

UNIVERSIDAD NACIONAL MAYOR DE SAN MARCOS
(Universidad del Perú, Decana de América)
Facultad de Ciencias Físicas
Escuela Académico Profesional de Física

SIMULACIÓN DEL CICLO DIURNO DE LA PRECIPITACIÓN Y DEL
CALENTAMIENTO EN SUDAMÉRICA

Bach. Berlin Segura Curi

Tesis para optar el Título Profesional de Licenciado en Física

Lima-Perú
2005

Resumen

SIMULACIÓN DEL CICLO DIURNO DE LA PRECIPITACIÓN Y DEL CALENTAMIENTO EN SUDAMÉRICA

Bach. Berlin Segura Curi

El ciclo diurno de la convección sobre la tierra es de gran importancia en los estudios del clima, debido a su fuerte influencia sobre el balance térmico de la atmósfera.

Los objetivos de la presente tesis son simular el ciclo diurno de la precipitación y los calentamientos latente y radiativo usando el Modelo de Circulación General Atmosférico (MCGA), comparar la precipitación modelada con la nubosidad convectiva observada a partir de imágenes de satélite y analizar la distribución vertical del calentamiento total modelada.

Se ha usado el MCGA para simular el ciclo diurno de la precipitación y los calentamientos radiativo y latente con muestras cada dos horas de modo que, permita estudiar variaciones de por lo menos cuatro horas en el ciclo diurno. El periodo de estudio abarca los quince primeros días del mes de enero del 2002 y el área de estudio está comprendida entre las longitudes 58 a 68° Oeste y las latitudes 4 a 10° Sur (Amazonía central).

Entre los resultados más importantes obtenidos se tiene:

El MCGA reprodujo la hora de máxima precipitación (2pm) en la Amazonía central que coincide con la máxima precipitación observada en el Large-Scale Biosphere Atmosphere Experiment (LBA).

El MCGA reprodujo dos bandas de precipitación (Andes, Amazonía central) durante la tarde, que coinciden con las bandas de frecuencia de nubosidad convectiva obtenida por Garreaud y Wallace [14].

En el balance térmico de la atmósfera según el MCGA, durante el día predomina el calentamiento latente, mientras que durante la noche predomina el enfriamiento por onda larga.

A mis padres y hermanos

Agradecimientos

Agradezco a mi orientador el científico Pablo Lagos Enríquez profesor de la Universidad Nacional Mayor de San Marcos, quien me ayudó en evaluar y corregir mi tesis de licenciatura. Un agradecimiento especial al Físico Ken Takahashi Guevara, quien me ayudó en desarrollar los cálculos y me orientó en la realización de mi tesis y a la Dra. Yamina Silva Vidal por sus sugerencias.

Agradezco al Físico Enver Ramirez por su orientación en el funcionamiento del modelo global CPTEC/COLA y por haberme proporcionado el Esquema físico de parametrización de la radiación de onda corta y onda larga.

Agradezco al grupo de Predicción Climática (Centro de Predicción Numérica del Tiempo y el Clima, CPNTC) del IGP (Instituto Geofísico del Perú) por su apoyo.

Índice General

Resumen	ii
Agradecimientos	iv
Índice general	vii
Índice de Tablas	viii
Índice de figuras	x
Glosario de términos	xi
Lista de símbolos	xiv
1 Introducción	1
2 Antecedentes	4
2.1 Ciclo diurno de la precipitación	4
2.1.1 Ciclo diurno de la precipitación convectiva	4
2.2 Ciclo diurno de la nubosidad convectiva	7
2.3 Evaluación de la parametrización de la radiación de onda larga	9
2.4 Efectos de la radiación en el calentamiento diabático	10
2.4.1 Simulación en la noche	12
2.4.2 Simulación en el día	12
2.5 Perfil vertical de una fuente de calor (Tasa de calentamiento)	15
2.6 Equilibrio térmico en la atmósfera	17
3 Fundamento Teórico	19
3.1 Balance de la radiación	19
3.1.1 Naturaleza de la radiación solar y terrestre	19
3.1.2 Balance de la radiación Global	20
3.2 Leyes físicas de la radiación	23
3.2.1 Ley de Planck	23

3.2.2	Ley de Stefan-Boltzmann	23
3.2.3	Ley del desplazamiento de Wien	24
3.2.4	Ley de Kirchhoff	25
3.3	Balance de la radiación en la Tierra	26
3.4	Mecanismos de transferencia de calor o energía	26
3.5	Radiación solar	28
3.6	Radiación terrestre	29
3.6.1	Transferencia Radiativa	29
3.7	Procesos Radiativos en la Estructura Vertical de la Atmósfera	30
3.8	Termodinámica atmosférica	33
3.8.1	Primera ley de la Termodinámica	33
3.8.2	Entalpía	34
3.8.3	Primera ley de termodinámica para un gas ideal	35
3.8.4	Balance de la energía	37
3.9	Tasa de calentamiento radiativo	39
3.9.1	Tasa de calentamiento/enfriamiento radiativo infrarrojo	40
3.10	Ciclo Diurno	43
3.11	Parametrización	43
4	Descripción del Modelo	44
4.1	Introducción	44
4.2	Hidrodinámica	46
4.3	Procesos de humedad	50
4.3.1	Condensación a gran escala	51
4.3.2	Convección profunda	51
4.3.3	Convección somera (débil o poco profunda)	53
4.4	Calentamiento por onda corta (radiación solar)	54
4.5	Calentamiento por onda larga (radiación terrestre)	54
4.6	Esquema de cobertura de nubes	55
4.6.1	Nubosidad convectiva	56
4.6.2	Nubosidad en niveles altos	56
4.6.3	Nubosidad en niveles medios	57
4.6.4	Nubosidad en niveles bajos	57
5	Parametrización de la radiación atmosférica en el modelo CPTEC/COLA	58
5.1	Parametrización del ROL	58
5.1.1	Introducción	58
5.1.2	Condición de cielo claro	59
5.1.3	Condición de cielo nublado	65

6	Metodología y Datos	73
6.1	Datos	74
6.1.1	Resultados del modelo	75
6.1.2	Datos observados	76
6.2	Balance termodinámico	77
7	Resultados y Discusión	80
7.1	Ciclo diurno de la tasa de precipitación	80
7.1.1	Análisis de la distribución espacial y temporal de lluvias según el modelo CPTEC/COLA y lo observado por satélite	80
7.1.2	Análisis del ciclo diurno promedio de la precipitación según el modelo y la precipitación observada obtenida del experimento LBA	81
7.1.3	Resultados del modelo	81
7.1.4	Datos observados	82
7.2	Ciclo diurno del Calentamiento Latente Convectivo	87
7.2.1	Resultados del modelo	87
7.3	Ciclo diurno del enfriamiento radiativo de onda larga	90
7.3.1	Resultados del modelo	90
7.4	Ciclo diurno del calentamiento radiativo de onda corta	92
7.4.1	Resultados del modelo	92
7.5	Distribución vertical del calentamiento promedio latente y radiativo	94
7.5.1	Resultados del modelo	94
8	Conclusiones	99
9	Recomendaciones	100
10	Anexo	101
10.1	Descripción del Esquema de Radiación	101
	Bibliografía	104

Índice de Tablas

4.1	Cobertura de nube convectiva (C_c) y la tasa de precipitación equivalente (P)	56
5.1	Parámetros de la absorción lineal molecular debido al vapor de agua (Chou [10])	60
5.2	Parámetros para las regiones de banda central y extrema de la absorción por dióxido de carbono en la banda espectral de $15\mu\text{m}$ (Chou y Peng [9])	64
5.3	Coefficiente k para los dos casos del ajuste de emisividad de la nube	67

Índice de Figuras

2.1	Ciclo diurno de la precipitación para el área de Rondonia	6
2.2	Cobertura de nubes	8
2.3	Tasa de calentamiento según el esquema LWRAD	10
2.4	Términos de la energía en estado-estable durante la noche	14
2.5	Términos de la energía en estado-estable durante el día	14
2.6	Perfil vertical de la fuente de calor	16
2.7	Distribución vertical de la razón de cambio de la temperatura en la atmósfera	18
3.1	Balance de la radiación global en el sistema climático	22
3.2	Espectro electromagnético	29
3.3	Estructura vertical de la atmósfera	32
3.4	Flujo radiativo sobre un volumen atmosférico	39
3.5	Calentamiento/Enfriamiento radiativo infrarrojo	42
5.1	Rango espectral para la radiación de onda larga	59
5.2	Ejemplo de cálculo del flujo radiativo en cielo nublado para una nubosidad parcial	69
5.3	Ejemplo de cálculo del flujo radiativo en cielo nublado por superposición de nubes	72
7.1	Resultados del modelo: tasa de precipitación a)Durante la noche b)Durante el día	83
7.2	Resultados del modelo: diferencia de la precipitación noche- tarde	84
7.3	Resultados del modelo: tasa de precipitación a)ciclo diurno b)Desviación estándar	85
7.4	Datos observados: porcentaje de nubosidad convectiva	86
7.5	Resultado del modelo: calentamiento latente	89
7.6	Resultado del modelo: enfriamiento radiativo de onda larga	91
7.7	Resultado del modelo: calentamiento radiativo de onda corta	93

7.8	Resultado del modelo: distribución vertical del calentamiento diabático durante la noche	97
7.9	Resultado del modelo: distribución vertical del calentamiento diabático durante el día	98
10.1	Componentes del Esquema de Radiación	103

Glosario de términos

CPTEC/COLA : Centro de Predicción del Tiempo y Estudio del Clima/Center for Ocean, Land and Atmosphere Studies

LBA : Large-Scale Biosphere Atmosphere Experiment

GOES : Geostationary Operational Environmental Satellite

ECMWF : European Centre for Medium-Range Weather Forecasts

IFS : Integrated Forecasting System

SCM : Single-Column Model

CRM : Cloud-Resolving Model

STD : Esquema convectivo desarrollado por Tiedtke

SWT : Versión modificada del esquema convectivo STD desarrollado por Tiedtke

MNH : Esquema convectivo adaptado de Kain y Fritsch por Bechtold

PBL : Planetary boundary layer

CAPE : Convective Available Potential Energy

SSM/I : Special Sensor Microwave Imager

GMT : Greenwich Mean Time

LT : Local Time

UTC : Coordinated Universal Time

ISSCP : International Satellite Cloud Climatology Project

NCEP : National Centers for Environmental Prediction

RAS : Relaxed Arakawa-Schubert scheme

GrADS : The Grid Analysis and Display System

Matlab : Matrix Laboratory

MCGA : Modelo de Circulación General Atmosférico

T042L28 : Resolución espectral (Truncamiento triangular 42 número de ondas y 28 niveles en la vertical)

ROL : Radiación de onda larga

SPMRAD : Principal subrutina para el cálculo de la radiación

RADTIM : Subrutina que calcula los parámetros astronómicos

GETOZ : Subrutina que interpola la cantidad de ozono según los valores climatológicos

CLDGEN : Subrutina que calcula la cantidad de nube para diferente tipos de nubes

SWRAD : Principal subrutina para el cálculo de la radiación solar

SETSW : Subrutina que calcula los flujos radiativos de onda corta y las tasas de calentamiento

CLEAR : Subrutina que calcula la radiación solar en la condición de cielo claro

CLOUDY : Subrutina que calcula la radiación solar en la condición de cielo nublado

LWRAD : Principal subrutina para el cálculo de la radiación termal

LWFLUX : Subrutina que calcula los flujos radiativos de onda larga y las tasas de calentamiento en condición de cielo claro

CRUNCH : Subrutina que calcula las funciones de transmisión del vapor de agua, el ozono y el dióxido de carbono

CLDSLW : Subrutina que calcula los flujos radiativos en la condición de cielo nublado y la probabilidad de línea de visión clara para las nubes cúmulos y de gran escala

CPNTC : Centro de Pronóstico Numérico del Tiempo y Clima

Lista de símbolos

c : Velocidad de la luz

λ : Longitud de onda

ν : Frecuencia

K : Grados kelvin

μm : Micrómetros

T : Temperatura

$B(T)$: Intensidad de la radiación

κ : Constante de Stefan-Boltzmann

θ : (Angulo cenit) ángulo entre el rayo de radiación solar que ingresa y la vertical

$d\omega$: Elemento de ángulo sólido

da : Elemento de área

\hbar : Constante de Planck

k : constante de Boltzmann

a_λ : Absortividad

r_λ : Reflectividad

τ_λ : Transmisividad

ϵ_λ : Emisividad

L : Calor latente

ΔQ : Cantidad de calor

c_p : Calor específico a una presión constante

ρ : Densidad del medio

U : Energía interna

Q : Calor

W : Trabajo

u : Energía interna específica

q : Calor específico

w : Trabajo específico

V : Volumen

p : Presión

$\alpha = \rho^{-1}$: Volumen específico

$S = c_p T + \Phi$: Energía estática seca

H : Entalpía

h : Entalpía específica

$\dot{H} = dq/dt = \dot{q} = \dot{Q}/m$: Tasa de calentamiento

g : Aceleración de la gravedad

z : Altura

Φ : Altura geopotencial

ω : Razón de mezcla del vapor de agua

F : Flujo radiativo

F_n : Flujo neto radiativo

P_{n_x} : Potencia neta en la dirección x

A : Área

F^\uparrow : Flujo radiativo ascendente

F^\downarrow : Flujo radiativo descendente

σ : Coordenada sigma
 \vec{V} : Vector viento horizontal
 R : Constante de gas para el aire seco
 f : Parámetro de Coriolis
 \hat{k} : Vector unitario en la dirección vertical
 \vec{F} : Vector suma de todas la fuerzas friccionales
 η : Vorticidad absoluta
 ζ : Vorticidad relativa
 a : Radio de la Tierra
 ϕ : Latitud
 λ' : Longitud
 T_0 : Temperatura media global
 $\dot{\sigma}$: Velocidad vertical
 E : Energia cinética
 RH : Humedad relativa
 ω' : Velocidad de la presión vertical
 C_c : Cobertura de nube convectiva
 C_H : Cobertura de nube en niveles altos
 C_M : Cobertura de nube en niveles medios
 C_L : Cobertura de nube en niveles bajos
 Max : Función máxima
 P : Tasa media de la precipitación convectiva acumulativa
 p_s : Presión superficial
 p_t : Presión en el tope de la atmósfera
 T_s : Temperatura superficial

