

PERIODO	PROMEDIO	DESFRON
ENERO	1.09	0.10
FEBRERO	1.09	0.11
MARZO	1.16	0.09
ABRIL	1.24	0.09
MAYO	1.29	0.08
JUNIO	1.35	0.11
JULIO	1.32	0.07
AGOSTO	1.31	0.06
SEPT.	1.33	0.07
OCT.	1.31	0.09
NOV.	1.18	0.10
DIC	1.14	0.10
	1.24	0.09



FIGS. 1.6a - 1.6c.

Variación de la radiación infrarroja en superficie de 1980 a 1982. Los datos graficados se presentan en la tabla 1.4 y corresponden al promedio mensual horario (P.M.H.) para las 18 hrs. (00:00Z). Observar que no hubo registros para febrero y marzo de 1982.



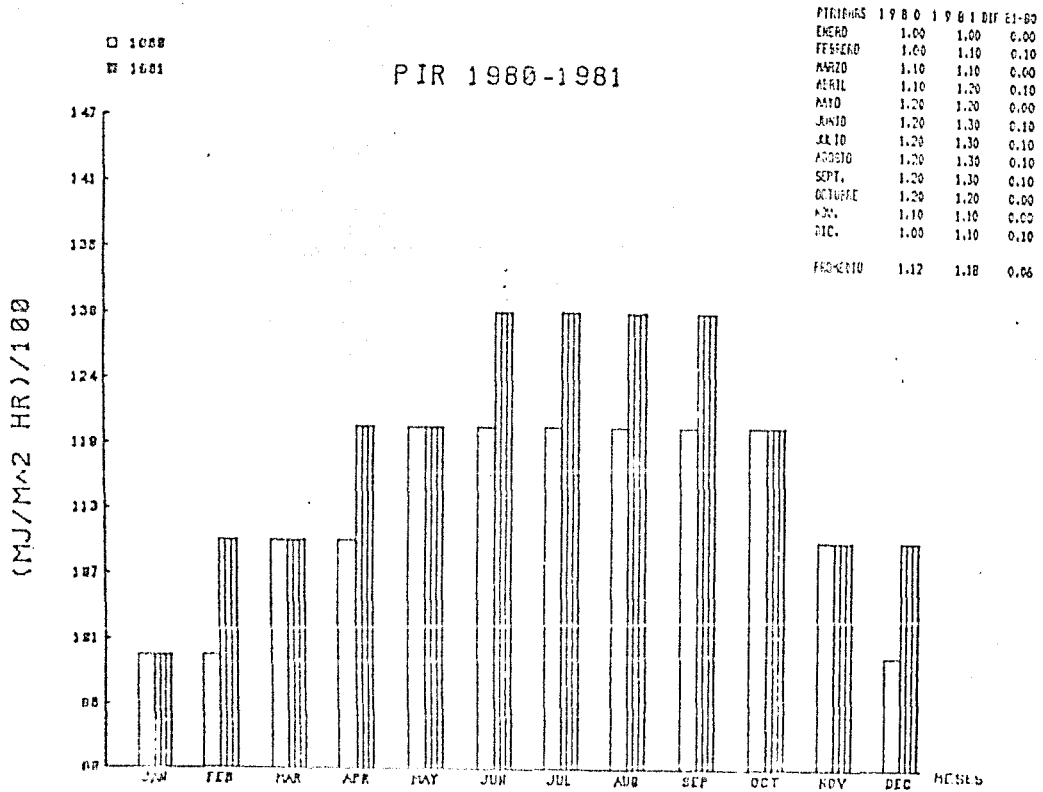
FIGS. 1.6d - 1.6f.

Variación de la radiación infrarroja de 1983 a 1985.
 Los datos graficados se presentan en la tabla 1.4.
 Observar que no hubo registros para noviembre y diciembre
 de 1983 ni de enero a mayo de 1984. El dato para julio de
 1985 se excluye por incorrecto.

Cabe señalar que la radiación atmosférica en superficie se ve afectada también por la nubosidad. Se sabe que las nubes son una fuente de radiación térmica y por lo tanto, se espera que la radiación medida en superficie sea, en general, mayor en días nublados que en días despejados. La radiación infrarroja varía con la cantidad y tipo de nubosidad. En el modelo empleado, no se incluye el efecto de las nubes por lo que las ecuaciones y los resultados teóricos obtenidos para la radiación en superficie son válidos para el caso de "cielos despejados". Sin embargo, en el Capítulo V se señalan ejemplos simples de cómo incluir este efecto.

En la figura 1.7 se hace una comparación de la radiación medida en superficie por el pirgeómetro para las 18hrs entre los años de 1980 y 1981 y en la parte superior se presentan los datos correspondientes y las diferencias entre 1981 y 1980. En esta figura se muestra que en los meses de febrero, abril, junio, julio, agosto, septiembre y diciembre, la radiación en 1981 fue significativamente mayor que su correspondiente en 1980. (En la figura no se aprecia la desviación standard señalada en la tabla 1.4 para cada medición). Esto nos hizo pensar en la posibilidad de que hubiera mayor cantidad de vapor de agua y mayor temperatura para 1981 que 1980 lo cual pudo ser constatado con el análisis de datos obtenidos por radiosondeo (Capítulo IV).

FIG. 1.7



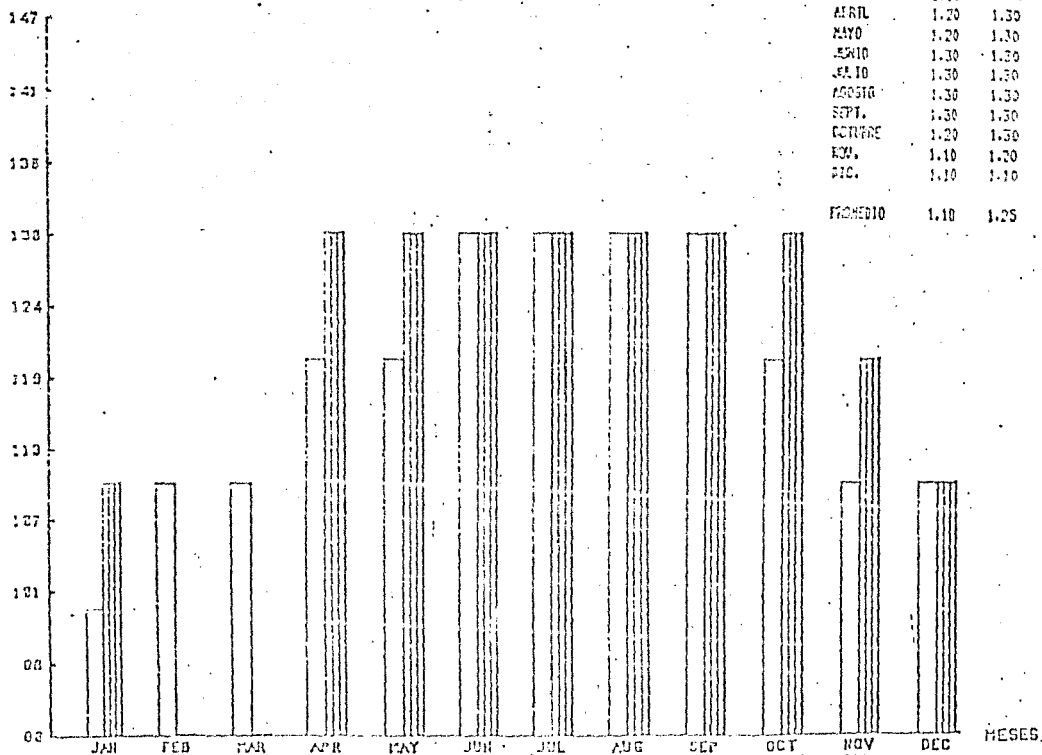
Comparación entre la radiación infrarroja en superficie para 1980 y 1981. Los datos graficados son los promedios mensuales sin la desviación standard correspondiente. Estos datos y las diferencias mes por mes entre ellos se presentan en la parte superior derecha. Observar que en 1981 hubo, en general, mayor radiación en superficie que en 1980.

Uno de los objetivos más importantes del trabajo es el análisis de la radiación infrarroja durante estos años para detectar posibles influencias de la erupción del volcán Chichónal (marzo 29, abril 3 y 4 de 1982) sobre el flujo de radiación infrarroja en superficie. La primera idea que se tuvo fue que este flujo debería de haber disminuido por la capa de aerosoles que cubrieron la Ciudad de México. Así, en tanto que el flujo de radiación medido para 1981 fue relativamente mayor que el de 1980, los datos para este año se utilizaron como comparación con los años de 1982 y 1983.

En la figura 1.8 se muestran los datos correspondientes a 1981 contra los de 1982. Es importante notar que en los meses de febrero y marzo de 1982 desgraciadamente no hubo registros ya que para calibrar el aparato las lecturas se suspendieron. Así, la figura sólo nos muestra la comparación de estos dos años para los meses restantes. Es sorprendente notar que para los meses de enero, abril, mayo, octubre, noviembre y diciembre de 1982 el aparato registró mayor radiación infrarroja en superficie que sus correspondientes en 1981, y que en ningún mes la radiación de 1981 fue superior que en 1982. Para el caso de 1983 (ver figura 1.9) esta tendencia está más acentuada, sobre todo para los meses a partir de mayo hasta octubre (no se obtuvo la información correspondiente a los meses de noviembre y diciembre de 1983). Únicamente en el mes de febrero se observa mayor radiación en 1981 que en 1983.

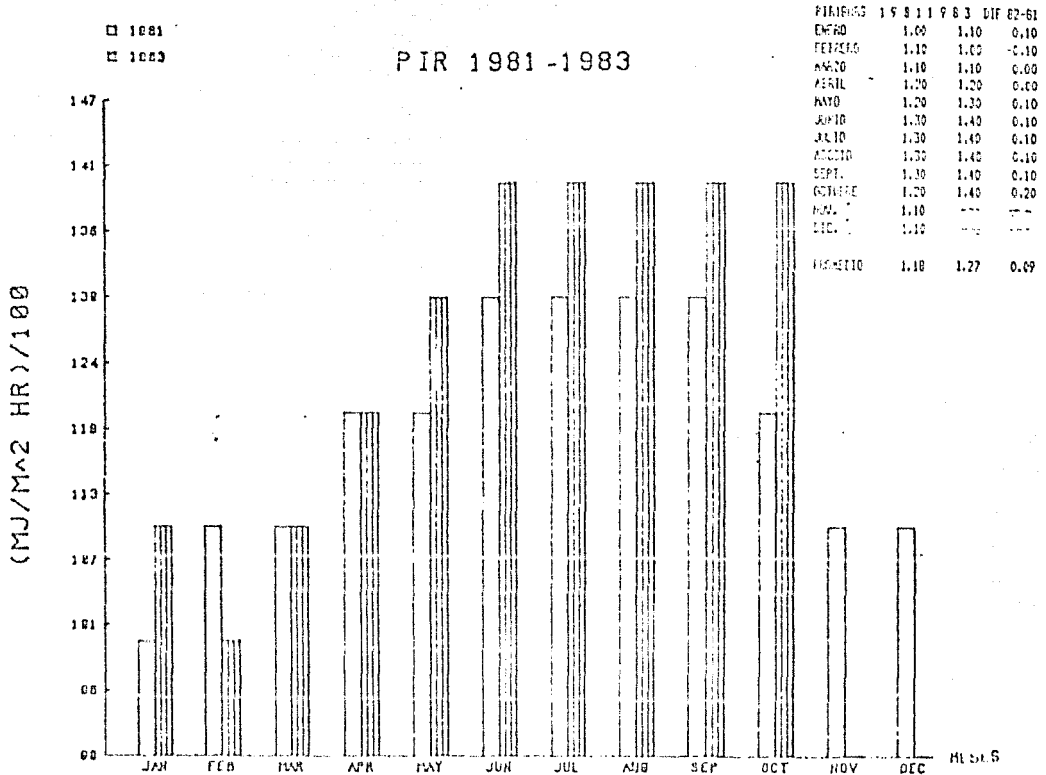
□ 1981
 ▨ 1982

PIR 1981-1982



Comparación entre la radiación infrarroja en superficie para 1981 y 1982. Los datos graficados son los valores mensuales sin la desviación estándar correspondiente. Estos datos y las diferencias mes por mes entre ellos se presentan en la parte superior derecha. Observar que en 1982 hubo, en 5 meses, mayor radiación en superficie y que en los meses de junio a septiembre, la radiación fue de igual valor que en 1981.

FIG. 1.9

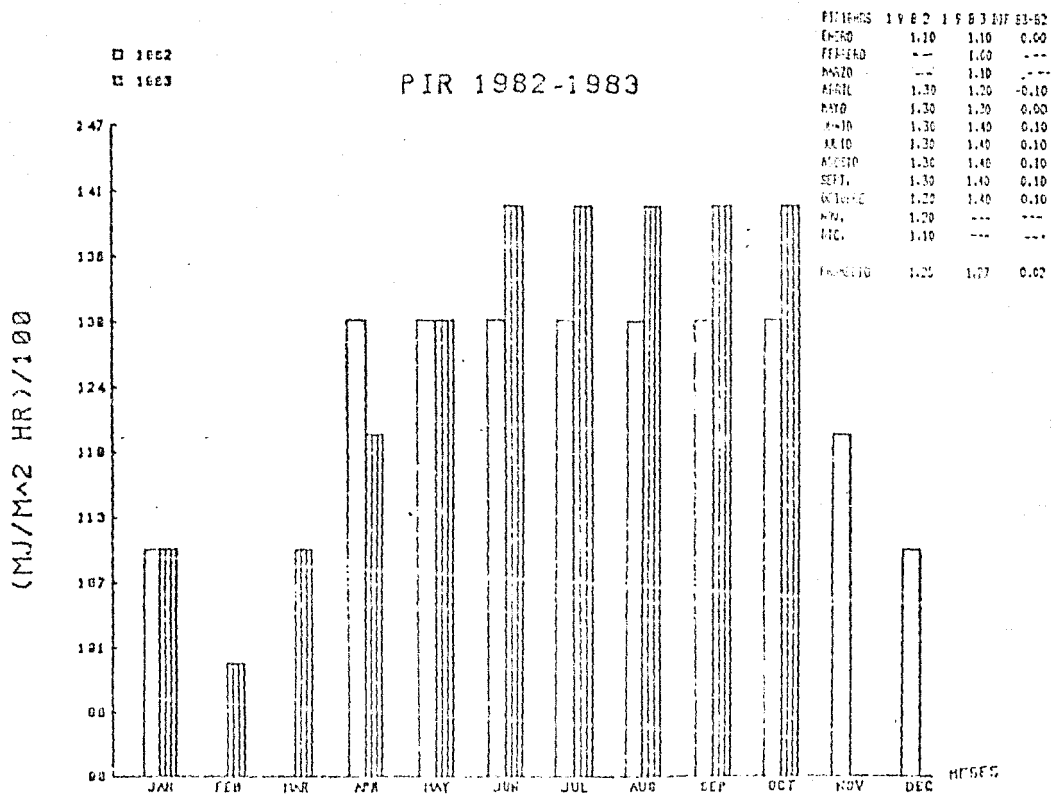


Comparación entre la radiación infrarroja en superficie para 1981 y 1983, los datos graficados son los promedios mensuales sin la desviación standard correspondiente. Estos datos y las diferencias mes por mes entre ellos se presentan en la parte superior derecha. Observar que en 1983 a partir del mes de mayo, la radiación fue mayor que en 1981 y la las diferencias correspondientes son mayores que para el caso de 1982 (ver grafica 1.4).

En la figura 1.10 se muestra la comparación entre los años de 1982 y 1983. Se observa que, fuera del mes de abril, en 1983 hubo mayor radiación en superficie con respecto a 1982 en los meses de junio hasta octubre aunque las diferencias entre estos dos años son menores que las que se tuvieron para cada uno de estos años con 1981.

En principio, una capa de aerosoles atenuaría por enfriamiento de la tropósfera a la radiación infrarroja en superficie. Considerando las figuras anteriores, dicha atenuación no se presentó; así, se tuvo que suponer que, o bien en estos años (aún con la nube del Chichonal sobre la Ciudad) hubo mayor cantidad de vapor de agua y mayor temperatura que en 1981, o bien estos aerosoles fueron emisores de radiación infrarroja de tal manera que compensaron las diferencias que se presentaron con 1981. Como se señala en el Capítulo IV, para algunos meses, 1982 y 1983 tienen perfiles de temperatura y de humedad que se pueden considerar 'anómalos'. Aun así, la segunda hipótesis podría ser factible, lo que coincidiría con lo que señalan diversos autores (Thomas, 1983).

FIG. 1.10



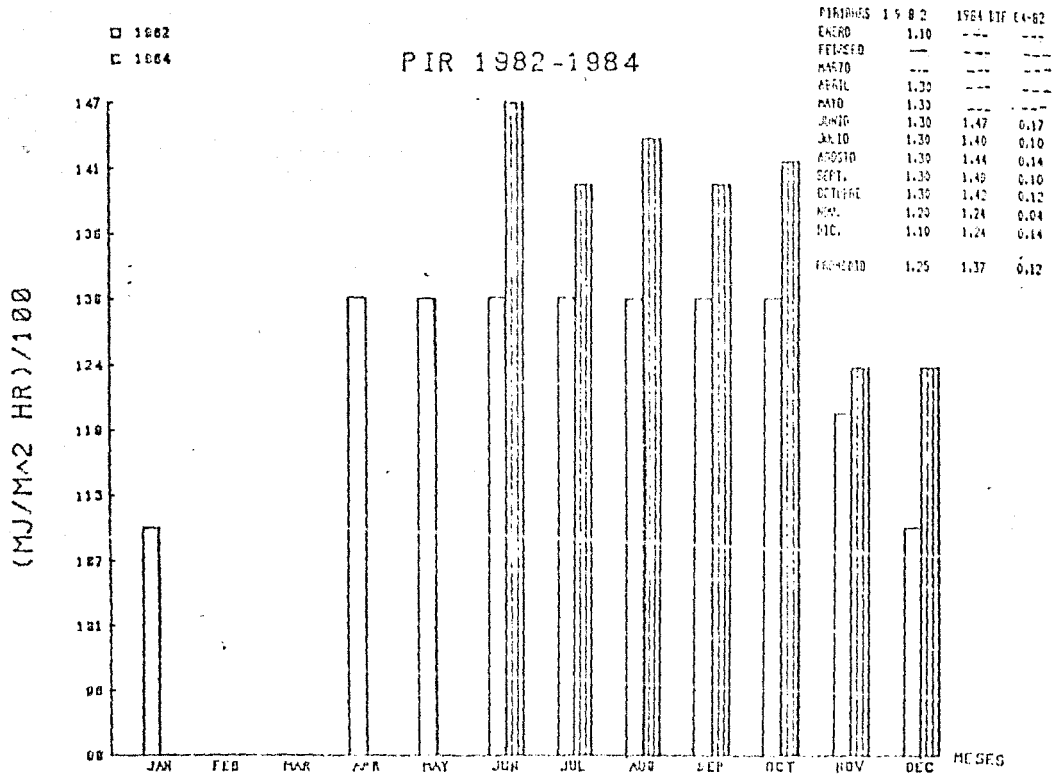
Comparación entre la radiación infrarroja en superficie para 1982 y 1983. Los datos graficados son los promedios mensuales con la desviación estándar correspondiente. Estos datos y las diferencias mes por mes entre ellos se presentan en la parte superior derecha. Observar que en 1983, a partir del mes de mayo y hasta octubre, la radiación fue mayor que en 1982. Las diferencias en este caso son mayores que en la comparación 1981 con 1983.

Cabría también suponer otra fuente de radiación infrarroja que no fueran los aerosoles asociados al Chichonal, como por ejemplo, nubosidad. Sin embargo, el análisis de estas dos posibilidades se desarrollaran una vez que se haya planteado el modelo teórico y el peso que tendrían cada uno de los factores mencionados en la radiación en superficie (Capítulo IV).

Para 1984 y 1985 se tiene que hacer un análisis diferente. Como ya se señaló, de octubre de 1983 a junio de 1984 se suspenden las lecturas, por lo no se tiene información para la mitad de 1984. Aún así, en la figura 1.11 se presenta la comparación desde junio 1984 con 1982. Se observa que para 1984 se presenta una radiación en superficie mayor (en el caso del mes de junio, mucho mayor) que 1982. Lo mismo se puede concluir de la figura 1.12 en donde se comparan los años 1985 con 1982. Como se verá en los Capítulos IV y V, ni los perfiles de temperatura y humedad ni la nubosidad podrían explicar diferencias tan acentuadas.

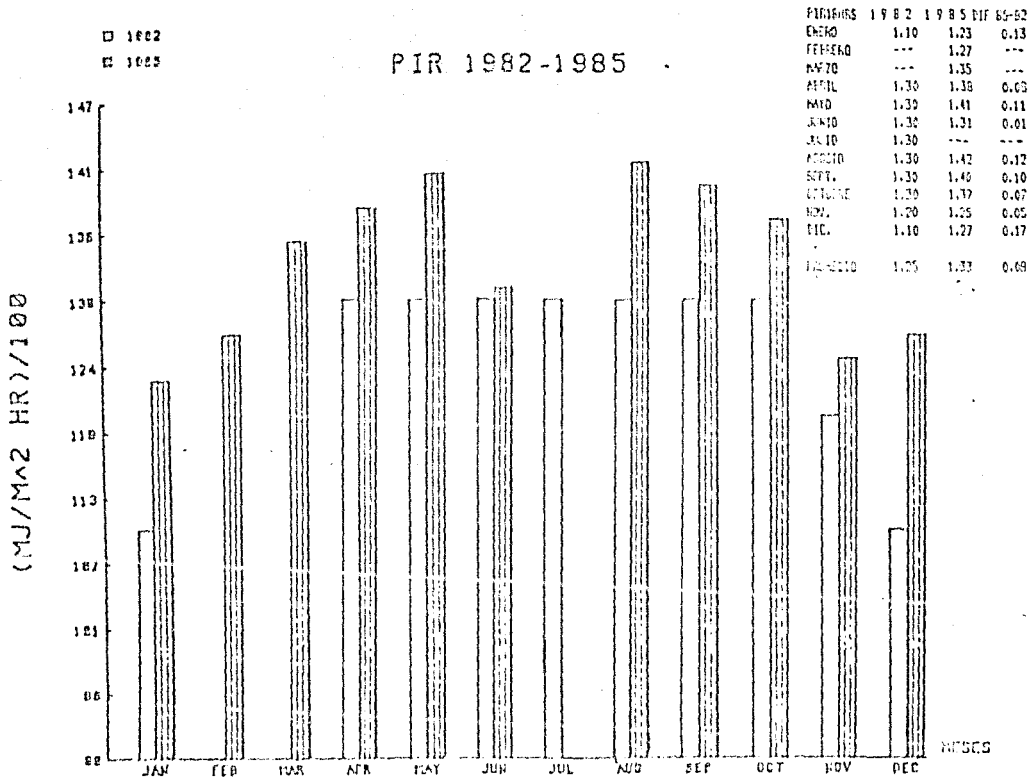
Por estas dos últimas figuras, del análisis simple de los datos no se puede concluir que la nube del Chichonal contribuyó significativamente a la radiación infrarroja, ya que, en primera instancia, se esperaría un decremento en la radiación en superficie para 1984 y 1985 con respecto a 1982 y 1983. Por lo tanto, una discusión más profunda de estos dos años se dará en los capítulos IV y V.

FIG. 1.11



Comparación entre la radiación infrarroja en superficie para 1982 y 1984. Los datos graficados son los promedios mensuales con la desviación estándar correspondiente. Estos datos y las diferencias mes por mes entre ellos se presentan en la parte superior derecha. Observar que la radiación en 1984 es mayor que en cualquier otro año, de hecho, lo que corresponde al mes de junio es el valor más alto de los 4 años analizados.

FIG. 1.12



Comparación entre la radiación infrarroja en superficie para 1982 y 1985. Los datos graficados son los promedios mensuales sin la desviación standard correspondiente. Estos datos y las diferencias mes por mes entre ellos se presentan en la parte superior derecha. Observar que 1985, si bien la radiación es mayor que en 1982, las diferencias son menores que las que se presentaron para la comparación con 1984.

REFERENCIAS

1. Coulson, L.K. 1975. SOLAR AND TERRESTRIAL RADIATION. Academic Press, New York. pp 250-276, 279-305.
2. Conde, C. Gay, C. 1986. Radiación Infrarroja en Ciudad Universitaria (1980-1985). MEMORIAS DE LA UNIÓN GEOFÍSICA MEXICANA. México.
3. Wolfe, W.L., (Ed). 1965. HANDBOOK OF MILITARY INFRARED TECHNOLOGY. Office of Naval Research, Department of Navy. Washington D.C. pp 50-72.
4. The Eppley Laboratory, Inc (EPLAB). 1980. INSTRUMENTATION FOR THE MEASUREMENT OF THE COMPONENTS OF SOLAR AND TERRESTRIAL RADIATION. Newport, R.I. 02840, U.S.A.
5. Kondrat'yev, K.Ya. 1965. RADIATIVE HEAT EXCHANGE IN ATMOSPHERE. Pergamon Press. London. pp 214-224.
6. Thomas, G.E., B.M. Jakosky, West, R.A. 1983. Satellite Limb-Scanning Thermal Observations of the Chichon Stratospheric Aerosol: First Results. Geophys. Res. Lett. 10:997-1000.

CAPÍTULO II.

TRANSFERENCIA RADIATIVA INFRARROJA

La transferencia de energía se puede llevar a cabo por procesos conductivos, convectivos o radiativos. En la atmósfera, el planteamiento de ecuaciones que tratan la acción de estos 3 procesos simultáneamente nos da un problema altamente complejo y no lineal. Sin embargo, se puede analizar la transferencia por radiación aislándola de los otros dos fenómenos, simplificación importante debido a que las radiaciones solar y terrestre son las fuentes más importantes de energía que intervienen en la circulación atmosférica.

Lo anterior permite hacer modelos puramente radiativos para el estudio, por ejemplo, de atmósferas planetarias, lo que facilita el análisis de su composición y estructura, o bien los cambios climáticos en ellas y las predicciones de estos cambios. Estos modelos en realidad no son sencillos, ya que el mecanismo de transformación de energía en la atmósfera no se conoce en detalle (lo que evidentemente limita la teoría de circulación general y del clima). Sin embargo, actualmente se cuenta con herramientas tan poderosas como son los satélites, las modernas computadoras y, fundamentalmente, las técnicas desarrolladas por la física moderna y la matemática que permiten una relativa simplificación del problema en cuanto al manejo de datos y a la solución de las ecuaciones respectivas.

Los regiones espectrales más importantes asociadas a la transferencia radiativa en la atmósfera están entre el ultravioleta y las microondas. Como ya se mencionó en el capítulo anterior, nos limitaremos a considerar la radiación infrarroja que corresponde a la región del espectro de 4 a 100 μm o, en frecuencia, de 3×10^7 a $8 \times 10^3 \text{seg}^{-1}$.

II.1. DEFINICIONES.

Cuando se quiere estudiar la cantidad de energía que se transmite a lo largo de cierto camino o trayectoria en un campo de radiación (como es el caso atmosférico) no se puede utilizar el concepto de rayo simple empleado en la óptica geométrica. Se hace necesario entonces definir ciertas cantidades físicas como intensidad y flujo que fundamentan el estudio del transporte de energía por radiación en la atmósfera.

Considérese una superficie horizontal A - que puede ser la superficie de la tierra, una capa de la atmósfera o un tope de nubes - . Supóngase que por un punto F de un elemento de área dA de esa superficie pasa una línea fija cualquiera L (ver figura 2.1). Queda definido entonces un ángulo θ por la línea L y una recta normal a dA (en este caso Z). Sea dE_λ la cantidad de energía radiante que se transmite a través de un elemento de área dA en un intervalo de tiempo dt en el intervalo de longitudes de onda de λ a $\lambda+d\lambda$. La cantidad de energía saliente en una dirección dada con respecto a la normal de dA se expresa en términos del ángulo sólido $d\Omega$, dado en esterorradianes.

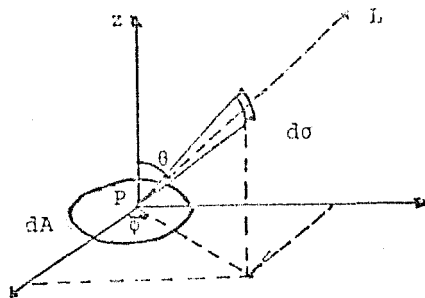


FIGURA 2.1.

con $d\Omega = d\sigma / r^2$ y, en coordenadas polares:

$$d\sigma = (r d\theta) (r \sin\theta d\phi) \quad (2.1)$$

con $\theta =$ ángulo zenital y $\phi =$ ángulo azimutal.

Así, la intensidad monocromática de energía en P a lo largo de L se define como la energía por unidades de área, tiempo, longitud de onda y stereorradiación, de tal manera que:

$$I_\lambda = dE_\lambda / (\cos\theta d\sigma d\lambda dt d\Omega) \quad (2.2)$$

Observar que el término $d\sigma \cos\theta$ nos indica que en realidad en I_λ interesa la proyección del elemento de área en el plano a través de P normal a L.

Se dice que un campo de radiación es isotrópico en P si la intensidad es independiente de la dirección en ese punto. Si I_λ es la misma en todos los puntos y en todas direcciones, se considera que el campo es homogéneo e isotrópico.

La necesidad de definir I_λ como la primera característica

importante en un campo de radiación se puede entender si se observa que, dada la superficie $d\Omega$, por ésta atravesarán muchos haces paralelos compuestos de varios rayos definidos por una dirección dada. Así, primero es conveniente sólo considerar aquellas haces que están agrupados alrededor de una sola dirección y encontrar la radiación que se transmite a través de $d\Omega$ en esa misma dirección. Esto se obtiene al considerar el ángulo sólido $d\Omega$ definido con respecto a la dirección normal a la superficie $d\Omega$. Ya que esta intensidad está dada entonces en términos del ángulo zenital θ , a veces se habla de la intensidad confinada a un haz de radiación.

Posteriormente, existe el problema de que la energía radiante está definida en términos de una longitud de onda. Al transmitirse la energía incidente, correspondiente a una longitud de onda λ , a través de la superficie $d\Omega$ puede suceder que parte de la energía emergente tenga otra de longitud de onda u otra dirección con respecto a la incidente. Así, se considera en I_λ la energía que incide y que emerge en una dirección dada, con longitud de onda dentro del intervalo espectral de λ a $\lambda + d\lambda$.

La densidad de flujo monocromático, F_λ , es la segunda característica importante que se establece para el campo de radiación, y se define en términos de la componente normal de la intensidad monocromática integrada sobre todo el ángulo sólido; esto es, sobre todas las posibles direcciones de la energía saliente:

$$F_{\lambda} = \int_{\Omega} I_{\lambda} \cos \theta d\Omega \quad (2.3)$$

y, en coordenadas polares:

$$F_{\lambda} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} I_{\lambda}(\theta, \phi) \cos \theta d\theta d\phi \quad (2.4)$$

Así, el flujo de energía radiante de longitud de onda λ a un tiempo y punto dados se puede obtener mediante (2.4) siempre y cuando I_{λ} esté dado en función de θ y ϕ conocidas. Si I_{λ} es isotrópica, la densidad de flujo F_{λ} es :

$$F_{\lambda} = \pi I_{\lambda} \quad (2.5)$$

La intensidad de flujo total de energía radiada o irradiancia, para todas las longitudes de onda, se obtiene integrando F_{λ} sobre todo el espectro electromagnético:

$$F = \int_0^{\infty} F_{\lambda} d_{\lambda} \quad (2.6)$$

que tiene unidades de energía por unidad de área por unidad de tiempo.

Además de las características cuantitativas del propio campo de radiación hasta aquí descritas (intensidad y flujo), es necesario establecer características que describan la interacción de la radiación con el medio material en el que la energía se propaga.

Un haz de radiación que atraviesa un medio se debilita por la

interacción que tiene con la materia en ese medio. En el campo de la transferencia radiativa se presentan dos fenómenos asociados con la atenuación de la radiación por el medio: la dispersión y la absorción. A esta atenuación se le llama extinción, que estará cuantificada por los llamados coeficiente de dispersión, σ_λ y coeficiente de absorción, k_λ pudiendo haber también reflexión dada por un coeficiente respectivo R_λ . El coeficiente de extinción nos permite especificar la pérdida de energía de una longitud de onda y de una dirección dadas según la energía incidente.

En el fenómeno de la dispersión, que depende del tamaño e índice de refracción de la partícula que interacciona con la radiación, cada partícula puede verse como una fuente puntual de energía dispersada. Para el caso de la luz visible, la dispersión juega un papel fundamental en la atmósfera mientras que la absorción es prácticamente despreciable. Para la radiación infrarroja sucede lo contrario, la dispersión es prácticamente despreciable en comparación con la absorción de esta energía por las moléculas y partículas presentes en la atmósfera. Estas a su vez emiten energía, que queda cuantificada por un coeficiente de emisión, ϵ_λ , y que representa las contribuciones a la energía que un elemento de masa del medio enviará en la dirección y en el intervalo de longitudes de onda especificados. El proceso de absorción-emisión se analizará ahora en términos de la llamada radiación de cuerpo negro.

II.2. LEY DE KIRCHHOFF.

Si bien la energía radiativa puede analizarse a nivel molecular, (CAPÍTULO III), también es posible estudiarla desde un punto de vista macroscópico (termodinámico) en términos de tasas de energía de emisión, de absorción o flujos de energía. Es a partir de este enfoque que se deduce la ley de Kirchhoff.

Supóngase que un cuerpo está emitiendo energía en una dirección dada y que este cuerpo también absorbe energía en la misma dirección. Se puede definir primero a la intensidad de emisión monocromática en una dirección (E_λ) como la energía radiante emitida a una longitud de onda por unidad de área. También se define para este caso a la absorción fraccional monocromática a_λ como el cociente de la radiación incidente absorbida (en la dirección dada y en la longitud de onda λ) entre el total de radiación incidente (Hess, 1959).

La ley de Kirchhoff establece que el cociente:

$$E_\lambda/a_\lambda = f(\lambda, T) \quad (2.7)$$

es una función de la longitud de onda y de la temperatura, para todos los cuerpos. Al cociente (2.7) se le denomina emisividad.

De la relación (2.7) se deduce que la intensidad de emisión (E_λ) será nula sólo si la absorción fraccional (a_λ) es nula, por lo

que la emisión solo ocurre a las longitudes de onda a las que la absorción ocurre.