$T(p_s)$: Temperatura del aire inmediatamente sobre la superficie
 $B_\nu(T)$: Flujo de un cuerpo negro
 $w(p_1, p_2)$: Cantidad de vapor de agua escalado entre los niveles de presión p_1 y p_2
 $\bar{\tau} [w(p_1, p_2); T]$: Función de transmisión "Planck-weighted"
 $\tau_\nu [w(p_1, p_2)]$: Función de transmisión de difusión
 p_r : Presión de referencia
 T_r : Temperatura de referencia
 $K_\nu(p_r, T_r)$: Coefeciente de absorción lineal molecular del vapor de agua
 $R(T)$: Factor de escalamiento de la temperatura
 $\nu(p_1, p_2)$: Trayectoria del vapor de agua escalado en la absorción de tipo-e
 $e(T)$: Presión parcial del vapor de agua
 $\bar{\tau}(w)$: Función de transmisión debido a la absorción lineal molecular del vapor de agua
 $\bar{\tau}(v)$: Función de transmisión debido a la absorción de tipo-e del vapor de agua
 $\bar{\tau}(u)$: Función de transmisión debido a la absorción de tipo-e del dióxido de carbono
 $\bar{\tau}_{c,w}(u)$: Parametrización de la función de transmisión difusa promediado espectralmente para la absorción de dióxido de carbono
 RMS : Root-Mean-Square
 $\bar{\tau}(y)$: Parametrización de la transmitancia en la banda $9.6 \mu m$ para el ozono
 \tilde{p} : Presión eficaz de ensanchamiento en la atmósfera.
 $y(g.cm^{-2})$: Cantidad de ozono en una columna atmosférica
 r_3 : Razón de mezcla del ozono en g/g
 dp : Diferencia de presión en mb

CSS : Nubosidad a gran escala

CCU : Nubosidad de cúmulos

$N_{i,o}$: Cantidad de nubes en cada capa i

N_i : Parametrización de la cantidad de nubes

k_i : Coeficiente en mb^{-1}

Δp : diferencia de presión entre los niveles

$C(p, p')$: Probabilidad de la línea de visión clara del nivel de presión p hacia el nivel de presión p'

$C_{i,j}$: Factor de nubosidad donde i es el nivel en el cual el flujo será calculado y j es el nivel para el cual la probabilidad de la línea de visión clara se necesita

min : Función mínima

z : Hora universal

Capítulo 1

Introducción

El ciclo diurno de la convección sobre la tierra es de gran importancia en los estudios del clima, debido a su fuerte influencia sobre el balance térmico de la atmósfera. El cambio de la estabilidad vertical de la temperatura es producido por la radiación solar, calentando primero la superficie de la Tierra, provocando luego el ascenso de masas de aire húmedo causando la formación de nubes que al condensarse generan la precipitación convectiva en horas de la tarde.

Los objetivos de la presente tesis son simular el ciclo diurno de la precipitación y los calentamientos latente y radiativo usando el Modelo de Circulación General Atmosférico (MCGA), comparar la precipitación modelada con la nubosidad convectiva observada a partir de imágenes de satélite y analizar la distribución vertical del calentamiento total modelada.

Se ha usado el MCGA para simular el ciclo diurno de la precipitación y los calentamientos radiativo y latente con muestras cada dos horas de modo que, permita estudiar variaciones de por lo menos cuatro horas en el ciclo diurno. El periodo de estudio abarca los quince primeros días del mes de enero del 2002 y el área de estudio está comprendida entre las longitudes 58 a 68° Oeste y las latitudes 4 a 10° Sur (Amazonía central).

Se realizó una recopilación de estudios previos relacionados con el ciclo diurno de la convección y la parametrización de los procesos físicos en el modelo global atmosférico:

El ciclo diurno de la convección sobre el continente implica muchos procesos físicos interrelacionados, esto es, procesos en la superficie, la capa límite y las nubes y procesos de turbulencia, convección y radiación. En un modelo de circulación general, la mayoría de estos procesos están parametrizados, por lo

tanto, la capacidad de un modelo para simular correctamente el ciclo diurno va a depender de los esquemas físicos parametrizados. La mayor parte de los modelos producen una precipitación bastante aproximada, pero estos tienen errores debido a la complejidad de los procesos físicos asociados con el ciclo diurno de la precipitación, con una sobreestimación de la frecuencia y una subestimación de la intensidad de la precipitación.

En el modelo European Center for Medium-Range Weather Forecast (ECMWF) la temprana precipitación convectiva ha sido reportada sobre la Amazonía, sólo unas horas después del surgimiento del Sol. Esto ha sido investigado por Betts y Jakob [4], ellos determinaron que la parametrización convectiva era la fuente del error.

Por otro lado se ha evaluado el esquema que parametriza la radiación de onda larga del MCGA (Segura Curi [39]). Se concluyó que la tasa de enfriamiento radiativo de onda larga según el esquema radiativo, tiende a enfriar más la tropósfera que el obtenido con el cálculo línea por línea (Fomin y Gershakov [13]), además el enfriamiento radiativo en la tropósfera, es debido a la mayor emisión de radiación de onda larga por el vapor de agua y en menor grado por el ozono.

Entre los resultados más importantes obtenidos se tiene:

El MCGA reprodujo la hora de máxima precipitación (2pm) en la Amazonía central que coincide con la máxima precipitación observada en el Large-Scale Biosphere Atmosphere Experiment (LBA).

El MCGA reprodujo dos bandas de precipitación (Andes, Amazonía central) durante la tarde, que coinciden con las bandas de frecuencia de nubosidad convectiva obtenida por Garreaud y Wallace [14].

En el balance térmico de la atmósfera según el MCGA, durante el día predomina el calentamiento latente, mientras que durante la noche predomina el enfriamiento por onda larga.

La tesis está organizada como sigue: en el capítulo 2 se mencionan los antecedentes, estudios previos realizados con respecto al ciclo diurno de la precipitación y la nubosidad convectiva, evaluación de la radiación de onda larga, efectos de la radiación en el calentamiento diabático y la distribución vertical de la tasa de calentamiento; en el capítulo 3 se menciona el fundamento teórico, conceptos básicos del balance de la radiación, leyes físicas de la radiación, mecanismos de transferencia de energía, radiación solar y terrestre, transferencia radiativa, termodinámica atmosférica, tasa de calentamiento radiativo, ciclo diurno y parametrización; en el capítulo 4 se describe el MC-

GA CPTEC/COLA, la hidrodinámica, los procesos de humedad, los calentamientos de onda corta y onda larga y el esquema de nubes; en el capítulo 5 se describe la parametrización de la radiación atmosférica; en el capítulo 6 se mencionan la metodología y los datos; en el capítulo 7 se presentan los resultados obtenidos según el modelo; en el capítulo 8 se muestran las conclusiones; en el capítulo 9 se mencionan algunas recomendaciones y en el anexo se describe el esquema de radiación según el MCGA CPTEC/COLA.

Capítulo 2

Antecedentes

2.1 Ciclo diurno de la precipitación

Kousky [25] es uno de los pocos investigadores que examinó el ciclo diurno de la lluvia usando datos horarios. Investigó el periodo de 1961 a 1970 en el nordeste del Brasil usando observaciones superficiales.

Este estudio reveló que las áreas costeras experimentan una máxima lluvia nocturna debido a la convergencia del flujo terrestre y la brisa costera fuera de la tierra. Esto también demostró que hacia el interior del Amazonas (aproximadamente entre 100-300 km) se experimenta una máxima lluvia durante el día, asociado con el desarrollo de un avance interior de la brisa de mar. También encontró una variabilidad diurna localizada en el interior, debido a la brisa valle-montaña.

2.1.1 Ciclo diurno de la precipitación convectiva

Según Chaboureaux y Bechtold [5], el ciclo diurno de la convección sobre la superficie de la Tierra es de mayor importancia en el estudio del clima, en particular debido a su fuerte modulación del balance radiativo por nubosidad convectiva, su precipitación resultante y su control en la temperatura superficial. Aquello es principalmente explicado por un cambio de la estabilidad vertical que surge como insolación solar, calentando la superficie de la Tierra y posteriormente la atmósfera a través de una correspondiente variación diurna en los flujos superficiales conduciendo hacia el desarrollo de la convección en horas de la tarde. La precipitación resultante ocurre al terminar la tarde o al comenzar la noche. Las características regionales tales como el contraste tierra-mar, la orografía local o la circulación mesoescala pueden modular la convergencia en niveles bajos.

Por lo tanto el ciclo diurno de la convección continental implica muchos procesos acoplados entre la superficie, la capa límite y la atmósfera libre tal como el intercambio de la superficie, la turbulencia, la convección, la nubosidad y la radiación. En un modelo de circulación general todos estos procesos son parametrizados, así la capacidad de un modelo para simular correctamente el ciclo diurno, es una importante prueba de los esquemas físicos de parametrización.

Sin embargo, aunque la mayor parte de los modelos producen una precipitación media (mensual) correcta, ellos fallan al capturar la muestra ancha del ciclo diurno de la precipitación con sobreestimación de la frecuencia de precipitación y subestimación de la intensidad.

En el ECMWF (European Centre for Medium-Range Weather Forecasts) Integrated Forecasting System (IFS) la precipitación convectiva temprana ha sido reportada, en latitudes medias cerca al mediodía local y sobre la Amazonía únicamente unas pocas horas después del surgimiento del Sol. Este error en el ciclo diurno de la precipitación ha sido recientemente investigado por Betts y Jakob [4]. Ellos muestran que la aproximación del Single-Column Model (SCM) es útil para explorar la repuesta del esquema convectivo por el forzamiento idealizado y a gran escala y que la parametrización convectiva es la fuente del error.

Se investigó la muy temprana sincronización de la precipitación convectiva sobre la tierra simulado por el modelo ECMWF, usando diferentes parametrizaciones de cúmulos, las cuales son: El esquema convectivo en operación hasta enero del 2003, llamado STD originalmente desarrollado por Tiedtke [48] y revisado por Gregory [15], las versiones modificadas del esquema STD, llamadas SLM y SWT y el esquema convectivo MNH adaptado de Kain y Fritsch [23] por Bechtold [3]

Únicamente las corridas SWT y MNH, donde la activación de los procesos convectivos está ligado a la velocidad vertical a gran escala en la capa límite planetaria (planetary boundary layer, PBL), parecen ser capaces de suprimir la precipitación en la mañana y por lo tanto producir un pico de precipitación más intenso en la tarde (35 mm/día para MNH y 20 mm/día para SWT) , el cual concuerdan con el pico observado (experimento LBA) de 30 mm/día a las 14 LT (local time, 2pm hora local), ver Figura 2.1

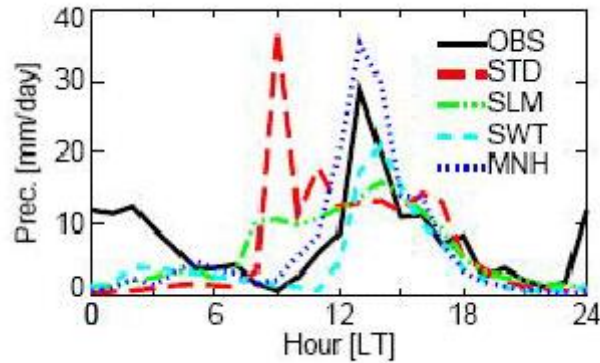


Figura 2.1: Ciclo diario de la precipitación, de baja resolución promediado sobre 29 días entre enero y febrero de 1999, para el área de Rondonia. Fuente: Chaboureaux y Bechtold [5]

El área de estudio está localizado en Rondonia ($10^{\circ}S$, $62^{\circ}W$) en la región oeste de la amazonía, para el cual las mediciones medias horarias de la precipitación fueron recogidas durante el experimento Large-Scale Biosphere-Atmosphere Experiment (LBA) en 1999 (Silva Dias [40]).

Ciclo diario de la convección húmeda

El ciclo diario de la convección húmeda es de mayor importancia para los estudios del clima, debido a su fuerte retroalimentación radiativa. Además el ciclo diario de la convección es más fuerte sobre la tierra que sobre el océano y es más fuerte durante el verano. Sobre el continente, la convección usualmente ocurre al terminar la tarde o al comenzar la noche bajo una influencia dominante del calentamiento de la capa límite en el día. El ciclo diario varía regionalmente debido a la modulación de la convergencia en niveles bajos por las brisas de tierra-mar y de valle-montaña como también las características mesoescalas. Recientes estudios han demostrado que una de las dificultades para los modelos de circulación general es capturar el ciclo diario de la convección profunda, en magnitud y fase. Especialmente, la convección profunda tiende a estar en fase con la temperatura en niveles bajos y con la inestabilidad atmosférica, como lo medido por la Energía Potencial Convectiva Disponible (Convective Available Potential Energy, CAPE), y así aquello tiende a ocurrir antes que lo observado. Esto es una deficiencia bien establecida en los modelos globales, sugiriéndose defectos fundamentales en la parametrización de la superficie, la capa límite y los procesos convectivos. Según Chaboureaux y Guichard [6]

2.2 Ciclo diario de la nubosidad convectiva

Meisner y Arkin [33], usaron tres años de datos de imágenes infrarrojo según satélite cada 3 horas, examinaron el ciclo diario de la nubosidad convectiva tropical sobre las Américas. Entre los resultados se obtuvieron que:

- Hay mayor variancia diaria sobre el Continente que sobre el océano.
- Los máximos locales de la variancia diaria fueron encontrados en las áreas de mayor relieve o donde la convergencia de las brisas tierra-mar es común.
- Hay un máximo pronunciado en la nubosidad a las 18 LT (local time, 6 pm hora local) sobre el interior de Sudamérica durante el verano austral.

Garreaud y Wallace [14] en 1997, usaron nueve años de datos infrarrojos (diciembre de 1983-febrero de 1991) según los satélites geoestacionarios (el producto B3 ISSCP, International Satellite Cloud Climatology Project), varias características del ciclo diario de la frecuencia de la nubosidad convectiva sobre las Américas tropicales y subtropicales están documentadas con 3 horas de resolución temporal y 0.5×0.5 de resolución espacial. La frecuencia de la nubosidad convectiva en cada caja de grilla, está definida en términos de la fracción de muestras temporales, que exhiben temperaturas más frías de 235 K en el tope de la nube. El efecto de la variación del umbral fue explorado y los resultados seleccionados son comparados con las estimaciones de la precipitación, de acuerdo a imágenes de microondas (Special Sensor Microwave Imager, SSM/I). Durante el verano austral el ciclo diario más fuerte (ver Figura 2.2) es observado sobre:

- Los Andes (b_1)
- Una banda casi interior a la costa nordeste de Sudamérica (b_4)
- Dos bandas paralelas en la parte intermedia de la Amazonía (b_2 y b_3)

Entre estas bandas, un máximo menos pronunciado es observado en la noche y la mañana en algunas áreas. En comparación a las imágenes de microondas, las características en la nubosidad convectiva tienden a ser mayores en la escala espacial, y la nubosidad sobre la Tierra tiende a estar predispuesto hacia después de la tarde y horas de la noche.

Las regiones con máximos más pronunciados de la nubosidad convectiva al finalizar la tarde/comienzo de la noche, tienden a experimentar mayor nubosidad convectiva media diaria, que aquellas con máximos menos pronunciados (en la mañana). Aunque la evidencia es menos concluyente, parece que puede ser igual para la lluvia. En base de estos resultados se sugiere que sobre las regiones de terreno relativamente planos tales como la Amazonía, la dinámica del ciclo diario puede jugar un rol en la determinación de la

distribución espacial de la climatología media de la lluvia.

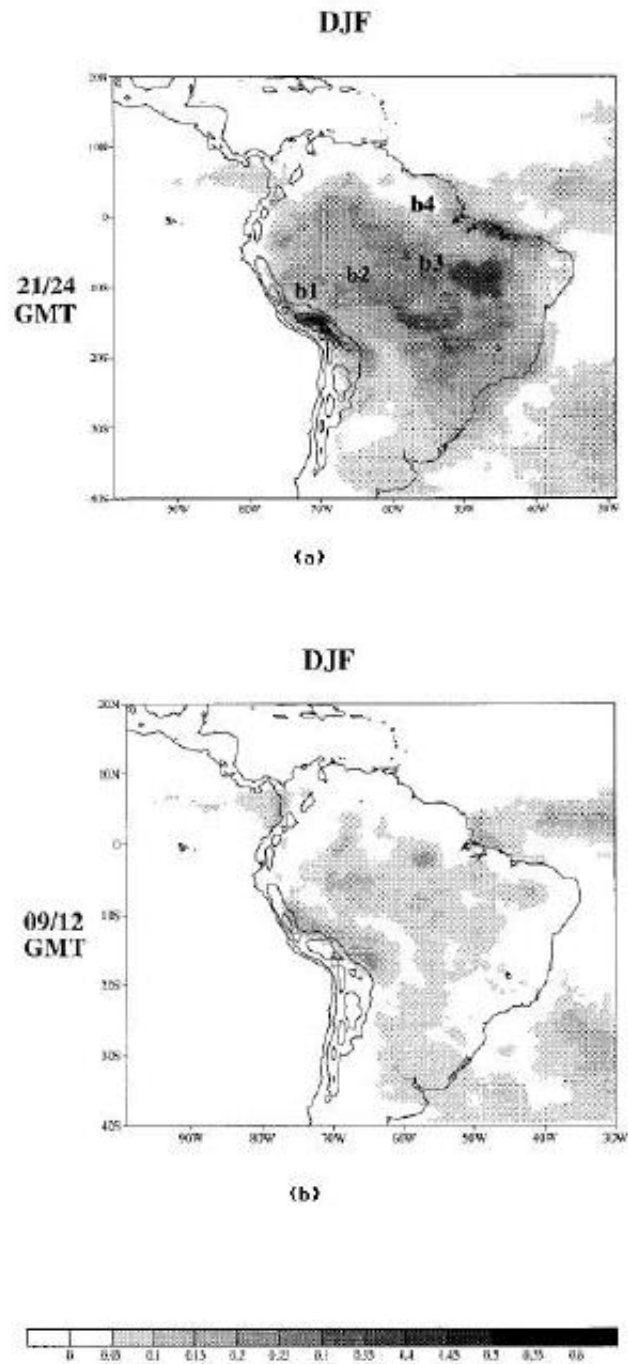


Figura 2.2: Fracción de cobertura de nubes frías ($T \leq 235K$) durante diciembre, enero y febrero (December January February, DJF) b_1 , b_2 , b_3 y b_4 son las bandas de máxima nubosidad convectiva sobre América del Sur en verano: a) Condición durante la noche de las 21-24 GMT (5-8 pm hora local) b) Condición durante la mañana de las 9-12 GMT (5-8 am hora local). Fuente: Garreaud y Wallace [14]

2.3 Evaluación de la parametrización de la radiación de onda larga

El trabajo de investigación que he realizado (Segura Curi [39]) en el Centro de Predicción Numérica del Tiempo y el Clima (CPNTC) del Instituto Geofísico del Perú (IGP), se evaluó el esquema de radiación de onda larga (LWRAD, ver sección 10.1), por medio de una prueba cero dimensional (que consiste en una simulación con los programas que parametrizan la radiación en el modelo, pero aislados del modelo, evitando incluir fuentes de no linealidad), como corrida de control se usaron datos de la Atmósfera Tropical Estándar (ATE), donde se disminuyó el número de niveles de presión, se usaron datos de análisis de AVN (Aviation Model) y de radiosondeo para la ciudad de Iquitos, estos tres datos fueron introducidas en el esquema de radiación LWRAD. Se obtuvieron como resultado los flujos radiativos de onda larga: flujo ascendente en el tope de la atmósfera, flujo neto en la superficie de la Tierra y flujo descendente en la superficie de la Tierra y la tasa de calentamiento/enfriamiento radiativo de onda larga.

Además se compararon los resultados obtenidos del esquema LWRAD con el Cálculo Línea por Línea (cálculo del balance radiativo realizado por Fomin y Gershanov [13] en el Instituto Kurchatov) donde este cálculo es más completo, porque cuenta con datos de ATE que tiene más gases (además del vapor de agua y el ozono se incluye el oxígeno y el nitrógeno) y una concentración de 300 *ppm* de dióxido de carbono, que comparado con los datos de ATE introducidos en el esquema LWRAD que sólo cuenta con los gases de vapor de agua y ozono y una concentración mayor de 360 *ppm* de dióxido de carbono. Se obtuvo que el esquema LWRAD, tiende a enfriar más la tropósfera que comparado con el Cálculo Línea por Línea (ver Figura 2.3). Los perfiles obtenidos no son similares, debido a que se realizaron algunas simplificaciones en el esquema LWRAD, para obtener un cálculo más rápido. Se necesita evaluar la deficiencia mostrado por el esquema LWRAD en otras pruebas cero-dimensionales y cuando el esquema sea implementado en el modelo CPTEC/COLA. Además los resultados indican que la tropósfera muestra un enfriamiento radiativo, debido a la mayor emisión de radiación de onda larga por el vapor de agua y en menor grado por el ozono. Se concluyó que el esquema LWRAD es más sensible a la distribución del agua en la columna atmosférica (principalmente a la densidad de puntos distribuidos en la vertical)

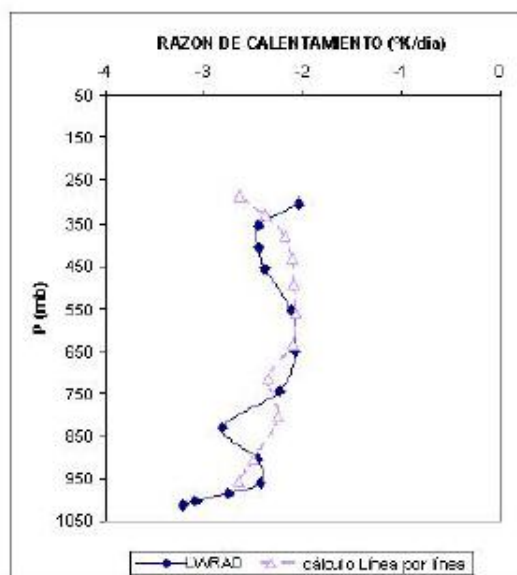


Figura 2.3: Tasa de calentamiento según el esquema LWRAD y el Cálculo Línea por Línea. Fuente: Trabajo de investigación realizado por Segura Curi [39]

2.4 Efectos de la radiación en el calentamiento diabático

Según Churchill y Houze [11], investigaron el efecto de la radiación en el comportamiento del racimo de nubes, donde se excluyó la interacción dinámica. Se determinaron las contribuciones relativas de la radiación, la microfísica y la turbulencia en el calentamiento diabático. El objetivo específico fue examinar el efecto directo de la radiación infrarroja y solar en el balance del agua y el balance de la energía en estado estable de la precipitación en una región estratiforme de línea de chubasco y en los cirroestratos. Usaron un modelo de nubes mesoescala, cinemático e hidrostático incorporando la turbulencia, la microfísica y la radiación solar e infrarroja parametrizados.

Se obtuvo que durante la noche, la pérdida de energía debido a la divergencia del flujo infrarrojo fue balanceada por la advección horizontal de la temperatura y por la convergencia de los flujos eddy verticales de Energía Estática Húmeda. Lo último ocurrió cuando la destabilización radiativa condujo un convective overturning en la tropósfera superior (volcamiento convectivo, esto es, producir un giro en la dirección vertical donde el aire de arriba se dirige hacia abajo y viceversa, trayendo aire frío hacia abajo y aire caliente hacia

arriba, lo cual estabilizará el lapse rate (la tasa de decaimiento de la temperatura atmosférica, esto es, la disminución del cambio de la temperatura con respecto a la altura)). La absorción de la radiación de onda corta durante el día calentó la nube sobre una capa de varios kilómetros de profundidad, pero el enfriamiento infrarrojo en el tope de la nube, fue aún capaz de motivar la destabilización en el tope en 1 *km* de la nube.

La radiación solar e infrarroja no cambian substancialmente los campos hidrometeoros, y no tuvieron un efecto en el balance de agua de la precipitación en la región estratiforme. La profundidad del vuelco convectivo en la tropósfera superior fue muy pequeña y la razón de mezcla del vapor de agua fue muy baja, para conducir radiativamente el vuelco convectivo, afectando el balance de agua de la precipitación en la región estratiforme de línea de chubasco. Se concluyó que la radiación no afecta directamente el balance de agua en la región estratiforme, y que algún efecto radiativo en los hidrometeoros debe implicar la interacción con la dinámica.

La ecuación termodinámica de la energía para este modelo bi-dimensional, considerando únicamente los términos diabáticos es:

$$\frac{\partial S}{\partial t} = H_R + H_L + H_E = \left\{ H_R(IR) + H_R(VIS) \right\} + H_L + H_E \quad (2.1)$$

ó

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \dot{H}_{rad} + \dot{H}_{lat} + \dot{H}_e = \left\{ \dot{H}_{ir} + \dot{H}_s \right\} + \dot{H}_{lat} + \dot{H}_e \quad (2.2)$$

Donde:

S : Energía Estática Seca ($S = c_p T + \Phi$)

H_R : Calentamiento radiativo ($H_R = \dot{H}_{rad}$)

$H_R(IR)$: Calentamiento infrarrojo ($H_R(IR) = \dot{H}_{ir}$)

$H_R(VIS)$: Calentamiento solar ($H_R(VIS) = \dot{H}_s$)

H_L : Emisión de calor latente debido a los cambios de fase en la parametrización de la microfísica ($H_L = \dot{H}_{lat}$)

H_E : Calentamiento debido a la convergencia del flujo eddy o mezcla turbulenta ($H_E = \dot{H}_e$)

El promedio horizontal del valor de los términos en estado estable (2.2) es mostrado en las Figuras 2.4 y 2.5. Donde la base de la nube estuvo a un nivel de 4 *km*, el cual también estuvo nivelado a 0°C, mientras que el tope de la nube estuvo cerca de 13 *km*. Bajo ambas condiciones en la noche y el día, el principal efecto del calentamiento diabático a través de la mayor parte de la capa de nube, es el calentamiento latente asociado con la deposición (cambio de fase de vapor a hielo). Debajo de la base de una nube el derretimiento y la evaporación produjeron enfriamiento, el cual destabilizó una

capa de nube secundaria poco profunda. El vuelco convectivo que restaura el lapse rate (razón de decaimiento) produjo una capa estrato poco profunda, la cual cuenta para el calentamiento neto entre 2 y 3 *km*.

2.4.1 Simulación en la noche

Para la simulación durante la noche, fue incluida la radiación de onda larga pero no la radiación de onda corta. Donde la destabilización radiativa no influye en el desarrollo de la precipitación, actuando directamente en la región estratiforme.

El enfriamiento infrarrojo en 12.5 *km* fue cerca de 0.4 W.kg^{-1} ver Figura 2.4a, el cual es cerca de $34 \text{ }^\circ\text{dia}^{-1}$. El enfriamiento en el tope de la nube no cambia la microfísica, probablemente porque hay una inadecuada supersaturación cerca al tope de la nube para producir una deposición significativa. La radiación infrarroja enfría el tope 2.5 *km* de la capa nimboestrato profunda. Este enfriamiento destabiliza esta capa superior y el vuelco convectivo turbulento actúa para restaurar la razón de decaimiento, calentando el tope 1 *km* de la nube sobre la altitud de 12 *km* y enfriando 1.5 *km* una capa profunda inmediatamente debajo de 12 *km*. La capa tope del nimboestrato profundo se vuelve una capa de mezcla turbulenta conducido radiativamente. Sin embargo esta se encuentra en una alta y fría altitud, que no produce una cantidad significativa de nieve con la cual sembraría las regiones más bajas de la nube. La principal fuente de nieve permanece en la convección profunda en la región próxima al nimboestrato. Es posible que en las nubes nimboestratos con topes más bajos, la destabilización radiativa pueda tener un efecto más significativo en la precipitación.

2.4.2 Simulación en el día

Para la simulación durante el día, el calentamiento de onda corta fue activado, es decir todos los procesos físicos contenidos en este modelo fueron activados.

De los términos diabáticos se muestra que el enfriamiento diabático neto ocurrió cerca al tope de la nube aún con la presencia del brillo solar. La destabilización radiativa cerca al tope de la nube continua durante el día. En la tropósfera media-superior el calentamiento solar produjo un máximo relativo en el calentamiento diabático total cerca de 11 *km*. Con un máximo cerca a los 7 *km* ver Figura 2.5a, debido a la emisión de calor latente, una distribución bimodal del calentamiento diabático neto fue así producido dentro de la nube. El enfriamiento neto en el tope de la nube durante el día fue

cerca de $0.2^{\circ} \text{dia}^{-1}$ por $\text{cm} \cdot \text{dia}^{-1}$ de lluvia el cual fue similar en magnitud a la estimación de Houze [22] cerca de $0.5^{\circ} \text{dia}^{-1}$ por $\text{cm} \cdot \text{dia}^{-1}$.

Por lo tanto los perfiles de calentamiento y enfriamiento diabático en la tropósfera media-superior parecen ser razonables y la conclusión de Houze [21] que nos dice: "El calentamiento radiativo no es tan grande como el calentamiento latente" se apoya en este estudio. El derretimiento y la evaporación de la precipitación debajo de la base de la nube y el vuelco convectivo no han cambiado con la presencia del brillo solar.