Un cuerpo que absorbe toda la radiación de cualquier longitud de onda se llama completamente opaco. Si la absorción varía con la longitud de onda, entonces la emisión también variará con λ , por lo que a los cuerpos con esta propiedad se les llama emisores selectivos.

Si la absorción fraccional es constante pero menor que la unidad, la emisión será continua pero menor que la máxima posible, denominándose a los emisores cuerpos grises.

Si la absorción es completa y a todas las longitudes de onda, entonces $a_\lambda = 1$, por lo que la emisión será la máxima posible, con:

$$E_\lambda = f(\lambda, T)$$

Un cuerpo con esta propiedad de máxima emisión se llama cuerpo negro, en tanto que es completamente opaco a todas las longitudes de onda.

Considérese un recipiente rodeado de paredes negras, que ha alcanzado una temperatura constante T y radiación isotrópica (ésto es, se encuentra en equilibrio termodinámico), y que dicho recipiente es un cuerpo negro. Un cuerpo dentro de este recipiente recibirá una intensidad de radiación I_λ en una dirección dada. Entonces, se cumplirá la ley de Kirchhoff:

$$I_{b\lambda} = (1 - a_\lambda) I_{b\lambda} + E_\lambda \quad \text{con lo que:}$$

$$E_\lambda / a_\lambda = I_{b\lambda} = f(\lambda, T) \quad (2.8)$$

Ésta es una propiedad fundamental para un medio que se encuentra en equilibrio termodinámico ya que en este caso el cociente (2.8) no depende de la naturaleza del medio que absorbe y emite sino que es una función universal de la longitud de onda y de la temperatura T.

La forma explícita de $f(\lambda, T)$ no se determinó hasta 1900, pero ya en 1879 Stefan y Boltzmann establecieron que, en una gráfica de $f(\lambda, T)$ contra λ , el área bajo la curva es:

$$F = \sigma T^4 = \int f(\lambda, T) d\lambda$$

con $\sigma = 8.312 \times 10^{-12} \text{ cal cm}^{-2} \text{ K}^{-4} \text{ min}^{-1}$ (2.9)

Planck estableció la expresión semiempírica:

$$B_\lambda d\lambda = \frac{c_1}{\lambda^5} \frac{1}{e^{c_2/\lambda T} - 1} d\lambda \quad (2.10)$$

que llevaría a la postulación de la cuantización de la energía.

Sustituyendo las constantes c_1 y c_2 en la ecuación (2.10) se tiene que:

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5 (e^{hc/\lambda T} - 1)} \quad (2.11)$$

siendo h la constante de Planck y $h = 6.6262 \times 10^{-27}$ erg seg,
 c la velocidad de la luz y K la constante de Boltzmann con
 $K = 1.3806 \times 10^{-16}$ erg grad $^{-1}$

o bien, en términos de la frecuencia ($\tilde{\nu} = c/\lambda$):

$$B(\tau) = \frac{2h\tilde{\nu}^3}{c^2(e^{h\tilde{\nu}/KT} - 1)} \quad (2.12)$$

En la figura 2.2 se tiene una gráfica de la radiación en función de la longitud de onda a diferentes temperaturas. Se observa que para cada temperatura la emisión tiende a ser nula para longitudes de onda muy cortas y muy largas y que existe un valor máximo de la radiación para cada curva. Considerando estas curvas en conjunto, como λ_{max} se incrementa al decrecer la temperatura, entonces la unión de estos máximos forma una hipérbola.

Igualando a cero la derivada de la función de Planck (2.10) con respecto a la longitud de onda, se obtiene la radiación máxima [B_{max}] y la longitud de onda correspondiente, esto es, haciendo:

$$dB_{\lambda}/d\lambda = 0$$

se tiene que la longitud de onda para radiación máxima es:

$$\lambda_{max} = a/T \quad (2.13)$$

con $a = 0.2897$ cm grad

A la ecuación (2.13) se le conoce como la ley de Wien que junto a la función de Planck tiene aplicaciones importantes. Por

ejemplo, en la figura 2.3 muestra las curvas de Planck correspondientes a las temperaturas promedio para el caso de la superficie terrestre (300°K), con un máximo que cae dentro de la región de 10 a 15 μm , y para el Sol (4000°K), con un máximo cerca de 0.5 μm . La radiación de cuerpo negro para el Sol ha sido reducida en el cuadrado del cociente entre el radio del Sol y la distancia media entre el Sol y la Tierra. Así, mediante estas relaciones se tiene la energía que incidiría en la parte superior de la atmósfera terrestre (Batton, 1976).

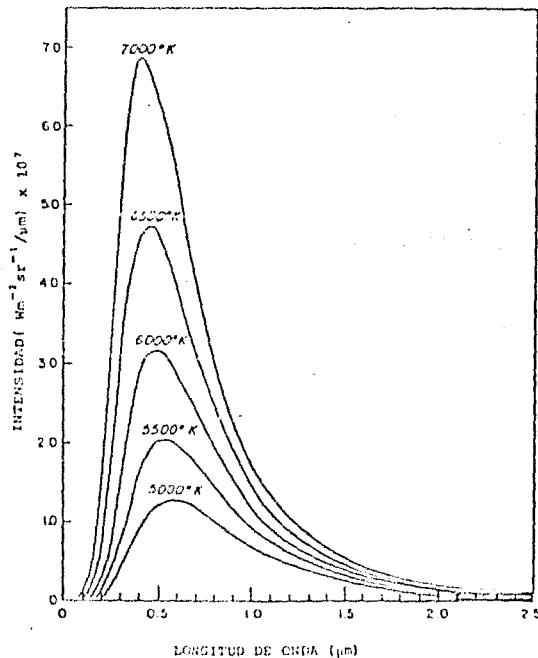
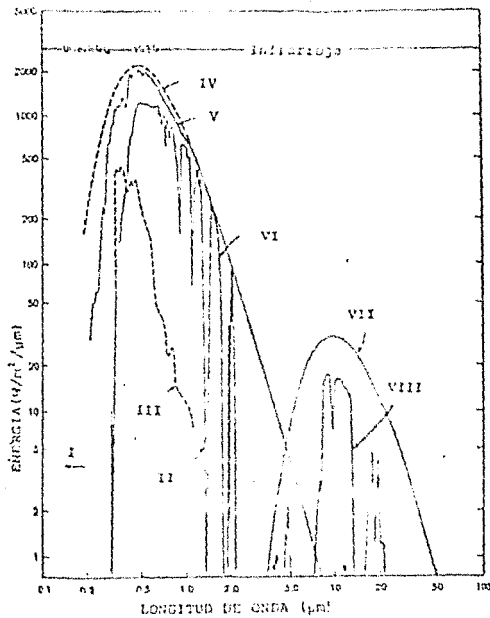


FIG. 2.2
Intensidad de cuerpo negro contra longitud de onda para varias temperaturas de emisión,
(Liou, 1980)



- I: absorción del oxígeno y del ozono
- II: bandas de absorción del vapor de agua y dióxido de carbono
- III: radiación solar difusa en la superficie de la Tierra
- IV: radiación de cuerpo negro a 6000°K (1600 W/m²)
- V: radiación solar extraterrestre
- VI: radiación solar directa (de incidencia normal) en la superficie de la Tierra (960 W/m²)
- VII: radiación de cuerpo negro a 300°K (470 W/m²)
- VIII: emisión infrarroja estimada de la superficie terrestre al espacio al espacio (70 W/m²)

FIG. 2.3

Espectros (calculado y observado) de energía radiante proveniente del Sol y de la Tierra. El flujo de energía incidente en el topo de la atmósfera ha sido reducido según se explica en texto. (Sutton, 1984)

II.3. ECUACION DE TRANSFERENCIA.

Si la intensidad de radiación I_λ atraviesa un medio de grosor ds , en la dirección de propagación se tendrá una intensidad saliente $I_\lambda + dI_\lambda$, como se muestra en la figura 2.4:

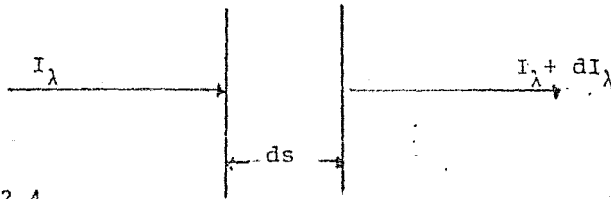


FIGURA 2.4

Por definición de absorción fraccional,

$$dI_\lambda = - a_\lambda I_\lambda$$

y como en este caso a_λ es proporcional a la densidad del gas y a la distancia ds , se tiene que :

$$dI_\lambda = - k_\lambda \rho I_\lambda ds$$

con ρ la densidad del material, k_λ el coeficiente de extinción (en unidades de área entre masa) para la radiación de longitud de onda λ . Esta relación indica que la variación en la intensidad al interactuar ésta con la materia depende, además de la propia radiación incidente, de la capacidad de absorción y de dispersión del material, de la densidad del propio material y del camino efectivo que tenga que recorrer la energía al atravesar dicho material. El signo menos resulta de considerar que la acción de estos tres factores producirá una pérdida en la energía en la

dirección y longitud de onda considerado.

Para el caso de la radiación infrarroja se considera que k_λ es simplemente el coeficiente de absorción. Así, la reducción en I_λ se debe únicamente a la absorción del material que funciona como un "sumidero" de energía. El coeficiente k_λ depende de la longitud de onda pero no necesariamente es constante para una λ dada ya que puede variar con la presión y la temperatura del medio.

Por otra parte, la intensidad puede ser incrementada por emisión del material y, en el caso de dispersión, por dispersión múltiple proveniente de las otras direcciones que contribuyen al haz de radiación considerado.

Para la emisión, considerando el coeficiente J_λ , el incremento en la intensidad estará dado por:

$$dI_\lambda = J_\lambda \rho ds \quad (2.14)$$

Así, considerando las fuentes y sumideros posibles de la intensidad, se tiene que:

$$dI_\lambda = -k_\lambda \rho I_\lambda ds + J_\lambda \rho ds \quad (2.15)$$

Si ahora se define a $J_\lambda = j_\lambda / k_\lambda$ como la función fuente, (en unidades de intensidad), entonces, de la ecuación (2.15) se tiene que:

$$\frac{dI_\lambda}{k_\lambda \rho ds} = -I_\lambda + J_\lambda \quad (2.16)$$

La ecuación (2.16) es la Ecuación de Transferencia Radiativa y es importante notar que no está sujeta a ningún marco de referencia.

Aunque en la transferencia radiativa en el infrarrojo la emisión no es despreciable, se analizará ese caso ya que nos permite definir de manera simple cantidades físicas importantes como son el camino óptico, la transmisividad y la absortividad.

Despreciando las contribuciones de la dispersión y de la emisión, entonces, de la ec(2.16):

$$\frac{dI_{\lambda}}{K_{\lambda} \rho ds} = - I_{\lambda} \quad (2.17)$$

con K_{λ} el coeficiente de absorción.

Considerando ahora que en un punto $s=0$ se tiene la radiación incidente, $I_{\lambda}(0)$, y en s_1 se tiene la radiación emergente, $I_{\lambda}(s_1)$, despejando e integrando en la ecuación anterior, se tiene que :

$$\int_{I_{\lambda}(0)}^{I_{\lambda}(s_1)} \frac{dI_{\lambda}}{I_{\lambda}} = - \int_0^{s_1} K_{\lambda} \rho ds \quad (2.18)$$

entonces:

$$I(s_1) = I_{\lambda}(0) \exp \left(- \int_0^{s_1} K_{\lambda} \rho ds \right) \quad (2.19)$$

En la ecuación (2.17) se puede hacer la suposición de que el medio es homogéneo y por lo tanto K_{λ} es independiente de la

distancia recorrida s . Considerando ésto, el coeficiente k_λ en la ecuación 2.18 tendrá un factor que se define como camino óptico, u :

$$u = \int_0^S \rho ds \quad (2.20)$$

Así, el camino óptico ' u ' representa la masa del medio absorbente por unidad de área normal a la radiación. Intoduciendo (2.20) en la ec. (2.19) se tiene que:

$$I_\lambda(s) = I_\lambda(0) e^{-k_\lambda u} \quad (2.21).$$

La ecuación (2.17) es conocida como la ley de Beer (o ley de Beer- Bouguer-Lambert, (2.21)) que establece que en la tranferencia de radiación a una longitud de onda dada la intensidad radiativa que atraviesa un medio decrece exponencialmente; así, cuando el exponente en (2.21) fuera igual a la unidad, la intensidad de radiación se habrá reducido por un factor de $1/e$. Como esta ecuación no depende de ningún ángulo, será aplicable también cuando se analice la densidad de flujo.

Considerando la ec.(2.21), se puede definir la transmisividad T_λ como la razón de la intensidad transmitida entre la incidente (sin considerar emisión), así:

$$T_\lambda = I_\lambda(s)/I_\lambda(0) = e^{-k_\lambda u} \quad (2.22)$$

Para un medio no dispersor, la absortividad, que es la fracción de la radiación incidente que es absorbida por el

medio, está definida como:

$$A_{\lambda} = 1 - T_{\lambda} = 1 - e^{-k_{\lambda} \mu} \quad (2.23)$$

Las ecuaciones (2.17) a (2.21) se pueden aplicar a pequeños intervalos espectrales si la variación del coeficiente de absorción con la longitud de onda fuera lo suficientemente "suave". Este método es posible utilizarlo en algunos casos de absorción de radiación en la atmósfera superior, pero no es permitido en problemas de transferencia infrarroja ya que en ellos existe una fuerte variación de k_{λ} con la longitud de onda.

II.4. ECUACIÓN DE SCHWARZCHILD.

En la transmisión de energía infrarroja en la atmósfera no es posible despreciar el término de emisión en las ecuaciones respectivas (como se hace con la dispersión) ya que los componentes atmosféricos radían significativamente en esa región del espectro. La emisión se puede obtener a partir de la Ley de Kirchhoff aunque en la atmósfera no exista en realidad un equilibrio termodinámico tal que se pueda aplicar directamente dicha ley. Esto sucede principalmente porque existe un gradiente de temperatura que hace que la intensidad de radiación sea dependiente de la dirección. Así, el campo de radiación no es isotrópico y la temperatura no es constante en todas direcciones. En estas condiciones, el problema de transferencia de radiación infrarroja resulta un problema sumamente complicado.

Por lo tanto, para la transferencia radiativa se hace la suposición de que el medio, en este caso no dispersor, está en equilibrio termodinámico local para simplificar el estudio de la emisión de radiación. Esto quiere decir que cada punto del medio se puede caracterizar por una temperatura T . De esta manera, cada elemento del medio se comporta como si hubiera equilibrio termodinámico a la temperatura que caracteriza a ese punto. (Esta suposición es válida para alturas atmosféricas no mayores de 50 Km (Elsasser, 1960)). En este caso, la emisión puede estar

representada por la ley de Planck.

Supóngase entonces que el medio se comporta como un cuerpo negro (localmente). Entonces un haz de intensidad I sufrirá un proceso de absorción y la emisión ocurrirá simultáneamente y a la misma longitud de onda.

La función fuente estará dada entonces por:

$$J_{\lambda} = B_{\lambda}(T)$$

por lo que, la ecuación de transferencia (2.16) es:

$$\frac{dI_{\lambda}}{K_{\lambda} ds} = -I_{\lambda} + B_{\lambda}(T) \quad (2.24)$$

Para resolver esta ecuación se define primero el grosor óptico monocromático del medio entre el punto s y el s_1 como :

$$d\tau_{\lambda}(s_1, s) = -K_{\lambda} ds \quad (2.25)$$

de donde, sustituyendo en la ec. (2.24) se tiene que:

$$\frac{dI_{\lambda}(s)}{d\tau_{\lambda}(s_1, s)} = -I_{\lambda}(s) + B_{\lambda}|T(s)| \quad (2.26)$$

multiplicando esta ecuación por $e^{-\tau(s_1, s)}$

e integrando sobre ds :

$$- \int_0^{S_1} d|I_{\lambda}(s) e^{-\tau_{\lambda}(s_1, s)}| = \int_0^{S_1} B_{\lambda}|T(s)| e^{-\tau_{\lambda}(s_1, s)} d\tau_{\lambda}(s_1, s) \quad (2.27)$$

$$I_{\lambda}(s_1) = I_{\lambda}(0) e^{-\tau_{\lambda}(s_1, 0)} + \int_0^{s_1} B_{\lambda}(T(s)) e^{-\tau_{\lambda}(s_1, s)} K_{\lambda} \rho ds \quad (2.28)$$

El primer término representa la atenuación por absorción del medio que sufre la intensidad radiante $I_{\lambda}(0)$. El segundo término representa la contribución del medio a lo largo del camino $s=0$ a $s=s_1$.

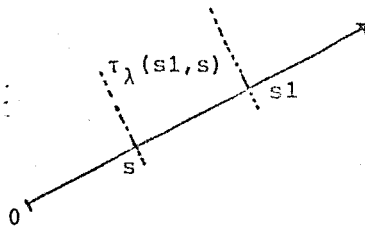


FIGURA 2.5

La ecuación (2.28) se puede integrar numéricamente si se conocen la temperatura y la densidad del medio y el coeficiente de absorción adecuado. Esta ecuación se aplica en el estudio de la transferencia radiativa infrarroja y se conoce como ecuación de Schwarzschild.

II.5. LA ECUACION DE TRANSFERENCIA PARA ATMOSFERAS PLANO PARALELAS

Si se supone que la atmósfera está compuesta por capas plano paralelas, es conveniente medir la distancia normal al plano de estratificación Z :

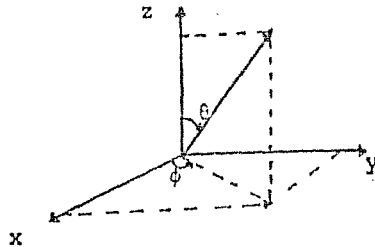


FIGURA 2.6.

Entonces, la ecuación de transferencia (2.24) toma la forma:

$$\frac{dI_{\lambda}(z; \theta, \phi)}{K_{\lambda} \rho dz} = -I_{\lambda}(z; \theta, \phi) + J_{\lambda}(z; \theta, \phi) \quad (2.29)$$

Introduciendo en la ecuación anterior el llamado grosor óptico normal, τ , definido por:

$$\tau = \int_z^{\infty} K \rho dz \quad (2.30)$$

que es medido desde la frontera externa y hacia abajo, se tendrá entonces para la ec. (2.29) que:

$$\frac{dI(\tau; \mu, \phi)}{d\tau} = I(\tau; \mu, \phi) - J(\tau; \mu, \phi) \quad (2.31)$$

con $\mu = \cos \theta$.

Si siguiendo el mismo procedimiento señalado para la ecuación de Schwarzschild, se puede resolver el problema en dos partes para obtener las contribuciones hacia arriba y hacia abajo de la

intensidad en una atmósfera finita dividida en capas en cualquier nivel τ . Las fronteras de esta atmósfera serían el tope de la atmósfera (en $\tau = 0$) y en el fondo de la atmósfera, que llamaremos superficie, (en $\tau = \tau_1$).

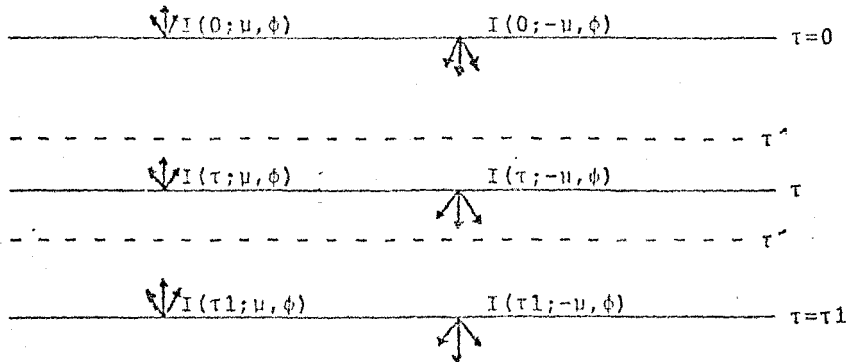


FIGURA 2.7 (Jiou, 1980)

Para obtener la intensidad para arriba (I^+), ésto es, cuando $\mu > 0$, al nivel τ , se multiplica la ecuación (2.31) por $e^{-\tau/\mu}$ y se integra de τ a $\tau = \tau_1$, entonces:

$$I^+(\tau; \mu, \phi) = I(\tau_1; \mu, \phi) e^{-(\tau_1 - \tau)/\mu} + \int_{\tau}^{\tau_1} S(\tau'; \mu, \phi) e^{-(\tau' - \tau)/\mu} d\tau'/\mu$$

con $1 \geq \mu > 0$ (2.32)

En esta ecuación, $I(\tau_1; \mu, \phi)$ representa la intensidad fuente hacia adentro de la atmósfera proveniente del fondo. (Ver figura 2.7).

Para obtener la intensidad hacia abajo (I^-), al nivel τ , con

$\mu < 0$, se multiplica la ec. (2.31) por un factor de $e^{\tau/\mu}$ y se integra de $\tau=0$ a τ . Se obtiene entonces la expresión:

$$I_{\downarrow}(\tau; -\mu, \phi) = I(0; -\mu, \phi) e^{-\tau/\mu} + \int_0^{\tau} J(\tau'; -\mu, \phi) e^{-(\tau-\tau')/\mu} d\tau'/\mu$$

con $1 > \mu > 0$ (2.33)

En esta ecuación, $I(0; -\mu, \phi)$ representa la intensidad fuente hacia adentro de la atmósfera proveniente del tope. (Ver figura 2.7).

Para ciertas aplicaciones, como en percepción remota, puede ser importante calcular la intensidad hacia arriba en el tope de la atmósfera, ésto es, la intensidad emergente en $\tau=0$. En este caso, utilizando la ec. (2.32), se tiene que:

$$I_{\uparrow}(0; \mu, \phi) = I(\tau_1; \mu, \phi) e^{-\tau_1/\mu} + \int_0^{\tau_1} J(\tau'; \mu, \phi) e^{-\tau_1/\mu} d\tau'/\mu$$

(2.34)

Donde el primer término representa la contribución hacia arriba de la superficie, atenuada hasta el tope, y el segundo término representa la contribución interna de la atmósfera.

Si el nivel al que se quiere calcular la intensidad hacia abajo es en la superficie, ($\tau = \tau_1$), (Como es el caso de este trabajo), la ec.(2.33) resulta:

$$I_{\downarrow}(\tau_1; -\mu, \phi) = I(0; -\mu, \phi) e^{-\tau_1/\mu} + \int_0^{\tau_1} J(\tau'; -\mu, \phi) e^{-(\tau_1 - \tau')/\mu} d\tau'/\mu$$

(2.35)

Aquí, el primer término representa la contribución del tope, atenuada hasta la superficie, y el segundo término representa la contribución atmosférica interna a la intensidad en superficie.

II.6. TRANSFERENCIA RADIATIVA INFRARROJA EN ATMÓSFERAS PLANO PARALELAS.

Para la transferencia de radiación infrarroja se considera que la atmósfera está compuesta de capas plano paralelas, cada una de ellas de extensión horizontal infinita y de composición homogénea tal que la radiación es independiente del ángulo azimutal ϕ . También se supone que la atmósfera es no dispersora y que cada capa se encuentra en equilibrio termodinámico local de tal forma que se puede proponer una función fuente en la ecuación de transferencia. También es importante considerar que, en general, sólo un componente atmosférico será activo radiacionalmente a una frecuencia dada.

La ecuación de transferencia radiativa (2.31) se puede expresar en este caso, en términos de la frecuencia, (siguiendo la notación de Liou, 1980) como:

$$\mu \frac{dI_{\nu}(\tau, \mu)}{d\tau} = I_{\nu}(\tau, \mu) - B_{\nu}(T) \quad (\text{hacia arriba}) \quad (2.36)$$

$$\mu \frac{dI_{\nu}(\tau, \mu)}{d\tau} = I_{\nu}(\tau, -\mu) - B_{\nu}(T) \quad (\text{hacia abajo}) \quad (2.37)$$

donde la función fuente está dada por la función de Planck. Las soluciones de estas ecuaciones en la forma de la ecs. (2.33) y (2.34), son:

$$I_{\nu}(\tau, \mu) = I_{\nu}(\tau_1, \mu) e^{-(\tau_1 - \tau)/\mu} + \int_{\tau}^{\tau_1} B_{\nu}[T(\tau')] e^{-(\tau' - \tau)/\mu} d\tau'/\mu \quad (2.38)$$

y

$$I_{\nu}(\tau, -\mu) = I_{\nu}(0, -\mu) e^{-\tau/\mu} + \int_0^{\tau} B_{\nu}[T(\tau')] e^{-(\tau - \tau')/\mu} d\tau'/\mu \quad (2.39)$$

En el fondo de la atmósfera, la radiación hacia arriba es debida a la emisión de la superficie de la Tierra; así, en una buena aproximación, se supone que esta superficie radia como cuerpo negro y, por lo tanto, $I_{\nu}(\tau_1, \mu) = B_{\nu}(T_s)$ con T_s su temperatura.

Por otra parte, se supone que prácticamente no existe ninguna fuente de radiación infrarroja en el tope de la atmósfera. Así, en $\tau = 0$ se tiene que el término $I_{\nu}(0, -\mu) = 0$.

Introduciendo estas dos consideraciones de frontera en las ecuaciones anteriores se tiene resuelta la ecuación de transferencia (con sus componentes para arriba y para abajo) para la radiación infrarroja en el caso de una atmósfera plano paralela y en términos de una función fuente isotrópica, la función de Planck.

Para obtener la densidad de flujo monocromático, es necesario realizar la integración con respecto al ángulo sólido, tal como se señala en la ecuación (2.3), ésto es, resolver el problema

considerando la dependencia de la radiación en los ángulos azimutal y zenital.

Si se supone que la radiación no varía en el plano horizontal a cualquier nivel dado, τ , entonces ésta será independiente del ángulo azimutal y por lo tanto en las ecuaciones (2.38) y (2.39) aparecerá un factor de 2π por la integración sobre ϕ . Recordando que $\cos\theta = \mu$, se tiene que, para la densidad de flujo monocromático F_{ν}^{\pm} :

$$F_{\nu}^{\pm}(\tau) = 2\pi B_{\nu}(T_s) \int_0^1 e^{-(\tau_1 - \tau)/\mu} \mu d\mu + 2 \int_0^1 \int_{\tau}^{\tau_1} \pi B_{\nu}[T(\tau')] e^{-(\tau' - \tau)/\mu} d\tau' d\mu \quad (2.40)$$

$$F_{\nu}^{\pm}(\tau) = 2 \int_0^1 \int_0^{\tau} B_{\nu}[T(\tau')] e^{-(\tau - \tau')/\mu} d\tau' d\mu \quad (2.41)$$

Para integrar sobre τ , se define la integral exponencial como:

$$E_n(\tau) \equiv \int_1^{\infty} \frac{e^{-\tau x}}{x^{n-1}} dx$$

en donde se cumple que:

$$\frac{dE_n(\tau)}{d\tau} = - \int_1^{\infty} \frac{e^{-\tau x}}{x^{n-1}} dx = - E_{n-1}(\tau).$$

Si en las ecuaciones (2.40) y (2.41) se hace $x=1/\mu$ y $d\mu = -dx/x^2$ se tiene que:

$$\int_1^{\infty} \frac{e^{-(\tau_1 - \tau)x}}{x^1} dx = E_3(\tau_1 - \tau)$$

y que

$$\int_1^{\infty} \frac{e^{-(\tau'-\tau)x}}{x^2} dx = E2(\tau'-\tau)$$

Por lo tanto, la integración sobre μ en las ecuaciones mencionadas se puede llevar a cabo por medio de esta expresión integral (de la que existen tabulaciones):

$$F_{\nu}^{+}(\tau) = 2\pi B_{\nu}(T_s) E3(\tau_1-\tau) + 2 \int_0^{\tau} \pi B_{\nu}[T(\tau')] E2(\tau'-\tau) d\tau' \quad (2.42)$$

$$F_{\nu}^{-}(\tau) = 2 \int_0^{\tau} \pi B_{\nu}[T(\tau')] E2(\tau-\tau') d\tau' \quad (2.43)$$

Para evaluar los Flujos Totales hacia arriba y hacia abajo, es necesario efectuar la integración sobre el total del espectro infrarrojo. Así,

$$F^{+}(\tau) = \int_0^{\infty} F_{\nu}^{+}(\tau) d\nu = 2 \int_0^{\infty} \pi B_{\nu}(T_s) E3(\tau_1-\tau) d\nu + 2 \int_0^{\tau} \int_0^{\infty} \pi B_{\nu}[T(\tau')] E2(\tau'-\tau) d\nu d\tau' \quad (2.44)$$

$$F^{-}(\tau) = \int_0^{\infty} F_{\nu}^{-}(\tau) d\nu = 2 \int_0^{\tau} \int_0^{\infty} \pi B_{\nu}[T(\tau')] E2(\tau-\tau') d\nu d\tau' \quad (2.45)$$

Con las ecuaciones (2.44) y (2.45) se tiene formalmente resuelto el problema de la transferencia radiativa infrarrojo para

las condiciones propuestas al principio de esta sección (atmósfera plano-paralela, no dispersora y en equilibrio termodinámico local) y para el caso de una atmósfera "despejada", esto es, no se considera el efecto de las nubes.

Sin embargo, existen diversas dificultades prácticas para aplicar directamente las ecuaciones anteriores. El problema fundamental es el de la integración sobre frecuencia. Existen miles de líneas espectrales vibracionales-rotacionales que considerar y el coeficiente K_ν que interviene en las ecuaciones varía rápidamente con la frecuencia.

Por lo tanto, se proponen modelos para la solución práctica de las ecs (2.44-45). Estos modelos caen, en general, en tres categorías: cálculos línea por línea, los modelos de bandas y los modelos de cuerpo gris.

El criterio básico para decidir cuál de estos tres esquemas usar se basa en el "compromiso" que debe de existir entre la exactitud de los resultados y la velocidad computacional para obtenerlos. El cálculo línea por línea es, evidentemente, el más exacto. Pero aún con los computadores actuales este cálculo es todavía muy complicado y tedioso.

En los modelos de bandas y en los de cuerpo gris, se requiere que, en lugar de trabajar radiación monocromática, se dividan las bandas del espectro en intervalos finitos a los que se les asocia una función de transmisión efectiva o promedio (también llamada

transmisividad). Esta función de transmisión es mucho más complicada que la descrita por la ley de Beer (2.21).

Esta transmisividad se puede obtener teóricamente de los modelos analíticos de bandas o de 'alisamientos' de funciones de transmisión medidas en el laboratorio. Estos modelos son los más populares en el estudio de la transferencia radiativa infrarroja y de ellos se tratará en el próximo capítulo.

REFERENCIAS

1. Botton, L.J. 1984. FUNDAMENTALS OF METEOROLOGY, Prentice-Hall, Inc. Englewood Cliffs, New Jersey. pp 44-62.
2. Craig, R. 1965. PHYSICS AND METEOROLOGY OF THE UPPER ATMOSPHERE. Academic Press. New York.
3. Goody, R.M. , J.C.G. Walker. 1975. LAS ATMOSFERAS, Fundamentos de las Ciencias de la Tierra. Omega. Barcelona. pp 19-21.
4. Hess, S.L. 1959. INTRODUCTION TO THEORETICAL METEOROLOGY, Henry Holt and Company, New York. pp 114-127.
5. Kondrat'yev, K. Ya. 1965. RADIATIVE HEAT EXCHANGE IN THE ATMOSPHERE. Pergamon Press. London. pp 214-223.
6. Kondrat'yev, K. Ya. 1969. RADIATION IN THE ATMOSPHERE. Academic Press. New York. pp 6-35.
7. Nourganoff, V. Busbridge, I.W. 1952. BASIC METHODS IN TRANSFER PROBLEMS. Radiative Equilibrium and Neutron Diffusion, Dover Publications, Inc. New York. pp 1-34.
8. Liou, K.N. 1980. AN INTRODUCTION TO ATMOSPHERIC RADIATION, Academic Press. New York. pp 1-27.

CAPITULO III.

MODELOS DE TRANSFERENCIA RADIATIVA INFRARROJA.

III.1. RADIACIÓN INFRARROJA TERRESTRE.

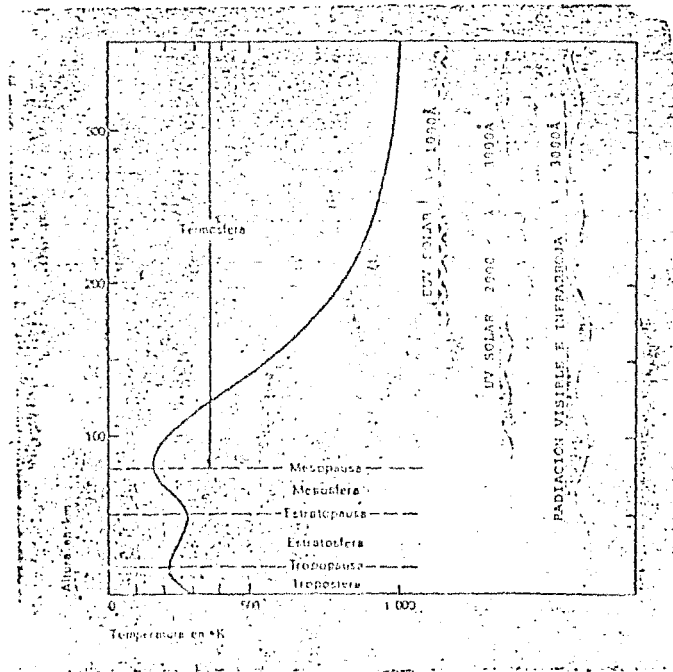
La energía solar que incide en el tope de la atmósfera influye en la temperatura de ésta, provocando variaciones con la altura de tal manera que se generan en el perfil de temperatura de la atmósfera terrestre tres máximos importantes (ver figura 3.1). El primero se presenta en la superficie de la Tierra, en donde la temperatura es de alrededor de 290°K ; el segundo se sitúa en la capa llamada estratopausa, a una altura de 50 Km, donde la temperatura es de alrededor de 200°K ; y el tercero tiene lugar a las alturas superiores a los 200 Km, en la capa denominada termosfera, donde la temperatura puede crecer hasta los 1000°K o más.

El Sistema Atmósfera-Tierra refleja alrededor del 31% de la radiación solar que incide en el tope de la atmósfera y absorbe la radiación restante. También se indica en la figura 3.1 el tipo de radiación solar que se va absorbiendo a diferentes alturas.