Durante el día con un ángulo cenit solar de 30° , los procesos y perfiles de calentamiento diabático en los nimboestratos son similares a los de la noche, excepto por el efecto de la radiación solar, el cual se siente en la porción superior de la nube. Aunque la absorción de la longitud de onda corta es el más fuerte en los niveles superiores, aquello se extiende hacia abajo más lejos que el enfriamiento infrarrojo. El calentamiento solar es una fuente de calor significativa a través de la capa nimboestrato superior a 4-5 km. A pesar de la fuente solar, el enfriamiento infrarrojo continua bastante fuerte para destabilizar la capa superior de la nube y el vuelco convectivo está presente en el tope de la nube aún bajo estas condiciones durante el día.

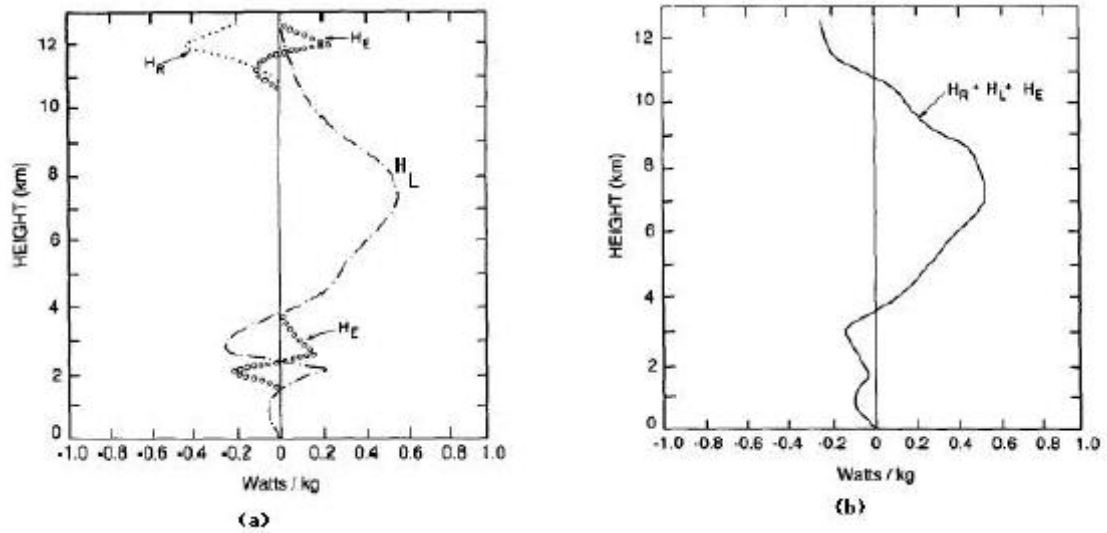


Figura 2.4: Términos de la energía en estado estable durante la noche: a) Términos diabáticos y b) Calentamiento diabático total. Fuente: Churchill y Houze [11]

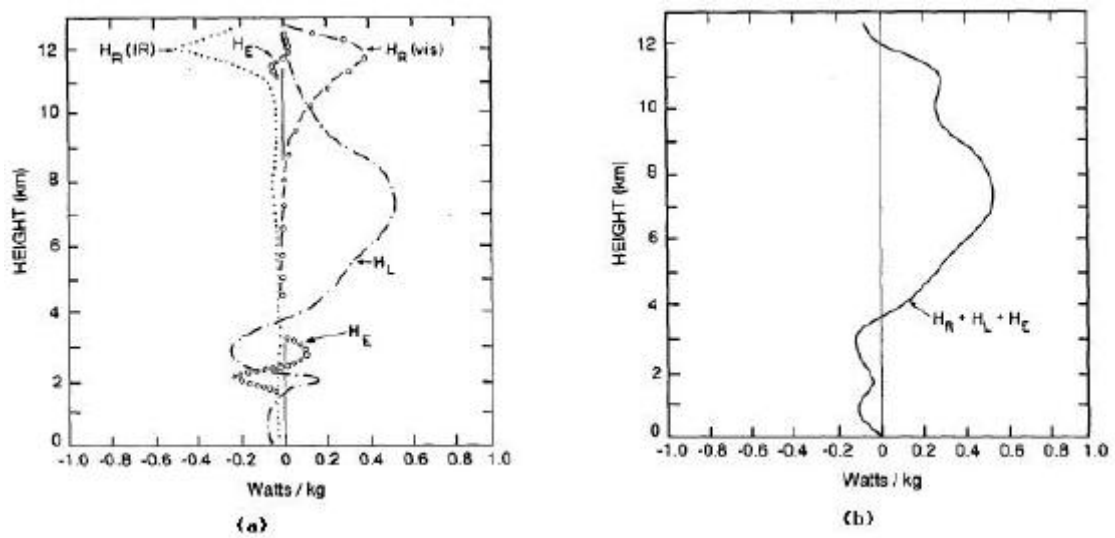


Figura 2.5: Términos de la energía en estado-estable durante el día: a) Términos diabáticos y b) Calentamiento diabático total. Fuente: Churchill y Houze [11]

2.5 Perfil vertical de una fuente de calor (Tasa de calentamiento)

Según Chaboureau y Bechtold [5], la habilidad de los esquemas convectivos para simular el ciclo diurno de la convección sobre la tierra fue primero evaluado usando la aproximación SCM. El SCM representa la columna de grilla del modelo ECMWF que es forzado con el dominio y tendencias de tiempo promedio de la temperatura, la humedad y los flujos superficiales. La formulación para una fuente de calor ($Q_1 = \dot{q}$, tasa de calentamiento total), la cual es verticalmente integrada sobre una tropósfera entera es:

$$Q_1 = Q_R + L_v PR + HS \quad (2.3)$$

ó

$$\dot{q} = \dot{q}_{rad} + \dot{q}_{lat} + \dot{q}_{sen} \quad (2.4)$$

Donde:

Q_R : Tendencia radiativa ($Q_R = \dot{q}_{rad}$)

$L_v PR$: Calor latente de vaporización por la tasa de precipitación superficial ($L_v PR = \dot{q}_{lat}$)

HS : Flujo de calor sensible ($HS = \dot{q}_{sen}$)

El perfil de la fuente de calor, está promediado sobre un periodo de 4 días. El Q_1 según el Cloud-Resolving Model (CRM) es positivo dentro de la tropósfera debido al calentamiento de condensación con un máximo de 2.4 K dia^{-1} en 5 km y substancialmente negativo en la tropósfera superior debido al enfriamiento radiativo con un mínimo de -1.3 K dia^{-1} en 12 km . El SCM reprodujo el valor de Q_1 derivado del CRM bastante bien, sin embargo el enfriamiento excesivo puede ser observado en la corrida MNH sobre 12 km debido a que el tope convectivo se excede. Concerniente a la corrida STD se observó un fuerte enfriamiento troposférico más bajo debido al enfriamiento radiativo en el tope de las nubes de nivel bajo, e insuficiente calentamiento troposférico medio debido a la insuficiente actividad convectiva. Ver Figura 2.6

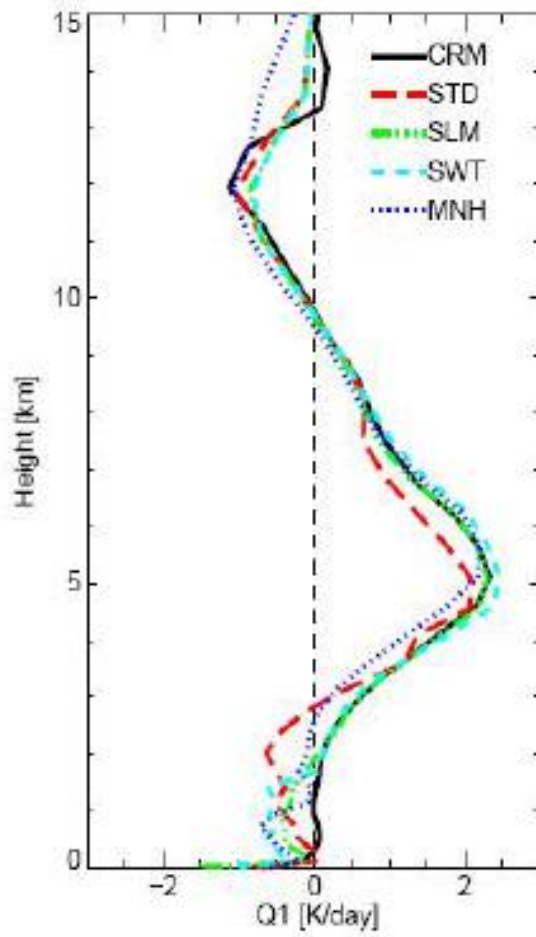


Figura 2.6: Perfil vertical de la fuente de calor (Q_1) promediado sobre un periodo de 4 días. Fuente: Chaboureau y Bechtold [5]

2.6 Equilibrio térmico en la atmósfera

Manabe y Strickler [31] usaron un modelo climático unidimensional, para estudiar las contribuciones del vapor de agua (H_2O), dióxido de carbono (C_2O) y ozono (O_3) en las tasas de calentamiento y enfriamiento atmosférico. La distribución vertical de varias de las componentes del balance de calor para una atmósfera con y sin nubosidad, es visto en las Figuras 2.7a y 2.7b, respectivamente. Estos resultados muestran que la atmósfera en equilibrio térmico satisface la condición de equilibrio radiativo en la estratósfera. En la tropósfera, sin embargo, aparece un enfriamiento radiativo neto, el cual es igual al exceso radiativo del calor en la superficie de la Tierra.

Para una atmósfera con nubosidad promedio, se tiene: (ver Figura 2.7a):

- La tropósfera muestra un enfriamiento radiativo neto, principalmente debido al vapor de agua, el cual está compensado por los calentamientos sensible y latente, asociados con la convección húmeda. También se observó que el calentamiento por onda larga, es posible únicamente, debido a la baja concentración de ozono en la tropósfera.

- La estratósfera muestra un fuerte calentamiento debido a la absorción de la radiación solar ultravioleta por el ozono y en menor grado, debido a la absorción de la radiación infrarroja en la banda de $9.6 \mu m$ por el ozono. Por otro lado, el enfriamiento en la estratósfera, es debido a la emisión de onda larga, principalmente por dióxido de carbono y en menor grado por el vapor de agua y el ozono.

En el modelo unidimensional de Manabe y Strickler [31], el calentamiento y el enfriamiento en la estratósfera se compensa, debido a que se asume la estratósfera en equilibrio radiativo.

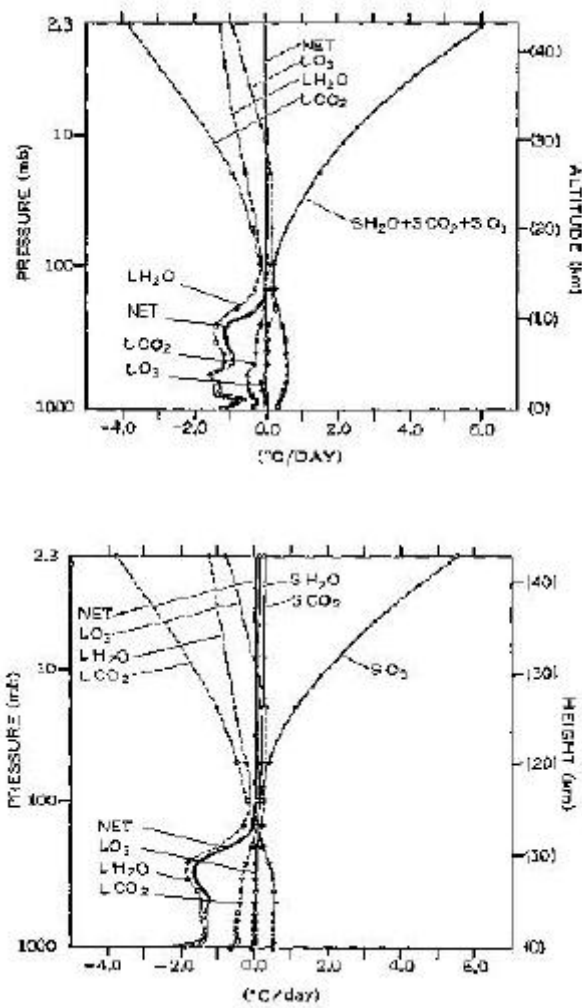


Figura 2.7: Distribución vertical de la razón de cambio de la temperatura en la atmósfera para el equilibrio térmico, debido a varios gases absorbentes. LH_2O , LCO_2 y LO_3 muestran la razón de cambio de la temperatura debido a la emisión y absorción de radiación de onda larga por el vapor de agua, dióxido de carbono y ozono, respectivamente. SH_2O , SCO_2 y SO_3 muestran la razón de cambio de la temperatura debido a la absorción de la radiación solar por estos tres gases. NET significa la razón neta del cambio de la temperatura debido a todas la componentes ($L + S$). a) Para una atmósfera con nubosidad promedio b) Para una atmósfera clara

Fuente:Manabe y Strickler [31]

Capítulo 3

Fundamento Teórico

3.1 Balance de la radiación

3.1.1 Naturaleza de la radiación solar y terrestre

Las mayores fuentes de energía y sumidero para la Tierra como un todo, son la radiación solar y la radiación terrestre, respectivamente. La energía radiante viaja en la forma de onda a la velocidad de la luz c ($2.9973 \times 10^8 \text{ms}^{-1}$ en el vacío), la cual está caracterizada por la longitud de onda de propagación λ o la frecuencia ν (ciclos/segundos), la cual está relacionado por la expresión $\lambda\nu = c$.

La radiación solar cubre el espectro electromagnético entero desde los rayos gamma y X a través de la radiación ultravioleta, visible e infrarroja hacia las microondas y ondas de radio. La parte más importante del rango espectral asociado con la transferencia de energía radiativa en el sistema climático, es aquella desde el ultravioleta hacia el infrarrojo cercano.

Toda la energía que entra a la atmósfera de la Tierra llega desde el Sol. La radiación solar que ingresa es parcialmente absorbida, dispersada y reflejada por los gases de la atmósfera, los aerosoles y las nubes, el resto de la radiación que alcanza la superficie de la Tierra es mayormente absorbida por los océanos, la litósfera, la criósfera, y la biósfera y únicamente una pequeña parte es reflejada. De acuerdo a la primera ley de termodinámica la energía absorbida puede ser transformada en energía interna (calor) o puede ser usada para realizar trabajo alrededor del medio ambiente, apareciendo como energía cinética o potencial. Para mantener la Tierra en su estado de quasi-equilibrio, la cantidad de energía absorbida debe estar balanceada por una cantidad igual de energía moviéndose hacia el espacio exterior. La energía saliente es también de la forma de una energía radiante emitida por la superficie y la atmósfera de la Tierra. Nosotros sabemos que todo cuerpo

con una temperatura sobre el cero absoluto ($0K$) emite energía radiante sobre un rango grande de longitudes de onda. Debido a la gran diferencia de la temperatura solar y terrestre, la radiación solar entrante tiene su máxima emisión en el rango visible ($\sim 0.5\mu m$), mientras la radiación terrestre saliente tiene su pico en la parte infrarroja del espectro ($\sim 10\mu m$).