Considerando lo parte absorbido, se sabe que, en periodos de tiempo de un año o mas, no existen cambios significativos en la temperatura global terrestre por lo que la energía absorbida tiene que ser necesariamente re-emitada al espacio para que se

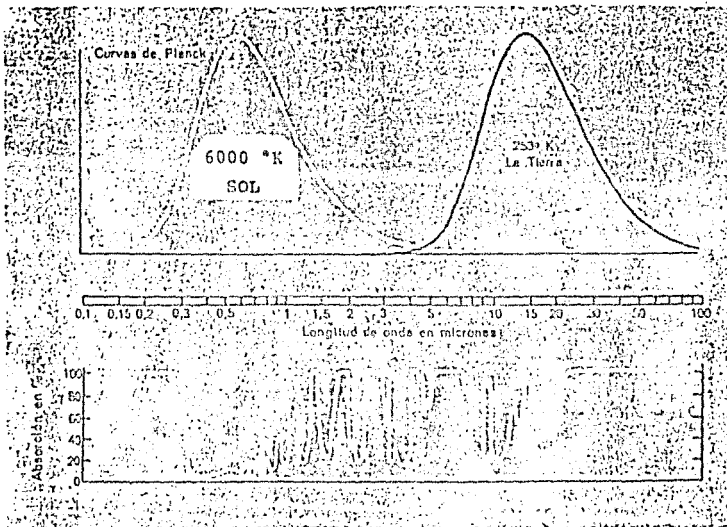
conserve el equilibrio energético.

FIG. 3.1



Absorción de la radiación solar a diferentes longitudes de onda por parte de la atmósfera terrestre.
(Coody, 1975)

FIG. 3.2



En la parte superior están las curvas de Planck que muestran la radiación solar que incide sobre la Tierra y la energía radiada por ésta. Observar que existe poca superposición de las curvas, (ver también fig, 2.3) En la parte inferior se da el porcentaje de radiación absorbida a cada longitud de onda, existe mayor absorción para la radiación del planeta, (Goody,1975).

En la figura 2.3 se observó que, dado que la Temperatura del sistema Atmósfera -Tierra es mucho menor que la del Sol, las curvas de Planck correspondientes son prácticamente independientes. En la figura 3.2 se muestra, considerando un haz de luz que pasa a través de la atmósfera de la Tierra, la fracción de luz que es absorbida en función de la longitud de onda λ . Ya que la temperatura efectiva de la Tierra es aproximadamente $1/24$ de la temperatura efectiva del Sol, la longitud de onda máxima de la radiación terrestre es alrededor de 24 veces la longitud de onda máxima de la radiación solar, esto se deduce a partir de la ley de Wien, ecuación 2.13 del capítulo II.

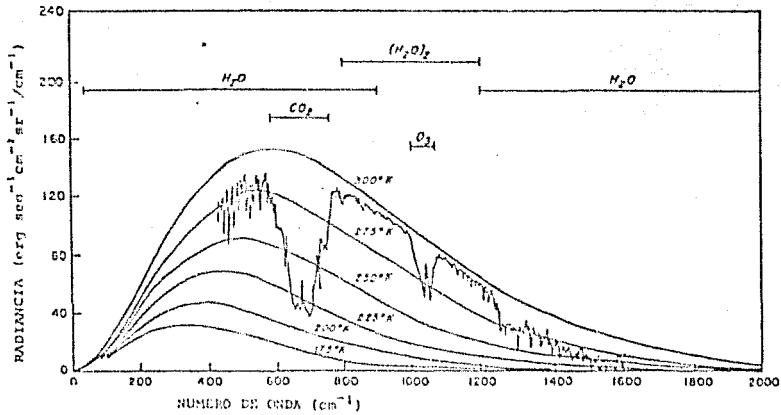
Debido a lo anterior, la radiación solar es también llamada radiación de onda corta ya que la energía solar está concentrada en longitudes de onda cortas con un máximo alrededor de $0.5 \mu\text{m}$ mientras que la radiación que proviene del sistema Atmósfera-Tierra se denomina radiación de onda larga porque su máximo de energía se encuentra alrededor de las 10 micras. Por lo tanto, esta separación permite tratar al problema de transferencia de radiación en dos partes independientes considerando por separado dos funciones fuente para la ecuación de transferencia (ecuación 2.16).

También se puede concluir que la atmósfera es moderadamente transparente a la radiación visible y que una gran parte de la radiación solar puede pasar a través de la atmósfera sin ser

absorbida (ver figura 3.1). Por el contrario, los constituyentes atmosféricos menores, sobre todo el vapor de agua, absorben fuertemente la radiación infrarroja y por lo tanto la atmósfera es muy opaca a este tipo de radiación terrestre. A la energía emitida por el sistema se le denomina por lo tanto radiación infrarroja térmica o terrestre. Esta propiedad de la atmósfera de atrapar la energía infrarroja terrestre se denomina efecto atmosférico o también efecto invernadero.

Dado que la mayoría de los materiales que comprenden la superficie terrestre actúan aproximadamente como cuerpos negros, se puede graficar la radiancia emitida en función de la frecuencia para varias temperaturas dentro del rango terrestre, teniéndose como envoltura a la curva que correspondería a la temperatura de la superficie terrestre, esto es, aproximadamente de 15 °C o bien, de 290 °K. (ver figura 3.3).

FIG. 3.3



Espectros de radiación infrarroja terrestre y varias bandas de absorción. También se muestra el espectro de emisión atmosférica

(Obtado por el Nimbus IV IRIS cerca de Guan a 15.1°N y 215.3°W en abril 27, 1970). (Liu, 1980).

III.2. GASES RADIATIVAMENTE ACTIVOS.

La radiación terrestre es atrapada por gases atmosféricos como el vapor de agua, el bióxido de carbono y el ozono principalmente. Otros gases, que son constituyentes menores en la atmósfera, como el monóxido de carbono, el metano y el óxido nítrico, también absorben la radiación terrestre pero este proceso es relativamente insignificante.

El bióxido de carbono absorbe a la radiación infrarroja fundamentalmente en la banda de las $15\ \mu\text{m}$ (en número de onda de 600 a $800\ \text{cm}^{-1}$). Esta región espectral corresponde al máximo de la curva de Planck como se muestra en la figura 3.3. Este gas también tiene una banda de absorción a menor longitud de onda centrada en $4.3\ \mu\text{m}$.

De la figura 3.3 se observa que el vapor de agua tiene las bandas de absorción más intensas en la región infrarroja del espectro. El vapor de agua absorbe principalmente en dos bandas: en la de $6.3\ \mu\text{m}$ (de 1200 a $2000\ \text{cm}^{-1}$) y en la banda rotacional (menor de $500\ \text{cm}^{-1}$).

La atmósfera es relativamente transparente de 800 a $1200\ \text{cm}^{-1}$, aunque ahí existe la banda de absorción del ozono de $9.6\ \mu\text{m}$. A esta región relativamente transparente se le denomina "ventana atmosférica".

La distribución de bióxido de carbono es prácticamente uniforme

en la atmósfera aunque se han observado en ella incrementos debido al aumento en el uso de combustibles fósiles. El efecto de este incremento, que algunos autores consideran del 4% anual, podría producir cambios climáticos aunque no hay pruebas concluyentes al respecto (Liou, 1980). En este mismo sentido, existen trabajos que analizan los posibles efectos en el clima por una duplicación del CO_2 (Adem y Garduño, 1984).

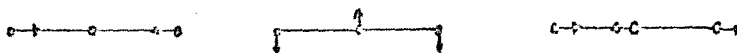
El papel más importante del CO_2 se presenta en la estratósfera, donde la cantidad de vapor de agua es muy pequeña. La acción del bióxido de carbono provoca enfriamiento en esa capa.

A diferencia del bióxido de carbono, la distribución del vapor de agua y del ozono es variable con respecto al tiempo y al lugar geográfico. Estas variaciones son vitales para el estudio de los cambios climáticos y en los estudios de transferencia de radiación. La acción del O_3 es importante a nivel estratosférico, mientras que el vapor de agua juega un papel dominante a nivel troposférico, particularmente en la tropósfera inferior.

Las características de los espectros de absorción de estos tres gases ópticamente activos dependen de su estructura molecular.

El bióxido de carbono es una molécula triatómica lineal. La distancia del núcleo del carbono a cualquier núcleo de oxígeno es de 1.16\AA . Las bandas de absorción más intensas en la región infrarroja se deben a transiciones vibracionales. Existen tres

tipos de vibraciones normales para el CO_2 :



NODOS NORMALES DE MOLÉCULA LINEAL FIGURA 3.4

El momento simétrico ν_1 no es ópticamente activo para la absorción ya que no genera momento dipolar eléctrico.

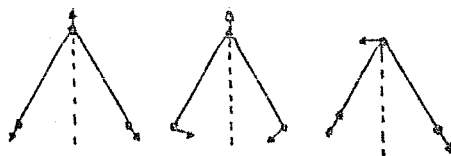
En las vibraciones con frecuencia de ν_2 el momento dipolar es perpendicular al eje de la molécula y la banda centrada en 15 micras representa esa vibración particular. A esta banda se le llama fundamental, ya que es causada por la transición del estado basal al primer estado vibracional excitado.

Otra banda fundamental corresponde a la transición del primer estado vibracional (asimétrico), ν_3 . Esta banda centrada en 4.3 micras aparece en el extremo de onda corta en la curva de cuerpo negro para temperatura atmosférica.

Debido a su arreglo en línea recta, la molécula de CO_2 tiene una espectroscopía cercana a una molécula diatómica y en una aproximación cruda las ramas P y Q (que corresponden a transiciones rotacionales) son equidistantes, por lo que el llamado modelo periódico de Elsasser (ver III.4 de este capítulo) puede ser aplicado para obtener la transmisividad del CO_2 .

La molécula de vapor de agua forma un triángulo isósceles que

tiene un ángulo apical de 104.5° . La emisión y la absorción de radiación por el vapor de agua en la región infrarroja es causada por transiciones vibracionales y vibracionales-rotacionales mientras que las transiciones puramente rotacionales provocan emisiones o absorciones en el infrarrojo lejano (> 15 micras). Los modos normales de vibración se ilustran en la siguiente figura:



MODOS NORMALES DE UNA MOLÉCULA FORMANDO UN TRIÁNGULO ISÓSCELES

FIGURA 3.5

La banda centrada en 6.3 micras se ha identificado con la fundamental ν_2 . Las otras dos fundamentales están próximas entre sí, cerca de la banda de 2.7 micras, hacia el lado de onda corta de la región del espectro que se está tratando. Estas bandas dan lugar a absorción de luz solar por la atmósfera.

La banda del lado de onda larga de 20 micras (de 900 a 40 cm^{-1}) representa el espectro puramente rotacional del vapor de agua. La estructura de líneas del espectro del agua no tiene la simplicidad del correspondiente a CO_2 en tanto que no hay regularidad a simple vista. Para la transmisividad asociada se aplican los llamados modelos estadísticos como el de Goody (ver III.4 de este capítulo). La estructura fina de la banda de 6.3

micras es similar a la de la banda puramente rotacional.

En la región entre las 8 y 12 micras, ésto es, en la ventana atmosférica, la absorción es continua y es debida fundamentalmente a especies del vapor de agua. Se supone que la contribución en esta absorción es provocada principalmente al dímero del agua (H_2O)₂. La absorción de este dímero depende fuertemente de la presión de vapor de agua y de la temperatura.

Existe un traslape en la absorción en esta región con el dióxido de carbono lo que debe de ser considerado en la transmisividad asociada a esta región. También existe un traslape con el ozono pero es insignificante para los objetivos de este trabajo ya que su efecto primordial se presenta en los estudios de la estratósfera.

La molécula de ozono es del tipo triatómico no lineal con un espectro rotacional relativamente fuerte. El ángulo apical es de 116.8°. Las tres bandas vibracionales fundamentales ν_1 , ν_2 y ν_3 (ver figura 3.5) ocurren a las longitudes de onda de 9.066, 14.27 y 9.597 micras, respectivamente. La fuerte ν_3 y la ν_1 se combinan para producir la banda de ozono importante de 9.6 micras. La fundamental ν_2 está enmascarada por la banda de 15 micras del CO_2 . La fuerte banda de 4.7 micras es producida por la combinación de frecuencias de las vibraciones del O_3 y se encuentra en la porción débil de la distribución de energía de Planck para la atmósfera.

III.3. FUNCIÓN DE TRANSMISIÓN.

Como se indicó en el capítulo anterior, para la solución de las ecuaciones (2.44) y (2.45) sería necesario hacer la integración sobre frecuencia considerando las miles de líneas espectrales asociadas a los gases ópticamente activos. Como se señaló, existen modelos que hacen cálculos línea por línea para la determinación de la transmisividad o emisividad. Otra manera de solucionar este problema, es plantear funciones de transmisión promedio o transmitancia para intervalos finitos del espectro en estudio.

Considérese que el intervalo espectral $\Delta\nu$ es lo suficientemente pequeño para que sea posible utilizar un valor promedio de la función de Planck, $K_V(T)$, pero lo suficientemente grande para que abarque varias líneas de absorción. Entonces se define una función de transmisión como:

$$\tau(\mu) = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} e^{-\tau} d\nu \quad (3.1)$$

donde el grosor óptico definido en el capítulo anterior se puede ahora expresar como:

$$\tau = \int_{\mu}^{\mu_1} K_V d\mu \quad (3.2)$$

y el camino óptico normal total μ_1 , y su

correspondiente grosor óptico total sería:

$$\mu_1 = \int_0^{\infty} \rho \, dz \quad \tau_1 = \int_0^{\mu_1} K_V \, d\mu \quad (3.3)$$

Para poder evaluar la ecuación (3.1) sería necesario conocer como varía el coeficiente de absorción K_V dentro de cada intervalo espectral.

Así, las ecuaciones (2.44) y (2.45) para las densidades de flujo podrán ser integradas no sobre el total del espectro, sino en los intervalos espectrales definidos aquí.

Se puede definir ahora una función de transmisión difusa o de capa para la densidad de flujo, dada por (Liou, 1980):

$$\tau_V^f(\tau) = 2 \int_0^1 T_V^f(\tau/\mu) \mu \, d\mu = 2 \int_{\Delta\nu} E_2(\tau) \, d\nu/\Delta\nu \quad (3.4)$$

De las propiedades de la integral exponencial descritas en el capítulo anterior, se tiene que :

$$\frac{d\tau_V^f}{d\tau} = -2 \int_{\Delta\nu} E_2(\tau) \, d\nu/\Delta\nu \quad (3.5)$$

Con estas consideraciones, se introducen estas expresiones (3.4) y (3.5) en la ecuación (2.44) con integración sobre $\Delta\nu$, con lo que se tiene:

$$F_{\nu}^+(u) = \mathbb{H}B_{\nu}(T_s)T_{\nu}^f(\tau_1 - \tau) - \int_{\tau}^{\tau_1} \mathbb{H}B_{\nu}(\tau') \frac{dT_{\nu}^f(\tau' - \tau)}{d\tau'} d\tau' \quad (3.6)$$

Así, la densidad de flujo hacia arriba queda expresada en términos de una irradiancia de Planck promediada y de una función de transmisión de capa o difusa. Haciendo el cambio de coordenadas a camino óptico 'u' en lugar del grosor óptico (ya que ésto será conveniente para la aplicación práctica que se presenta aquí) se tiene que :

$$F_{\nu}^+(u) = B_{\nu}(T_s)T_{\nu}^f(u) + \int_0^u B_{\nu}(u') \frac{dT_{\nu}^f(u-u')}{du'} du' \quad (3.7)$$

de manera similar, de la ecuación (2.45) se tiene la siguiente expresión para el flujo hacia abajo:

$$F_{\nu}^-(u) = \int_u^{\tau_1} B_{\nu}[\tau(u')] dT_{\nu}^f(u'-u) du' \quad (3.8)$$

En estas ecuaciones, no se ha tomado en cuenta la dependencia de la función de transmisión en K_{ν} , el coeficiente de absorción, y por lo tanto en la temperatura. Este aspecto se discutirá mas adelante, en la sección III.4. de este capítulo.

El problema fundamental, claro está, es el de obtener las funciones de transmisión de flujo apropiadas tal que el cálculo para las ecuaciones (3.7) y (3.8) se simplifique bastante.

Una condición importante para obtener T_v^f es el hecho de que la forma de esta función es extremadamente semejante a T_v en la muchas condiciones atmosféricas. Así, para la mayoría de las aplicaciones prácticas, es suficiente cumplir con la relación:

$$T_v^f = T_v (1.66u) \quad (3.9)$$

donde la constante 1.66 recibe el nombre de factor de difusividad.

La relación (3.9) es sumamente importante ya que permite el paso de una transmisividad que, en general, se obtiene por medios experimentales con un haz paralelo, a una transmisividad difusa. Por lo tanto esta ecuación permite obtener, a partir de una columna de gas, la transmisividad asociada a una capa atmosférica ya que el factor de difusividad es una forma aproximada de integrar el camino óptico sobre todos los ángulos sólidos posibles (Ramanathan, 1976). Físicamente entonces, si se cumple (3.9), el grosor óptico efectivo para la radiación difusa isotrópica es 1.66 veces mayor que el de la radiación directa.

Con esta relación, se pueden calcular los flujos hacia arriba y hacia abajo a un nivel dado conociendo el camino óptico u . Lo

que evidentemente hay que determinar es la función de transmisión T_V para las bandas de absorción del espectro infrarrojo. En algunos casos, lo que se hace es medir en el laboratorio el valor de T_V para una banda de absorción empleando varios caminos ópticos bajo diferentes condiciones atmosféricas y estas funciones de transmisión experimentales son 'alisadas' para que, por medio de la ecuación (2.10) ,se puedan obtener las densidades de flujo en la atmósfera.

Otro medio para el cálculo de las transmisividades es el utilizar modelos teóricos de bandas, de los que se han mencionado el de Elsasser para el caso del CO_2 y el de Goody, para el caso del vapor de agua. Estos métodos se denominan modelos de bandas para las funciones de transmisión, modelos que se describen en la siguiente sección de este capítulo ya que permiten profundizar en el significado físico de la función de transmisión en términos de las variables atmosféricas y moleculares de las que depende.

III.4. LÍNEA ESPECTRAL SIMPLE Y MODELO DE BANDAS.

4.a. Línea espectral simple. La absorción de radiación por una línea espectral simple depende en gran medida de la forma o perfil de esa línea. Considerando que el coeficiente de absorción depende de la frecuencia y dado que en realidad no se observa radiación monocromática, el estudio de la absorción de radiación tiene que contemplar los anchos finitos de las líneas espectrales de átomos y moléculas.

La primera causa que se puede señalar para estos ensanchamientos es la pérdida de energía en el proceso radiativo debido a la vida media finita de los niveles excitados. Esto provoca un amortiguamiento en las vibraciones de átomos y moléculas. Este tipo de ensanchamiento recibe el nombre de ensanchamiento natural.

Otro factor que causa ensanchamiento es la acción del entorno al que están sujetos los átomos y moléculas; así, en ausencia de campos eléctricos y magnéticos externos fuertes, las líneas espectrales se ensanchan por efecto Doppler y por colisiones. Estos dos últimos factores son de gran importancia para la física de la atmósfera, mientras que el ensanchamiento natural puede ser despreciable.

El ensanchamiento Doppler es consecuencia del efecto de corrimiento Doppler, debido a los movimientos térmicos de las

moléculas involucradas. Si la componente de la velocidad de la molécula es \underline{u} , y si ésta está emitiendo en el número de onda ν con respecto a su propio marco de referencia, el corrimiento Doppler en el número de onda es (Rodgers, 1976):

$$(\nu - \nu_0) = \frac{u}{c} \nu_0$$

Y si la distribución de velocidades es Maxwelliana:

$$P(\underline{u}) \propto \exp(-m\underline{u}^2/2KT)$$

con m la masa molecular; entonces la forma de la línea es proporcional a la distribución de corrimientos Doppler:

$$\begin{aligned} f_D(\nu - \nu_0) &\propto \exp(-mc^2(\nu - \nu_0)^2/2KT\nu_0^2) \\ &= \frac{1}{\alpha_D \sqrt{\pi}} \exp(-(\nu - \nu_0)^2/\alpha_D^2) \end{aligned} \tag{3.10}$$

con

$$\alpha_D = \nu_0 \sqrt{2KT/mc^2} = 4.301 \times 10^{-7} \nu_0 \sqrt{T/M}$$

siendo M el peso molecular y T la temperatura en grados Kelvin. α_D se llama ancho Doppler de la línea, aunque también puede representar el ancho medio a la altura media, siendo entonces menor que el que se presenta en (3.10) por un factor de $\sqrt{\log 2}$ (Rodgers, 1976). En esta ecuación $\alpha_D \sqrt{\pi}$ es un factor de normalización tal que $\int f_D(\nu) d\nu = 1$.

La expresión f_D representa el factor de forma de línea que tendrá que entrar en la expresión para el coeficiente de absorción en el caso de considerar efecto Doppler.

El ensanchamiento por colisiones se refiere a las perturbaciones que son producidas por las colisiones entre moléculas del mismo gas absorbente, o entre éstas con moléculas de gases no absorbentes.

Cuando las moléculas chocan, no sólo sus velocidades cambian (lo que se puede despreciar para el efecto Doppler), sino que también se perturban sus niveles de energía interna y la frecuencia de la radiación cambia.

La teoría del ensanchamiento en Mecánica Cuántica es muy compleja, ya que involucra el estudio en detalle de las interacciones entre las moléculas promediadas sobre todas las posibles trayectorias, y promediadas sobre todos los posibles estados energéticos de las moléculas en colisión.

La teoría clásica debida a Lorentz (1906) supone que durante el tiempo en que una molécula está chocando con otra, el tren de onda se altera; la frecuencia de emisión, debido a las fuerzas intermoleculares, es temporalmente "corrida" de manera apreciable. Como la fracción de tiempo en que la molécula está colisionando con otra es muy pequeña, Lorentz supuso que el principal efecto del choque es el destruir la coherencia de fase del tren de ondas emitido; así, se puede suponer que la colisión

es instantánea pero de tal manera que la molécula empiera a emitir en otra fase, las nuevas fases están distribuidas aleatoriamente.

Esto es equivalente a decir que el espectro de un conjunto de moléculas consiste en un conjunto de trenes de onda con longitudes variables y con fases iniciales aleatorias.

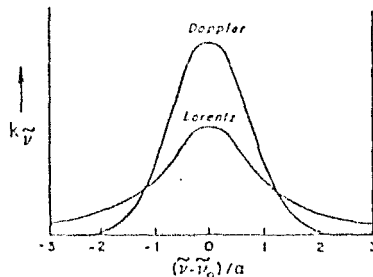
La línea de Lorentz es de la forma:

$$f_L(\nu) = (\alpha_L/\pi) / (\nu - \nu_0)^2 + \alpha_L^2 \quad (3.11)$$

donde

$\alpha_L = 1/2 \pi c t$ y t es el tiempo medio entre colisiones.

En la siguiente figura se muestran los perfiles de Doppler y de Lorentz en función del número de onda normalizado $(\nu - \nu_0)/a$.



Forma de línea de Lorentz y Doppler para intensidades y anchos de línea similares

FIGURA 3.6 [Liou, 1980].

En la mayor parte de la atmósfera, las líneas del infrarrojo tienen la forma de Lorentz. Así, se analizará con mayor detalle esta forma de línea.

Si S es la intensidad integrada de la línea, entonces la distribución de absorción sobre ésta está representada por la fórmula (Elsasser, 1960):

$$K(\nu) = S f_L(\nu) \quad (3.12)$$

con f_L el factor de forma de la línea dado por la ecuación (3.11). Esta expresión está normalizada tal que $\int_{-\infty}^{\infty} k d\nu = S$.

En la ecuación (3.12) α_L , que representa el ancho medio de la línea, es función de la presión p , en menor grado, de la temperatura. Para T constante (en nuestro caso, para capas isotérmicas), este ancho medio es proporcional a la presión total, que en el caso atmosférico es esencialmente la presión del aire (ya que las presiones parciales de los gases radiativamente activos son bastante pequeñas). De hecho, en términos de parámetros empíricos:

$$\alpha = \alpha_0 p / p_0 \quad (3.13)$$

para el caso isotérmico, donde α_0 es el ancho de línea en condiciones normales de Temperatura y Presión, T_0 y p_0 .

El efecto de la presión expresado en (3.13) será fundamental en los cálculos desarrollados en este trabajo, y quedará contemplado en el cálculo del camino óptico, 'u', necesario en las ecuaciones de Transferencia.

Si ahora se introduce el perfil de Lorentz en la expresión para la Transmisividad (ecuación 2.22), considerando un intervalo espectral $\Delta\nu$, se tiene que:

$$T = \frac{1}{\Delta\nu} \int e^{-k\nu} d\nu \quad \text{y con (3.12):}$$

$$T = 1/\Delta\nu \int dv \exp(-Sf_L u) \quad (3.14)$$

Si se toma un intervalo suficientemente ancho, se puede integrar de $-\infty$ a ∞ y usando

$$x = Su/2H\alpha$$

y otras manipulaciones matemáticas, se llega a una expresión para la absorptividad en términos de las funciones de Bessel de orden cero y uno, de tal manera que:

$$A = 1-T = (2H\alpha/\Delta\nu) x e^{-x} |J_0(1x) - J_1(1x)| \quad (3.15)$$

Existen dos casos límites importantes, determinados por el comportamiento asintótico de x , debido a que el camino óptico tiene este comportamiento en el centro de la línea. Si $Sf(\nu_0)u$ tiende a cero o tiende a infinito se presenta alguno de los

siguientes casos:

1) Si x es pequeña, entonces $Sf(v_0)$ tiende a cero y resulta de las series de potencias de Bessel que:

$$k\Delta v = 2\pi ax = Sx$$

A este caso se le llama el límite débil, en donde la absorción es independiente de la forma o perfil de la línea ya que el término $Sf(v_0)$ tiende a cero. Así, se trata de la región de la absorción lineal en donde ésta es proporcional a la intensidad de la línea y al camino óptico.

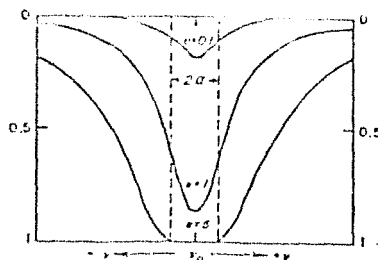
La condición para que ésto suceda es que $x \ll 1$, por lo que entonces $k(v) \ll 1$. En este caso, se cumple que la absorción debe ser pequeña en el centro de la línea y, por lo tanto, es pequeña también en los extremos o 'alas' de la misma.

2) Si x es grande, ($Sf(v_0)$ tiende a infinito) entonces la línea es 'negra' en el centro, ésto es, la parte central de la línea ha sido completamente absorbida. A partir del desarrollo asintótico de las funciones de Bessel se obtiene que:

$$k\Delta v = 2 S a_1 u$$

Este se llama el límite fuerte, en donde cualquier absorción sólo puede ocurrir en las alas o extremos de la línea. (ver figura 3.7).

FIG. 3.7



Absorción de línea simple para varios coeficientes ópticos de absorción,
(Liou, 1980)

Basándose en lo anterior, se puede construir un modelo de línea simple, aplicable a una banda que contenga muchas líneas, en donde la ecuación $A = \sum u_i$ se transforma en $A = \sum_i u_i$. Aquí, la suma es sobre todas las líneas del intervalo $\Delta\nu$. Esta aproximación es aplicable cuando el traslape de las líneas es despreciable, lo que ocurre para absorciones débiles (caso 1).

Cuando la absorción es fuerte, el traslape de líneas en una banda es sumamente importante, y no es posible únicamente sumar las contribuciones de las líneas individuales ya que la absorción total es, en realidad, menor que esa suma.

4.b. Modelo de Elsasser. Este modelo supone un patrón regular o periódico de bandas, en donde las líneas se traslapan y puede ser bastante realista en algunos casos. La idea es utilizar un arreglo de líneas de Lorentz igualmente espaciadas, por lo tanto (Rodgers, 1976):

$$k(\nu) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} (s a_L / n) / (\nu - nd)^2 + a_L^2$$

(3.16)

donde 'd' es la distancia entre líneas adyacentes.

Elsasser encontró que el contorno de la línea en este caso está dado por:

$$f_E(\nu) = \frac{1}{d} \frac{\sinh(2\pi a_1/d)}{\cosh(2\pi a_1/d) - \cos(2\pi \nu/d)} \quad (3.17)$$

con lo que el coeficiente de absorción es:

$$k(\nu) = S f_E(\nu) \quad (3.18)$$

y la función de transmisión correspondiente es:

$$T_E = 1/d \int_d \exp(-S f_E(\nu) u) d\nu \quad (3.19)$$

que no puede ser integrada en términos de funciones elementales. Sin embargo, se ha tabulado T_E en función de $x = Su/2\pi a_L$ y de $y = a/d$ (Goody:1964). Los casos límite, para este modelo, permiten expresiones simples:

1. Para líneas fuertes $Su/2\pi a_L \gg 1$ entonces la expresión para la absorptividad es:

$$\lambda = \operatorname{erf}[1/d \operatorname{Sen} a_L] \quad (3.20)$$

con $\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\pi} \int_0^x e^{-x^2} dx$ la integral error (Elsasser, 1960).

2. Para líneas débiles, ésto es, para $Su/2\pi a_L \ll 1$, se tiene que:

$$\lambda = 1 - T = Su \quad (3.21)$$

Este modelo es aplicable para el CO_2 en tanto que sus bandas consisten en líneas con suficiente regularidad en su espaciamiento de tal manera que (3.19) es una buena

aproximación.

4.c. Modelos Estadísticos. La complejidad de los espectros de gases como el vapor de agua plantea la necesidad del desarrollo de estos modelos estadísticos. En estos espectros aparentemente las posiciones y las intensidades de las líneas espectrales se presentan aleatoriamente.

El idea básica en los modelos estadísticos es que la transmisión asociada a un intervalo espectral se puede aproximar por una transmisión promediada sobre todos los arreglos posibles de las posiciones de las líneas dentro del intervalo. Así, bajo esta hipótesis de aleatoriedad, se puede multiplicar las transmisiones que han sido promediadas sobre intervalos espectrales finitos para obtener la transmisión asociada a una banda. (Rodgers, 1976).

Si se considera un intervalo espectral $\Delta\nu$ con transmisión asociada $T_0(\nu)$, entonces la transmisión promedio esta dada por:

$$\bar{T}_0 = 1/\Delta\nu \int_{\Delta\nu} T_0(\nu) d\nu$$

Si ahora se introduce una línea espectral en la posición ν' que tiene una transmisión $T_1(\nu-\nu')$ de tal manera que su ancho equivalente sea menor que $\Delta\nu$, entonces la transmisión promediada será:

$$1/\Delta\nu \int_{\Delta\nu} T_0(\nu)T_1(\nu-\nu')d\nu \quad (3.22)$$

y se obtendrá la transmisión promedio si se promedia lo anterior sobre todas las posibles posiciones de la nueva línea, esto es:

$$T = 1/\Delta\nu \int_{\Delta\nu} d\nu' \left[1/\Delta\nu \int_{\Delta\nu} T_0(\nu)T_1(\nu-\nu')d\nu \right]$$

realizando primero la integración sobre $\Delta\nu$ se obtiene que:

$$\bar{T} = \bar{T}_0\bar{T}_1 \quad (3.23)$$

siendo \bar{T}_1 la transmisión promediada de la nueva línea.

Así, esta 'propiedad de la multiplicación' quiere decir que, si se supone que las líneas se encuentran aleatoriamente distribuidas, entonces se puede multiplicar las transmisiones individuales promediadas para obtener la transmisión promedio en una banda.

Modelos Estadísticos simplificados. Los modelos estadísticos requieren la suma sobre todas las líneas espectrales en un intervalo en particular; por lo tanto, es necesario hacer otra simplificación que consiste en suponer que la distribución de intensidades de las líneas espectrales en el intervalo, con intensidades que varían de S a $S+dS$, es alguna función $F(S)dS$. Esta función de distribución debe escogerse de tal manera que sea lo suficientemente representativa de la distribución real de intensidades pero que presente cierta facilidad para el cálculo algebraico. De las funciones de distribución desarrolladas por diferentes autores, una de las más importantes es la de Goody

(1952), que se describe a continuación.

Modelo de Goody. La función de distribución que propone Goody es:

$$N(S) = \frac{N_0}{k} e^{-S/k} \quad (3.24)$$

Esta distribución tiene un total de N_0 líneas con intensidad media k , y la absorptividad queda expresada como:

$$\Lambda = N_0 \bar{\Lambda} = \int_0^{\infty} N(S) \Lambda(S) dS = \frac{N_0}{k} e^{-S/k} \int_{-\infty}^{\infty} [1 - e^{-Sf(v)u}] dv ds \quad (3.25)$$

Si se efectúa primero la integral en S para cualquier forma de línea $f(v)$ entonces se obtiene:

$$\Lambda = N_0 \int_{-\infty}^{\infty} kuf(v)/(1 + kf(v)) dv \quad (3.26)$$

Introduciendo ahora el perfil de Lorentz, se puede obtener la transmisiividad de Goody para un modelo aleatorio:

$$T = \exp \left(\frac{-ku/\delta}{1 + ku/\pi a_L} \right) \quad (3.27)$$

con $\delta = \Delta v / N_0$ que es el espaciamiento medio de líneas.

En este trabajo no se utilizan ni el modelo de Elsasser ni los modelos estadísticos para obtener la función de transmisión. En el siguiente capítulo se planteará un función que depende de

parámetros atmosféricos macroscópicos y se discutirá su validez con respecto a los modelos anteriores.

REFERENCIAS

1. Adem, J., Garduño, R. 1984. Sensitivity Studies on Climatic Effect of an Increase of Atmospheric CO₂. Geof. Int. 23(1):17-35.
2. Liou, K.N. 1980. AN INTRODUCTION TO ATMOSPHERIC RADIATION. Academic Press. New York. pp 87-121.
3. Goody, R. M. , J.C.G. Walker. 1975. LAS ATMOSFERAS. Fundamentos de las Ciencias de la Tierra. Omega. Barcelona. pp 43-59.
4. Goody, R.M. 1964. ATMOSPHERIC RADIATION. I. Theoretical Basis. Oxford University Press.
5. Patridge, G.W., C.M.R. Platt. 1976. RADIATIVE PROCESSES IN METEOROLOGY AND CLIMATOLOGY. Developments in Atmospheric Science, 5. Elsevier Scientific Publishing Co. New York. pp 143-187.
6. Kondrat'yev, K.Ya. 1965. RADIATIVE HEAT EXCHANGE IN THE ATMOSPHERE. Pergamon Press. London. pp 62-69.
7. Elsasser, W.M., M.F. Culbertson. 1960. "Atmospheric Radiation Tables. METEOROLOGICAL MONOGRAPHS. American Meteorological Society, Boston, Mass., 23(4): 3-16.
8. Staley, B.O., G.N. Jurico. 1970. Fluxes Emissivity Tables for Water Vapor, Carbon Dioxide and Ozone. J. Appl. Meteor. 2:365-372.
9. Ramanathan, V. 1976. Radiative Transfer Within the Earth's Troposphere and Stratosphere : A Simplified Radiative-Convective Model. J. Atmos. Sci. 33:1330-1346.
10. Rodgers, C.D. 1976. APPROXIMATE METHODS OF CALCULATING TRANSMISSION BY BANDS OF SPECTRAL LINES. National Center For Atmospheric Research Technical Notes. Boulder, Colorado.

CAPÍTULO IV.

MODELO EMPLEADO PARA EL CÁLCULO DE LAS DENSIDADES DE FLUJO.

IV.1. ENISIVIDAD DE BANDA ANCHA.

Para resolver el problema de la transmisividad asociada a una banda se emplea aquí lo que algunos autores (Cerni, 1984) denominan modelo de cuerpo gris. Lo más sobresaliente en este caso es que a cada capa atmosférica se le asocia una sólo transmisividad promedio. A partir de esta idea Liou (Liou, 1980) desarrolla una emisividad de flujo de banda ancha (broadband flux emissivity), en donde se utiliza la ley de Stefan-Boltzmann (ec(2.9)).

Para introducir este concepto en las ecuaciones para densidades de flujo((2.44) y (2.45)) y recordando las ecuaciones (3.7) y (3.8) del capítulo anterior, las densidades de flujo totales hacia arriba y hacia abajo se pueden expresar como:

$$F^{\uparrow}(u) = \int_0^{\infty} \pi B_V(T_S^f) T_V(u) dv + \int_0^u \int_0^u \pi B_V[T(u')] \frac{dT_V^f(u-u')}{du'} du' dv \quad (4.1)$$

y

$$F^{\downarrow}(u) = \int_0^u \int_0^u \pi B_V[T(u')] \frac{dT_V^f(u-u')}{du'} du' dv \quad (4.2)$$

donde T_V^f denota la función de transmisión monocromática.

De la ley de Stefan-Boltzmann enunciada en el capítulo II, se

tiene que:

$$\int_0^{\infty} \pi B_{\lambda}(T) d\lambda = \sigma T^4 \quad (4.3)$$

Utilizando esta relación, las ecuaciones (3.10) y (3.11) del capítulo anterior se pueden reformular como:

$$F^{\downarrow}(u) = \sigma T_s^4 t^f(u, T_s) + \int_0^u \sigma T^4(u') dt^f(u-u', T) du' \quad (4.4)$$

y

$$F^{\uparrow}(u) = \int_{u_1}^u \sigma T^4(u') \frac{dt^f(u'-u, T)}{du'} du' \quad (4.5)$$

Estas serán las ecuaciones básicas empleadas en el presente trabajo.

Aquí, las densidades de flujo se calculan en Wm^{-2} (nosotros convertimos a $MJm^{-2}hr^{-1}$ para ser consistentes con las unidades utilizadas en el capítulo I), σ es la constante de Stefan-Boltzmann, T representa la temperatura absoluta que caracteriza a cada capa atmosférica, T_s es la temperatura en superficie, u representa la cantidad de gas ópticamente activo en gcm^{-2} , que se llama camino óptico, y t^f es la función de transmisión de flujo.

En estas ecuaciones se supone que la transmisividad de flujo se puede evaluar a partir de la función de transmisión introduciendo simplemente el factor de difusividad (ec (3.9)). Se supone también que la frontera inferior es un cuerpo negro (como se señaló en el capítulo II) que radia a la temperatura T_s . Aquí se define una transmisividad de flujo t^f o transmisividad de flujo de

banda ancha isotérmica (Liou, 1980), que es función de la temperatura y del camino óptico en la forma:

$$\epsilon^f(u, T) = \int_0^{\infty} \pi B_{\nu}(T) \tau_{\nu}^f(u) d\nu / (\sigma T^4) \quad (4.6)$$

Para la definición de este parámetro, es necesario considerar que una atmósfera plano paralela se puede dividir en capas de tal manera que se puede suponer que cada capa es isotérmica. Entonces, la emisividad de flujo de banda ancha estará dada en términos de la ecuación anterior, de la siguiente manera:

$$\epsilon^f(u, T) = 1 - t^f(u, T) = \int_0^{\infty} \pi B_{\nu}(T) (1 - \tau_{\nu}^f(u)) d\nu / (\sigma T^4) \quad (4.7)$$

Así, para cada capa atmosférica se tiene una sola transmisividad, que ha sido "pesada" por la función de Planck en términos de la ecuación (4.3). Esta transmisividad queda entonces determinada por la temperatura y por el camino óptico de cada una de las capas en las que se ha dividido la atmósfera.

Para la ecuación (4.7), las funciones de transmisión se obtienen teórica o experimentalmente para pequeños intervalos de frecuencia. En la práctica, entonces, la emisividad de banda ancha se puede obtener de:

$$\Sigma^f(u, T) = \sum_{j=1}^N \epsilon B_{\nu_j}(T) (1 - \tau_{\nu_j}^f(u)) \Delta \nu_j / (\sigma T^4) \quad (4.8)$$

en donde el espectro infrarrojo se divide en N intervalos subespectrales.

Los valores de emisividades de flujo para el H₂O, para el CO₂ y para el O₃ fueron determinados empíricamente por Elsasser y Coubertson (Elsasser, 1960) y por Staley y Jurica (Staley, 1970) posteriormente.

En las figuras (4.1) y (4.2) se presentan las emisividades de flujo para el vapor de agua y el bióxido de carbono en función del camino óptico, u, para diferentes temperaturas (Liou, 1980).

Como existe un traslape entre las bandas del vapor de agua y el bióxido de carbono en la región de los 15 μm, (ver figura 3.3), se hace necesario introducir una corrección en la función de transmisividad de tal manera que las contribuciones de cada gas no queden sobrevaluadas. Esta corrección se obtiene utilizando la "propiedad de la multiplicación" planteada en el capítulo anterior (ver III.4), por lo que la transmisividad se puede escribir como:

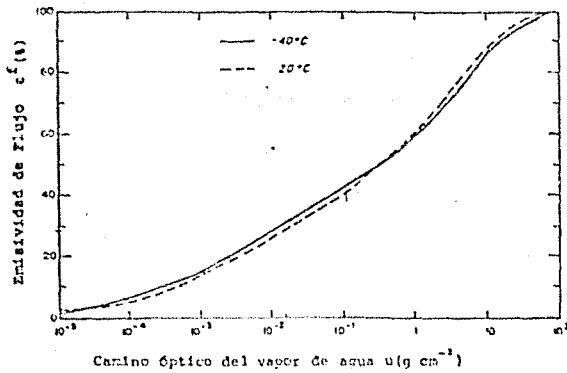
$$\tau_{\nu}^f(u_w, u_c, T) = \tau_{\nu}^f(u_w, T) \tau_{\nu}^f(u_c, T) \quad (4.9)$$

donde u_w y u_c representan los caminos ópticos para el vapor de agua y el bióxido de carbono, respectivamente.

Entonces, la ecuación para la emisividad de banda
 ancha, ec. (3.17), se puede expresar como:

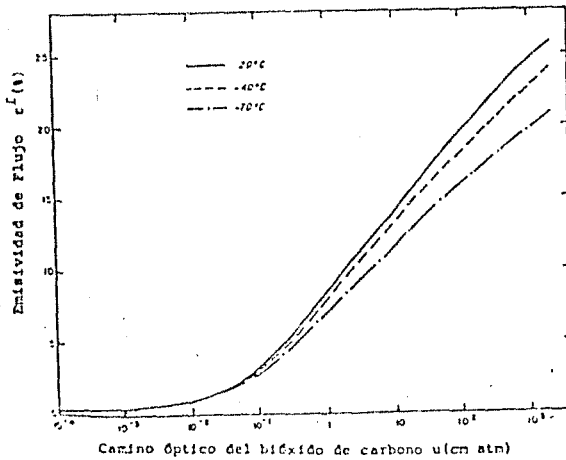
$$E^f(u_w, u_c, T) = E^f(u_w, T) + E^f(u_c, T) - \Delta E^f(u_w, u_c, T) \quad (4.10)$$

FIG. 4.1



Emisividad de flujo de banda ancha como función del camino óptico del vapor de agua. (Liou, 1980)

FIG. 4.2



Emisividad de flujo de banda ancha como función del camino óptico del bióxido de carbono (Liou, 1980)

En el caso del presente trabajo, este traslape será incluido en la expresión para la emisividad asociada a las bandas de vapor de agua (excepto en la región de la ventana). También es importante recalcar que no se incluye en el modelo utilizado la emisividad del ozono en tanto que sólo se analiza el caso troposférico, por debajo de los 11 Km, en donde la contribución del ozono es despreciable para el cálculo de la radiación infrarroja.

Obteniendo entonces las emisividades de flujo de banda ancha (o de cuerpo gris), se pueden resolver las ecuaciones (3.13) y (3.14) para las densidades de flujo hacia arriba y hacia abajo, siempre y cuando se tengan los perfiles de temperatura y la distribución de gases ópticamente activos. Para facilitar el cálculo, se integran por partes estas dos ecuaciones de tal manera de quitar la diferenciación de la transmisividad con respecto al camino óptico. Una vez hecho lo anterior, se pueden obtener los flujos hacia arriba y hacia abajo para cada capa atmosférica planteada (esta integración por partes se señala en la sección IV.2 de este capítulo).

Recordando la interpretación física de las ecuaciones (4.4) y (4.5) se observa que el primer término de la ecuación (4.4) representa la emisión de la superficie atenuada que llega al nivel 'u', mientras que el segundo término representa la sumatoria de la emisión atmosférica de todas las capas abajo del nivel 'u'. La ecuación (4.5) representa la suma de la emisión atmosférica de todas las capas arriba del nivel 'u'.

Por lo tanto, la interpretación de estas dos integrales es que cada capa contribuye a la emisión atmosférica de acuerdo al producto de su densidad de flujo de cuerpo negro por su emisividad diferencial. Ya que esta emisividad diferencial es función de $u' - u$ y que las funciones de emisividad son proporcionales a $\log u$ (ver figuras 4.1 y 4.2), entonces la capa más próxima al nivel u contribuirá mayormente a la emisión atmosférica que llega a ese nivel. También la contribución de cada capa tenderá a disminuir a medida que nos alejemos del nivel u .

Así, se calcula una emisividad para cada capa en términos de un nivel de referencia u dado. La emisividad de cada capa con respecto a sí misma será por lo tanto nula ($u - u' = 0$).

Diversos autores proponen expresiones analíticas para que las emisividades de flujo se ajusten a las curvas dadas en las figuras (4.1) y (4.2). Las emisividades de flujo estarán dadas en términos de la temperatura T y el camino óptico corregido debido a temperatura y a la presión o exclusivamente a la presión (si se trata sólo el caso troposférico). Esta corrección se hace necesaria debido al ensanchamiento que sufren las líneas espectrales (ver IV del capítulo anterior).

En este trabajo se utilizaron las expresiones formuladas por Cerni y Parish (1984) fundamentalmente, aunque también se consideraron por comparación las expresiones de Ramanathan (1976)

para el caso del vapor de agua (no se utilizó su expresión para el CO_2).

Cerni Y Farish (1984) proponen que la emisividad del vapor de agua se exprese como una función del camino óptico 'u' y de la temperatura T para las dos bandas (la banda 6.3 micras y la banda de 13 a 1000 micras) y para la región del traslape con el CO_2 . Esta función tiene que incluir la corrección debida a la presión en la cantidad de gas absorbente \underline{u} . A la función anterior hay que sumarle una segunda función en \underline{u} y T para el continuo, con una corrección de presión de vapor de agua en la cantidad de absorbedor.

La emisividad del CO_2 es expresada también como una función de \underline{u} y T, incluyendo de manera semejante una corrección debida a la presión. Así, la emisividad para el CO_2 en el modelo aquí empleado es:

$$E_c = (1.0 - |0.005T - 1.250|^{1.85}) \times (0.2167 + 0.0550E \log \bar{u}_c - 0.004189 \log^2 \bar{u}_c - 0.001323 \log^3 \bar{u}_c) \quad (4.11)$$

$$\text{con: } \bar{u}_c = \int_c^{u_c} \frac{u}{p/p_0} du, \quad \text{y} \quad u_c \geq 10^{-3} \text{ g cm}^{-2} \quad (4.12)$$

donde T está en grados Kelvin, P es la presión atmosférica y P_0 es una atmósfera.

Para la ecuación (4.12) se propuso una razón de mezclado (w_c) constante en la atmósfera para alturas menores de los 90 Km, como lo hacen Manabe y Moller (1981) y Sargent y Beckman (1961 y 1973). Se utiliza entonces como tasa de mezclado el valor de 0.456 gr/Kg lo que equivale a 300 ppm, que proponen los autores citados.

La emisividad asociada a las bandas de 6.3 micras y de 13 a 1000 micras y al traslape H_2O-CO_2 es:

$$E_{\nu_1} = (0.7055 + 0.1431 \log \bar{u}_{w_1} - 0.02223 \log^2 \bar{u}_{w_1} - 0.001653 \log^3 \bar{u}_{w_1}) \\ \times (3.224 \log^2 T - 17.242 \log T + 23.62)^K$$

con (4.13)

$$K = 1.0 + 0.1 | \log \bar{u}_{w_1} + 1.0 |$$

y (4.14)

$$\bar{u}_{w_1} = \begin{cases} D/P_0 \cdot d_1, & \bar{u}_{w_1} \geq 10^{-5} \text{ g cm}^{-2} \end{cases}$$

La distribución de vapor de agua es fundamental para la resolución de las ecuaciones planteadas. La tasa de mezclado del vapor de agua (w_w) es variable según el lugar, tiempo y altura de medición. Así, en el Apéndice II se presentan los perfiles de humedad y temperatura utilizados y el análisis de dichos perfiles se presenta en la sección 10.3 de este capítulo.

La emisividad que representa la ventana o continuo del vapor de agua es:

$$\bar{\epsilon}_{w_2} = (0.5132 \log T - 1.741) \times \exp \left\{ - \left[\frac{\log \bar{\epsilon}_{w_2} - 3.292 \log T + 20.95}{1.537 \log T - 2.950} \right]^2 \right\} \quad (4.15)$$

con

$$\bar{\epsilon}_{w_2} = \int_0^{u_w} e/e_s \, du, \quad \bar{\epsilon}_{w_2} \geq 10^{-3} \text{ g cm}^{-2} \quad (4.16)$$

Siendo e la presión de vapor debida a al H_2O y e_s la presión de vapor saturado a 296 K.

Esta emisividad, dada por (4.15) es muy importante para el cálculo del flujo de radiación infrarroja en superficie ya que la contribución de la banda del continuo es fundamental en los primeros dos kilómetros por encima de la superficie (Ramanathan, 1976).

Finalmente, la emisividad total, E_T , requerida para las ecuaciones (4.1) y (4.2) es simplemente la suma de E_C , E_{w_1} y E_{w_2} . Las primeras dos las desarrollaron Cerni y Parish para ajustarse a las curvas desarrolladas por Liou y Ou, mientras que E_{w_2} lo hicieron cuidando que la emisividad total no exceda a la unidad.

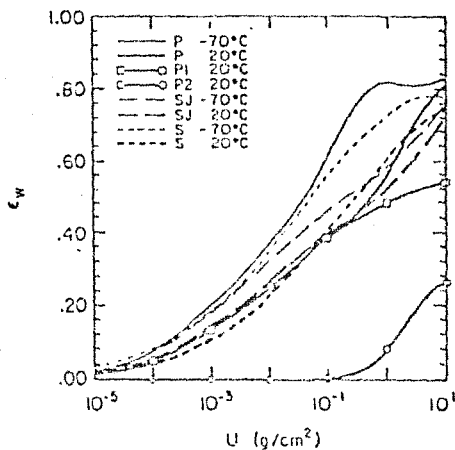
Se observa que las correcciones debidas a la Temperatura para u_C y u_{w_1} se han despreciado, mientras que la gran dependencia en la temperatura de u_{w_2} queda expresada en la ecuación (4.15).

La figura 4.3 se comparan la emisividad calculada para el vapor de agua ($E = E_C + E_{w_1} + E_{w_2}$) por Cerni y Parish (1984) y la correspondiente

encontrada por Staley y Jurica (1970) a dos diferentes temperaturas. La figura 4.4 muestra la comparación de las emisividades para el bióxido de carbono según las dos obras citadas.

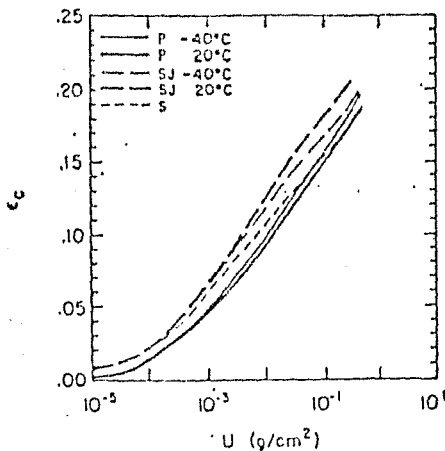
Por lo tanto, aquí se utilizará el modelo de transferencia radiativa dado por las ecuaciones (4.4) y (4.5) incorporando las emisividades dadas por las ecuaciones (4.11-4.16) en tanto que resulta un método eficiente y computacionalmente sencillo para el cálculo de las densidades de flujo a diferentes niveles. Estos niveles quedarán determinados por los perfiles de temperatura y humedad disponibles por radiosondeo.

FIG. 4.3



Emissividades para el vapor de agua a dos temperaturas. P1 y P2 representan a ϵ_{w1} y ϵ_{w2} dadas por las ecuaciones (4.13) y (4.15) mientras que P representa la suma de ellas. SJ representa la emissividad total (incluyendo el traslape con CO₂) dada por Staley y Justice (1970). S representa la emissividad total del vapor de agua de Sasamori (1968).

FIG. 4.4



Emissividades del Dióxido de carbono a dos temperaturas. P, SJ y S representan los mismos autores que en la FIG. 4.3.

IV.2. ECUACIONES DE DENSIDAD DE FLUJO PARA EL CÁLCULO COMPUTACIONAL.

Integrando por partes las ecuaciones (4.4) y (4.5),

haciendo:

$$u = \sigma T^4(u) \quad \text{y} \quad v = t(u' - u, T) \quad \text{con} \quad du = 4\sigma T^3 \frac{dT}{du'} du'$$

se obtiene que, para el flujo hacia arriba y hacia abajo en el nivel 'u':

$$F^+(u) = \sigma T_s^4 t^{\pm}(u, T_s) + \sigma T^4(u) t^{\pm}(0, T) - \sigma T^4(0) t^{\pm}(u, T) - \int_{T_s}^T T^3(u') t^{\pm}(u - u', T) \frac{dT}{du'} du' \quad (4.17)$$

$$F^-(u) = \sigma T^4(0) t^{\pm}(0, T_t) - \sigma T^4(u_1) t^{\pm}(u_1 - u, T_t) - \sigma \int_{T_t}^T T^3(u') t^{\pm}(u' - u, T) \frac{dT(u')}{du'} du' \quad (4.18)$$

donde T_s es la temperatura en superficie y T_t es la temperatura del tope de la atmósfera (ver figura 4.5).

En estas ecuaciones se reemplazaron las diferencias infinitesimales por diferencias finitas y se realizó la sumatoria sobre un número finito de capas, considerando los datos de radiosondeo. Así, para el cálculo computacional del flujo hacia abajo la ecuación 4.18 queda expresada de la forma:

$$F^+(u) = \sigma(T^*(u)t^f(0,T) - T^*(u_1)t^f(u_1 - u,T) - 4 \int_{i=1}^n T^*(u^i)t^f(u^i - u,T)\Delta T) \quad (4.18')$$

y para el flujo hacia arriba (ec. 4.17) se tiene que:

$$F^+(u) = \sigma(T^*(u)t^f(u,T_g) + T^*(u)t^f(0,T) - T^*(0)t^f(u,T) - 4 \int_{i=1}^n T^*(u^i)t^f(u - u^i,T)\Delta T) \quad (4.17')$$

Finalmente, para el camino óptico involucrado en (4.17') y 4.18') se tiene que, de la ecuación hidrostática:

$$du = (-q/g) dp \quad \text{entonces se trabaja con:}$$

$$\Delta u = (q/g)\Delta p \quad (4.19)$$

aquí, la presión está dada en milibares; q, la humedad específica, en gr/Kg y el camino óptico en gr cm^{-2} . Si se considera el valor absoluto de Δp , se puede descartar el signo negativo (ver fig. 4.5).

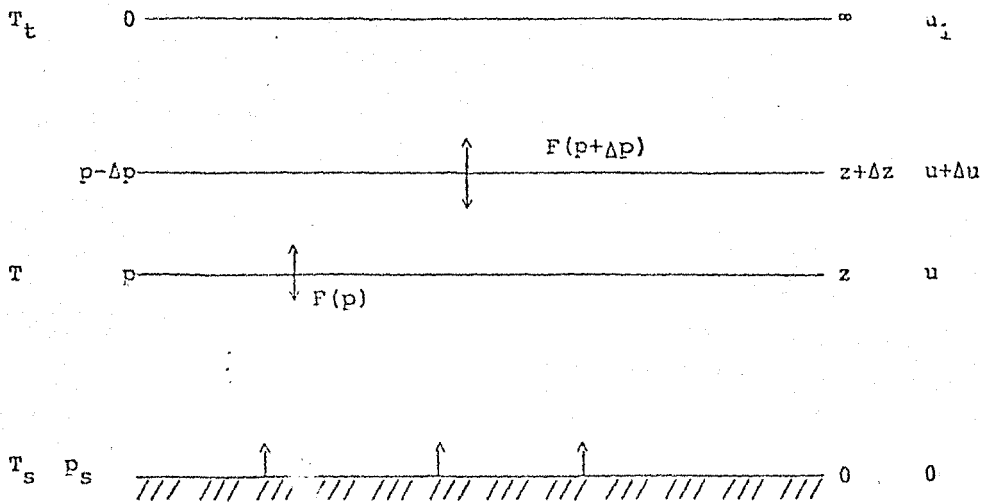


FIG. 4.5

T_t representa la temperatura en el top de la atmósfera, en este caso, la temperatura a los 300 mb; T_s corresponde a la temperatura del primer nivel atmosférico, esto es, a 780 mb. Se calculan los caminos ópticos para el vapor de agua y para el bióxido de carbono (u_{w_1} , u_{w_2} , u_c), y con ellos se obtienen los flujos para arriba y para abajo a cada nivel.

IV.3. TASA DE ENFRIAMIENTO O CALENTAMIENTO POR RADIACIÓN INFRARROJA.

Para la radiación infrarroja podemos definir la densidad de flujo neto como:

$$F(z) = F^+(z) - F^-(z) \quad (4.20)$$

donde la altura z caracteriza a un nivel en la atmósfera plano paralela aquí descrita (ver fig. 4.5).

Calculando la densidad de flujo neto para dos niveles sucesivos, z y $z+\Delta z$ (o bien en términos de la presión, p y $p+\Delta p$), es posible plantear el cambio de energía (por unidad de área y de tiempo) en la capa Δz como:

$$\Delta F = F(z + \Delta z) - F(z) \quad (4.21)$$

Esta energía, por principio de conservación, es empleada para calentar o enfriar la capa. Si el flujo neto en el nivel superior de la capa es menor que el correspondiente al nivel inferior, la diferencia de energía se invierte en calentar la capa, y viceversa. En el caso de radiación infrarroja, en general, la capa se enfría.

Este efecto puede expresarse en términos del cambio en la temperatura (Liou, 1980) de tal manera que:

$$\Delta F(z) = -\rho c_p \Delta z \frac{\delta T}{\delta t} \quad (4.22)$$

ρ es la densidad del aire en la capa, c_p es el calor específico a presión constante, y t el tiempo. Así, la tasa de calentamiento para la capa Δz es:

$$\left(\frac{\delta T}{\delta t}\right)_{IR} = -\frac{1}{c_p \rho} \frac{\Delta F}{\Delta z} \quad (4.23)$$

También se puede expresar esta tasa en términos de la presión, por medio de la ecuación hidrostática:

$$dp = \rho g dz, \text{ con } g \text{ la aceleración de la gravedad.}$$

Así,

$$\frac{\delta T}{\delta t} = \frac{g}{c_p} \frac{\Delta F}{\Delta p} \quad (4.24)$$

En algunos casos, es conveniente expresar lo anterior en términos del camino óptico del gas considerado,

$du = -(g/\rho)dp$. Así, se tiene que:

$$\frac{\delta T}{\delta t} = -\frac{g}{c_p} \frac{\Delta F}{\Delta u} \quad (4.25)$$

En radiación infrarroja, en general, el flujo neto aumenta con la altura y por lo tanto, es de esperarse un enfriamiento de las capas atmosféricas consideradas por efecto de la transferencia radiativa infrarroja.

Algunos aspectos interesantes del flujo neto se encuentran en el trabajo de London(1957), en el que, por ejemplo, se plantea

que el flujo neto através de la tropopausa es mayor para cielos despejados que para cielos nubosos para todas las latitudes y para todas las estaciones del año. Ésto porque la radiación neta proviene de capas más calientes que la tropopausa y, en el caso de cielo nuboso, se puede considerar que las nubes son prácticamente opacas a la radiación de la superficie.

También es interesante señalar que, de todas las estaciones del año, se espera un flujo neto máximo en verano por efecto de temperaturas mayores. En cuanto a las diferentes regiones del planeta, es en los subtropicos en donde se encuentra el flujo neto máximo para cualquier estación del año, por efecto de una menor nubosidad.

Con las ecuaciones 4.17 y 4.18, que corresponden a la densidad de flujo hacia arriba y hacia abajo para cada nivel, se calculó el enfriamiento o calentamiento para cada una de las cuatro capas consideradas en este trabajo, utilizando la relación (4.24).

Si bien el análisis de los cambios mensuales y anuales en el calentamiento es importante, éste se pospone para un trabajo posterior, en tanto que el objetivo central de esta tesis se reduce al estudio de la densidad de flujo en superficie.

IV.4. PRESIÓN, TEMPERATURA Y HUMEDAD PARA EL MODELO.

En la figura 4.5 se señalan los "ingredientes" para las ecuaciones 4.17 y 4.18 para el caso en que se quiera calcular las densidades de flujo en superficie.

La presión en superficie es de 780mb y los datos correspondientes de temperatura y humedad relativa (porcentual) fueron obtenidos del Observatorio de Radiación Solar (O.R.S.) del Instituto de Geofísica, UNAM (latitud: 19° 20', longitud: 99° 11' altitud: 2268 m.s.n.m.) mediante el Termohigrógrafo Wilh, marca Lambertch No. 341342.

Para obtener la tasa de mezclado o razón de mezcla del vapor de agua en superficie, se utilizó la siguiente relación (Hess, 1959) entre humedad relativa ('r' en %) y tasa de mezclado ('w' en gr/Kg):

$$r = w/w_s \quad (4.26)$$

con w_s la tasa de mezclado saturada y se cumple que:

$$w_s = \epsilon e_s / P \quad (4.27)$$

con $\epsilon=0.622$ y e_s la presión de vapor de agua saturado.

Para obtener e_s se utiliza la relación:

$$\ln(e_s/6.11) = \epsilon_v (L_{\text{evap}}) / R^* \left[(1/273) - (1/T) \right] \quad (4.28)$$

en donde m_v representa la masa de vapor de agua y $m_v = 17.82$ g/mol; L_{evap} es el calor latente de evaporación que para fines meteorológicos se considera constante (Hess, 1959) con:

$$L_{\text{evap}} = 597.3 \text{ cal g}^{-1} = 597.3 \times 4.187 \times 10^7 \text{ erg g}^{-1};$$

y R^* es la constante universal de los gases, siendo

$$R^* = 8.3144 \times 10^7 \text{ erg mol}^{-1} \text{ } ^\circ\text{K}^{-1}$$

Como se observa, el cálculo de la tasa de mezclado para el vapor de agua en superficie depende tanto del valor promedio de la temperatura superficial obtenido para cada mes como del valor calculado para la presión de vapor de agua saturado [e_s] dado por la ecuación (4.22). Los resultados correspondientes a dicha ecuación fueron comparados satisfactoriamente con los valores presentados por Goody (1964) para la presión de vapor de agua saturado.

Los perfiles de temperatura y humedad para los niveles a 700, 500, 400 y 300 milibars fueron obtenidos de la Dirección General del Servicio Meteorológico Nacional (S.M.N.) para la Estación 679 Aeropuerto Internacional B.F. (latitud 19grad 26min. longitud 99grad. 8min) correspondientes a las 00Z tiempo local (S.A.R.H., 1980-1985). En los volúmenes citados se presentan los promedios mensuales de temperatura y tasa de mezclado por nivel, ésto es, a una presión dada. (ver Apéndice II, que incluye los datos en superficie).

Para la ecuación (4.16) que involucra la presión de vapor de

agua, se tomó como presión de vapor saturado a 296°K el valor de 28.086mb (Goody,1964), y para el cálculo de e se utilizó:

$$q = \frac{e}{P}$$

con q la humedad específica, $e=0.622$ y P la presión de la capa. Como la humedad específica es prácticamente igual a la tasa de mezclado (Hess,1959) la relación utilizada fue

$$e = wP/c \quad (4.29)$$

En el Apéndice III se presentan algunos valores de e calculados con la expresión (4.23) y que son empleados en este trabajo.

La temperatura, la tasa de mezclado y la presión son, considerando las ecuaciones 4.17 y 4.18, los ingredientes fundamentales para calcular los flujos de radiación infrarroja. Cabe recordar que tanto la temperatura como la tasa de mezclado en "superficie" se refieren a la primera capa atmosférica considerada, esto es, corresponden a los 780 mb. Además, los datos de temperatura y humedad que aparecen en el Apéndice II corresponden a las 00Z, ésto es, a las 18 hrs.

La temperatura en superficie encuentra su mínimo mensual en los meses de enero, noviembre o diciembre, y su máximo aparece en los meses de marzo, abril, mayo o junio, dependiendo del año que se trate. Esta tendencia se observa en la figura 4.6, en donde se presentan los promedios de temperatura y precipitación mensual considerando 30 años para la Ciudad de México (Pattin,1984). Sin

embargo, los valores máximos de temperatura no coinciden entre los de figura y los promedios aquí utilizados, ya que, en nuestro caso, no se promedió para las 24 hrs del día.

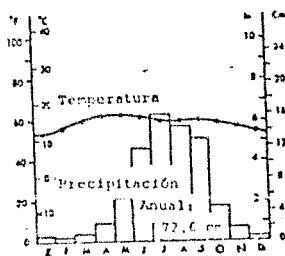
Los datos de temperatura aquí utilizados se encuentran en un rango de los 18 a los 25 °C. Las excepciones importantes se presentaron, para la temperatura mínima, en diciembre de 1980, cuando la temperatura promedio fue de 15.5 °C. Para la temperatura máxima se presentaron los casos de 1982 y 1983. En marzo, abril y junio de 1982 las temperaturas promedio máximas fueron 26, 26.4 y 25.9 °C. Para 1983, en abril, mayo y junio se presentaron las temperaturas promedio de 27.5, 28.1 y 26.6 °C respectivamente, siendo la temperatura de mayo la mayor de todos los promedios aquí tratados.

Ahora bien, el flujo de radiación en superficie no depende exclusivamente del valor de la temperatura superficial (ver ec.4.18') sino que también depende del perfil de temperatura bajo el cual se encuentren el vapor de agua (principalmente) y el bióxido de carbono (ver ecs. 4.11, 4.13 y 4.15). Dado que la mayor cantidad de vapor de agua se encuentra entre los dos primeros niveles (en este caso, 780 y 700 mb), en las figuras 4.7.1 a la 4.7.12 se presentan las temperaturas para esos dos niveles según el mes de que se trate (ver Apéndice II para el perfil completo). Observar particularmente la figura correspondiente al mes de diciembre (mínima temperatura para 1980) y marzo, abril y junio (máxima temperatura en 1982 y 1983).

En el Apéndice IV también se presentan perfiles de temperatura análogos a las figuras 4.7 pero sólo se comparan algunos años de interés, en especial, 1982 con otros años estudiados.

FIG. 4.6

Ciudad de México, México (Tacubaya)
 (19°N 99°W)
 Elevación: 2309 m



Procedidos mensuales de temperatura y precipitación para la Ciudad de México, (Battán, 1984)

FIG. 4.7.1

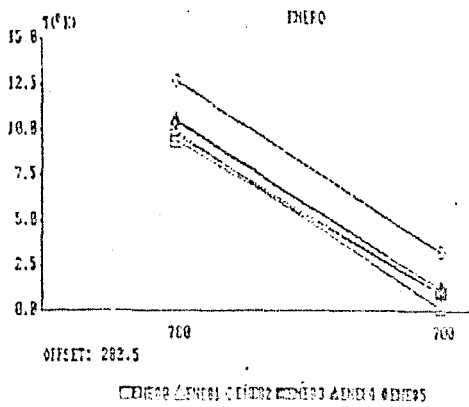


FIG. 4.7.2

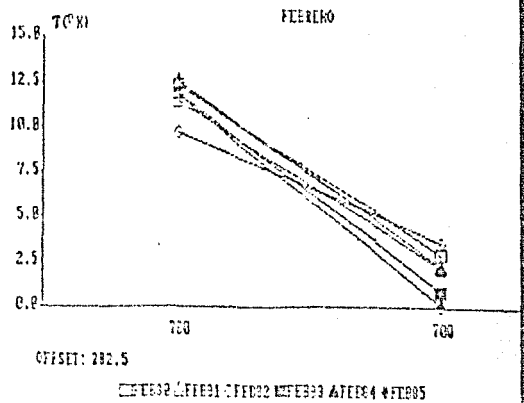


FIG. 4.7.3

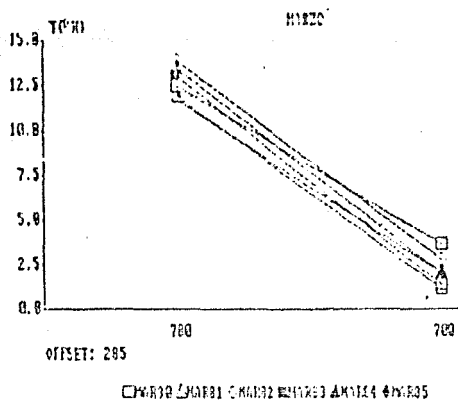
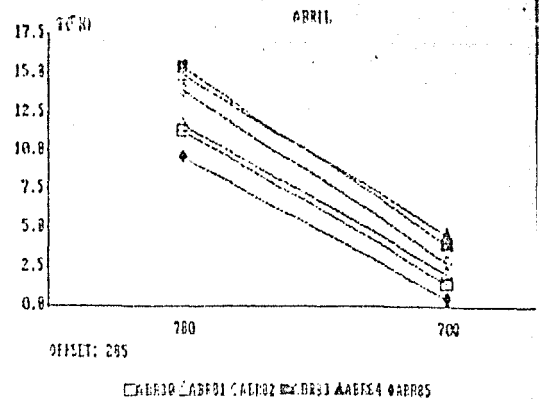


FIG. 4.7.4



FIGS. 4.7.1 - 4.7.4

Perfiles de temperatura para los 2 primeros niveles (700 y 700 mb), que definen a la primera capa considerada. El perfil completo se presenta en el Apéndice II. Resalta el perfil de 1982 para los meses de enero y febrero. Para marzo y abril, los años de 1982 y 1983 no presentan diferencias tan importantes pero sí influirán en el flujo en superficie dada la alta tasa de mezcla (w) para esa capa en esos años.