La parte de la energía solar de mayor interés para el sistema climático es desde 0.1 a $2.0 \mu m$ en la región ultravioleta, visible e infrarrojo cercano, mientras la parte de mayor interés de la radiación terrestre que sale hacia el espacio, está en la región de 4.0 y $60 \mu m$ en el rango infrarrojo del espectro electromagnético. Esto es la razón fundamental para la descomposición de la energía radiante que calienta y enfría el sistema climático en dos tipos: la radiación solar (onda corta) con $\lambda < 4\mu m$ y la radiación terrestre (onda larga) con $\lambda \geq 4\mu m$. Debido a que la radiación solar llega desde una fuente muy distante como un punto (el Sol), puede ser tratada como una radiación paralela unidireccional. De otro lado, la radiación terrestre llega de todas las direcciones, desde cada una de las moléculas, que actúan como minúsculos soles individuales por radiación termal difusa. Según Peixoto y Oort [36] páginas 91-92.

3.1.2 Balance de la radiación Global

Para tener una vista global de como el sistema climático mantiene su estado de quasi-equilibrio (es decir su estado de equilibrio estadístico), se ha representado el balance de la radiación global para la Tierra en la Figura 3.1, donde se resume el balance de la radiación media anual para el sistema climático como un todo. Se ha separado el balance de la radiación solar y terrestre en los lados izquierdo y derecho, respectivamente, la radiación solar incidente esta fijada en 100 unidades.

De las 100 unidades de radiación de onda corta (radiación solar) que ingresan:

1. Son absorbidas 70 unidades:
 - 16 unidades por el ozono estratosférico, el vapor de agua y los aerosoles troposféricos
 - 4 unidades por las nubes
 - 50 unidades por la superficie de la Tierra

De las 50 unidades de radiación solar absorbidas por la superficie de la Tierra en el lado derecho de la Figura 3.1 se muestra que:

- 20 unidades son emitidas como radiación de onda larga hacia la atmósfera, de las cuales:

- * 14 unidades son absorbidas en la atmósfera, principalmente por el vapor de agua y el dióxido de carbono.
- * 6 unidades son emitidas directamente hacia el espacio.
- 30 unidades son transmitidas hacia la atmósfera y absorbidas por esta, por procesos turbulentos y convectivos en la forma de :
 - * 6 unidades por calor sensible
 - * 24 unidades por calor latente

2. Las 30 unidades restantes de la radiación solar son reflejadas, estas no participan en los procesos físicos y químicos que ocurren en el sistema climático:

- 6 unidades por el aire
- 20 unidades por las nubes
- 4 unidades por la superficie de la Tierra

La atmósfera absorbe 20 unidades de la radiación solar más 44 unidades (14 unidades de radiación de onda larga más 30 unidades por procesos turbulentos y convectivos) que vienen de la superficie de la Tierra. Estas 64 unidades son luego balanceadas por la emisión hacia el espacio de radiación de onda larga (radiación infrarroja), esto es:

- Por el vapor de agua y el dióxido de carbono que emiten 38 unidades
- Por las nubes que emiten 26 unidades.

Sumando las 6 unidades de radiación que pasan directamente a través de la atmósfera desde la superficie de la Tierra, encontramos una pérdida total de 70 unidades en la forma de radiación de onda larga en el tope de la atmósfera necesario para balancear las 70 unidades de radiación solar de onda corta absorbida. Según Peixoto y Oort [36] página 94.

3.2 Leyes físicas de la radiación

3.2.1 Ley de Planck

Por definición un cuerpo negro es un perfecto absorbente. También emite la cantidad máxima posible de energía a una determinada temperatura. Esta ley establece que:

La radiancia monocromática (intensidad) de la radiación $B_\lambda(T)$ (energía por unidad de tiempo por unidad de área por unidad de ángulo sólido por unidad de longitud de onda) emitida por un cuerpo negro a una temperatura T , esta expresada por:

$$B_\lambda(T)d\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5 [\exp(c\hbar/k\lambda T) - 1]}d\lambda \quad (3.1)$$

Donde:

\hbar : Constante de Planck ($\hbar = 6.63 \times 10^{-34} Js$)

k : Constante de Boltzmann ($k = 1.38 \times 10^{-23} JK^{-1}$)

λ : Longitud de onda (medida en micrómetros, $\mu m = 10^{-6} m$).

c : Velocidad de la luz ($c = 2.9973 \times 10^8 ms^{-1}$).

La radiación de un cuerpo negro es isotrópica, si su intensidad es independiente de la dirección. Según Peixoto y Oort [36] página 95.

3.2.2 Ley de Stefan-Boltzmann

La intensidad de un cuerpo negro puede ser obtenido, por la integración de la ley de Planck, sobre una longitud de onda entera de 0 a ∞ :

$$B(T) = \int_0^\infty B_\lambda(T)d\lambda \sim T^4 \quad (3.2)$$

Esta emisión puede ser integrada sobre todos los ángulos de un hemisferio cubriendo una superficie horizontal, principalmente por el flujo total (energía por unidad de tiempo) que viene de todos los ángulos de la superficie:

$$\int B(T) \cos \theta d\omega da = \kappa T^4 da \quad (3.3)$$

Donde:

κ : Constante de Stefan-Boltzmann ($\kappa = 5.670 \times 10^{-8} Wm^{-2}K^{-4}$)

θ : Ángulo entre la radiación solar que ingresa y la vertical

$d\omega$: Elemento ángulo sólido ($d\omega = \sin \theta d\theta d\lambda$)

da : Elemento de área superficial

Nótese que $B(T)$ es independiente de la dirección, la integración de la ecuación (3.3) del lado izquierdo, sobre el hemisferio entero es:

$$2\pi B(T) \int \cos \theta \sin \theta d\theta = \pi B(T) \quad (3.4)$$

Esto es:

$$\pi B(T) = \kappa T^4 \quad (3.5)$$

Así la densidad del flujo (energía por unidad de área por unidad de tiempo) emitido por un cuerpo negro, es proporcional a la potencia cuatro de la temperatura absoluta. Según Peixoto y Oort [36] página 95.

3.2.3 Ley del desplazamiento de Wien

Estableciendo la derivada de $B_\lambda(T)$ (con respecto a λ) igual a cero, la longitud de onda de emisión máxima λ , puede ser obtenido principalmente por la ley de desplazamiento de Wien:

$$\lambda_{max} T = \mathcal{A} = constante \quad (3.6)$$

Donde:

λ_{max} : Longitud de onda máxima (micrómetros, μm)

T : Temperatura (grados Kelvin, K)

\mathcal{A} : Constante ($\mathcal{A} = 2898 \mu m K$)

Esta ley establece que:

”Para la radiación de un cuerpo negro, la longitud de onda máxima de emisión, es inversamente proporcional a la temperatura absoluta.”

Esto es, la temperatura de un cuerpo negro puede ser determinada, según la longitud de onda máxima de una radiación monocromática, esto es:

Si la radiación infrarroja es emitida desde la superficie de la Tierra:

$$\lambda_{max} = 9.9 \mu m \Rightarrow T \approx 293K \text{ (temperatura superficial de la Tierra)}$$

Si la radiación infrarroja es emitida desde la tropósfera superior:

$$\lambda_{max} = 11.36 \mu m \Rightarrow T \approx 255K$$

Si la radiación solar observada es:

$$\lambda_{max} = 0.474 \mu m \Rightarrow T \approx 6110K \text{ (temperatura superficial del Sol)}$$

Según Peixoto y Oort [36] página 96.

3.2.4 Ley de Kirchhoff

Las leyes previas parten esencialmente de la intensidad emitida por un cuerpo negro. En general un medio no solamente absorberá sino reflejará parte de la radiación incidente y transmitirá el resto. Por la conservación de la energía, la intensidad de la radiación incidente monocromática I_λ sobre una superficie es reflejada $I_{\lambda r}$, absorbida $I_{\lambda a}$ o transmitida $I_{\lambda \tau}$ así:

$$I_{\lambda r} + I_{\lambda a} + I_{\lambda \tau} = I_\lambda \quad (3.7)$$

$$I_{\lambda r}/I_\lambda + I_{\lambda a}/I_\lambda + I_{\lambda \tau}/I_\lambda = 1 \quad (3.8)$$

ó

$$r_\lambda + a_\lambda + \tau_\lambda = 1 \quad (3.9)$$

Donde:

r_λ : Reflectividad ($r_\lambda = I_{\lambda r}/I_\lambda$)

a_λ : Absortividad ($a_\lambda = I_{\lambda a}/I_\lambda$)

τ_λ : Transmisividad ($\tau_\lambda = I_{\lambda \tau}/I_\lambda$)

Esta ley establece que: "En equilibrio termodinámico y en una determinada longitud de onda, la razón (tasa) de intensidad de emisión $I_{\lambda \epsilon}$ por la absortividad a_λ de una substancia, no depende de la naturaleza de esta, depende sólo de la temperatura y la longitud de onda":

$$I_{\lambda \epsilon}/a_\lambda = f(\lambda, T) \quad (3.10)$$

En el caso de un cuerpo negro:

$$a_\lambda = 1 \text{ para todos los valores de } \lambda \Rightarrow I_{\lambda \epsilon} = f(\lambda, T) = B_\lambda(T)$$

(La razón es igual a la intensidad de un cuerpo negro para una determinada T y λ).

En el caso de un cuerpo real (cuerpo gris):

$$a_\lambda < 1 \Rightarrow I_{\lambda \epsilon} < B_\lambda(T)$$

Para que un cuerpo sea capaz de emitir energía en una determinada longitud de onda y temperatura, es necesario que un cuerpo negro también emita energía en aquella temperatura y que el cuerpo sea capaz de absorberlo. Ya que la emisividad ϵ_λ está definida como la razón de la intensidad emitida ($I_{\lambda \epsilon}$) por la función de Planck ($B_\lambda(T)$), la ley de Kirchhoff también puede ser expresada como:

$$\epsilon_\lambda = I_{\lambda\epsilon}/B_\lambda(T) = 1 \Rightarrow \epsilon_\lambda = a_\lambda \quad (3.11)$$

Un absorbente de radiación en una longitud de onda λ , es también un emisor de radiación en la misma longitud de onda.

Según Peixoto y Oort [36] página 96.

3.3 Balance de la radiación en la Tierra

Asumiendo que exista un balance entre la cantidad de energía solar recibida y la cantidad de energía emitida por la Tierra como un todo y que esta irradie como un cuerpo negro, podemos calcular la temperatura de equilibrio radiativo (T_e) de la Tierra, según la ley de Stefan-Boltzmann, esto es:

$$T_e = 255K(-18^\circ C) \quad (3.12)$$

Pero debido a la existencia de una atmósfera con gases que absorben y emiten radiación de onda larga, la temperatura superficial de la Tierra T_s es mayor que la temperatura de emisión efectiva (temperatura de equilibrio radiativo) T_e , así:

$$T_s = T_e + \Delta T \quad (3.13)$$

Donde ΔT representa el efecto invernadero atmosférico en la temperatura superficial de la Tierra. Ya que la temperatura superficial media de la Tierra es $288K$ ($14.85^\circ C$), el efecto invernadero debido a la existencia de la atmósfera es $\Delta T=33K$.

Según Peixoto y Oort [36] página 118.

3.4 Mecanismos de transferencia de calor o energía

El calor (o la energía) es transferido de un sistema a otro por:

- Radiación, donde el calor es transferido por ondas electromagnéticas.
- Conducción, donde el calor es transferido por colisión molecular, es decir a través del contacto físico.

- Convección, donde el calor es transferido por circulación de un fluido, es decir a través del movimiento de un fluido transportado verticalmente, donde el aire asciende por el calentamiento de la superficie o por empuje del aire frío (lo contrario sería la subsidencia). El transporte horizontal está referido a la advección.

El cambio de temperatura (calor sensible) por transferencia de calor es usualmente por: conducción, convección y/o advección

Calentamiento adiabático :

Este tipo de calentamiento, calienta o enfría una parcela de aire sin el intercambio de calor con el medio que lo rodea. Considera una parcela de aire aislado en la atmósfera. Si la parcela de aire está sujeto a ascender (descender), se expandirá (comprimirá) y se enfriará (calentará), esto es conocido como el proceso adiabático.