FIG. 4.7.5

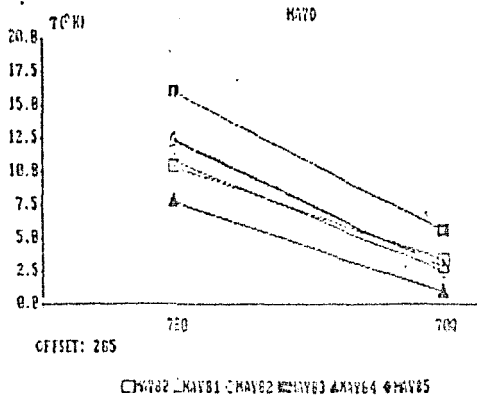


FIG. 4.7.6

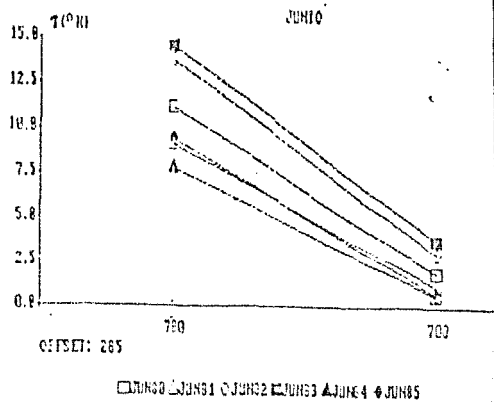


FIG. 4.7.7

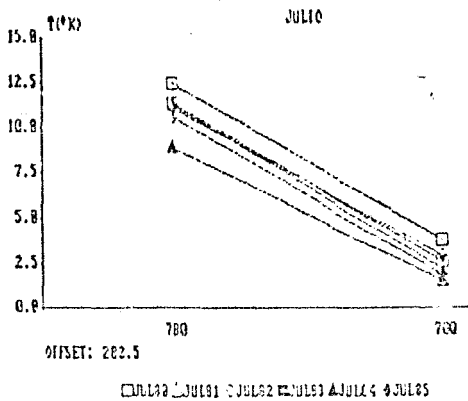
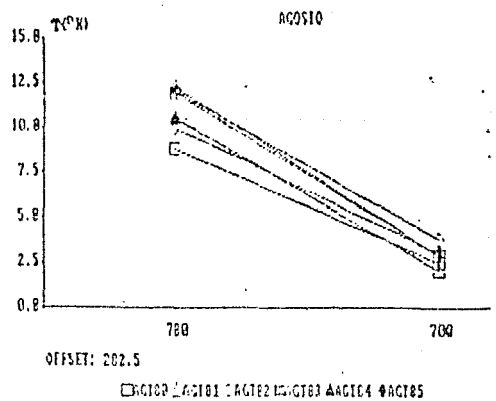


FIG. 4.7.8



FIGS. 4.7.5 - 4.7.8

Perfiles de temperatura para los 2 primeros niveles. El perfil completo se presenta en el Apéndice II. El perfil de 1983 representa temperaturas mayores para la primera capa en los meses de mayo y junio, en este último mes este perfil es semejante al de 1982. También es importante observar que los perfiles de junio y julio de 1984 son los menores de los 5 años considerados.

FIG. 4.7.9

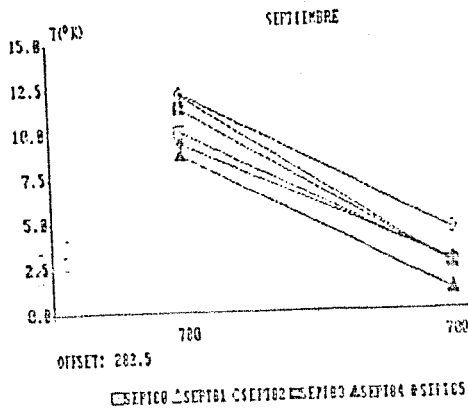


FIG. 4.7.10

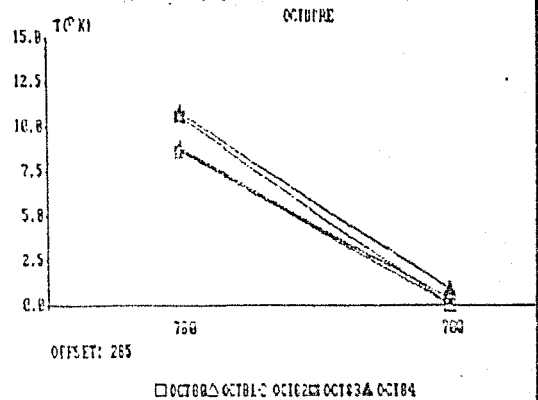


FIG. 4.7.11

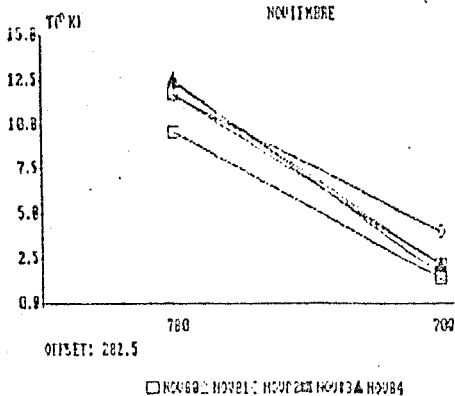
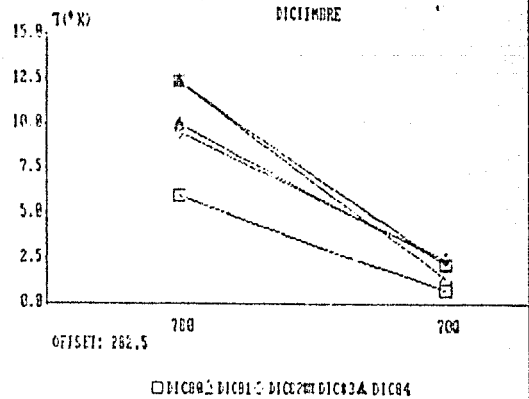


FIG. 4.7.12



FIGS. 4.7.9 - 4.7.12

Perfiles de temperatura para los 2 primeros niveles. El perfil completo se presenta en el Apéndice II. Para septiembre y noviembre el perfil más importante es el de 1982. En el mes de diciembre se observa que en el año de 1980 se estableció el menor perfil de todos los años aquí considerados.

En cuanto a la tasa de mezclado (w) del vapor de agua, se puede afirmar que en un año dado los valores máximos se presentarán en los meses de mayo a octubre, particularmente en junio y septiembre. Los valores de mínima " w " se pueden presentar en los meses de enero a abril y en noviembre o diciembre. Esto sigue aproximadamente el comportamiento de la precipitación (ver figura 4.6). Así, en cuanto a la tasa de mezclado del vapor de agua, se tiene que el año puede quedar dividido en dos partes: seis meses "secos" (valores bajos de w) y seis meses "húmedos" (valores altos de w).

En el Apéndice II también se presentan los promedios de la tasa de mezclado para los meses "secos" y los "húmedos" para cada año y para los 5 años considerados. Considerando los promedios para este último caso, se observa que la tasa de mezclado (w) para los meses "húmedos" es consistentemente mayor en cada nivel atmosférico que el correspondiente para los meses "secos":

A nivel de superficie (780mb) se puede esperar una tasa de mezclado del orden del 28% mayor en "húmedos" que en "secos". Para los niveles de 700, 500, 400 y 300 mb se puede esperar un incremento del 40%, 57%, 53% y 52%, respectivamente.

También podemos comparar la tasa de mezclado mensual total (considerando la suma de " w " sobre los 5 niveles atmosféricos empleados en este trabajo), y observamos que en cada uno de los 5 años aquí tratados se puede hacer la división de 6 meses "secos"

y 6 meses 'húmedos'. Este total mensual además servirá para comparar la variación de humedad año con año.

En la figura 4.8 se presentan las variaciones en la tasa de mezclado para cada año y para los 3 primeros niveles estudiados. Es importante notar que en 1980 el perfil de humedad está 'invertido' para los 2 primeros niveles, ésto es, la humedad a 700 mb es ligeramente mayor que la que aparece en superficie (780 mb). También es notorio el incremento de la humedad para los meses 'secos' (a nivel de superficie) en 1984 y en 1985 con respecto a los otros 3 años. Estas 2 condiciones se reflejarán necesariamente en los resultados para el Flujo en superficie.

Así pues, considerando exclusivamente a la humedad, y en tanto que el flujo de radiación depende fuertemente del valor de w , podemos predecir que existirá menor flujo en meses 'secos' que en meses 'húmedos'. Sin embargo, es necesario en cada mes considerar el perfil de temperatura que se presentó, perfil del que depende también de manera importante la radiación infrarroja en superficie. Este análisis se retomará en el en el estudio de los resultados y conclusiones en el próximo capítulo.

Finalmente, como se mencionó, se toma como 0.456 g/Kg la tasa de mezclado del CO_2 . Se resolvió entonces el problema considerando este valor constante, durante los años tratados y tomando el incremento anual del 4% que proponen algunos autores (Liou, 1980).

Por otra parte, en la tabla 4.1 se presentan los caminos ópticos u_C , u_W y u_W definidos en las ecuaciones (4.12), (4.14) y (4.16), respectivamente. Estos caminos ópticos corresponden a los calculados para obtener el flujo en superficie ($u_{,s} = u = 0$) para el ejemplo de la tabla 5.1, que se describe en el siguiente Capítulo.

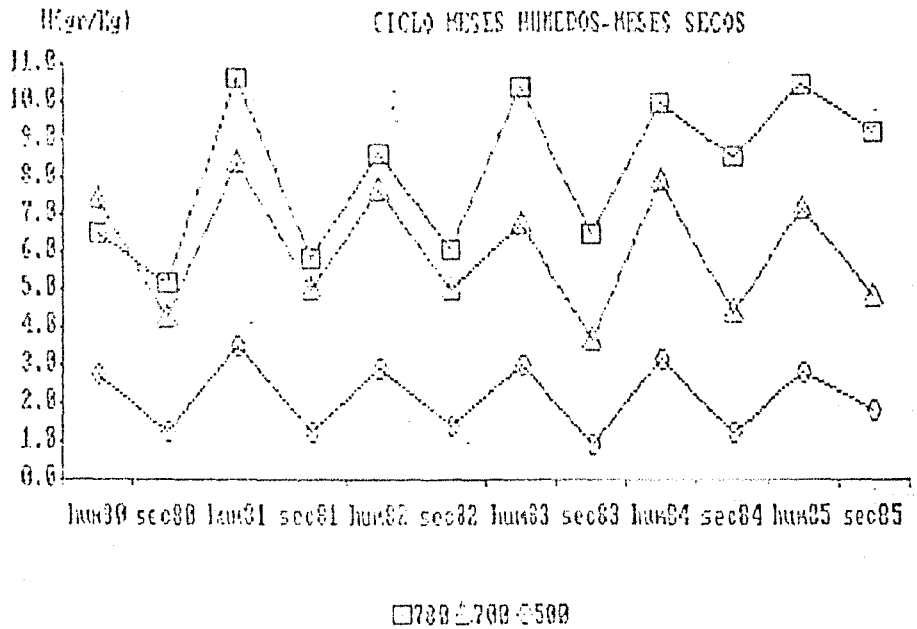


FIG. 4.8

Tasa de mezclado (w) para los tres primeros niveles estudiados. En estos niveles la tasa de mezclado para meses "secos" es significativamente menor que para los meses "húmedos". La tasa de mezclado va decreciendo con la altura, a excepción de 1980, en donde a 700 mb se tuvo una tasa mayor que en superficie (780 mb).

TABLA 4.1

P(mb)	DUC	DU	DUV	UC(qr/cm)	UT(qr/cm)	UV(qr/cm)
780				0.000	0.000	0.000
700	0.037	0.573	0.297	0.027	0.418	0.170
500	0.093	0.890	0.149	0.082	0.945	0.303
400	0.047	0.128	0.032	0.103	1.002	0.307
300	0.047	0.036	0.007	0.119	1.014	0.307

Camino óptico para el dióxido de carbono y el vapor de agua para las 4 capas o 5 niveles considerados. DUC, DU y DUV se calculan con la ecuación 4.19. UC, UT y UV corresponden a los caminos ópticos del dióxido de carbono y del vapor de agua utilizando las ecuaciones (4.12), (4.14) y (4.16), respectivamente.

Se presentan los caminos ópticos calculados tomando exclusivamente a la superficie (780 mb) como nivel de referencia.

REFERENCIAS

1. Liou, K.N. 1980. AN INTRODUCCION TO ATMOSPHERIC RADIATION. Academic Press. New York. pp. 106-112.
2. Cerni, A.T., T.R. Parish. 1984. A Radiative Model of Stable Boundary Layer with Applications to Polar Night. Am. Meteor. Soc. 23: 1563-1572.
3. Hess, S.L. 1959. INTRODUCCION TO THEORETICAL METEOROLOGY. Henry Holton and Co. New York. pp 32-64, 139-148.
4. Manabe, S., F. Moller. 1961. On Radiative Equilibrium and Heat Balance of the Atmosphere. Mon. Weath. Rev. 89(12):503-532.
5. Ramanathan, V. 1976. Radiative Transfer Within the Earth's Troposphere and Stratosphere : A Simplified Radiative-Convective Model. J. Atmos. Sci. 33: 1330-1346.
6. Sargent, S.L., W.A. Beckman. 1973. A Numerical Model of Thermal Radiation in a Dusty Atmosphere. J. Atmos. Sci. 30(1): 88-94.
7. S.A.R.H. Dirección del Servicio Meteorológico Nacional. 1980. RESUMEN CLIMATOLÓGICO MENSUAL. Mexico. Enero-Diciembre. Vol. VII(1-16). Vol. VIII(1-16). Vol. IX(1-16). Vol. X(1-16). Vol. XI(1-16). Vol. XII(1-16).
8. Staley, D.O., G.N. Jurica. 1970. Fluxes Emissivity Tables for Water Vapor, Carbon Dioxide and Ozone. J. Appl. Meteor. 9:365-372.

CAPÍTULO V.

RESULTADOS Y CONCLUSIONES.

V.1. RESULTADOS DEL MODELO.

En la tabla 5.1 se presenta un ejemplo del cálculo de las densidades de flujo para los 5 niveles tratados incluyendo las contribuciones a la emisividad dadas por las ecuaciones (4.11), (4.13) y (4.15). Esta emisividad total se representa en la tabla con "E" y la transmisividad correspondiente con "IF". El flujo hacia abajo queda representado por "D" y el flujo hacia arriba por "F". Aquí también se ejemplifica el "enfriamiento" correspondiente a cada capa, dado por DT/Dt . Este concepto fue descrito en la sección IV.3 del capítulo anterior.

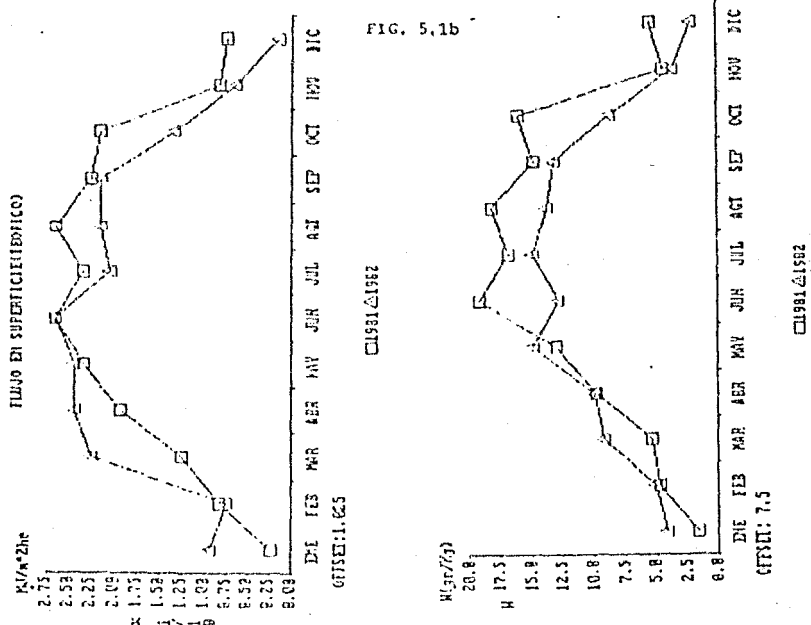
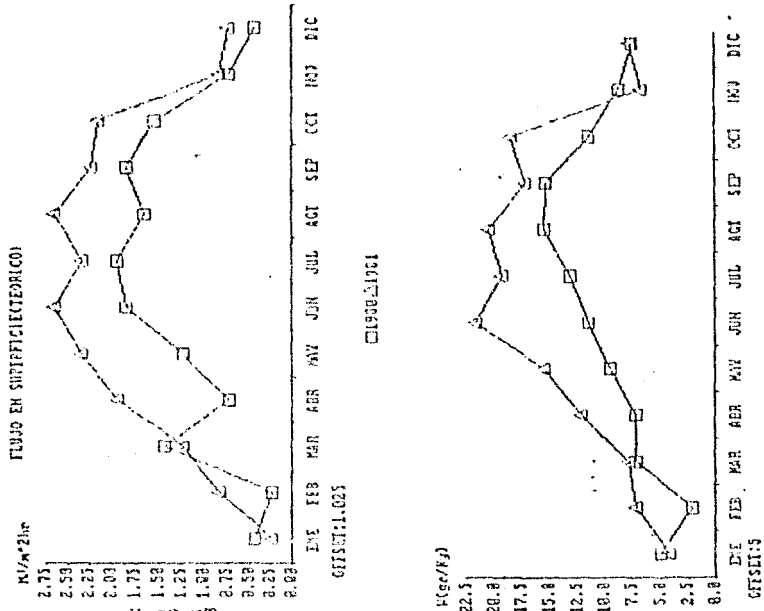
Se tomaron sólo los datos del flujo hacia abajo en superficie ($u_{\text{sur}}=u=0$) que aparecen en cada tabla de resultados como el primer valor que adquiere "D". Así, en la tabla 5.2 se presentan los resultados del modelo. Las unidades empleadas son las mismas que en el Capítulo I ($\text{MJ/m}^2\text{hr}$).

Como se mencionó en el Capítulo anterior, la radiación atmosférica en superficie depende fuertemente de la tasa de mezclado para el vapor de agua y del perfil de temperaturas. Así pues, de la figura 5.1.a a la figura 5.1.e se presentan las variaciones mensuales del flujo en superficie comparando dos años

de los 5 aquí tratados, y se anexan las correspondientes variaciones de la tasa de mezclado total para esos mismos años. Es notable en esas gráficas el comportamiento semejante que tienen el flujo en superficie y la tasa de mezclado total en el curso de cada año. También es posible comprender las diferencias en el flujo de radiación que se establece entre un año y otro dependiendo de los incrementos o decrementos en la humedad. En los casos en que el flujo no sigue la tendencia de la tasa de mezclado, la explicación de este hecho se puede encontrar en los cambios en los perfiles de temperatura.

De igual manera, es interesante observar (figura 5.2.b, pag. 5-9) que la división anual planteada para la humedad entre meses "secos" (de enero a abril, noviembre y diciembre) y "húmedos" (de mayo a octubre), también se puede establecer para la densidad del flujo en superficie (fig.5.2.a, pag.5-9). Así pues, como se mencionó en el Capítulo anterior, se puede esperar en primera instancia un flujo de radiación en superficie mayor en meses húmedos que en meses secos, dependiendo del perfil de temperatura.

FIG. 5.1a



FIGS. -5.1a - 5.1c

Comparación entre los resultados del modelo para diferentes años. Las variaciones en el flujo siguen la tendencia observada en la humedad, las excepciones son producto de la influencia del perfil de temperatura en el flujo en superficie. Los datos correspondientes se presentan en la tabla 5.2 y en el Apéndice II.

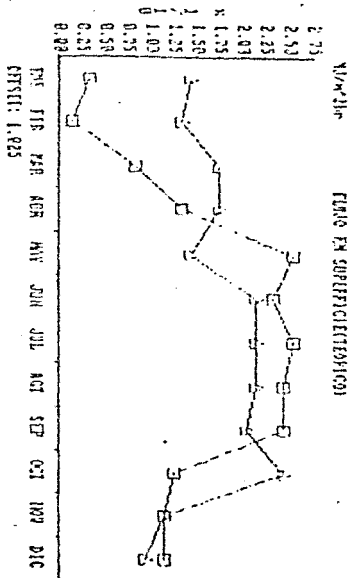


FIG. 5.18

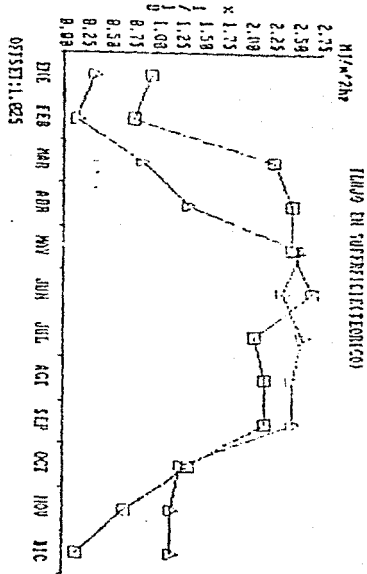
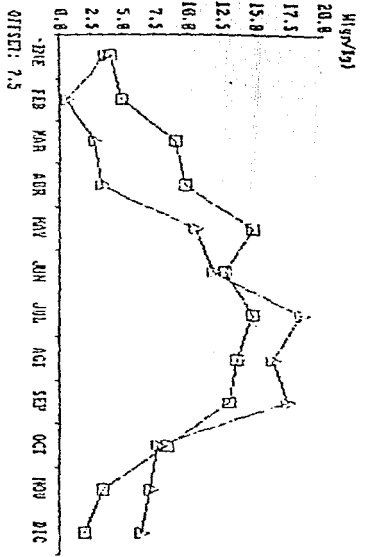
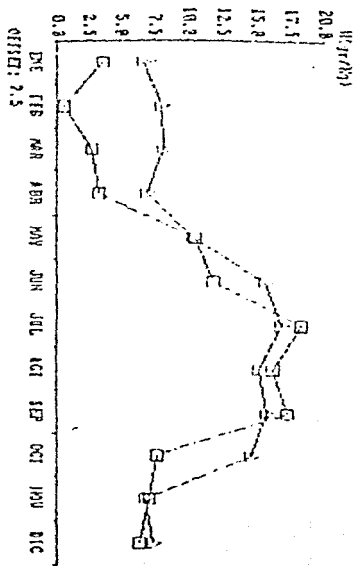


FIG. 5.19



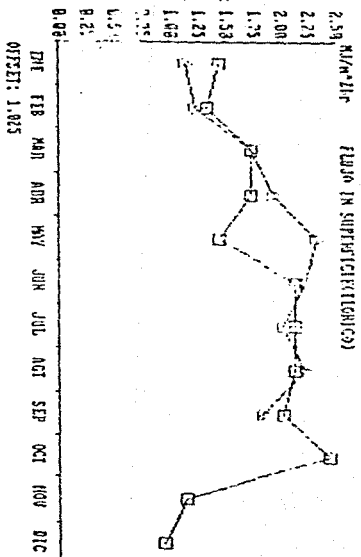
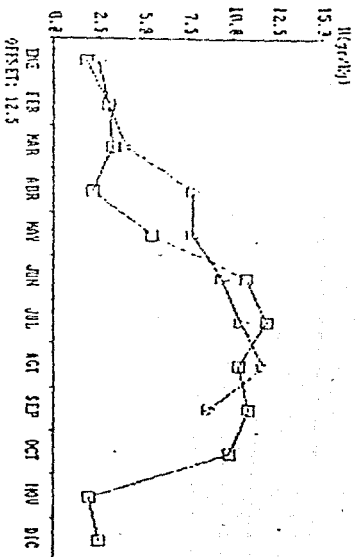


FIG. 5.1c

□1984△1985

□1984△1985

Los mayores incrementos en el flujo para estos dos tipos de meses se encuentran en 1983, en donde el incremento de "secos" a "húmedos" es del 11.45%, y en 1981 (con un incremento del 11.2%). Los incrementos menores se presentan en 1985(5.04%) y 1984(5.41%), aunque hay que recordar que para 1985 no se obtuvieron los datos de radiosondeo para octubre, noviembre y diciembre, por lo que los promedios correspondientes son poco confiables. En la figura 5.2.a se observa que lo anteriormente afirmado concuerda con la tendencia apreciada para la humedad.

Siguiendo este esquema, se puede observar que (ver tabla 5.3) para meses "secos" el modelo predice un incremento en el flujo año con año, a excepción de 1983, en donde el flujo de radiación disminuye con respecto a 1982 en un 3.31%. Para meses "húmedos" el modelo predice un incremento en el flujo de 1980 a 1981 del 5.67%, mientras que para 1982 se espera un decremento del 2.15%. Para 1983 se establece un incremento de radiación con respecto a 1982, pero para 1984 éste decrece en un 1.62%. Finalmente, el flujo de radiación en superficie se vuelve a incrementar ligeramente en un 0.67% de 1984 a 1985 según el modelo.

Si bien en análisis más detallado de lo que sucedió mes con mes para los 5 años tratados se retomará en la sección V.3 de este Capítulo, es importante destacar que, en cuanto a los parámetros que definen el flujo en superficie, aparece una excepción importante en marzo y abril de 1982. En esos meses "secos", tanto en la tasa de mezclado total (ver Apéndice II) como en el flujo

de radiación en superficie (ver tabla 5.2) se observa un incremento con respecto a los meses de julio a octubre (meses 'húmedos') de ese mismo año. De hecho, el resultado para el flujo en superficie para marzo y abril de 1982 es mayor que para cualesquiera de esos dos meses en los otros años considerados. Es por esta razón seguramente por lo que se presenta un decremento en el flujo para meses 'secos' de 1983 con respecto a 1982.

Se hace hincapié en este resultado ya que, como se mencionó en el Capítulo I, en esos meses se presentó el estallido del volcán Chichón, y este trabajo tiene como uno de sus objetivos detectar posibles contribuciones de los aerosoles de este volcán en el flujo de radiación en superficie (Thomas et al, 1983). Este efecto, de haberse presentado, debe ser independiente del aumento del flujo de radiación provocado por el aumento "anómalo" en el perfil de humedad ya descrito y por el perfil de temperatura que, como se menciona en Capítulo IV, se presenta con una temperatura en superficie excepcionalmente alta (Apéndice II).

FIG. 5.2a

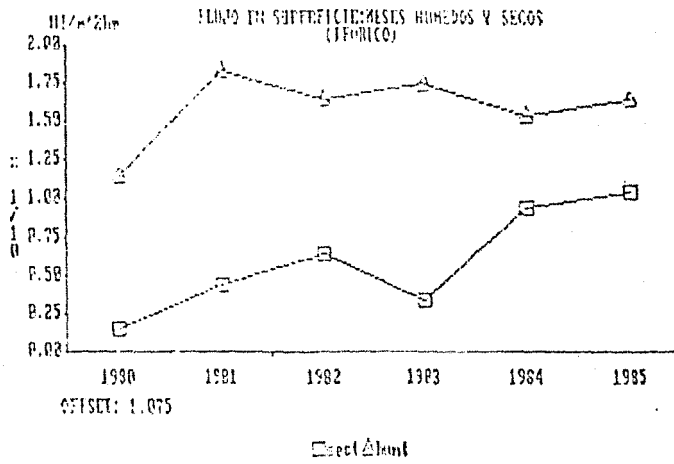
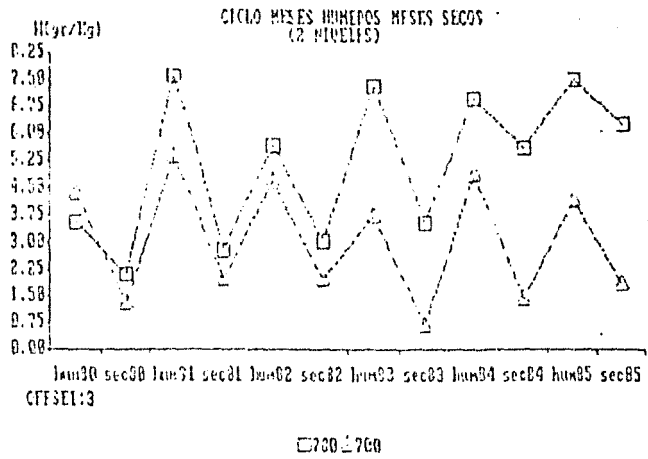


FIG. 5.2b



FIGS. 5.2a y 5.2b

En la figura 5.2a se comparan los resultados del modelo (ec. 4.18) para los meses "secos" y para los "húmedos".

INCREMENTOS ANUALES SEGUN MODELO

DELTA (%)	1981 VS 1980	1982 VS 1981	1983 VS 1982	1984 VS 1983	1985 VS 1984
ENE	-1.90	6.25	-5.66	9.40	-2.63
FEB	5.41	-0.91	-5.77	10.34	-0.87
MAR	-1.74	8.00	-12.61	7.50	0.00
ABR	9.04	3.94	-9.48	3.33	1.64
MAY	2.73	0.79	0.73	-9.40	7.14
JUN	6.20	0.00	-2.38	-1.61	0.60
JUL	3.17	-2.44	3.91	-3.23	-0.81
AGT	7.75	-4.03	2.36	-2.42	0.80
SEP	3.20	-0.81	2.36	-3.25	-1.65
OCT	4.84	-6.90	-0.87	9.45	----
NOV	0.90	-1.83	4.39	0.00	----
DIC	2.73	-5.77	6.77	-1.79	----
SECOS	2.67	1.89	-3.31	4.86	1.06
HUM	5.67	-2.15	1.07	-1.62	0.67

Tabla 5.3

Los datos representan el porcentaje de variación entre cada año considerado con el anterior. Se incluyen las variaciones correspondientes a meses "secos" y meses "húmedos". La comparación entre los años señalados se presenta en las figuras 5.1a a 5.1f.

V.2 RESULTADOS DEL MODELO COMPARANDO CON EL MODELO DE SWINBANK.

Swinbank(1963) propone para el cálculo de la radiación atmosférica en superficie con cielo despejado una ecuación en términos de la sexta potencia de la temperatura del aire al abrigo. En esta ecuación Swinbank supone que se incluye el efecto de la presión de vapor de agua (para incluir la emisividad de la región de la ventana para el vapor de agua). Esta suposición se basa en el hecho de que, tanto la presión de vapor de agua (e) como el flujo en superficie, guardan una fuerte correlación con la temperatura en la superficie (T_s).

La ecuación propuesta por Swinbank es:

$$F_s^{\downarrow} = 5.31 \times 10^{-11} T^6 \quad (5.1)$$

donde F tienen entonces unidades de miliwatt por cm^{-2} .

Esta ecuación es utilizada por diversos autores, en particular Paltridge y Platt(1976) afirman que se trata de una buena aproximación en tanto que quedan contempladas las contribuciones del vapor de agua y el bióxido de carbono ya que, para los niveles atmosféricos más bajos y a las tasas de mezclado a las que se presentan dichos gases, se produce prácticamente una emisión de cuerpo negro, pudiéndose entonces establecer una ecuación empírica que dependa exclusivamente de la temperatura.

Sin embargo, estos autores también afirman que, en realidad, una temperatura mas representativa del "centro de gravedad" de la emisión debería estar a una altura mayor en la atmósfera, probablemente a unos 200 o 300 metros de la superficie, dependiendo de la distribución de la humedad atmosférica.

En este trabajo se tienen los perfiles de temperatura y se ha establecido una diferencia notoria en cuanto a la humedad en términos de meses "secos" y "húmedos". Así, a diferencia de otros autores (Chávez, 1980), podemos corregir o ajustar la ecuación de Swinbank considerando no sólo la temperatura en superficie sino también la variación que establece la distribución de la humedad (Conde y Gay, 1986). Además, ya que tenemos las lecturas del FIR (capítulo I) se puede también observar la corrección de la ecuación (5.1) para los 5 años tratados.

Al calcular el flujo en superficie con la ecuación (5.1) para el caso de la Ciudad de México, se observa que utilizando la temperatura en superficie los resultados quedan sobrevaluados para el caso de meses "secos". Por lo tanto, siguiendo la sugerencia de Faltridge y Platt(1976), para estos meses se propone una temperatura menor, que corresponda por lo tanto a una mayor altura. Así, se obtiene la temperatura promedio entre el primer (780 mb) y segundo nivel (700 mb) aquí trabajados, lo que equivale a una altura máxima de 400 metros. Se obtienen entonces resultados semejantes al modelo descrito por la ecuación (4.18') evaluada para la superficie.

En la tabla 5.4a se presentan los resultados para el flujo en superficie para 1980, según el aparato (FIR), según la ecuación (4.18') y según la ecuación de Swinbank (5.1), en los tres casos las unidades son MJ/m²hr. Como se observa, es necesario ajustar el modelo de Swinbank para el caso de meses 'secos' ya que los valores obtenidos resultan muy por encima del modelo aquí empleado y también muy altos comparando con el aparato.

Como lo mismo sucede para los años de 1981, 1982 y 1983, en la tabla 5.4b se presentan solamente los resultados del modelo (4.18') con Swinbank "ajustada" para todos los años aquí tratados. Para 1984 y 1985 ninguno de los dos modelos se ajustan a los promedios del FIR, por lo que la discusión de esos resultados se darán en la próxima sección.

Sin embargo, resulta importante recalcar que es posible obtener de una manera muy simple el flujo de radiación infrarroja en superficie en la Ciudad de México con el modelo de Swinbank siempre y cuando, además de la temperatura en superficie, se tenga también la temperatura a una altura mayor de 300 m y se considere las variaciones en la humedad aquí popuestas.

TABLA 5.4a

1980	PIR	=	MODELO	SWIN I	SWIN A*
ENE	1.00	0.11	1.07	1.19	1.09
FEB	1.00	0.11	1.05	1.26	1.15
MAR	1.10	0.10	1.17	1.33	1.22
ABR	1.10	0.09	1.10	1.30	1.18
MAY	1.20	0.08	1.15	1.28	1.28
JUN	1.20	0.12	1.21	1.30	1.30
JUL	1.20	0.09	1.22	1.26	1.26
AGT	1.20	0.04	1.19	1.17	1.17
SEP	1.20	0.05	1.21	1.20	1.20
OCT	1.20	0.08	1.18	1.23	1.23
NOV	1.10	0.11	1.12	1.19	1.10
DIC	1.00	0.15	1.06	1.15	1.07

TABLA 5.4b

1980

	PIR	=	MODELO	SWIN A*
ENE	1.00	0.11	1.07	1.09
FEB	1.00	0.11	1.05	1.15
MAR	1.10	0.10	1.17	1.22
ABR	1.10	0.09	1.10	1.18
MAY	1.20	0.08	1.15	1.28
JUN	1.20	0.12	1.21	1.30
JUL	1.20	0.09	1.22	1.26
AGT	1.20	0.04	1.19	1.17
SEP	1.20	0.05	1.21	1.20
OCT	1.20	0.08	1.18	1.23
NOV	1.10	0.11	1.12	1.10
DIC	1.00	0.15	1.06	1.07

1981

	PIR	=	MODELO	SWIN A*
ENE	1.00	0.12	1.05	1.08
FEB	1.10	0.10	1.11	1.15
MAR	1.10	0.11	1.15	1.18
ABR	1.20	0.08	1.22	1.19
MAY	1.20	0.05	1.26	1.33
JUN	1.20	0.05	1.29	1.24
JUL	1.30	0.07	1.26	1.24
AGT	1.30	0.06	1.29	1.26
SEP	1.30	0.06	1.25	1.25
OCT	1.20	0.07	1.24	1.24
NOV	1.10	0.11	1.11	1.14
DIC	1.10	0.09	1.10	1.10

1982

	PIR	=	MODELO	SWIN A*
ENE	1.10	0.07	1.12	1.15
FEB	---	---	1.09	1.12
MAR	---	---	1.25	1.22
ABR	1.30	0.08	1.26	1.24
MAY	1.30	0.09	1.27	1.29
JUN	1.30	0.08	1.28	1.37
JUL	1.30	0.06	1.23	1.23
AGT	1.30	0.07	1.24	1.25
SEP	1.30	0.09	1.24	1.26
OCT	1.30	0.13	1.15	1.23
NOV	1.20	0.08	1.09	1.15
DIC	1.10	0.11	1.03	1.11

1983

	PIR	=	MODELO	SWIN A*
ENE	1.10	0.11	1.05	1.09
FEB	1.00	0.12	1.03	1.12
MAR	1.10	0.08	1.11	1.20
ABR	1.20	0.06	1.15	1.26
MAY	1.30	0.09	1.27	1.43
JUN	1.40	0.09	1.26	1.39
JUL	1.40	0.06	1.27	1.24
AGT	1.40	0.06	1.26	1.25
SEP	1.40	0.06	1.26	1.24
OCT	1.40	0.12	1.14	1.28
NOV	---	---	1.14	1.13
DIC	---	---	1.14	1.14

1984

	PIR	=	MODELO	SWIN A*
ENE	---	---	1.13	1.10
FEB	---	---	1.15	1.14
MAR	---	---	1.20	1.21
ABR	---	---	1.22	1.26
MAY	---	---	1.25	1.21
JUN	1.47	0.08	1.24	1.21
JUL	1.40	0.07	1.22	1.18
AGT	1.44	0.06	1.24	1.22
SEP	1.40	0.07	1.20	1.17
OCT	1.42	0.07	1.27	1.28
NOV	1.24	0.09	1.14	1.26
DIC	1.24	0.09	1.12	1.20

1985

	PIR	=	MODELO	SWIN A*
ENE	1.23	0.09	1.14	1.10
FEB	1.27	0.10	1.15	1.11
MAR	1.35	0.09	1.20	1.15
ABR	1.38	0.08	1.22	1.14
MAY	1.41	0.09	1.26	1.33
JUN	1.31	0.19	1.25	1.25
JUL	---	---	1.23	1.22
AGT	1.42	0.06	1.25	1.20
SEP	1.40	0.06	1.21	1.19
OCT	1.37	0.09	---	---
NOV	1.25	0.09	---	---
DIC	1.27	0.08	---	---

U.3. RESULTADOS DEL MODELO COMPARANDO CON EL PIR

Considerando que, de 1980 a 1985 se tienen gracias al PIR (capítulo I) los promedios mensuales de flujo en superficie para las 18 hr, se compararon los resultados del modelo expresado por la ecuación (4.18') con los promedios de las 00Z tiempo local, hora para la cual existen todos los datos de radiosondeo a excepción de octubre a diciembre de 1985.

En la tabla 5.5 se presenta, como una primera comparación, los resultados del modelo contra los datos del PIR para el caso de meses "secos" y meses "húmedos".

	1980	1981	1982	1983	1984	1985
secos pir	1.05	1.10	1.18	1.10	1.24	1.29
secos teo	1.09	1.12	1.14	1.11	1.17	1.18
dif	-0.04	-0.02	0.04	-0.01	0.07	0.11
delta(%)	-3.81	-1.82	3.39	-0.91	5.65	8.53
húmedo pir	1.20	1.27	1.30	1.38	1.43	1.38
húmedo teo	1.19	1.26	1.24	1.25	1.23	1.24
dif	0.01	0.01	0.06	0.13	0.20	0.14
delta(%)	0.83	0.79	4.62	9.42	13.99	10.14

Tabla 5.5

Se comparan las mediciones del PIR con los resultados teóricos. Los signos negativos en las diferencias indican que el modelo excedió la lectura del pirómetro.

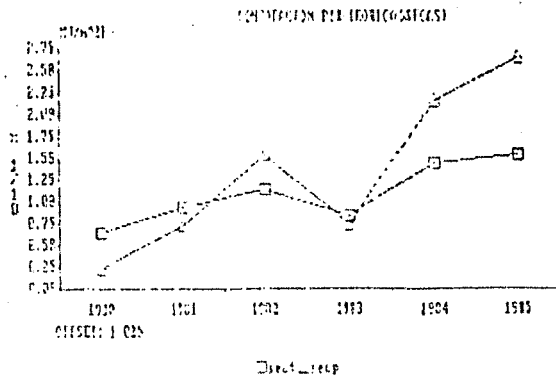


FIG. 5.3a

Comparación entre los resultados del modelo con las medidas del pirgeómetro (PIR), considerando exclusivamente los meses "secos". Los datos y las diferencias observadas se presentan en la tabla 5.5.

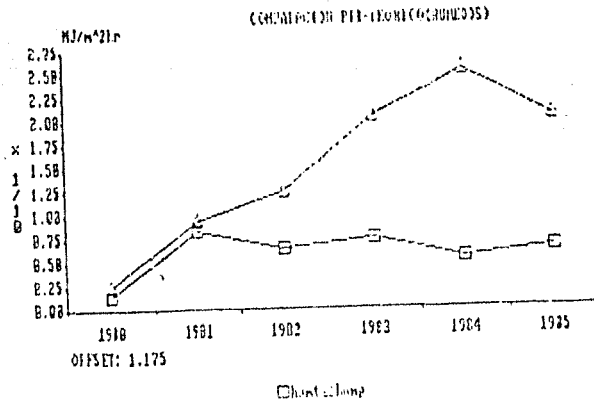


FIG. 5.3b

Comparación entre los resultados del modelo con las medidas del PIR, sólo se consideran los meses "húmedos". Los datos y las diferencias correspondientes se presentan en la tabla 5.5.

En la figura 5.3.a se observa que el modelo y el FIR establecen un comportamiento semejante en la radiación en superficie para meses "secos" año con año, siguiendo aproximadamente el comportamiento en las variaciones de la humedad (fig 5.2.a) y los perfiles de temperatura (Apendice II). Es notorio que, para meses "secos" de 1983, tanto el FIR como el modelo detectan una baja importante en la radiación infrarroja en superficie.

Se puede apreciar también (tabla 5.5) que las diferencias para meses secos se encuentran entre un 0.9% y un 8.5%. Este último valor corresponde a la diferencia para el año de 1985, en donde sabemos que el resultado del modelo se ve afectado por el hecho de no haber considerado para "secos" los valores correspondientes a noviembre y diciembre.

Para el caso de meses "húmedos" (tabla 5.5 y fig. 5.3.b) se presentan diferencias entre el modelo y el FIR que van de un 0.8% a un 14%. Esa última diferencia corresponde al año de 1984 en donde, además de que no hubo lecturas del FIR de enero a mayo, también el dato para junio de ese año es poco confiable (se trata de un promedio mensual obtenido sobre 17 días del mes y del valor más alto de todos los datos aquí analizados). Sin embargo, estos rangos de variación nos permiten saber de la confiabilidad del modelo con respecto a los datos obtenidos con el FIR, sin considerar la desviación standard asociada a las lecturas, lo que hace al modelo más confiable.

En cualquier caso, como se verá, para 1984 y 1985 se tienen problemas para explicar los datos del FIR en términos de los perfiles de humedad y temperatura exclusivamente, ya sea que se trate de meses 'secos' o meses 'húmedos'.

Por otra parte, de la figura 5.4 a la figura 5.9, al final de esta sección, se presentan las gráficas en donde se comparan los resultados del modelo con los promedios mensuales del FIR (ver capítulo I). También se presentan las tablas de datos correspondientes, incluyendo la diferencia (en porcentaje) entre los promedios absolutos obtenidos a partir del FIR y los resultados del modelo.

Se observa que para el año de 1980 (fig. 5.4) el modelo se ajusta correctamente a los promedios observados. Es interesante notar que para meses 'secos' del modelo se obtienen resultados ligeramente mayores o iguales que la media del FIR, pero que caen dentro del rango definido por la desviación standard.

Para 1981 (ver fig. 5.5), la comparación entre el modelo y el FIR resulta igualmente satisfactoria que 1980. También, de manera análoga a 1980, se observa la ligera sobrevaluación del modelo en la mayoría de los meses 'secos'.

Analizando el cambio del flujo de radiación en superficie de 1980 a 1981, tanto el modelo como el FIR predicen un aumento del flujo en 'secas' como en 'húmedas' (ver tabla 5.6). En 'secas' para el FIR ese incremento fue del 4.55% mientras a partir del

modelo se esperaba un 2.67%. Igualmente para "húmedas" para el PIR se observa un incremento de 1980 a 1981 del 5.26% y el modelo predice un aumento del 5.67%.

Para 1982 (fig. 5.6) es importante hacer notar que para febrero y marzo no hubo registros del PIR, por lo que para el mes de marzo (señalado como muy importante) no hay comparación posible. De abril a septiembre de ese año el modelo se ajusta correctamente a las lecturas correspondientes. Sin embargo para octubre y noviembre el modelo queda ligeramente por debajo del rango de la desviación estándar (0.36% por debajo para el mes de octubre y 2.75% por debajo para noviembre). Para diciembre el resultado ya cae dentro de lo esperado aunque por debajo del promedio absoluto. Por lo tanto, para este año, a diferencia de 1980 y 1981, no para todos los meses "secos" a partir del modelo se obtienen resultados por encima del promedio dado por el PIR.

INCREMENTOS ANUALES SEGUN PIR

DELTA (%)	1981 VS 1980	1982 VS 1981	1983 VS 1982	1984 VS 1983	1984 VS 1985
ENE	0.00	7.07	0.00	---	---
FEB	9.09	---	---	---	---
MAR	0.00	---	---	---	---
ABR	8.33	7.67	-8.33	---	---
MAY	0.00	7.67	0.00	---	---
JUN	7.69	0.00	7.14	4.76	-12.21
JUL	7.67	0.00	7.14	0.00	---
AGO	7.69	0.00	7.14	2.78	-1.41
SEP	7.67	0.00	7.14	0.00	0.00
OCT	0.00	7.67	7.14	1.41	-3.65
NOV	0.00	8.33	---	---	0.00
DIC	9.09	0.00	---	---	2.36
SECCS	4.55	0.15	-1.62	11.29	4.00
HUN	5.76	2.56	1.02	2.79	-3.18
ANUAL	4.93	5.33	1.57	7.49	-3.61

INCREMENTOS ANUALES SEGUN MODELO

DELTA (%)	1981 VS 1980	1982 VS 1981	1983 VS 1982	1984 VS 1983	1984 VS 1985
ENE	-1.90	4.25	-5.46	9.40	-2.83
FEB	5.41	-0.71	-5.77	10.34	-6.07
MAR	-1.71	8.00	-12.41	7.50	0.00
ABR	9.84	3.94	-9.48	3.31	1.64
MAY	8.73	0.77	0.78	-9.40	7.14
JUN	4.20	0.00	-2.38	-1.41	0.00
JUL	3.17	-2.44	3.91	-3.23	-0.81
AGO	7.75	-4.03	2.34	-2.42	0.00
SEP	3.20	-0.81	2.36	-3.25	-1.25
OCT	4.84	-4.96	-8.67	9.45	---
NOV	0.19	-1.83	4.19	0.00	---
DIC	2.73	-5.77	8.77	-1.17	---
SECCS	2.67	1.67	-3.31	4.73	1.08
HUN	5.67	-2.15	1.07	-1.62	0.67
ANUAL	4.26	-0.21	-0.99	1.51	1.15

Tabla 5.6

Comparación del flujo en superficie de cada año con su inmediato anterior, según lo establece el PIR y según lo calcula el modelo. Observar que para el PIR sólo se presentan decrecimientos en abril de 1982 a 1983 y en junio, agosto y octubre de 1983 a 1984. Los gráficos correspondientes se presentan en las figuras 5.1a a 5.1e.

En cuanto a la comparación entre meses 'secos' (ver tabla 5.6), tanto el FIR como el modelo esperan un incremento de 1981 a 1982, aunque el resultado para el FIR no incluye en 1982 los meses de febrero y marzo.

Para meses 'húmedos', es muy interesante observar que para el FIR, de 1981 a 1982, hubo un incremento en la radiación del 2.56% mientras que para el modelo existió un decremento del 2.15%. Por lo anterior, es importante analizar las diferencias que existan entre lo calculado y lo medido para algunos meses de estos años.

Si se comparan los flujos obtenidos en 1981 con los de 1982 mes con mes, el hecho más sobresaliente es que a partir de julio y hasta diciembre para el FIR se esperan promedios semejantes o mayores que 1981, mientras que el modelo predice decrementos en la radiación. El más importante de ellos es el mes de octubre, en donde, según el modelo, de 1981 a 1982 la radiación decrece en un 6.9% mientras que el FIR espera un incremento del 7.69%. El resultado del modelo, para ese mes, se explica en tanto que la tasa de mezclado total en octubre de 1981 fue de 23.5 gr/Kg, mientras que en 1982 fue de 16.1 gr/Kg, ambas tasas bajo perfiles de temperatura semejantes (ver Apéndice II).

Así pues, a menos que el FIR haya sufrido alguna alteración en el período de calibración (de febrero a mediados de abril) que implicara un aumento en las lecturas, cabe suponer que existió en la atmósfera para esos meses (de julio a diciembre) otro radiador

diferente al vapor de agua y al bióxido de carbono. Ahora bien, considerando que de junio a octubre se trata de meses "húmedos", bien pudiera ser que el exceso de radiación de un año a otro lo produjera un exceso de nubes de 1981 a 1982, lo que también debería de haber sucedido en noviembre y diciembre (meses "secos"). De otra manera, la suposición de una contribución de los aerosoles del Chichonal podría ser viable.

Para 1983 (fig. 5.7) los resultados del modelo de enero a mayo caen dentro del rango establecido para el FIR satisfactoriamente. De junio a octubre lo calculado según el modelo queda por debajo del promedio dado por el FIR, incluyendo su desviación standard asociada.

Para meses "secos" el FIR como el modelo concuerdan en un decremento en el flujo de radiación en superficie, aunque para el resultado del aparato sólo se consideran los meses de enero y abril.

En cuanto a los meses "húmedos" de igual manera el modelo y el aparato coinciden en establecer incrementos, el del modelo menor que el del FIR. Sin embargo, para meses "húmedos", la diferencia entre el promedio absoluto del FIR y el valor calculado está entre un 8.75% y un 17.86%. Este último valor corresponde al mes de octubre, y es la diferencia más alta encontrada en este trabajo entre el modelo y el FIR. En ese mes la tasa de mezclado total (w) es de 15.4 gr/Kg, menor que la de los 3 años

anteriores. Además el perfil de temperatura está por debajo del correspondiente a 1981 (Apendice II). Así pues, se explica de esta manera el resultado tan bajo obtenido a partir del modelo.

Como se recordará, el modelo presupone una atmósfera despejada, así pues, de igual manera que en 1982, se puede plantear la contribución de otro radiador atmosférico al flujo de radiación infrarroja en superficie; una vez más, la primera posibilidad sería suponer que 1983 fue un año con mayor nubosidad que 1982, y por lo tanto, mayor que 1981.

Por otra parte, si se compara 1983 con 1982, encontramos que los resultados más interesantes para el modelo y el FIR son (ver tabla 5.6):

Según el modelo, hubo un decremento (del 5.66%) en enero de 1983 con respecto a enero de 1982, mientras que el FIR establece valores de radiación en superficie semejantes.

Para el mes de marzo, para el modelo se presentó el decremento más importante, del 12.61%; pero como ya se mencionó, para el FIR no hubo registros. Para el mes de abril, el FIR y el modelo establecen decrementos importantes, del 8.33% y del 9.48%, respectivamente.

De junio a octubre, el aparato espera un incremento constante de 1982 a 1983 del 7.14%. Lo anterior no coincide con el modelo, particularmente para los meses junio y octubre, en donde para el

modelo se esperan disminuciones en la radiación infrarroja en superficie.

Como se suspendieron las lecturas del FIR de noviembre de 1983 a mediados de 1984, no es posible determinar si la tendencia señalada de junio a octubre de 1983 (el modelo por debajo del FIR) prevaleció durante este período de suspensión. A pesar de ese hecho, resulta evidente que esta discrepancia se acentúa para los resultados del modelo correspondientes a los años 1984 y 1985 (ver fig. 5.8 y 5.9).

Cuando se reanudan las lecturas del FIR después de 7 meses de suspensión, a mediados de junio de 1984, se presenta el valor más alto de los 5 años considerados. Por otra parte, el perfil de temperatura para junio de 1984 es el más bajo de todos los 'junios' aquí tratados (ver figura 4.7.6 y Apéndice II) y, si bien la tasa de mezclado total es alta (23.3 gr/Kg), no es mayor que la correspondiente a 1981. Así pues, es factible suponer que dicha lectura está equivocada.

Por otra parte, para 1984 (fig. 5.8) en realidad no es posible hacer un análisis semejante al realizado para los otros años para meses 'secos', ya que para el FIR sólo hubo lecturas para noviembre y diciembre, meses para los que el modelo se ajusta a las lecturas, aunque las diferencias entre el modelo y el promedio absoluto del FIR son del 8.06% y 9.68%, respectivamente.

Para el caso de meses "húmedos" se puede observar que en ningún mes el modelo se ajusta a lo establecido por el FIR, la diferencia entre uno y otro es, en promedio, del 13.99%.

Haciendo las comparaciones posibles entre 1983 y 1984 (tabla 5.6), el FIR establece, en general, incrementos en la radiación, mientras que para el modelo se esperan decrementos, a excepción del mes de octubre. Para este mes el modelo predice un incremento importante del 9.45%, detectando así el considerable aumento en la tasa de mezclado total de octubre de 1983 a octubre de 1984 (de 15.4 a 22.3 gr/Kg).

Para 1985 (fig. 5.9), fuera de los meses de enero y junio, el modelo vuelve a no ajustarse a las lecturas del FIR., inclusive para los meses "secos", en los cuales el modelo, en general, se había probado como correcto.

En la figura 5.9 se incluye lo reportado por el FIR para el mes de julio (0.84 MJ/m² hr, con desviación de 0.35), aunque no se incluye en la tabla de datos por considerarse que dicha lectura está equivocada. De hecho, posiblemente para el mes de junio el resultado del modelo se encuentra dentro del rango del FIR gracias a que la desviación standard fue muy alta (0.21).

Para los otros meses de 1985, como se observa, el modelo queda muy por debajo de lo establecido por el FIR. Además, para los meses como febrero o diciembre (meses "secos"), para el FIR se obtienen promedios del orden de los correspondientes a julio,

agosto y septiembre (meses "húmedos") para los años anteriores a 1983, no existiendo ni perfiles de temperatura ni de humedad en esos meses que justifiquen incrementos tan altos.

Otro aspecto importante es que, haciendo las comparaciones entre 1984 y 1985 para algunos meses, se observo (tabla 5.6) que para el FIR existe un decremento del 12.21% de junio de 1984 a junio de 1985, mientras que el modelo establece un pequeño incremento (0.8%). Así pues, otros emisores en la atmósfera tendrían que haber contribuido, por lo menos, con un flujo del 13% más que el calculado para atmósferas despejadas. Tampoco para agosto y septiembre el aparato y el modelo concuerdan en sus predicciones.

Por lo tanto, las lecturas del FIR para los años de 1984 y 1985 no se pueden explicar exclusivamente (en la mayoría de los meses) en términos de los perfiles de humedad y temperatura; tampoco corresponden a lo esperado si se incluye el aumento anual del 4% en la concentración del CO₂ planteada para el modelo.

Se podría suponer que el incremento en la radiación se debió a un aumento en la nubosidad, pero tal hipótesis implicaría que de 1980 a 1985 fue en aumento año con año dicha nubosidad, ya que, fuera de abril de 1982 y de junio, agosto y octubre de 1985 (tabla 5.6), para el FIR fue aumentando la radiación en superficie mes con mes en los 5 años considerados.

Por otra parte, la existencia de otros radiadores en 1984 y

1985 (que no fueran nubes) y que actuarán en la mayoría de los meses involucrados difícilmente se puede sostener en tanto que no hay evidencias observacionales que indiquen su presencia. En particular, en Gay(1986) se discuten las variaciones de otros tipos de radiación para los años aquí tratados, y se observa que de 1979 a 1985 la radiación difusa fue mayor en 1982 y 1983. Si se considera que este tipo de radiación es un indicador de la cantidad de aerosoles atmosféricos (e indirectamente, de la nubosidad), solo podemos concluir que en 1984 y 1985 no existieron este tipo de emisores de radiación infrarroja en mayor cantidad que en 1982 y 1983.

Comparando además los resultados del modelo con el modelo de Swinbank (sección anterior y Conde y Gay, 1986), se observa que este último queda también muy por debajo de la lectura del FIR (ver tabla 5.4.b).

Finalmente, si se comparan las lecturas del FIR para la radiación infrarroja en superficie para 1984, que son valores mensuales promedio para las 18 hrs, con los promedios reportados por Kondrat'yev (1965) (ver Apéndice V) para la superficie en el desierto, resulta, por ejemplo, que el valor para el mes de junio de 1964 ($1.47 \text{ MJ/m}^2\text{hr}$) dado por el FIR estaría por debajo del valor dado por Kondrat'yev para la misma hora (1.41), y que se ajustaría mejor al valor correspondiente a las 10 o a las 17 hrs (1.46).

Así pues, consideramos que las conclusiones de este trabajo se deben restringir a los años de 1980 a 1983, ya que para 1984 y 1985 no fue posible encontrar alguna explicación satisfactoria de lecturas tan altas en términos de radiadores atmosféricos.

FIG. 5.4

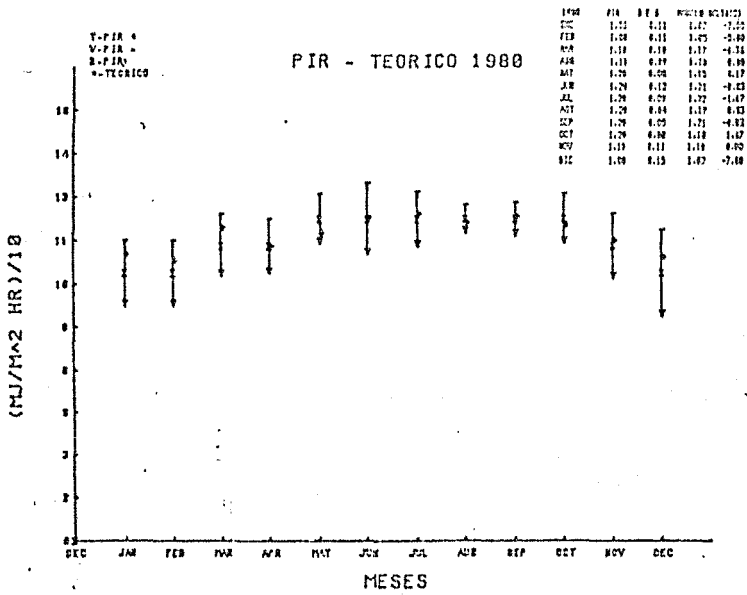
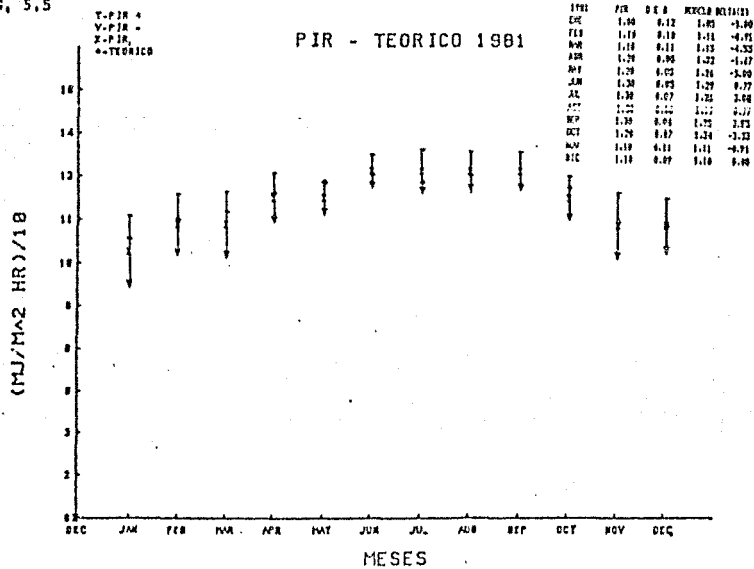


FIG. 5.5



FIGS. 5.4 - 5.9

Comparación entre los resultados del modelo (+ - teórico) con las mediciones del aparato (X - PIR) para cada año. En la parte superior izquierda se presentan los datos graficados y las diferencias respectivas. El signo menos indica que a partir del modelo se obtuvo un resultado mayor que el medido por el PIR.

FIG. 5.6

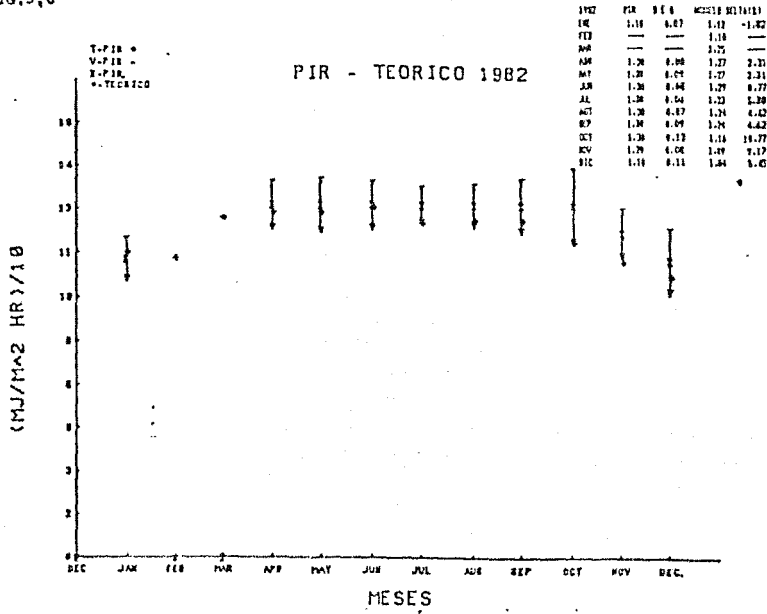


FIG. 5.7

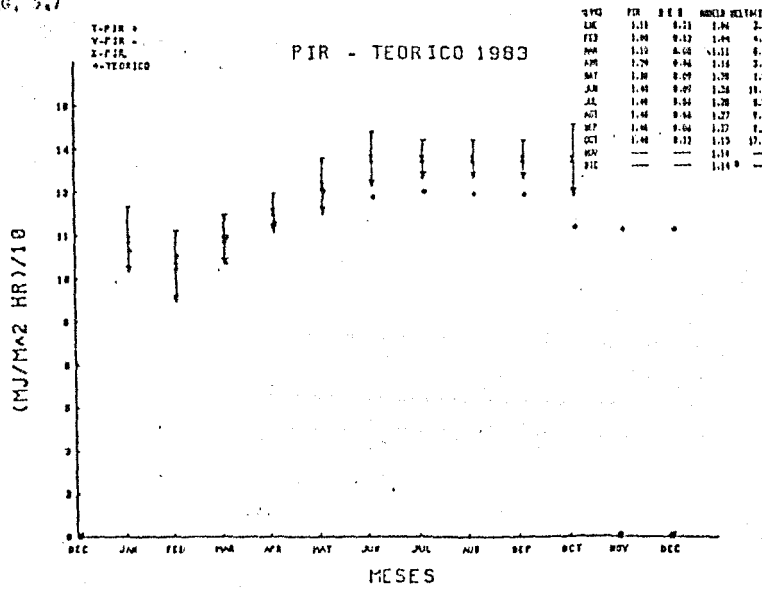


FIG. 5,8

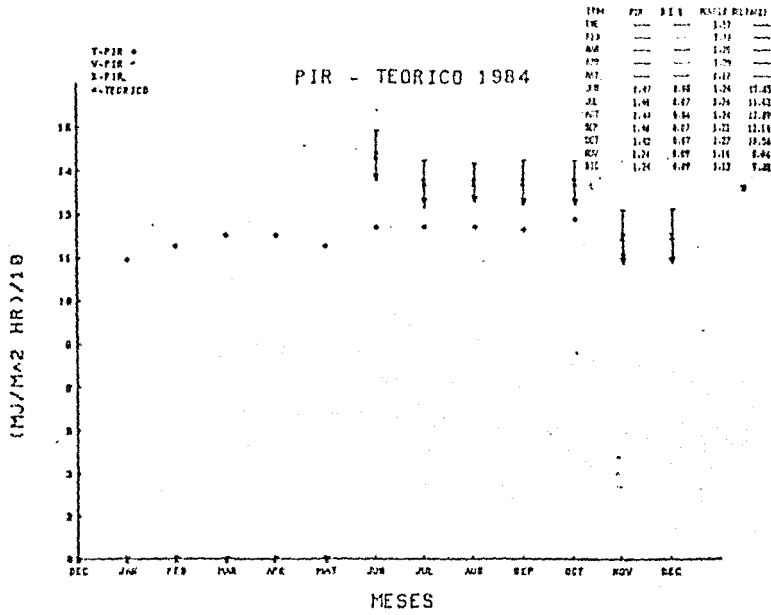
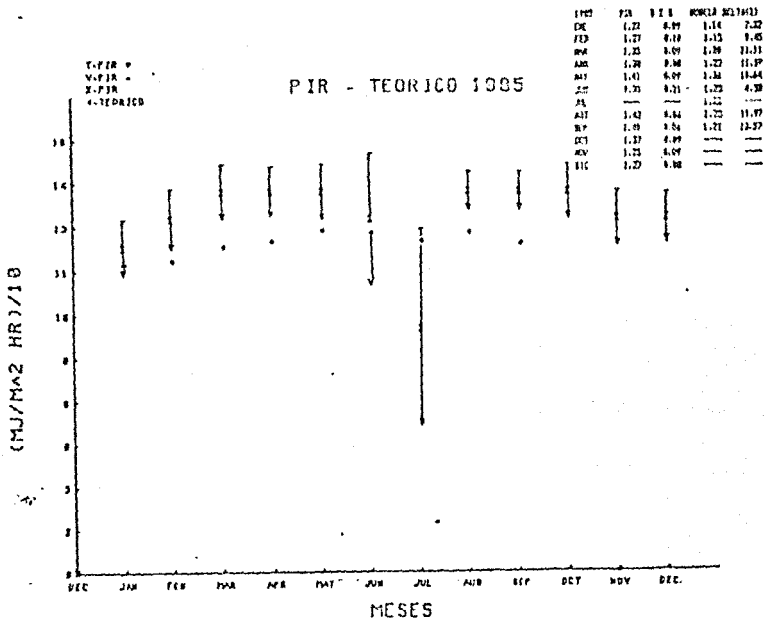


FIG. 5,9



V.4. CONTRIBUCIÓN DE LAS NUBES AL FLUJO DE RADIACIÓN EN SUPERFICIE.

Las nubes son una fuente de radiación térmica y su presencia implica un aumento en el flujo de radiación atmosférica en superficie. Para el caso de cielos nublados, la contribución de las nubes puede llegar a ser, por ejemplo, del orden de 15 o 18% del flujo en superficie calculado para cielos despejados, dato que reporta Kondrat'yev (1969) para Odessa (URSS). O bien incrementan en promedio al flujo en superficie, para el caso de Aspendale (Australia), en 0.216 MJ/m²hr (Paltridge y Platt, 1976). Así pues, su contribución depende, por lo menos, de las coordenadas geográficas y de la estación del año.

Los modelos que incluyen el efecto de nubes necesitan mínimamente tener como datos la cubierta de nubes promedio en el mes, la temperatura de las nubes (o perfil de temperatura dentro de la nube (Liu y Ou, 1981)), además de proponer una emisividad para los tipos de nubes posibles.