Calentamiento diabático :

Este tipo de calentamiento, está dominado por el intercambio de calor latente en la atmósfera. La evaporación, el derretimiento y la sublimación absorben el calor de la atmósfera, mientras la condensación, la congelación y la deposición emiten calor hacia la atmósfera, esto es:

- Cambios de fase que enfrían el aire:
 - Evaporación (de líquido a vapor)
 - Derretimiento (de sólido a líquido)
 - Sublimación (de sólido a vapor)
- Cambios de fase que calientan el aire:
 - Condensación (de vapor a líquido)
 - Congelamiento (fusión, de líquido a sólido)
 - Deposición (de vapor a hielo)

Calor latente (L): Es un calor oculto, es usado para los cambios de fase del agua. La evaporación del agua líquida, enfría el aire, eliminando el calor sensible y lo almacena como calor latente. Cuando la parcela de aire o un volumen fijo contiene aire húmedo, hay la posibilidad que el cambio de fase del agua puede alterar la temperatura, aún sin transporte a través de los

límites del volumen. El calor latente se define como la cantidad de calor (ΔQ) por unidad de masa del cambio de fase del agua esto es:

$$L = \frac{\Delta Q}{m_{agua}} \quad (3.14)$$

Calor sensible: Es la porción de calor asociado con el cambio de temperatura.

$$\frac{\Delta Q}{m_{aire}} = c_p \Delta T \quad (3.15)$$

Donde:

c_p : Calor específico a una presión constante ($Jkg^{-1}k^{-1}$)

m_{aire} : Masa del aire

3.5 Radiación solar

La mayor radiación solar que afecta el clima, es la región del espectro electromagnético comprendida por: el ultravioleta, el visible y el infrarrojo próximo. Ver Figura 3.2

El 99% de la radiación solar que alcanza la Tierra, tiene una longitud de onda entre 0.15 y 4.0 μm con:

9% en el ultravioleta ($\lambda < 0.4\mu m$)

49% en el visible ($0.4 < \lambda < 0.8\mu m$) y

42% en el infrarrojo próximo ($\lambda > 0.8\mu m$)

Observaciones de muchos años muestran que la intensidad de la radiación solar no ha cambiado substancialmente. Por esta razón se ha introducido una cantidad conocida como la constante solar ($1360W/m^2$)

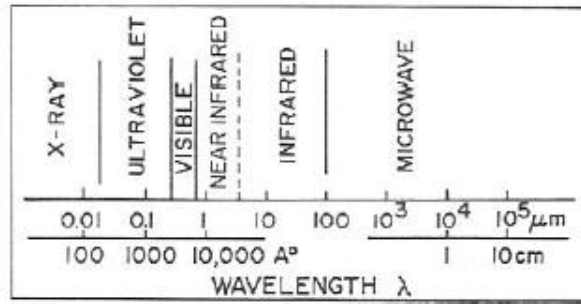


Figura 3.2: Espectro electromagnético

3.6 Radiación terrestre

La absorción de la radiación de onda corta por la atmósfera y la superficie de la Tierra permiten el calentamiento del sistema climático. De acuerdo a las leyes de Stefan-Boltzmann y de Wien (secciones 3.2.2 y 3.2.3 respectivamente), todas las componentes del sistema climático emiten energía radiante en el rango de onda larga del espectro electromagnético (infrarrojo, microondas). A finales del siglo XVIII Prevost mencionó: "Todos los cuerpos pierden energía". Hoy en día el principio de Prevost se presenta como: "Todos los cuerpos con una temperatura sobre el cero absoluto ($0K$) emiten energía, cuya propiedad en términos de su ν (frecuencia) y λ (longitud de onda) depende de su temperatura"

Todo intercambio de energía entre la Tierra y su espacio exterior, es a través de la transferencia radiativa.

Se ha visto que todo cuerpo real emite y absorbe menos energía radiativa que un cuerpo negro a la misma temperatura y longitud de onda.

3.6.1 Transferencia Radiativa

Ecuación de Schwarzschild

Analizaremos la transferencia de la radiación terrestre a través de una atmósfera absorbente y emisor. Estas longitudes de onda infrarrojas de absorción y emisión son ambos importantes y deben ser tomados en cuenta simultáneamente. Según la ley de Kirchhoff ($\epsilon_\lambda = a_\lambda$) (sección 3.2.4), nosotros sabemos que una capa absorbente en la atmósfera, también emite una radiación que es proporcional a la absorción en la misma frecuencia. Consideraremos un rayo de radiación monocromática viajando a través de un medio absorbente. El

cambio de intensidad debido a la absorción, después de atravesar una distancia ds en la dirección de la propagación es: $dI_\lambda = -k_\lambda I_\lambda \rho ds$. Por la ley de Kirchhoff, la intensidad emitida en la dirección del rayo es: $k_\lambda B_\lambda(T) \rho ds$. Por lo tanto, el balance neto de la intensidad para la transferencia radiativa a través de la capa ds , incluyendo la absorción y la emisión para una longitud de onda dada será:

$$dI_\lambda = -k_\lambda I_\lambda \rho ds + k_\lambda B_\lambda(T) \rho ds \quad (3.16)$$

$$\frac{dI_\lambda}{dm} = -k_\lambda [I_\lambda - B_\lambda(T)] \quad (3.17)$$

Donde:

dm : Elemento de masa atravesada por la radiación ($dm = \rho ds$)

ρ : Densidad del medio

Esta es la ecuación de Schwarzschild (3.17), la cual nos muestra que:

”Es teóricamente posible determinar la intensidad de la radiación en algún punto de la atmósfera, siempre que la distribución de la masa absorbente y los coeficientes de absorción sea conocida”.

Esta ecuación (3.17) representa la ecuación básica de la transferencia radiativa, para la radiación infrarroja es frecuentemente más conveniente, para las aplicaciones prácticas, derivar de una forma diferente la ecuación que explícitamente incorpora la función de transmisividad (o la emisividad). De aquella forma una integración sobre un intervalo espectral de banda relativamente ancha, es fácil de realizar y un procedimiento de cálculo más eficiente puede ser realizado.

3.7 Procesos Radiativos en la Estructura Vertical de la Atmósfera

Procesos radiativos responsable para el calentamiento de la estratósfera y la termósfera

Según Wallace y Hobbs [49], el segundo constituyente más importante de la atmósfera es el oxígeno, quien juega un rol dominante. Ver la estructura vertical de la atmósfera en la Figura 3.3

- La estratósfera absorbe casi toda la radiación solar ultravioleta en la banda Harley ($200 < \lambda < 300nm$). Alcanza una tasa de calentamiento de 12K/día, con un máximo de 18K/día cerca al verano polar.
- En la termósfera la fuente de calor dominante es la absorción de la radiación solar en el ultravioleta extremo ($\lambda < 91nm$) por el oxígeno. El disipador de calor dominante, es la conducción molecular del calor por el enfriamiento de la mesósfera.

Procesos radiativos responsable para el enfriamiento de la tropósfera y la mesósfera

- La tropósfera pierde una cantidad substancial de energía por emisión de la radiación infrarroja. Está parcialmente compensada por la absorción de la radiación solar. Está balanceada por flujos de calor y otras formas de energía desde la superficie. El balance es conocido como "equilibrio convectivo-radiativo". Además la tropósfera es calentado desde la superficie de la Tierra y enfriando por la convección.
- La mesósfera pierde energía por emisión de la radiación termal. Está balanceada por la convección del calor ascendente desde la región de la estratopausa.

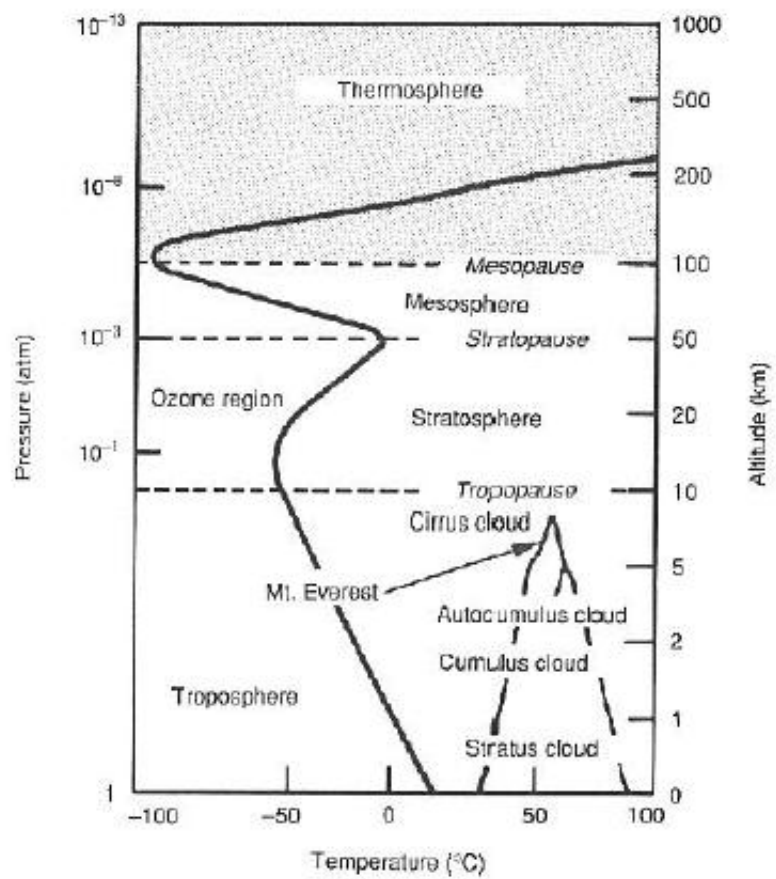


Figura 3.3: Estructura vertical de la atmósfera

3.8 Termodinámica atmosférica

3.8.1 Primera ley de la Termodinámica

Fuente: Holton [19]

La primera ley de la termodinámica expresa la conservación de la energía (energía interna), donde se establece que la energía interna puede ser cambiada a través del calentamiento o el trabajo. :

$$dU = dQ + dW \quad (3.18)$$

Donde:

Q : Calor añadido a la parcela de aire

W : Trabajo realizado sobre la parcela de aire.

Para convertir una propiedad extensiva (la cual depende de que tanta substancia esta presente) en una propiedad intensiva (aquella que no depende de que tanta substancia esta presente) dividimos la variable extensiva por la masa y añadimos el término "específico" para indicar que se ha dividido por la masa. Por ejemplo la energía interna específica esta definida como (U/m) Entonces la primera ley sería:

$$du = dq + dw \quad (3.19)$$

Donde: $u = U/m, q = Q/m, w = W/m$

El trabajo esta definido como la fuerza que actúa sobre una distancia:

$$dW = \vec{F} \cdot d\vec{x} \quad (3.20)$$

Si un gas se expande lentamente con una presión p , el trabajo hecho por el gas esta dado por la presión multiplicada por la variación del volumen (V).

$$dW = pdV \quad (3.21)$$

Esta definición del trabajo es solamente válida si el proceso es quasi-estático, esto es, el sistema permanece en equilibrio a través del proceso. Si el trabajo es hecho por el sistema (el trabajo será negativo), la ley se expresará:

$$dU = dQ - pdV \quad (3.22)$$

En términos de cantidades específicas:

$$du = dq - pd\alpha \quad (3.23)$$

Donde:

α : Volumen específico ($V/m = \rho^{-1}$).

La primera ley nos dice, que si un gas se expande su energía deberá disminuir, o el calor debe ser añadido, para mantener la energía interna, según como disminuye.

En un proceso adiabático, el calor no es añadido o substraído ($dq = 0$), esto significa que si un gas se expande adiabáticamente su energía interna (por lo tanto, su temperatura) disminuirá.

3.8.2 Entalpía

Según Holton [19], U y V no son solamente variables de estado que podamos usar para caracterizar un sistema termodinámico. Podemos elegir otras variables que puedan estar relacionados a U y V , tal como T y p . Una variable de estado comúnmente usado es llamado entalpía (H) y se define como:

$$H = U + pV \quad (3.24)$$

La diferencial de H es:

$$dH = dU + (pdV + Vdp) \quad (3.25)$$

Reemplazando el valor de dU ecuación (3.22) en la ecuación (3.25), se obtendría la primera ley de termodinámica:

$$dH = dQ + Vdp \quad (3.26)$$

Dividiendo por la masa, ambos lados de la ecuación (3.26), se tendrá:

$$dh = dq + \alpha dp \quad (3.27)$$

En un proceso a presión constante:

$$dp = 0 \Rightarrow dh = dq$$

La entalpía y el calor son equivalentes en un proceso de presión constante y son usados alternativamente, desde que la mayor parte de los procesos termodinámicos en la atmósfera, ocurren a una presión constante, se usa la entalpía en la primera ley de la termodinámica.

3.8.3 Primera ley de termodinámica para un gas ideal

Según Holton [19], la entalpía para una gas ideal, así como la energía interna son funciones únicamente de la temperatura, podemos definir el calor específico en término de derivada total ($c_p = \frac{dh}{dT}$) que está dado por:

$$dh = c_p dT \quad (3.28)$$

Donde:

c_p : Calor específico a una presión constante (medido en $Jkg^{-1}K^{-1}$)

Reemplazando la ecuación (3.28) en la ecuación (3.27) se obtendría la primera ley de la termodinámica para un gas ideal:

$$dq = c_p dT - \alpha dp \quad (3.29)$$

Nos interesa saber como las variables termodinámicas cambian con el tiempo, entonces dividimos la primera ley por dt y definimos la tasa de calentamiento ($\dot{H} = dq/dt = \dot{q}$)

$$\dot{H} = \dot{q} = c_p \frac{dT}{dt} - \alpha \frac{dp}{dt} \quad (3.30)$$

ó

$$\frac{dT}{dt} = \frac{1}{c_p} \frac{dq}{dt} + \frac{\alpha}{c_p} \frac{dp}{dt} \quad (3.31)$$

Donde:

$\frac{1}{c_p} \frac{dq}{dt}$: Calentamiento diabático

$\frac{\alpha}{c_p} \frac{dp}{dt}$: Calentamiento adiabático

La primera ley de la termodinámica se refiere a la ecuación termodinámica de la energía. Si el movimiento es adiabático, entonces $\dot{H} = 0$

Es preferible escribir la primera ley de la termodinámica en términos de la temperatura potencial Θ :

$$\Theta = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{k'} \quad (3.32)$$

Donde:

p_0 : Presión de referencia ($p_0 = 1000mb$) y $k' = R/c_p$

R : Constante de un gas para el aire seco ó constante universal de los gases ideales ($R = 0.082 \text{ atm.litro/}^\circ K.mol$ ó $8.31 \text{ Joules/}^\circ K.mol$)($R = c_p - c_v$)

Introduciendo la ecuación (3.32) en la ecuación (3.30), esto es:

$$\dot{H} = c_p \frac{d \left[\Theta \left(\frac{p}{p_0} \right)^{k'} \right]}{dt} - \alpha \frac{dp}{dt} \quad (3.33)$$

Derivando el primer término de la derecha en la ecuación (3.33), se obtiene:

$$\dot{H} = c_p \left\{ \frac{T}{\Theta} \frac{d\Theta}{dt} + \frac{k'T}{p} \frac{dp}{dt} \right\} - \alpha \frac{dp}{dt} \quad (3.34)$$

La ecuación de estado de un gas ideal es:

$$pV = nRT \quad (3.35)$$

Donde:

n : Número de moles ($n=m/PM$, donde m es la masa y PM es el peso molecular)

Reemplazando el valor de $k' = R/c_p$ y $R = \frac{pV}{Tm} = \frac{p}{T}\alpha$ en la ecuación (3.34) se obtendría:

$$\dot{H} = \dot{q} = c_p \frac{T}{\Theta} \frac{d\Theta}{dt} \quad (3.36)$$

ó

$$\frac{d\Theta}{dt} = \frac{\Theta}{T} \frac{\dot{q}}{c_p} \quad (3.37)$$

En su forma simple sería:

$$\dot{\mathcal{H}} = \frac{d\Theta}{dt} \quad (3.38)$$

Donde: $\dot{\mathcal{H}} = \frac{1}{c_p} \left(\frac{p_0}{p} \right)^{k'} \dot{H}$

En dinámica de nubes, \dot{H} incluye la suma del calentamiento y el enfriamiento asociado con los cambios de fase del vapor de agua, la radiación y los

procesos de difusión molecular. Bajo una condición adiabática (isotrópica, la temperatura potencial es constante con respecto al tiempo) la ecuación (3.38) se reduce a:

$$\frac{d\Theta}{dt} = 0 \quad (3.39)$$

Para la dinámica de nubes, la forma (3.39) no es muy útil, ya que el calor latente de los cambios de fase y la radiación pueden dejar una condición no-isotrópica en las nubes. Cuando los únicos cambios de fase son asociados con la condensación y la evaporación del agua, la primera ley de la termodinámica (3.30) puede ser escrita como:

$$-L\frac{d\omega}{dt} = c_p\frac{dT}{dt} - \alpha\frac{dp}{dt} \quad (3.40)$$

3.8.4 Balance de la energía

Según Wallace y Hobbs [49], si la atmósfera está en equilibrio hidrostático, entonces:

$$dp = -\rho g dz \quad (3.41)$$

Como $\alpha = \frac{1}{\rho}$ se tendrá:

$$dp = -\frac{1}{\alpha} g dz \Rightarrow -\alpha dp = g dz \quad (3.42)$$

Donde:

gdz : Variación de la altura geopotencial ($gdz = d\Phi$)

g : Aceleración de la gravedad

dz : Variación de la altura

Reescribiendo la ecuación (3.29):

$$dq = c_p dT + d\Phi \quad (3.43)$$

El cambio de energía de una porción de atmósfera con respecto al tiempo será:

$$\dot{q} = \frac{dq}{dt} = \frac{d}{dt}(c_p T + \Phi) = \frac{dS}{dt} \quad (3.44)$$

Donde:

S : Energía estática seca de la atmósfera ($S = c_p T + \Phi$)

El lado izquierdo de la ecuación (3.44) tiene varios componentes:

$$\dot{q} = \dot{q}_{rad} + \dot{q}_{sen} + \dot{q}_{lat} \quad (3.45)$$

Donde:

\dot{q}_{rad} : Tasa de calentamiento radiativo

\dot{q}_{sen} : Tasa de calentamiento sensible (conducción y convección o advección)

\dot{q}_{lat} : Tasa de calentamiento latente por condensación.