Dado que difícilmente se obtienen los datos arriba mencionados para los años aquí tratados y particularmente para la las 18 hrs, en un trabajo anterior (Conde y Gay, 1986) se utiliza la ecuación propuesta por Paltridge y Platt(1976):

$$F_{N^+} = (1 - 0.7)c_N T_N^4 \cdot cc \quad (5.2)$$

considerando que la cubierta de nubes (CC) es del 100% y que la emisividad de la capa de nubes es también la máxima (1). Las nubes propuestas se encuentran en el nivel más bajo posible (700 mB, o bien aproximadamente a 0.8Km de la superficie) de tal manera que la temperatura a la que se encuentren también sea la máxima posible.

El cálculo, como se esperaba, resulta muy alto, del orden de 0.11 a 0.12 MJ/m² hr, valor que sin embargo es 50% menor que el estimado para Aspendale pero que puede considerarse máximo por las condiciones arriba descritas.

En la tabla 5.7 se presentan los resultados del modelo considerando este incremento por nubes (NUBES 1 en la tabla) contra los resultados del FIR. También se presentan los resultados si se consideran otras contribuciones de nubes según otros modelos que se describen más adelante.

1980	PIR	D E S	MODELO	NUBES 1	NUBES 2	NUBES K	NUBES P
ENE	1.00	0.11	1.07	1.18	1.07	1.28	1.29
FEB	1.00	0.11	1.05	1.16	1.07	1.24	1.27
MAR	1.10	0.10	1.17	1.29	1.20	1.38	1.39
ABR	1.10	0.09	1.10	1.22	1.13	1.30	1.32
MAY	1.20	0.09	1.15	1.27	1.19	1.36	1.37
JUN	1.20	0.12	1.21	1.33	1.25	1.43	1.43
JUL	1.20	0.09	1.22	1.33	1.26	1.44	1.44
AGO	1.20	0.04	1.19	1.30	1.23	1.40	1.41
SEP	1.20	0.05	1.21	1.32	1.24	1.43	1.43
OCT	1.20	0.09	1.18	1.29	1.21	1.39	1.40
NOV	1.10	0.11	1.16	1.21	1.12	1.30	1.32
DIC	1.00	0.15	1.07	1.18	1.09	1.26	1.29

1981	PIR	D E S	MODELO	NUBES 1	NUBES 2	NUBES K	NUBES P
ENE	1.00	0.12	1.05	1.14	1.07	1.24	1.27
FEB	1.10	0.10	1.11	1.22	1.13	1.31	1.33
MAR	1.10	0.11	1.15	1.28	1.18	1.36	1.37
ABR	1.20	0.09	1.22	1.33	1.25	1.44	1.44
MAY	1.20	0.05	1.26	1.38	1.30	1.49	1.48
JUN	1.30	0.05	1.29	1.40	1.33	1.52	1.51
JUL	1.30	0.07	1.24	1.37	1.30	1.49	1.48
AGO	1.30	0.06	1.27	1.45	1.33	1.52	1.51
SEP	1.30	0.06	1.25	1.38	1.28	1.48	1.47
OCT	1.20	0.07	1.24	1.35	1.27	1.46	1.46
NOV	1.10	0.11	1.11	1.22	1.12	1.31	1.33
DIC	1.10	0.09	1.10	1.21	1.12	1.30	1.32

1982	PIR	D E S	MODELO	NUBES 1	NUBES 2	NUBES K	NUBES P
ENE	1.10	0.07	1.12	1.23	1.14	1.32	1.34
FEB	---	---	1.10	1.21	1.12	1.30	1.32
MAR	---	---	1.25	1.37	1.28	1.48	1.47
ABR	1.30	0.08	1.27	1.39	1.30	1.50	1.49
MAY	1.30	0.09	1.27	1.39	1.31	1.50	1.49
JUN	1.30	0.09	1.29	1.41	1.33	1.52	1.51
JUL	1.30	0.06	1.23	1.34	1.27	1.45	1.45
AGO	1.30	0.07	1.24	1.36	1.28	1.46	1.45
SEP	1.30	0.09	1.24	1.36	1.27	1.45	1.46
OCT	1.30	0.13	1.16	1.27	1.19	1.37	1.38
NOV	1.20	0.06	1.27	1.32	1.19	1.39	1.31
DIC	1.10	0.11	1.04	1.15	1.06	1.23	1.26

1983	PIR	D E S	MODELO	NUBES 1	NUBES 2	NUBES K	NUBES P
ENE	1.10	0.11	1.06	1.17	1.09	1.25	1.28
FEB	1.00	0.12	1.04	1.15	1.06	1.23	1.26
MAR	1.10	0.06	1.11	1.22	1.14	1.31	1.33
ABR	1.20	0.06	1.16	1.28	1.19	1.37	1.38
MAY	1.30	0.09	1.20	1.40	1.32	1.51	1.50
JUN	1.40	0.09	1.26	1.38	1.30	1.49	1.48
JUL	1.40	0.06	1.20	1.39	1.32	1.51	1.50
AGO	1.40	0.06	1.27	1.39	1.31	1.50	1.49
SEP	1.40	0.06	1.27	1.38	1.30	1.50	1.49
OCT	1.40	0.12	1.15	1.26	1.18	1.36	1.37
NOV	---	---	1.14	1.25	1.16	1.35	1.36
DIC	---	---	1.14	1.25	1.16	1.35	1.35

1984	PIR	D E S	MODELO	NUBES 1	NUBES 2	NUBES K	NUBES P
ENE	---	---	1.17	1.23	1.19	1.39	1.39
FEB	---	---	1.16	1.20	1.16	1.37	1.38
MAR	---	---	1.20	1.33	1.23	1.42	1.42
ABR	---	---	1.20	1.33	1.23	1.42	1.42
MAY	---	---	1.17	1.35	1.21	1.38	1.39
JUN	1.47	0.08	1.24	1.35	1.26	1.46	1.46
JUL	1.40	0.07	1.24	1.35	1.28	1.46	1.46
AGO	1.44	0.06	1.24	1.35	1.28	1.46	1.46
SEP	1.40	0.07	1.23	1.34	1.26	1.45	1.45
OCT	1.42	0.07	1.27	1.38	1.30	1.50	1.49
NOV	1.24	0.09	1.14	1.25	1.16	1.35	1.36
DIC	1.24	0.09	1.12	1.23	1.14	1.32	1.34

1985	PIR	D E S	MODELO	NUBES 1	NUBES 2	NUBES K	NUBES P
ENE	1.23	0.09	1.14	1.25	1.16	1.35	1.36
FEB	1.27	0.10	1.15	1.26	1.17	1.36	1.37
MAR	1.35	0.09	1.20	1.32	1.23	1.42	1.42
ABR	1.35	0.09	1.22	1.33	1.25	1.44	1.44
MAY	1.41	0.09	1.26	1.39	1.30	1.49	1.48
JUN	1.31	0.21	1.25	1.36	1.29	1.48	1.47
JUL	---	---	1.23	1.34	1.27	1.45	1.45
AGO	1.42	0.06	1.25	1.36	1.29	1.48	1.47
SEP	1.40	0.06	1.21	1.32	1.24	1.43	1.43
OCT	1.37	0.09	---	---	---	---	---
NOV	1.25	0.09	---	---	---	---	---
DIC	1.27	0.08	---	---	---	---	---

Tabla 5.7

Flujo en superficie de 1980 a 1985. Se presentan las lecturas del pirgeómetro (PIR y DES); los resultados del modelo para atmósferas despejadas (MODELO); los resultados considerando máxima cubierta de nubes (NUBES 1); los resultados considerando 5 capas de nubes a diferentes alturas y emisividades (NUBES 2); los resultados considerando la contribución de las nubes según Kondrat'yev (NUBES K) y los resultados agregando el factor que proponen Paltridge y Platt (NUBES P).

Para 1980 y a junio de 1982 (ver figuras 5.10.a a 5.10.c, al final de esta sección) al aumentar el flujo en superficie en dicha cantidad todos los resultados quedan practicamente por encima del rango de la desviación standard establecida por el FIR.

De julio a diciembre de 1982 este flujo incrementado cae dentro del rango del FIR pero todos los resultados por encima del promedio absoluto del FIR. Resaltan en estos resultados el caso de noviembre y diciembre, meses 'secos' en donde, probablemente, la contribución de las nubes no podría considerarse tan alta.

Para 1983 (fig. 5.10.d) el modelo más el efecto de las nubes no se ajusta de febrero a mayo (en tanto que el resultado está por encima del rango de la desviación standard dada por el FIR), pero es interesante notar que practicamente resulta ser el promedio absoluto del FIR para los meses de junio a septiembre. Para el mes de octubre ni con este incremento el modelo se ajusta a la lectura del FIR.

Para 1984 (fig. 5.10.e) la contribución de nubes propuesta no logra alcanzar la diferencia que existe entre el modelo y el FIR para los meses de junio y agosto y para los meses en que si se da el ajuste todos los resultados están por debajo del promedio dado por el FIR.

Para 1985 (fig 5.10.f) el exceso de nubes planteado permite que de enero a junio se tengan resultados que estan dentro de la

desviación standard coincidiendo practicamente con el promedio absoluto del FIR. Para el mes de septiembre, la contribución de las nubes propuesta, agregada a lo calculado para atmósfera despejada, queda por debajo de lo que establece el FIR.

Como para este esquema se supuso una cubierta de nubes total, bajo una temperatura y una emisividad máximas, es posible suponer una vez más que las lecturas del FIR fueron incrementadas de julio de 1982 a 1985 o bien por otros radiadores además de nubes, o bien por un error sistemático en las lecturas.

Ahora bien, considerando que el esquema planteado para nubes sobrevalúa el flujo de radiación en superficie, se propone entonces utilizar otros modelos igualmente simples que pero que den un valor más realista de la contribución de las nubes.

Considerando que existe una capa nubosa a 6.25 Km (alrededor de los 400 mb), con una cubierta de nubes(CC) de 0.45 como lo propone Ramanathan (1976) y con una emisividad de 0.9 para latitudes entre 10 y 20 grados (como es nuestro caso) como proponen Faltridge y Platt (1976), resulta que la contribución de dichas nubes es del orden de 0.3 MJ/m² hr. En particular, éste es el valor promedio para los meses de 1984 y 1985 (ver Apéndice VIa).

Del orden de 0.2 a 0.4 MJ/m²hr resulta la contribución de las nubes si se consideran las distribuciones estacionales de la cubierta total de nubes para latitudes de 10 a 20 grados (London,

1957) con la ecuación y las emisividades planteadas por Paltridge y Platt (1976). Resultados semejantes se obtienen si proponemos 5 capas de nubes de diferente tipo propuestas también por London con las emisividades dadas por Paltridge y Platt (ver Apéndice VIb y VIc).

Así pues, se puede considerar que un valor aproximadamente correcto para la contribución de las nubes es precisamente el planteado a partir de la ecuación de Paltridge y Platt, con la cubierta de nubes en el porcentaje y en las alturas propuestas por London o por Ramenathan (en la tabla 5.7 los resultados dados por NUBES 2).

De cualquier manera, de la figura 5.10.a a la figura 5.10.f se presentan los resultados que consideran la contribución de las nubes contra los resultados del FIR. Esto puede definir los rangos de variación del flujo en superficie y se puede considerar que cualquier otro efecto caería dentro de ese rango, en particular, se encuentra lo aquí calculado considerando la ecuación (5.2) con los parámetros dados por London y por Paltridge y Platt.

En la tabla 5.7 se agrupan los resultados de las diferentes propuestas para las contribuciones de nubes. Los incrementos al flujo en superficie para cielos despejados propuestos por Kondratyev (1969) para Odessa y por Paltridge y Platt (1976) para Aspendale están muy por encima de los promedios del FIR

(incluyendo su desviación standard) para los años de 1980 a 1983 y en general, para los meses denominados aquí "secos". Sin embargo, estos valores si se ajustan para los datos de junio a septiembre de 1984 y para los de febrero a septiembre de 1985. En particular, en este último caso, se ajustan a los meses "secos" de febrero a abril.

Las condiciones climáticas de Aspendale y Odessa se ven influenciadas por el hecho de estar cercanas al mar, y difícilmente se puede considerar que la Ciudad de México tenga perfiles de humedad y temperatura semejantes a esas dos ciudades. Una vez más, consideramos que las conclusiones posibles de este trabajo se deben restringir a los años de 1980 a 1983, ya los valores de 1984 a 1985 están por encima de lo que suponemos como correcto, probablemente afectados por un error sistemático.

FIG. 5.10a

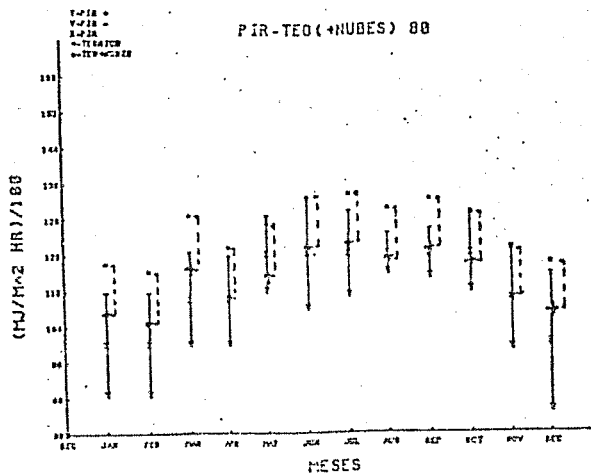
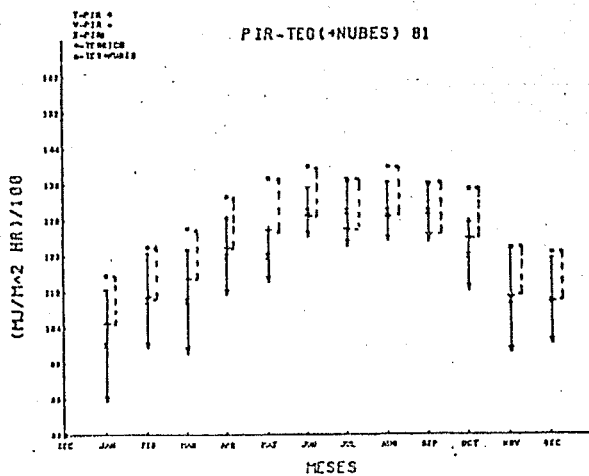


FIG. 5.10b



FIGS. 5.10a - 5.10f

Los resultados teóricos que incluyen el efecto de la nubosidad (línea punteada) se comparan con las lecturas del PIR. El rango teórico que se muestra queda establecido entre los resultados para una atmósfera con máxima nubosidad y una atmósfera despejada. Los datos se presentan en la tabla 5.7.

FIG. 5.10c

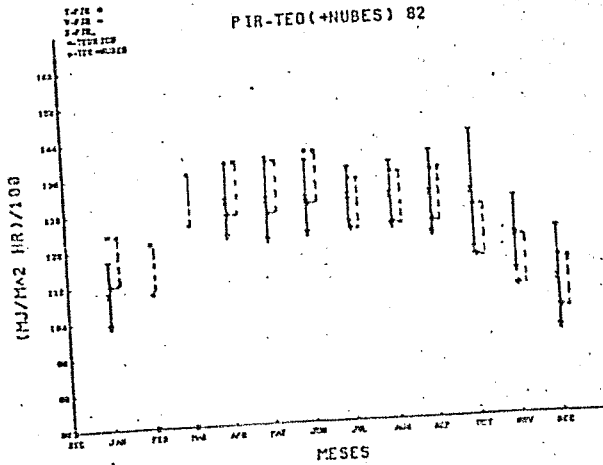


FIG. 5.10d

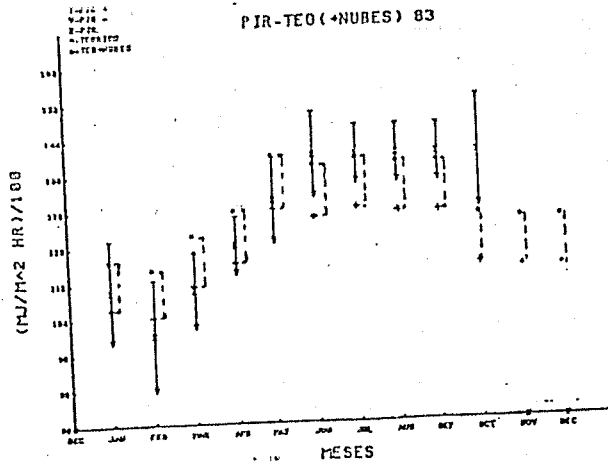


FIG. 5.10e

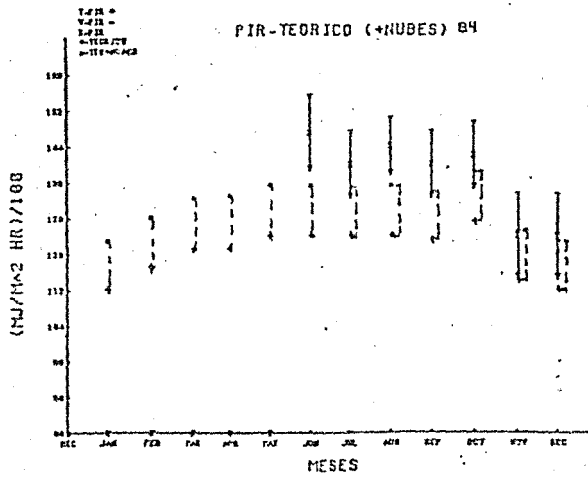
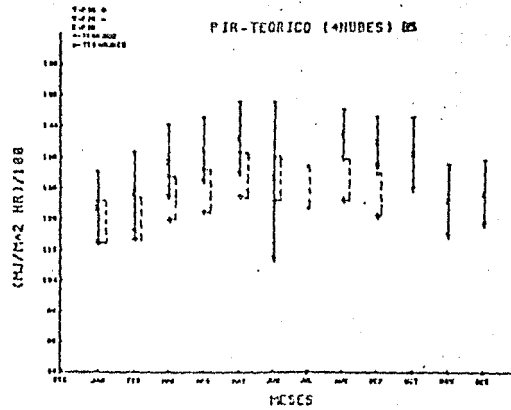


FIG. 5.10f



U.5. CONCLUSIONES.

El cálculo de la densidad de flujo en superficie para Ciudad Universitaria y para los años de 1980 a 1985 mediante la ecuación 4.18 resulta ser computacionalmente sencillo. El modelo demuestra ser efectivo para obtener las contribuciones del vapor de agua y el dióxido de carbono en las bandas descritas en el Capítulo IV, ya que resulta ser del 82% al 99% del promedio obtenido por el pirómetro FIR.

Este modelo supone una atmósfera despejada, así es que la diferencias encontradas bien pueden representar los efectos de otros emisores atmosféricos, en particular, las contribuciones de las nubes al flujo en superficie.

Considerando que de 1980 a junio de 1982 los resultados del modelo están dentro de los resultados observacionales obtenidos por el FIR, es posible suponer que el flujo aportado por las nubes, aerosoles u otros emisores se encuentran dentro del rango de la desviación standard, la cual representa entre un 3.3% y un 15% de los promedios mensuales del FIR para ese período.

Una conclusión importante es que el modelo empleado resulta ser satisfactorio para los meses aquí denominados "secos" (de enero a abril y de noviembre a diciembre) en tanto que es para la mayoría de estos meses en que (de 1980 a 1983) los resultados concuerdan con lo esperado por el aparato. Es en noviembre de 1982 cuando

el valor calculado por el modelo está 9.17% por debajo del promedio absoluto del PIR, y la contribución de nubes al flujo en superficie no alcanza a entrar en el rango definido por la desviación standard.

Como se señaló en la sección V.3, para meses "secos" de 1980, 1981 y 1983 y para enero de 1982 el modelo queda ligeramente por encima de los promedios del PIR. La diferencia más importante se presenta en 1980, en donde los resultados se encuentran, en promedio, 3.81% por encima de las lecturas del PIR. Sin embargo, es para "secos" de 1982 el único caso en que los valores del modelo se encuentran por encima del promedio del PIR.

Los meses "secos" de 1982 que contribuirían de manera diferente serían abril, noviembre y diciembre, particularmente el mes de noviembre. Considerando la baja tasa de mezclado y el perfil de temperatura para esos meses, es posible suponer que existieron en la atmósfera otros emisores atmosféricos. La posibilidad de la contribución de nubes, considerando el modelo que juzgamos en la sección anterior como razonable, resulta correcta para abril y diciembre. Sin embargo, considerando (Gay, 1985) que en 1982 y 1983 no hubo mayor nubosidad que en 1981, es posible suponer que, en buena medida, se presentarían ligeras contribuciones al flujo en superficie por la emisión de otros radiadores atmosféricos. Esta suposición se fortalece para el mes de noviembre, en donde el resultado del modelo más el efecto teórico de las nubes queda por debajo de lo registrado por el PIR.

Por otra parte, en 1982 se presentan, a partir de marzo, tasas de mezclado y perfiles de temperatura que llamamos "anómalos", por lo que toca a la humedad, en tanto que marzo y abril corresponderían a meses "húmedos". Así, los resultados del modelo son altos para lo que puede esperarse en meses "secos". Como ya se mencionó, este efecto no puede relacionarse con la existencia de aerosoles en la atmósfera. Posiblemente se haya presentado otro efecto climático que alterara estos perfiles, efecto que está fuera de los alcances de este trabajo, pero que presumiblemente esté relacionado con el fuerte Niño de 1982.

De cualquier manera, en tanto que los resultados del modelo para atmósferas despejadas más la contribución de nubes están dentro del rango establecido por el FIR, no es posible ser concluyentes en cuanto a la emisión de radiación atmosférica (en la región de la ventana) por parte de los aerosoles del Chichonal en este año. Cuando más, en tanto que los resultados para atmósferas no despejadas se encuentran 2.13% por debajo del promedio absoluto del FIR (tabla 5.2), podría suponerse que dentro de ese porcentaje se encontraría la contribución mínima de otros emisores.

1969	PIR	DES	MODELO	NUBES 1	NUBES 2	OTROS 2	(t)
ENE	1.00	0.11	1.07	1.02	1.17	-0.09	-0.41
FEB	1.02	0.11	1.05	1.04	1.07	-0.07	-0.47
MAR	1.07	0.10	1.07	1.07	1.07	-0.10	-0.55
ABR	1.10	0.09	1.01	1.02	1.03	-0.03	-0.73
MAY	1.20	0.08	1.05	1.07	1.09	0.01	0.67
JUN	1.20	0.07	1.01	1.03	1.05	-0.05	-0.13
JUL	1.20	0.07	1.02	1.03	1.04	-0.01	-0.12
AGO	1.20	0.04	1.09	1.05	1.03	-0.03	-0.52
SEP	1.20	0.02	1.02	1.01	1.04	-0.04	-0.31
OCT	1.20	0.02	1.00	1.00	1.01	-0.01	-0.05
NOV	1.10	0.02	1.01	1.01	1.02	-0.02	-0.02
DIC	1.00	0.02	1.07	1.06	1.09	-0.07	-0.41
FROM	1.12	0.05	1.04	1.01	1.07	-0.05	-0.29
ANUAL							
FROM	1.05	0.11	1.09	1.03	1.10	-0.07	-0.10
"SECCS"							
FROM	1.20	0.00	1.09	1.01	1.03	-0.03	-0.48
"HEM"							

1971	PIR	DES	MODELO	NUBES 1	NUBES 2	OTROS 2	(t)
ENE	1.00	0.12	1.00	1.04	1.07	-0.07	-0.47
FEB	1.00	0.10	1.01	1.02	1.02	-0.01	-0.70
MAR	1.02	0.11	1.05	1.04	1.01	-0.06	-0.46
ABR	1.07	0.08	1.02	1.02	1.02	-0.02	-0.40
MAY	1.09	0.05	1.00	1.00	1.00	-0.00	-0.94
JUN	1.03	0.05	1.00	1.00	1.00	-0.00	-0.33
JUL	1.00	0.07	1.00	1.00	1.00	-0.00	0.00
AGO	1.00	0.08	1.00	1.00	1.00	-0.00	-0.13
SEP	1.00	0.04	1.00	1.00	1.00	-0.00	1.00
OCT	1.00	0.07	1.00	1.00	1.00	-0.00	-0.05
NOV	1.00	0.01	1.01	1.00	1.00	-0.00	-0.70
DIC	1.00	0.07	1.00	1.01	1.02	-0.02	-0.52
FROM	1.00	0.09	1.00	1.00	1.00	-0.00	-0.48
ANUAL							
FROM	1.10	0.10	1.12	1.01	1.05	-0.05	-0.16
"SECCS"							
FROM	1.27	0.04	1.26	1.00	1.00	-0.04	-0.77
"HEM"							

1982	PIR	DES	MODELO	NUBES 1	NUBES 2	OTROS 2	(t)
ENE	1.10	0.07	1.12	1.13	1.14	-0.01	-0.57
FEB	---	---	1.10	1.11	1.12	---	---
MAR	---	---	1.05	1.07	1.09	---	---
ABR	1.10	0.05	1.07	1.08	1.08	0.00	0.00
MAY	1.10	0.04	1.07	1.07	1.01	-0.01	-0.79
JUN	1.10	0.04	1.09	1.01	1.03	-0.03	-0.33
JUL	1.10	0.04	1.03	1.04	1.07	0.03	2.44
AGO	1.07	0.07	1.04	1.04	1.05	0.02	1.41
SEP	1.00	0.09	1.04	1.04	1.07	0.03	7.42
OCT	1.00	0.13	1.10	1.07	1.10	0.11	9.46
NOV	1.00	0.08	1.09	1.01	1.11	0.09	6.76
DIC	1.10	0.11	1.04	1.05	1.09	0.04	3.05
FROM	1.05	0.09	1.10	1.01	1.07	0.02	2.14
ANUAL							
FROM	1.18	0.09	1.14	1.00	1.17	0.02	2.13
"SECCS"							
FROM	1.30	0.07	1.24	1.01	1.20	0.02	2.14
"HEM"							

1983	PIR	DES	MODELO	NUBES 1	NUBES 2	OTROS 2	(t)
ENE	1.10	0.11	1.00	1.17	1.00	0.02	1.89
FEB	1.00	0.12	1.04	1.15	1.04	-0.06	-0.57
MAR	1.10	0.02	1.01	1.07	1.14	-0.04	-3.40
ABR	1.20	0.00	1.00	1.00	1.00	0.00	0.00
MAY	1.30	0.00	1.00	1.00	1.00	-0.00	-1.06
JUN	1.40	0.00	1.00	1.00	1.00	0.00	7.44
JUL	1.40	0.01	1.00	1.00	1.00	0.00	6.25
AGO	1.40	0.00	1.07	1.00	1.00	0.00	7.09
SEP	1.40	0.00	1.07	1.00	1.00	0.00	7.87
OCT	1.40	0.12	1.15	1.04	1.18	0.22	19.13
NOV	---	---	1.14	1.05	1.16	---	---
DIC	---	---	1.14	1.05	1.16	---	---
FROM	1.27	0.09	1.18	1.09	1.21	0.03	4.01
ANUAL							
FROM	1.16	0.09	1.11	1.07	1.13	-0.02	-1.66
"SECCS"							
FROM	1.30	0.08	1.25	1.00	1.29	0.10	7.79
"HEM"							

1984	PIR	DES	MODELO	NUBES 1	NUBES 2	OTROS 2	(t)
ENE	---	---	1.07	1.03	1.10	---	---
FEB	---	---	1.14	1.08	1.18	---	---
MAR	---	---	1.00	1.01	1.03	---	---
ABR	---	---	1.00	1.03	1.05	---	---
MAY	---	---	1.07	1.05	1.01	---	---
JUN	1.47	0.08	1.04	1.05	1.04	0.10	15.32
JUL	1.40	0.07	1.04	1.05	1.00	0.12	9.49
AGO	1.44	0.04	1.04	1.05	1.09	0.16	12.90
SEP	1.40	0.07	1.03	1.04	1.06	0.14	11.30
OCT	1.42	0.07	1.07	1.01	1.00	0.12	9.45
NOV	1.04	0.09	1.14	1.05	1.16	0.06	7.02
DIC	1.24	0.07	1.12	1.03	1.14	0.10	6.73
FROM	1.37	0.08	1.20	1.01	1.23	0.12	10.47
ANUAL							
FROM	1.24	0.09	1.17	1.00	1.19	0.04	7.97
"SECCS"							
FROM	1.43	0.07	1.23	1.00	1.27	0.15	11.75
"HEM"							

1985	PIR	DES	MODELO	NUBES 1	NUBES 2	OTROS 2	(t)
ENE	1.23	0.09	1.14	1.25	1.16	0.07	6.14
FEB	1.27	0.10	1.15	1.20	1.17	0.10	6.70
MAR	1.35	0.09	1.20	1.17	1.23	0.12	10.00
ABR	1.30	0.00	1.22	1.13	1.25	0.13	10.44
MAY	1.41	0.09	1.24	1.18	1.30	0.11	8.73
JUN	1.31	0.21	1.25	1.16	1.29	0.02	1.10
JUL	---	---	1.23	1.14	1.27	---	---
AGO	1.42	0.05	1.25	1.10	1.29	0.13	10.40
SEP	1.40	0.04	1.21	1.17	1.24	0.14	13.22
OCT	1.37	0.05	---	---	---	---	---
NOV	1.25	0.09	---	---	---	---	---
DIC	1.27	0.09	---	---	---	---	---
FROM	1.33	0.09	1.21	1.12	1.24	0.08	6.31
ANUAL							
FROM	1.29	0.09	1.18	1.09	1.20	0.10	9.97
"SECCS"							
FROM	1.30	0.10	1.24	1.00	1.28	0.10	8.49
"HEM"							

Tabla 5.8

Flujo en superficie de 1980 a 1985. PIR, DES, MODELO, NUBES 1, y NUBES 2 representan lo mismo que en la tabla 5.7. También se muestran las posibles contribuciones al flujo en superficie por otros emisores que no fueran nubes (OTROS 2), considerando que los resultados de NUBES 2 son los más razonables. Se agrega ésta posible contribución en porcentaje (t).

Para meses 'húmedos' (de junio a octubre), los resultados a partir de la ecuación 4.18 se ajustan correctamente para los años de 1980, 1981 y 1982 (a excepción de julio y octubre). Cuando a estos resultados se le agrega la contribución al flujo por nubes, se encuentra que todos los valores entran en el rango dado por el PIR. En particular, para 1982 se tiene que los resultados para este tipo de meses están 2.14% por debajo del promedio absoluto, así, posiblemente este podría ser el valor asignado a la emisión de otros factores que no fueran las nubes, aunque como ya se mencionó, en el trabajo de Gay (1985) se establece la baja probabilidad de considerar a 1982 y 1983 como años con alta nubosidad.

Para 'húmedos' de 1983 la contribución teórica de nubes no logra satisfacer el rango del PIR, de hecho, los resultados se encuentran 7.79% por debajo del promedio mensual (tabla 5.8). Así, en 1983 también sería posible proponer en este caso la contribución de otros emisores.

Para 1984 y 1985 la posible existencia de otros emisores (que no fueran nubes) establecería un incremento promedio al flujo para atmósferas despejadas de 7.97% al 8.87% para meses 'secos' y de 8.49% al 11.75% para meses 'húmedos'. Porcentajes que, como ya se señaló, consideramos muy altos.

Finalmente, es evidente que si no se establece con más exactitud la contribución de los diferentes tipos de nubes para

cada mes las conclusiones aquí señaladas que se refieren a la emisión de aerosoles sólo pueden ser tentativas.

Sin embargo, es posible afirmar que el modelo aquí propuesto logra evaluar razonablemente bien el flujo en superficie en Ciudad Universitaria. También, a partir de lo aquí propuesto, es posible realizar el estudio de la radiación atmosférica en superficie para las otras 11 estaciones meteorológicas de la República Mexicana, basándose en los datos climatológicos de la Red de Observación de la Dirección del Servicio Meteorológico Nacional (S.A.R.H.). Esto permitirá elaborar los "mapas" de radiación de onda larga para los 5 niveles utilizados en este trabajo, lo que consideramos una contribución importante al estudio de la transferencia de radiación para el país.

También sería interesante ajustar la ecuación de Swinbank (5.1) para la Ciudad de México, corrigiendo ahora la constante en función de los dos tipos de meses aquí propuestos, de tal manera de utilizar la misma temperatura de abrigo en los dos casos. De lograr esto, podría hacerse extensivo este ajuste a las otras Estaciones Meteorológicas, lo que permitiría obtener el flujo en superficie con un esquema sumamente simple, en términos de parámetros en superficie de fácil medición.

REFERENCIAS

1. Chdvez, A. 1980. LA RADIACIÓN TÉRMICA ATMOSFÉRICA Y LA RADIACIÓN NETA EN LA SUPERFICIE TERRESTRE. Tesis para obtener el grado de Maestría en Ciencias. Facultad de Ciencias. UNAM. México.
2. Conde, C. Gay, C. 1986. Radiación Infrarroja en Ciudad Universitaria (1980-1985). MEMORIAS DE LA UNIÓN GEOFÍSICA MEXICANA. México.
3. Gay, C., Lemus, L., Conde, C. 1985. El Chichón, El Niño y la Radiación. MEMORIAS DE LA UNIÓN GEOFÍSICA MEXICANA. México.
4. Kondrat'yev, K.Ya. 1965. RADIATIVE HEAT EXCHANGE IN THE ATMOSPHERE. Pergamon Press. London. pp 62-69.
5. Liou, K., Ou, S. 1981. Parameterization of Infrared Radiative Transfer in Cloudy Atmospheres. J. Atmos. Sci. 38: 2707-2716.
6. London, J. 1957. A STUDY OF THE ATMOSPHERIC HEAT BALANCE. Research Division. College of Engineering. New York University. New York. pp 1-64, 90-99.
7. Patridge, G.W., C.M.R. Platt. 1976. RADIATIVE PROCESSES IN METEOROLOGY AND CLIMATOLOGY. Developments in Atmospheric Science, 5. Elsevier Scientific Publishing Co. New York. pp 143-187.
8. Ramanathan, V. 1976. Radiative Transfer Within the Earth's Troposphere and Stratosphere : A Simplified Radiative-Convective Model. J. Atmos. Sci. 33: 1330-1346.
9. Thomas, G.E., B.M. Jakosky, West, R.A. 1983. Satellite Limb-Scanning Thermal Observations of the Chichón Stratospheric Aerosol: First Results. Geophys. Res. Lett. 10:997-1000.

APÉNDICE I.

IRADIACIÓN ATMOSFÉRICA HORARIA EN ESTACION PERMANENTE/1980

Tabla 1.3a

ENERO 1980														
6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
0.8	0.9	0.9	0.9	1.0	1.0	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.0	1.0	0.9	0.9
FEBRERO 1980														
6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
0.9	0.9	0.9	1.0	1.0	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.0	1.0	1.1	0.0
MARZO 1980														
6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
0.9	0.9	1.0	1.0	1.1	1.1	1.2	1.2	1.2	1.2	1.1	1.1	1.1	1.0	0.0
ABRIL 1980														
6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
0.9	1.0	1.0	1.0	1.1	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.1	1.1	0.0
MAYO 1980														
6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
1.0	1.0	1.1	1.1	1.2	1.2	1.3	1.3	1.3	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	0.0
JUNIO 1980														
6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
1.0	1.0	1.1	1.1	1.1	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2
JULIO 1980														
6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
1.0	1.0	1.1	1.1	1.1	1.2	1.2	1.3	1.3	1.3	1.3	1.2	1.2	1.2	1.2
AGOSTO 1980														
6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
1.1	1.1	1.1	1.1	1.2	1.2	1.3	1.3	1.3	1.3	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2
SEPTIEMBRE 1980														
6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
1.1	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.3	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	0.0
OCTUBRE 1980														
6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.1	1.0
NOVIEMBRE 1980														
6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
0.9	0.9	1.0	1.0	1.0	1.1	1.1	1.1	1.2	1.2	1.1	1.1	1.1	1.1	0.0
DICIEMBRE 1980														
6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
0.9	0.9	0.9	0.9	1.0	1.0	1.0	1.1	1.1	1.1	1.1	1.0	1.0	1.0	0.9

Promedios mensuales horarios (P.M.H.).

De enero de 1980 a marzo de 1981 se obtuvieron los promedios para 15 hrs del día (de las 6 a las 20 hrs).

De abril de 1981 a diciembre de 1985 se obtuvieron los promedios horarios para las 24 horas del día.

Se suspendieron las lecturas:

de febrero a mediados de abril de 1982. Se presentan los promedios para esos meses sobre los días en que hubo registros, pero éstos se consideran poco confiables.

de noviembre de 1983 a mayo de 1984.

Tabla 1.3b

RADIACIÓN ATMOSFÉRICA NORMALIZADA MENSUAL EN HUCA

ENERO 1981																								
6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20										
0.8	0.9	0.9	0.9	1.0	1.0	1.1	1.1	1.1	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0										
FEBRERO 1981																								
6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20										
0.9	0.9	1.0	1.0	1.0	1.1	1.1	1.2	1.2	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	0.0									
MARZO 1981																								
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	
0.9	0.9	0.9	0.9	0.9	0.9	0.9	1.0	1.0	1.1	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.1	1.1	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	
ABRIL 1981																								
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	
1.1	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.1	1.1	1.2	1.2	1.3	1.3	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.1	1.1	1.1
MAYO 1981																								
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	
1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.2	1.2	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.2	1.2	1.2	1.2	1.1	1.1	1.1	1.1	
JUNIO 1981																								
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	
1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.3	1.3	1.3	1.4	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	
JULIO 1981																								
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	
1.2	1.2	1.2	1.2	1.1	1.2	1.1	1.2	1.2	1.2	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	
AGOSTO 1981																								
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	
1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.3	1.3	1.3	1.4	1.4	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.2	1.2	1.2	1.2
SEPTIEMBRE 1981																								
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	
1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.2	1.2	1.2
OCTUBRE 1981																								
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	
1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	
NOVIEMBRE 1981																								
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	
1.0	0.9	0.9	0.9	0.9	0.9	0.9	1.0	1.0	1.1	1.1	1.1	1.1	1.2	1.2	1.2	1.1	1.1	1.1	1.1	1.0	1.0	1.0	1.0	
DICIEMBRE 1981																								
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	
1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.1	1.1	1.1	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.0	1.0	

Tabla 1.3c

ESTACION ATMOSFERICA NORMALES FRECUENCIAS RENDUALES/1952

ENERO 1952

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
0.9	0.9	0.9	0.9	0.9	0.9	0.9	0.9	0.9	1.0	1.0	1.1	1.1	1.2	1.2	1.2	1.1	1.1	1.1	1.1	1.0	1.0	1.0	0.9

FEBRERO 1952 28 DIAS

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
0.8	0.8	0.7	0.7	0.7	0.7	0.7	0.7	0.8	0.8	0.9	1.0	0.9	1.0	1.0	1.0	0.9	1.0	0.9	0.8	0.8	0.8	0.8	0.8

MARZO 1952 31 DIAS

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.2	1.2	1.3	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.3	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2

ABRIL 1952 30 DIAS

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.0	1.0	1.1	1.2	1.3	1.3	1.4	1.4	1.4	1.4	1.3	1.3	1.3	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2

MAYO 1952

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.1	1.2	1.2	1.3	1.3	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3

JUNIO 1952

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
1.2	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.2	1.2	1.3	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.2	1.2	1.2	1.2

JULIO 1952

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.3	1.3	1.4	1.4	1.4	1.4	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.2	1.2

AGOSTO 1952

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.1	1.2	1.2	1.2	1.3	1.3	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.2

SEPTIEMBRE 1952

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.3	1.3	1.3	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.2

OCTUBRE 1952

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.1

NOVIEMBRE 1952

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
1.1	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.1	1.1	1.1	1.2	1.2	1.3	1.3	1.3	1.3	1.2	1.2	1.2	1.2	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1

DICIEMBRE 1952

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.1	1.1	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.0	1.0

Tabla 1.3d

RADIACIÓN ATMOSFÉRICA NORMAL PROMEDIOS MENSUALES/HORA

ENERO 1983																							
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.1	1.1	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.1	1.1	1.1	1.1	1.0	1.0
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
0.9	0.9	0.9	0.9	0.9	0.9	0.9	1.0	1.0	1.1	1.1	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.1	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	0.9
FEBRERO 1983																							
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
0.9	0.9	0.9	0.9	0.9	0.9	0.9	1.0	1.0	1.1	1.1	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.1	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	0.9
MARZO 1983																							
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
0.9	0.9	0.9	0.9	0.9	0.9	0.9	1.0	1.0	1.1	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.1	1.1	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
ABRIL 1983																							
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
1.0	1.0	1.0	0.9	0.9	0.9	1.0	1.0	1.1	1.2	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.2	1.2	1.1	1.1	1.1	1.1	1.0	1.0
MAYO 1983																							
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
1.2	1.2	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.2	1.2	1.3	1.3	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.2	1.2	1.2
JUNIO 1983																							
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
1.3	1.3	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.3	1.3	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.3	1.3	1.3
JULIO 1983																							
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.4	1.4	1.4	1.5	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.3
AGOSTO 1983																							
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
1.3	1.3	1.2	1.2	1.2	1.2	1.3	1.3	1.3	1.3	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.3	1.3	1.3	1.3
SEPTIEMBRE 1983																							
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.4	1.4	1.5	1.5	1.5	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.3	1.3	1.3
OCTUBRE 1983																							
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
1.3	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.3	1.3	1.3	1.3	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3

Tabla 1.3a

RADIACIÓN ATMOSFÉRICA HORARIA PROPEDIOS MENSUALES/1984

JUNIO 1984																							
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
1.4	1.4	1.4	1.3	1.3	1.3	1.3	1.4	1.4	1.4	1.4	1.5	1.4	1.4	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4
JULIO 1984																							
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.4	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4
AGOSTO 1984																							
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4
SEPTIEMBRE 1984																							
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4
OCTUBRE 1984																							
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
1.3	1.3	1.2	1.2	1.2	1.2	1.3	1.3	1.3	1.3	1.4	1.4	1.5	1.5	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.3	1.3	1.3
NOVIEMBRE 1984																							
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.2	1.2	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.2	1.2	1.2	1.1	1.1	1.1	1.1
DICIEMBRE 1984																							
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.2	1.2	1.3	1.3	1.3	1.4	1.4	1.3	1.3	1.2	1.2	1.2	1.1	1.1	1.1

Tabla 1.3f

CONTAMINACIÓN ATMOSFÉRICA POR OXIDANTES QUÍMICOS MENSUALES/1968

ENERO 1968																							
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.2	1.2	1.3	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.3	1.2	1.2	1.2	1.1	1.1	1.1
FEBRERO 1968																							
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.2	1.3	1.3	1.4	1.4	1.4	1.4	1.3	1.3	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.1
MARZO 1968																							
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
1.2	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.2	1.2	1.3	1.4	1.4	1.5	1.5	1.5	1.4	1.4	1.4	1.3	1.3	1.3	1.2	1.2
ABRIL 1968																							
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
1.2	1.1	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.3	1.4	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5	1.4	1.4	1.4	1.3	1.3	1.3	1.2	1.2
MAYO 1968																							
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
1.2	1.1	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.3	1.3	1.4	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5	1.4	1.4	1.4	1.4	1.3	1.3	1.3	1.3
JUNIO 1968																							
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
1.3	1.1	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3
JULIO 1968																							
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
0.8	0.1	0.8	0.8	0.8	0.8	0.7	0.7	0.9	0.9	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	0.9	0.9	0.9	1.0	0.9	0.9	0.9	0.9
AGOSTO 1968																							
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
1.4	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.4	1.4	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.3
SEPTIEMBRE 1968																							
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.4	1.4	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.3
OCTUBRE 1968																							
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
1.2	1.1	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.3	1.3	1.4	1.4	1.4	1.4	1.5	1.4	1.4	1.4	1.4	1.3	1.3	1.3	1.3	1.2
NOVIEMBRE 1968																							
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.2	1.2	1.2	1.3	1.3	1.4	1.4	1.3	1.3	1.3	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.1
DICIEMBRE 1968																							
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.2	1.2	1.3	1.3	1.4	1.4	1.4	1.3	1.3	1.3	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2

APÉNDICE II.

PERFILES DE TEMPERATURA Y HUMEDAD (CONT.) 1980

	TEMPERATURA (°C)				
	700	710	500	400	300
ENE	19.20	18.50	-0.30	-20.00	-25.50
FEB	21.00	12.50	-7.00	-15.00	-24.00
MAR	24.00	15.00	-7.00	-17.00	-24.00
ABR	23.40	13.00	-7.00	-17.00	-23.00
MAY	20.00	15.00	-5.00	-16.00	-25.00
JUN	23.00	14.00	-5.00	-15.00	-20.00
JUL	22.00	13.00	-5.00	-16.00	-21.00
AGO	16.00	12.00	-5.00	-15.00	-20.00
SEP	19.00	12.00	-4.00	-15.00	-20.00
OCT	20.00	12.00	-5.00	-16.00	-20.00
NOV	19.00	11.00	-6.00	-17.00	-24.00
DIC	15.00	10.00	-7.00	-16.00	-21.00

TASA DE MEZCLADO (g/g) 1980

	700	710	500	400	300	SUMA
ENE	3.90	4.90	0.00	0.30	0.10	10.00
FEB	3.40	3.00	0.00	0.30	0.00	7.30
MAR	4.00	5.40	2.00	0.00	0.00	12.20
ABR	4.40	1.00	2.00	0.00	0.20	12.20
MAY	5.40	4.20	4.00	0.00	0.20	14.60
JUN	6.20	7.20	2.40	0.60	0.10	16.50
JUL	5.00	8.00	3.10	1.10	0.10	16.20
AGO	7.00	6.70	2.00	1.00	0.30	20.20
SEP	7.00	6.70	2.00	1.00	0.30	20.40
OCT	4.00	7.70	1.00	0.00	0.00	16.60
NOV	4.20	6.30	0.00	0.30	0.00	13.70
DIC	7.20	4.50	0.00	0.20	0.10	12.60
FROM ANUAL	15.74	16.16	2.00	0.63	0.13	14.57
FROM SECAS	5.18	4.32	1.30	0.43	0.10	11.33
FROM H2O	6.58	7.42	2.00	0.03	0.17	17.60
DELTA (W)	21.27	41.00	53.57	49.00	40.00	36.33

apéndice II

Promedios de temperatura y tasa de mezclado por nivel y por mes para las 00:00Z.

Se incluyen los promedios para la tasa de mezclado en el año, en meses "secos" y en meses "húmedos". También se incluyen (en porciento) las diferencias entre estos dos tipos de meses.. Finalmente, en la última columna se observa la tasa de mezclado total para cada mes, siendo ésta la suma sobre los 5 niveles.

Para 1985 no se obtuvieron los datos de radiosondeo para los meses de octubre, noviembre y diciembre.

PERFILES DE TEMPERATURA Y HUMEDAD (CONT.) 1981

	TEMPERATURA (°C)				
	700	700	500	400	300
ENE	18.40	9.70	-0.40	-10.60	-24.80
FEB	21.10	11.70	-0.30	-9.20	-25.50
MAR	24.00	13.20	-2.30	-10.40	-22.80
ABR	23.50	14.20	-4.60	-12.10	-22.70
MAY	24.40	14.50	-5.10	-14.20	-21.30
JUN	21.20	13.20	-4.40	-14.10	-20.10
JUL	20.50	11.70	-0.50	-15.40	-20.60
AGO	21.60	12.50	-4.00	-13.70	-20.70
SEP	21.20	12.10	-0.20	-10.50	-20.70
OCT	20.80	12.40	-5.20	-15.20	-20.30
NOV	21.80	11.70	-4.50	-17.60	-21.20
DIC	19.80	11.60	-0.30	-12.20	-24.20

TASA DE HIELO (gr/Hg) 1981

	700	700	500	400	300	SOMA
ENE	4.30	4.60	0.60	0.30	0.60	9.20
FEB	5.60	4.50	1.10	0.40	0.10	12.30
MAR	5.50	5.60	1.70	0.40	0.10	12.90
ABR	7.50	4.60	2.30	0.70	0.20	17.30
MAY	10.60	4.20	3.50	0.10	0.20	20.50
JUN	11.80	5.40	4.60	1.10	0.40	23.70
JUL	10.20	9.20	3.80	0.80	0.30	24.40
AGO	10.50	5.10	4.20	1.20	0.30	25.60
SEP	11.10	0.30	2.30	0.40	0.60	24.50
OCT	10.10	0.30	3.40	1.40	0.30	24.50
NOV	5.50	5.10	0.70	0.30	0.20	11.60
DIC	6.50	4.70	1.30	0.30	0.60	12.60
FROM ANUAL	6.28	6.73	2.41	0.70	0.16	16.20
FROM SEMAS	5.05	5.05	1.60	0.43	0.10	12.22
FROM HRN	10.67	0.42	3.53	0.97	0.25	23.83
DELTA VIII	45.18	40.00	63.60	55.17	40.00	45.64

PERFILES DE TEMPERATURA Y HUMEDAD (051022) 1982

	TEMPERATURA (C)				
	700	700	500	400	300
ENE	22.30	12.00	-6.00	-10.00	-24.00
FEB	19.20	13.10	-6.00	-10.50	-24.00
MAR	20.00	14.70	-7.10	-10.00	-24.20
ABR	21.40	15.00	-6.00	-17.70	-23.20
MAY	23.00	14.00	-6.20	-15.10	-23.20
JUN	25.00	15.10	-5.20	-14.20	-23.00
JUL	22.00	12.00	-6.00	-14.50	-21.40
AGO	21.00	13.00	-6.00	-10.00	-22.70
SEP	21.70	14.00	-5.00	-15.00	-22.00
OCT	20.00	12.10	-5.00	-16.10	-21.00
NOV	21.20	13.00	-5.00	-17.00	-22.00
DIC	19.10	12.10	-7.30	-10.20	-22.00

TASA DE NEBLAJA (gr/10g) 1982

	700	700	500	400	300	SUMA
ENE	5.00	4.70	0.50	0.40	0.10	11.70
FEB	5.50	4.00	1.40	0.00	0.20	12.00
MAR	7.30	6.70	2.00	0.50	0.20	16.70
ABR	4.90	6.70	3.00	0.60	0.20	17.40
MAY	9.40	0.00	3.00	1.00	0.40	23.40
JUN	0.30	7.70	3.20	0.50	0.20	20.30
JUL	10.10	7.00	0.20	1.20	0.20	27.40
AGO	0.40	0.20	3.00	0.70	0.20	21.20
SEP	0.30	0.40	3.00	0.70	0.20	22.70
OCT	7.00	6.20	1.40	0.00	0.10	16.10
NOV	6.00	4.00	0.00	0.20	0.00	11.10
DIC	5.30	3.10	0.00	0.40	0.10	9.70
FROM AERIAL	7.41	6.37	2.23	0.55	0.20	16.86
FROM SECAS	6.10	5.02	1.40	0.47	0.13	13.20
FROM HUM	0.72	7.72	2.97	0.05	0.27	20.52
DELTA W(%)	30.02	24.99	50.00	15.10	50.00	35.66

PERFILES DE TEMPERATURA Y HUMEDAD (121652) 1983

	TEMPERATURA (C)				
	700	700	500	400	300
EHE	16.69	10.50	-7.20	-10.00	-22.00
FEB	21.59	10.40	-10.30	-23.70	-32.50
MAR	25.19	13.50	-8.70	-19.00	-29.00
ABR	27.59	13.20	-8.00	-19.00	-22.00
MAY	28.19	17.70	-5.00	-15.00	-21.10
JUN	26.69	15.90	-5.00	-13.00	-29.30
JUL	21.00	12.00	-5.00	-14.00	-29.50
AGT	21.50	12.50	-5.40	-15.70	-30.30
SEP	20.99	12.10	-5.10	-15.40	-30.20
OCT	22.60	12.10	-5.50	-14.10	-31.40
NOV	21.30	11.70	-7.00	-18.00	-33.30
DIC	21.92	11.70	-8.20	-17.10	-34.70

TASA DE HIEZUAGO (g/g) 1983

	700	700	500	400	300	SOMA
EHE	5.99	4.10	0.00	0.40	0.10	11.30
FEB	5.30	2.10	0.60	0.20	0.00	8.20
MAR	6.09	3.00	0.60	0.20	0.00	10.40
ABR	6.60	3.00	1.00	0.70	0.00	11.00
MAY	9.10	5.70	2.60	0.50	0.20	18.10
JUN	10.30	5.50	2.60	0.70	0.20	19.50
JUL	11.90	6.70	4.00	1.10	0.30	23.00
AGT	11.00	0.10	3.00	1.00	0.30	23.90
SEP	11.20	0.60	3.70	1.10	0.30	24.90
OCT	9.00	3.00	1.00	0.40	0.10	15.40
NOV	-7.70	5.00	1.50	0.50	0.10	14.60
DIC	7.10	5.10	1.10	0.50	0.30	14.10
FROM	8.49	5.20	1.80	0.50	0.16	14.47
APRIL						
FROM	6.57	3.70	0.93	0.33	0.03	11.63
SEAS						
FROM	10.42	6.60	3.02	0.83	0.23	21.30
HERI						
DELTA	36.94	45.34	47.06	60.00	64.29	45.30
WID						

PERFILES DE TEMPERATURA Y HUMEDAD (02/10/20) 1994

	TEMPERATURA (°C)				
	700	700	500	400	300
ENE	20.10	10.70	-7.70	-12.20	-34.40
FEB	22.20	11.00	-9.00	-19.10	-34.70
MAR	25.50	14.10	-6.00	-17.00	-34.00
ABR	27.00	16.70	-7.40	-17.00	-32.70
MAY	19.60	13.00	-0.10	-17.40	-32.20
JUN	19.90	12.70	-8.00	-15.50	-32.50
JUL	18.50	11.10	-8.00	-16.00	-31.10
AGO	20.10	11.00	-4.70	-16.30	-31.30
SEP	18.30	10.40	-5.70	-16.00	-31.00
OCT	22.00	12.60	-1.70	-16.00	-32.10
NOV	22.00	11.20	-7.30	-18.30	-33.00
DIC	19.50	11.00	-7.10	-19.20	-35.10

TASA DE NEBLINA (gr/Hg) 1994

	700	700	500	400	300	SUMA
ENE	7.50	4.00	1.10	0.50	0.10	14.40
FEB	8.30	5.00	1.70	0.50	0.10	15.60
MAR	9.90	4.30	1.10	0.40	0.10	15.80
ABR	7.70	4.10	2.10	0.80	0.20	14.70
MAY	8.30	5.00	3.00	0.80	0.10	18.00
JUN	10.20	7.00	4.00	1.00	0.30	22.30
JUL	9.90	8.70	4.30	1.30	0.30	24.50
AGO	10.30	8.20	2.40	1.00	0.30	22.60
SEP	9.70	8.00	3.00	1.10	0.20	23.40
OCT	11.50	8.00	1.00	0.80	0.20	22.30
NOV	9.10	4.10	0.00	0.40	0.10	14.50
DIC	9.00	4.50	1.10	0.30	0.10	15.00
PRON ANUAL	9.33	6.20	2.27	0.72	0.18	18.70
PRON SECAS	8.65	4.47	1.32	0.45	0.12	15.00
PRON HAY	10.02	7.93	3.22	1.00	0.23	22.40
DELTA (WZ)	13.64	43.70	59.07	55.00	50.00	33.04

PERFILES DE TEMPERATURA Y HUMEDAD (031652) 1965

TEMPERATURA (C)

	750	700	500	400	300
ENE	23.00	10.70	-9.30	-20.40	-35.90
FEB	21.40	9.70	-10.20	-20.50	-37.00
MAR	23.00	14.10	-0.50	-19.40	-35.30
ABR	21.70	12.00	-8.80	-19.40	-35.30
MAY	24.80	14.00	-7.20	-17.00	-33.00
JUN	21.50	12.00	-5.00	-15.00	-25.70
JUL	23.20	11.40	-7.10	-16.00	-31.00
AGO	19.00	12.00	-5.90	-16.00	-32.00
SEP	19.90	12.30	-6.00	-16.00	-31.00

TASA DE HIELO (g/g) 1965

	750	700	500	400	300	SGM
ENE	0.20	5.00	1.30	0.40	0.10	15.00
FEB	0.70	4.10	2.00	0.60	0.20	15.00
MAR	1.40	4.90	1.50	0.10	0.20	18.00
ABR	11.00	5.00	2.00	0.90	0.20	20.50
MAY	11.10	5.00	2.10	0.90	0.30	20.30
JUN	9.00	0.00	3.10	1.00	0.20	21.90
JUL	11.50	0.70	3.10	1.40	0.30	23.00
AGO	11.30	0.00	1.30	1.30	0.40	24.30
SEP	7.40	2.00	2.00	1.00	0.30	21.10
FROM ANVL	10.02	6.19	2.43	0.90	0.24	19.79
FROM SEAS	9.32	4.90	1.65	0.83	0.17	11.25
FROM HM	10.58	7.22	2.90	1.12	0.30	22.12
DELTA W(0)	11.01	32.13	35.21	41.20	41.67	49.14

APÉNDICE III.

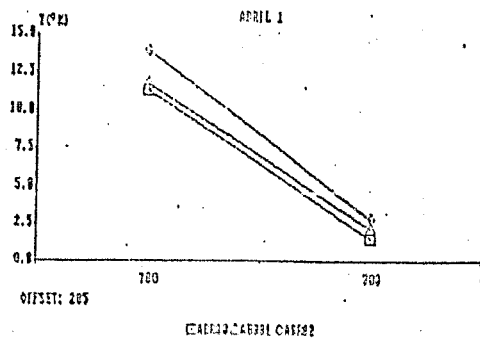
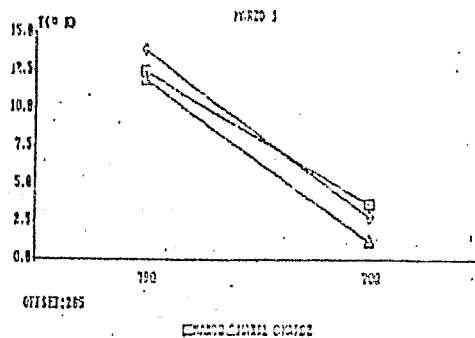
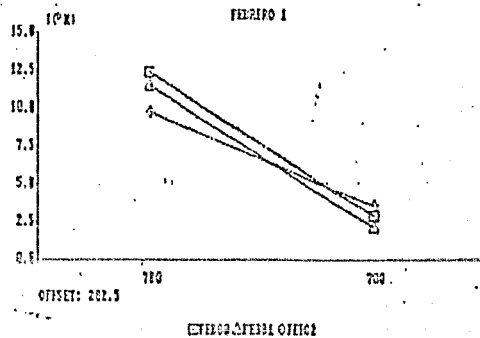
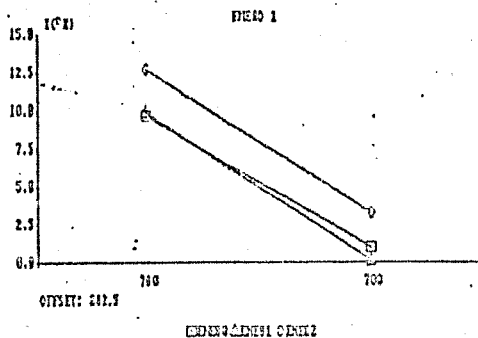
1920					1922				
	T (C)	ES(eb)	W(qr/Kg)	E(eb)		T (C)	ES(eb)	W(qr/Kg)	E(eb)
ENE	19.20	22.20	5.50	4.09	ENE	22.30	26.95	5.40	7.02
FEB	21.50	24.30	5.40	4.25	FEB	19.30	22.37	5.50	6.90
MAR	24.60	30.90	5.10	4.09	MAR	20.00	33.75	7.30	9.15
ABR	23.40	28.00	6.40	6.03	ABR	21.40	34.58	6.70	8.65
MAY	22.50	27.50	5.10	4.77	MAY	23.00	29.13	9.40	11.79
JUN	23.30	28.00	6.20	7.77	JUN	25.50	33.54	8.30	10.41
JUL	22.00	26.40	5.40	7.40	JUL	25.00	24.26	10.10	12.67
AGT	18.40	21.20	7.10	9.91	AGT	21.60	25.01	8.40	10.53
SEP	19.60	23.00	7.50	9.41	SEP	21.70	25.97	8.30	10.41
OCT	20.40	24.30	4.60	8.20	OCT	20.00	24.54	7.60	9.70
NOV	19.10	22.10	4.20	7.77	NOV	21.20	25.18	6.60	7.52
DIC	17.50	23.00	7.20	9.03	DIC	19.10	22.09	5.30	6.65

1921					1923				
	T (C)	ES(eb)	W(qr/Kg)	E(eb)		T (C)	ES(eb)	W(qr/Kg)	E(eb)
ENE	18.40	22.51	4.30	5.37	ENE	18.50	21.61	5.70	7.40
FEB	21.10	25.03	5.00	7.27	FEB	21.50	25.65	5.30	6.65
MAR	24.00	29.91	5.50	6.50	MAR	25.10	31.97	6.60	8.20
ABR	23.00	29.54	7.50	9.41	ABR	25.00	31.00	6.60	8.53
MAY	24.40	30.44	10.00	12.51	MAY	26.10	33.24	9.10	11.41
JUN	21.20	25.10	11.00	14.60	JUN	26.00	34.90	10.20	12.92
JUL	20.90	24.72	10.20	12.79	JUL	21.00	24.07	11.70	14.92
AGT	21.00	24.13	10.00	13.54	AGT	21.50	25.65	11.00	13.79
SEP	21.00	25.61	11.10	13.92	SEP	20.90	24.71	11.20	14.05
OCT	20.90	24.72	10.10	12.67	OCT	22.40	27.45	9.00	11.29
NOV	21.90	26.30	5.50	6.90	NOV	21.30	25.34	7.70	9.46
DIC	17.50	23.22	6.50	8.15	DIC	21.50	26.30	7.10	8.90

apéndice III.

Ejemplos de presiones de vapor de agua (e) por mes y para 3 de los años aquí trabajados. Para el cálculo fué necesario obtener la tasa de mezclado en superficie (w) y la presión de vapor de agua saturado (e_s). Este último factor depende de la temperatura en superficie, dada en °C.

APÉNDICE IV



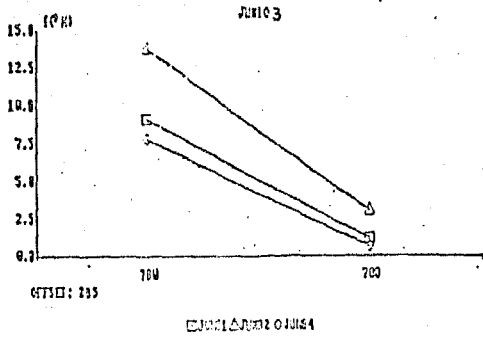
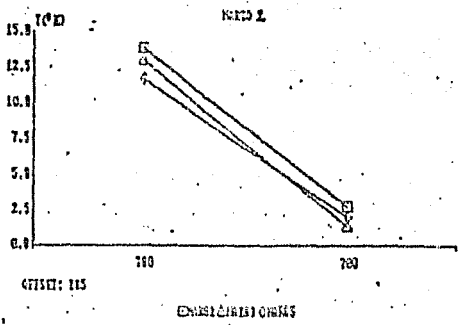
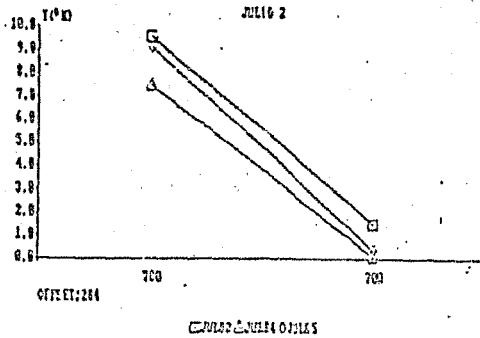
apéndice iv

Perfiles de temperatura (dos niveles) en los que se compara 1982 con otros años,

En las figuras marcadas con "1" se compara 1982 contra 1980 y 1981,

En las figuras marcadas con "2" 1982 se compara con otros años de interés (1982 queda representado por un cuadrado),

En la figura "junio 3" se muestra 1982 contra 1981 y 1984. Esta comparación es importante ya que en junio de 1984 se obtuvo la lectura del PIR más alta. Lo anterior no queda justificado por el perfil de temperatura.



APÉNDICE V.

FLUJO EN SUPERFICIE (MJ/M²hr)

		HORA					
		0-1	1-2	2-3	3-4	4-5	5-6
Desierto		1.26	1.26	1.26	1.26	1.26	1.23
Junio 1984		1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3
Junio 1981		1.1	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
		6-7	7-8	8-9	9-10	10-11	11-12
Desierto		1.23	1.18	1.30	1.41	1.56	1.61
Junio 1984		1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3
Junio 1981		1.0	1.1	1.1	1.2	1.2	1.3
		12-13	13-14	14-15	15-16	16-17	17-18
Desierto		1.61	1.61	1.58	1.56	1.46	1.41
Junio 1984		1.5	1.5	1.5	1.5	1.4	1.4
Junio 1981		1.3	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2
		19-19	19-20	20-21	21-22	22-23	23-24
Desierto		1.41	1.36	1.33	1.33	1.33	1.28
Junio 1984		1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4
Junio 1981		1.2	1.2	1.2	1.1	1.1	1.1

Se presentan los datos de radiación infrarrojo medidos en el desierto segun Kondraty'ev, (1965), y lo medido por el pirgeómetro PIR para la Ciudad de México en junio de 1984 y junio de 1985. Es posible considerar que las lecturas de 1984 no son correctas.

APÉNDICE VIa.

CONTRIBUCIÓN DE NUBES FN(MJ/m² hr)

	1984	1985
ENE	0.03	0.03
FEB	0.03	0.03
MAR	0.03	0.03
ABR	0.03	0.03
MAY	0.03	0.03
JUN	0.03	0.03
JUL	0.03	0.03
AGT	0.03	0.03
SEP	0.03	0.03
OCT	0.03	0.03
NOV	0.03	0.03
DIC	0.03	0.03

Contribución de una capa de nubes al flujo en superficie para los meses de 1984 y 1985. Los cálculos se hicieron considerando que existe una capa nubosa a 6.5 Km de altura, una cubierta parcial de nubes de 0.45, según lo propone Ramanathan (1976). La opacidad de la capa es de 0.9, como proponen Poltridge y Platt(1976) para latitudes de 10 a 20 grados.

APÉNDICE VIIb.

Cálculo de la contribución al flujo en superficie por efecto de la nubosidad. Al igual que el Apéndice VIIa, aquí se considera la misma capa nubosa a 6,5 Km de altura con emisividad de 0.9. Sólo que en este caso se utilizan los porcentajes de cubierta de nubes promedio dados por London(1957) para las latitudes de 10 a 20 grados según las siguientes épocas del año:

INVIERNO	ABRIL	VERANO	OCTUBRE
36	42	49	48

CONTRIBUCIÓN DE NUBES FR(MJ/m² hr)

ENE	0.02
FEB	0.02
MAR	0.03
ABR	0.03
MAY	0.03
JUN	0.03
JUL	0.03
AGT	0.03
SEP	0.03
OCT	0.03
NOV	0.02
DIC	0.02

*Se utilizaron las temperaturas mensuales promedio de 1980 a 1985.

APÉNDICE VIc.

Cálculo del flujo en superficie por la emisión de las nubes, con las emisividades asociadas según Faltridge y Platt. Se consideraron los siguientes tipos de nubes London(1957):

As: altostratus, altocumulus
 St: stratu, stratocumulus, fractocumulus
 Ns: nimbostratus
 Cu: cumulus
 Cb: cumulonimbus

La cubierta parcial (en porcentaje) según el mismo autor para latitudes de 10 a 20 grados, considerando la época del año y tipo de nube es:

	INVIERNO		VERANO	
	CC(%)	Altura(Km)	CC(%)	Altura(Km)
As	5.0	4.4	7.0	4.0
Ns	3.8	1.6	6.0	1.4
St	6.2	1.6	7.1	1.4
Cu	10.9	2.0	12.7	1.7
Cb	1.1	2.0	5.4	1.7

	OCTUBRE		ABRIL	
	CC(%)	Altura(Km)	CC(%)	Altura(Km)
As	7.0	3.0	6.5	3.8
Ns	5.5	1.1	3.6	1.2
St	6.9	1.1	6.1	1.2
Cu	10.5	1.0	10.0	1.0
Cb	5.7	1.0	3.9	1.0

CONTRIBUCIÓN DE NUBES FN(MJ/m² hr):

ENE	0.02
FEB	0.02
MAR	0.03
ABR	0.03
MAY	0.04
JUN	0.04
JUL	0.04
AGT	0.04
SEP	0.03
OCT	0.03
NOV	0.02
DIC	0.02