La tasa de calentamiento por condensación está relacionada con la tasa en la cual el vapor de agua es convertida en agua condensada, esto es:

$$\dot{q}_{lat} = L \frac{d\omega}{dt} \quad (3.46)$$

Donde:

ω : Razón de mezcla del vapor de agua (gramo de agua por kilogramo de aire, gr/kg)

$\frac{d\omega}{dt}$: Razón de conversión

L : Calor latente por condensación

La ecuación final para el cambio de la energía en la atmósfera será:

$$\dot{q}_{rad} + \dot{q}_{sen} + \dot{q}_{lat} = \frac{d}{dt}(c_p T + \Phi + L\omega) \quad (3.47)$$

Donde: $c_p T + \Phi + L\omega$ es la Energía Estática Húmeda

Si el sistema se encuentra en equilibrio, entonces su energía no cambiará con el tiempo:

$$\frac{d}{dt}(c_p T + \Phi + L\omega) = 0 \Rightarrow c_p T + \Phi + L\omega = \text{constante} \quad (3.48)$$

3.9 Tasa de calentamiento radiativo

Fuente: Radiative Transfer², section 12.

Consideremos un volumen de atmósfera irradiado por un flujo que entra en una cara y un flujo que sale por la otra cara, a lo largo del eje x, respectivamente. Ver Figura 3.4

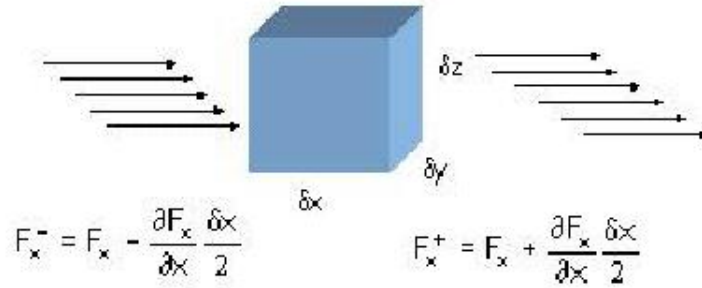


Figura 3.4: Flujo radiativo sobre un volumen atmosférico. Fuente: Radiative Transfer²

$$F_x^- = F_x - \frac{\partial F_x}{\partial x} \frac{\delta x}{2} \quad (3.49)$$

$$F_x^+ = F_x + \frac{\partial F_x}{\partial x} \frac{\delta x}{2} \quad (3.50)$$

El flujo neto de entrada será:

$$F_{n_x} = -(F_x^+ - F_x^-) = -\frac{\partial F_x}{\partial x} \delta x \quad (3.51)$$

La potencia neta de entrada es:

$$P_{n_x} = F_{n_x} \times \delta A = -\frac{\partial F_x}{\partial x} \delta x \delta y \delta z \quad (3.52)$$

La potencia neta de entrada por unidad de volumen ($\delta V = \delta x \delta y \delta z$) será:

$$\frac{P_{n_x}}{\delta V} = -\frac{\partial F_x}{\partial x} \quad (3.53)$$

En tres dimensiones, la tasa de calor por unidad de volumen que es añadido en el volumen es:

²Obtenido de <http://www.heliosat3.de/e-learning/radiative-transfer/rt1/>

$$\dot{Q} = -(\vec{\nabla} \cdot F)\delta V = -\left[\frac{\partial F_x}{\partial x} + \frac{\partial F_y}{\partial y} + \frac{\partial F_z}{\partial z}\right]\delta V \quad (3.54)$$

Para el equilibrio radiativo monocromático:

$$\vec{\nabla} \cdot F_\lambda = 0 \quad (3.55)$$

Donde la dependencia del flujo de la longitud de onda (λ) es evidente. De la primera ley de la termodinámica ecuación (3.30)

$$\dot{q} = \frac{\dot{Q}}{m} = c_p \frac{dT}{dt} - \alpha \frac{dp}{dt} \quad (3.56)$$

De la ecuación (3.54) y $\rho = \frac{m}{V}$ en la ecuación (3.56), se tiene:

$$-\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} \cdot F = c_p \frac{dT}{dt} - \alpha \frac{dp}{dt} \quad (3.57)$$

Para una atmósfera unidimensional:

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial F}{\partial z} = c_p \frac{dT}{dt} - \alpha \frac{dp}{dt} \quad (3.58)$$

El calentamiento a una presión constante:

$$\frac{dT}{dt} = -\frac{1}{c_p \rho} \frac{\partial F}{\partial z} \quad (3.59)$$

Si la atmósfera está en equilibrio hidrostático $dp = -\rho g dz$, entonces:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{g}{c_p} \frac{\partial F}{\partial p} \quad (3.60)$$

3.9.1 Tasa de calentamiento/enfriamiento radiativo infrarrojo

Según Liou [29] sección 4.7, el proceso radiativo puede afectar la dinámica y la termodinámica a través de la generación de la tasa de calentamiento/enfriamiento radiativo. El flujo neto en el nivel z se define como:

$$F_n(z) = F^\uparrow(z) - F^\downarrow(z) \quad (3.61)$$

Donde:

F^\uparrow : Flujo radiativo ascendente

F^\downarrow : Flujo radiativo descendente

Y el flujo neto en el nivel $z + \Delta z$:

$$F_n(z + \Delta z) = F^\uparrow(z + \Delta z) - F^\downarrow(z + \Delta z) \quad (3.62)$$

La convergencia del flujo neto para la capa Δz es:

$$\Delta F_n = F_n(z + \Delta z) - F_n(z) \quad (3.63)$$

La capa Δz ganará energía radiativa si:

$$F_n(z + \Delta z) < F_n(z) \Rightarrow \text{La capa } \Delta z \text{ se calentará} \quad (3.64)$$

La capa Δz perderá energía radiativa si:

$$F_n(z + \Delta z) > F_n(z) \Rightarrow \text{La capa } \Delta z \text{ se enfriará} \quad (3.65)$$

Esto es: Ver Figura 3.5

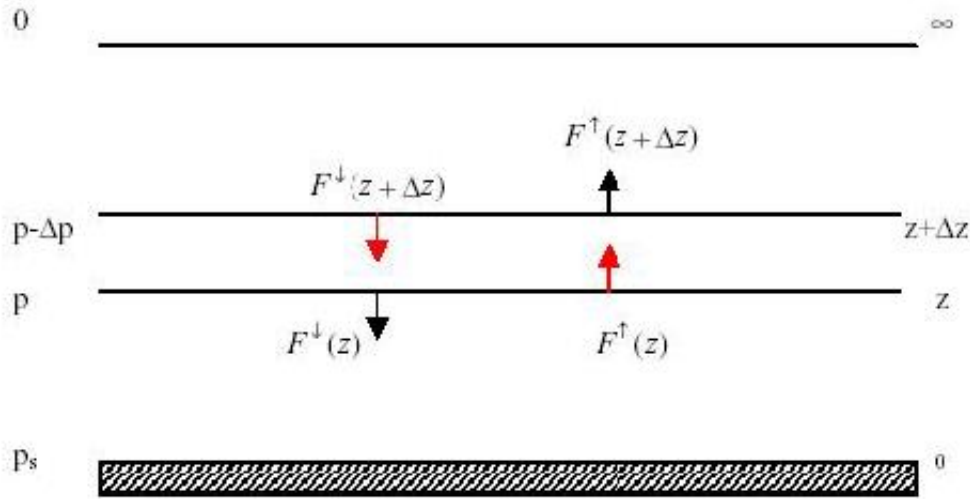


Figura 3.5: Calentamiento/Enfriamiento radiativo infrarrojo. Fuente: Liou [29]

La tasa de calentamiento/enfriamiento radiativo infrarrojo, está definida según la ecuación (3.59), como la tasa de cambio de temperatura de una capa Δz , debido a la ganancia/perdida de energía radiativa infrarroja, esto es:

$$\frac{dT}{dt} = -\frac{1}{c_p \rho} \frac{\partial F}{\partial z}$$

Donde:

c_p : Calor específico del aire a una presión constante ($c_p = 1004.67 \text{ Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$)

ρ : Densidad del aire ($\rho = 1.17 \text{ kg/m}^3$)

Del valor de ΔF_n (3.63) tendríamos:

$$\frac{dT}{dt} = -\frac{1}{c_p \rho} \frac{\Delta F_n}{\Delta z} = -\frac{1}{c_p \rho} \frac{\left(F_n(z + \Delta z) - F_n(z) \right)}{\Delta z} \quad (3.66)$$

Y de las ecuaciones (3.61) y (3.62) obtendríamos:

$$\frac{dT}{dt} = -\frac{1}{c_p \rho} \frac{\left(F^\uparrow(z + \Delta z) - F^\downarrow(z + \Delta z) - F^\uparrow(z) + F^\downarrow(z) \right)}{\Delta z} \quad (3.67)$$

Si la atmósfera está en equilibrio hidrostático, la tasa de calentamiento/enfriamiento estará definido según la ecuación (3.60) como:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{g}{c_p} \frac{\partial F}{\partial p}$$

3.10 Ciclo Diurno

El ciclo diurno se define como la variación periódica de una determinada variable durante un día (24 horas), esto es, la variación diurna de una determinada variable en un día entero.

3.11 Parametrización

Es el procedimiento por medio del cual los procesos físicos en escala de sub-grilla (como la radiación, convección y etc.), son deducidos de variables de gran escala (el viento, la temperatura y la humedad) pronosticadas por un modelo atmosférico.

Capítulo 4

Descripción del Modelo

4.1 Introducción

Fuentes:

Research at COLA, The Atmospheric Model³

Krishnamurti [26]

El modelo usado en nuestro estudio es el modelo global de baja resolución: Modelo de Circulación General Atmosférico CPTEC/COLA de resolución espectral: truncamiento triangular T042L28 (número de onda zonal 42 en la coordenada horizontal y 28 niveles sigma en la vertical), el cual es una versión modificada del modelo original del Center for Ocean Land Atmosphere Studies (COLA), el modelo cuenta con dos opciones para la parametrización de la convección profunda: el esquema de Kuo [27] considerando las modificaciones de Anthes [1] y el esquema de Arakawa-Shubert [2], bajo las modificaciones de Moorthi-Suarez [34]. La parametrización de la convección somera es de acuerdo a Tiedke [47]. La parametrización de la radiación de onda corta es de acuerdo a Lacis y Hansen [28], con las modificaciones hechas por Davies [12] y la parametrización de la radiación de onda larga es de acuerdo a Harshvardhan y Davis [17], el modelo de nubes es un modelo unidimensional y es un híbrido del esquema de Hou [20] y el esquema de Kiehl [24].

Como se trata de un Modelo de Circulación General, únicamente necesita de condiciones iniciales y condiciones de frontera inferior y superior.

Condiciones Iniciales

Las condiciones iniciales del modelo son coeficientes espectrales de:

- Logaritmo de la presión en la superficie

³Obtenido de <http://grads.iges.org/agcm/>

- Temperatura virtual
- Divergencia horizontal
- Vorticidad vertical y
- Humedad específica

La topografía es tratada en forma espectral, de tal manera que está representada por una serie truncada y sujeta a problemas como los efectos de Gibbs.

Condiciones de frontera inferior

Para representar los procesos atmosféricos en la escala de tiempo climático de un mes o más, los campos en la superficie de la Tierra que más significativamente afectan la atmósfera deben tener una variación en el tiempo, estos campos son:

- Temperatura Superficial de la Tierra (dato climatológico según el trabajo de Willmott [50]) y la Temperatura Superficial del Mar (TSM, dato observado) obtenido del NCEP (National Centers for Environmental Prediction), considerando tanto el agua libre como el hielo de mar.
- Cobertura de hielo en el mar (está calculada bajo el criterio que considera, que toda agua por debajo de $-2^{\circ}C$ se encuentra en estado sólido)
- Humedad del suelo sobre la tierra (dato climatológico según el trabajo de Willmott [50])
- Albedo de la superficie (dato climatológico se basa en el trabajo de Posey y Clapp [37])
- Profundidad (altura) de la nieve.

Dentro de estos campos los que varían muy rápidamente con el tiempo, son tratados como variables pronóstico en el modelo y están ligados a la atmósfera, y a las ecuaciones atmosféricas, exactamente en escalas de tiempo menores, estas son:

- Temperatura Superficial de la Tierra
- Temperatura del hielo de mar
- Profundidad de la nieve

Los campos restantes podrían también llegar a ser campos de pronóstico, pero varían lentamente para que puedan ser considerados como condiciones de límite (frontera) en el modelo, pudiendo variar independientemente con el tiempo. Así procediendo, la respuesta atmosférica a estos campos puede

ser determinado sin considerar residuos almacenados en cada uno de estos campos. A la medida que el conocimiento de la correspondiente respuesta atmosférica a estos campos aumente, ellos también se convertirán en variables pronóstico del modelo.

Condiciones de frontera superior

Las condiciones de frontera superior en el modelo, son restricciones cinemáticas que imponen la velocidad vertical en coordenadas sigma, es nula en todos los puntos de la superficie y el tope del modelo, para satisfacer la conservación de la masa. Esta restricción se usa en la solución de las ecuaciones a través de la diferenciación vertical en coordenadas sigma.

4.2 Hidrodinámica

Las leyes físicas básicas que gobiernan el movimiento atmosférico en el modelo son:

- Ley de conservación del momento horizontal
- Ley de conservación de la masa (conservación del aire seco y húmedo por separado)
- Ley de conservación de la energía

Estas están expresadas en la geometría de una cáscara esférica y el marco de rotación de referencia de la atmósfera de la Tierra. Las ecuaciones empleadas son:

- Ecuación del momento horizontal
- Ecuación de continuidad de la masa
- Ecuación termodinámica (primera ley de la termodinámica)

La ecuación para la componente vertical de la velocidad (paralela al vector fuerza gravitacional) está substituida por la relación de diagnóstico en la que se asume, las escalas de interés espacial y temporal, los movimientos están en balance hidrostático. El juego completo de ecuaciones que describen un sistema de fluidos son llamados ecuaciones primitivas. El modelo es global en extensión y se ajusta a una geometría de cáscara esférica cuya extensión vertical es lo suficientemente pequeña que la distancia desde el centro de la Tierra pueda ser adoptada a ser aproximadamente constante (igual al radio de la Tierra). La distancia sobre la superficie de la Tierra está incluida como una variable independiente.

Debido a que la atmósfera se encuentra en balance hidrostático, es conveniente expresar la variación vertical en ecuaciones primitivas, en términos de una coordenada p . En la práctica, como lo recomendado por Phillips (1957), se usa la coordenada σ (4.1), coordenada vertical p , normalizado por su valor en la superficie p_s . El cual se usa para evitar usar las coordenadas verticales z o p que tienen una desventaja en representar las coordenadas superficiales más bajas que están frecuentemente bajo la tierra en regiones de alta elevación (Andes, Himalayas), el cual puede causar dificultades, cuando se incorpora el efecto de la topografía superficial dentro de las ecuaciones del modelo. En un sistema cuasi-estático σ varía monotónicamente (uniformemente) con la altura.

$$\sigma = \frac{p}{p_s} \quad (4.1)$$

De modo que la coordenada σ varía de 1 en la superficie de la Tierra ($p = p_s$) y 0 en el tope de la atmósfera ($p = 0$)

Las siguientes ecuaciones representarán un sistema cerrado de ecuaciones en términos de las coordenadas: longitud (λ'), latitud (ϕ) y la coordenada vertical (σ)

Ecuación del momento horizontal

Escribimos la conservación del momento como:

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = -(RT\vec{\nabla} \ln p_s + \vec{\nabla}\Phi) - f\hat{k} \times \vec{V} + \vec{F} \quad (4.2)$$

Donde

\vec{V} : Vector viento horizontal

R : Constante de gas para el aire seco

T : Temperatura

Φ : Altura geopotencial

f : Parámetro de Coriolis

\hat{k} : Vector unitario en la dirección vertical

\vec{F} : Vector suma de todas las fuerzas friccionales.

Esta ecuación (4.2) indica que la aceleración del movimiento atmosférico horizontal resulta de la suma de:

- La fuerza gradiente de la presión ($RT\vec{\nabla} \ln p_s + \vec{\nabla}\Phi$)
- La fuerza de Coriolis debido a la rotación del marco de referencia ($f\hat{k} \times \vec{V}$)
- La suma de todas las fuerzas friccionales (\vec{F}).

Usando la relación de la derivada Lagrangiana vs la derivada Euleriana (ecuación 4.3): La derivada Lagrangiana nos da la razón de variación, a lo largo del tiempo de una variable determinada en un sistema cerrado más el movimiento de la partícula. Mientras que la derivada Euleriana es la razón de variación, a lo largo del tiempo para una posición fija en el espacio.

$$\frac{ds}{dt} = \frac{\partial s}{\partial t} + \vec{V} \cdot \vec{\nabla} s \quad (4.3)$$

Donde:

$\frac{ds}{dt}$: Derivada sustancial que permite calcular la variación temporal de una propiedad s de una partícula de fluido a medida que la partícula evoluciona en el flujo.

$\frac{\partial s}{\partial t}$: Variación local de s

$\vec{V} \cdot \vec{\nabla} s$: Término advectivo, representa la variación de s en un punto del fluido debido al movimiento del mismo

Y usando la relación:

$$\frac{\partial}{\partial t} = \dot{\sigma} \frac{\partial}{\partial \sigma} + \frac{\partial}{\partial t} \quad (4.4)$$

Donde:

$\dot{\sigma}$: Velocidad vertical ($\dot{\sigma} = \frac{d\sigma}{dt}$)

Entonces el término de la derecha en la ecuación (4.2) sería:

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \vec{\nabla}) \vec{V} + \dot{\sigma} \frac{\partial \vec{V}}{\partial \sigma} \quad (4.5)$$

Reemplazando el valor de (4.5) en la ecuación (4.2), obtendríamos la ecuación del momento horizontal:

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} = -(\vec{V} \cdot \vec{\nabla}) \vec{V} - \dot{\sigma} \frac{\partial \vec{V}}{\partial \sigma} - (RT \vec{\nabla} \ln p_s + \vec{\nabla} \Phi) - f \hat{k} \times \vec{V} + \vec{F} \quad (4.6)$$

Si hacemos uso del vector identidad:

$$(\vec{V} \cdot \vec{\nabla}) \vec{V} = \vec{\nabla} \left(\frac{\vec{V} \cdot \vec{V}}{2} \right) + (\vec{\nabla} \times \vec{V}) \times \vec{V} = \vec{\nabla} \left(\frac{\vec{V} \cdot \vec{V}}{2} \right) + \zeta \hat{k} \times \vec{V} \quad (4.7)$$

Y considerando que en el modelo global espectral, es conveniente escribir la ecuación del momento horizontal (4.6) como ecuaciones de vorticidad (ζ) y divergencia (D).

Aplicando el operador *curl* ($curl \vec{A} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$ es el vector espiral que está asociado con las rotaciones) en la ecuación (4.6), obtendremos la ecuación

de vorticidad (4.8). Operando nuevamente en la ecuación (4.6) , pero ahora por $\vec{\nabla} \cdot$ resulta la ecuación de la divergencia (4.9)

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = -\frac{1}{a \cos^2 \phi} \left[\frac{\partial A'}{\partial \lambda'} + \cos \phi \frac{\partial B'}{\partial \phi} \right] \quad (4.8)$$

$$\frac{\partial D}{\partial t} = \frac{1}{a \cos^2 \phi} \left[\frac{\partial B'}{\partial \lambda'} - \cos \phi \frac{\partial A'}{\partial \phi} \right] - \nabla^2 (E + \Phi + RT_0 \ln p_s) \quad (4.9)$$

Donde:

η : Vorticidad absoluta ($\eta = \zeta + f$ donde ζ es la vorticidad relativa)

D : Divergencia ($D = \vec{\nabla} \cdot \vec{V}$)

a : Radio de la Tierra

ϕ : Latitud

λ' : Longitud

T_0 : Temperatura media global y

A' , B' y E están definidas por:

$$A' = \eta V_{\lambda'} + \frac{RT'}{a} \cos \phi \frac{\partial \ln p_s}{\partial \phi} + \dot{\sigma} \frac{\partial V_{\phi}}{\partial \sigma} - F_{\phi} \cos \phi \quad (4.10)$$

$$B' = \eta V_{\phi} - \frac{RT'}{a} \frac{\partial \ln p_s}{\partial \lambda'} - \dot{\sigma} \frac{\partial V_{\lambda'}}{\partial \sigma} + F_{\lambda'} \cos \phi \quad (4.11)$$

$$E = \frac{\vec{V} \cdot \vec{V}}{2} \quad (4.12)$$

Donde:

$\dot{\sigma}$: Velocidad vertical

$V_{\lambda'} = \mu \cos \phi$, $V_{\phi} = v \cos \phi$, μ y v son las componentes del vector viento horizontal en las direcciones longitudinal y latitudinal, respectivamente.

T' : Desviación de la temperatura según su temperatura media global T_0

$F_{\lambda'}$ y F_{ϕ} : Componentes de la fuerza de fricción en las direcciones de su longitud y latitud, respectivamente.

E : Energía cinética.

Ecuación de continuidad de la masa

La ecuación de continuidad de la masa está representada por:

$$\frac{\partial \ln p_s}{\partial t} = -\vec{V} \cdot \vec{\nabla} \ln p_s - \vec{\nabla} \cdot \vec{V} - \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma} \quad (4.13)$$

Ecuación termodinámica

Según la primera ley de la termodinámica, ecuación (3.30), esto es:

$$\dot{q} = c_p \frac{dT}{dt} - \alpha \frac{dp}{dt}$$

De la definición de σ , se obtiene $\frac{dp}{dt} = \dot{p} = \dot{\sigma} p_s + \sigma \dot{p}_s$ y de la relación (4.5) para $\frac{dT}{dt}$, tendríamos:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\vec{V} \cdot \vec{\nabla} T - \dot{\sigma} \frac{\partial T}{\partial \sigma} + \frac{RT}{c_p p} (\dot{\sigma} p_s + \sigma \dot{p}_s) + \frac{\dot{q}}{c_p} \quad (4.14)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\vec{V} \cdot \vec{\nabla} T - \dot{\sigma} \left(\frac{\partial T}{\partial \sigma} - \frac{RT}{c_p \sigma} \right) + \frac{RT}{c_p p_s} \frac{dp_s}{dt} + \frac{\dot{q}}{c_p} \quad (4.15)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\vec{V} \cdot \vec{\nabla} T - \dot{\sigma} \left(\frac{\partial T}{\partial \sigma} - \frac{RT}{c_p \sigma} \right) + \frac{RT}{c_p} \frac{d \ln p_s}{dt} + \frac{\dot{q}}{c_p} \quad (4.16)$$

Donde:

$\frac{\partial T}{\partial t}$: Cambio local de la temperatura

$\vec{V} \cdot \vec{\nabla} T$: Advección termal horizontal

$\frac{\partial T}{\partial \sigma} - \frac{RT}{c_p \sigma}$: Estabilidad estática

$\dot{\sigma} \left(\frac{\partial T}{\partial \sigma} - \frac{RT}{c_p \sigma} \right)$: Movimiento ascendente permitido por el enfriamiento adiabático,

donde $\dot{\sigma} \frac{\partial T}{\partial \sigma}$ es la advección termal vertical y $\dot{\sigma} \frac{RT}{c_p \sigma}$ es la expansión/contracción adiabática

$\frac{\dot{q}}{c_p}$: Efecto diabático, es decir, es la fuente o sumidero de calor diabático.

4.3 Procesos de humedad

Los cambios de fase del agua, entre los procesos importantes, afectan la dinámica y la termodinámica de la atmósfera. En el modelo CPTEC/COLA se incluye los procesos de:

- Condensación a gran escala
- Convección profunda
- Convección débil (somera)

4.3.1 Condensación a gran escala

Los cambios de fase del agua son uno de los procesos muy importantes que afectan la dinámica y la termodinámica de la atmósfera. Como una parcela de aire conteniendo vapor de agua es enfriada, su capacidad para retener agua se reduce hasta que la parcela se sature (100% de humedad relativa). Si la parcela se enfría más, el vapor de agua cambiará de fase a líquido, emitiendo su calor latente de evaporización y se formará una nube. Mientras esto es un proceso complejo implicando la disponibilidad de los núcleos de condensación de una nube. Siempre que el contenido de humedad predecido en un volumen determinado exceda el valor de la saturación, el exceso de vapor de agua se condensa y precipita. El cálculo es realizado desde las capas más altas del modelo hacia el fondo, incluyendo la posibilidad que el agua líquida pueda evaporarse en los niveles intermedios del modelo.

4.3.2 Convección profunda

El modelo CPTEC/COLA cuenta con dos opciones para la parametrización de la convección profunda:

- El esquema de Kuo modificado (Kuo [27]; Anthes [1])
- El esquema relajado de Arakawa-Shubert modificado (Arakawa y Shubert [2]; Moorthi y Suarez [34])

Esquema Kuo

El calentamiento y el humedecimiento debido a las nubes convectivas profundas son representadas en el modelo CPTEC/COLA por medio del esquema de Kuo modificado (Kuo [27]; Anthes [1]). La convección profunda en el esquema de Kuo se activa en presencia de una columna condicionalmente inestable y una fuente de humedad positiva debido a la suma de la convergencia de la humedad y la evaporación dentro de la columna, esta suma es conocida como acceso de la humedad.

En cuyas columnas la convección profunda está diagnosticada, el acceso de la humedad está dividido en una porción de calor producido (produciendo lluvia) y una porción de humedad basada en la columna integrada de humedad relativa. La distribución vertical del calentamiento y la humedad del medio ambiente estasada en la distribución vertical de la temperatura y la diferencia de humedad específica entre la nube y el medio ambiente.

La temperatura de la nube y la humedad específica están determinadas

por la elevación de una parcela de aire desde la capa más baja del modelo adiabáticamente seca hacia la elevación del nivel de condensación (base de la nube) y luego adiabáticamente húmeda hacia el nivel donde la temperatura de la nube es igual a la temperatura del medio ambiente (tope de la nube). Si la elevación del nivel de condensación para el aire cerca a la superficie no está dentro de 0.35 veces la presión superficial, entonces la convección profunda no se producirá. El acceso de la humedad está determinado calculando el cambio en la humedad específica sobre el paso alterno para todos los niveles. La presencia de la convección profunda está mayormente restringida por los siguientes criterios:

- La convección profunda únicamente ocurre para las columnas en la cual el espesor de la nube sea igual a 30% la presión superficial. Para una presión superficial de 1000 mb, esto restringiría la convección profunda de cuyas columnas en las cuales había nubes convectivas por los menos 300mb de espesor.
- El acceso de humedad en las capas debajo de $\sigma = 0.46$ (coordenada vertical) debe exceder 2 mm/día en algún paso particular, para que una convección profunda ocurra.

Esquema Arakawa-Schubert relajado (RAS, Relaxed Arakawa-Schubert)

Una alternativa al esquema de Kuo en el modelo, es el esquema RAS de Moorthi y Suarez [34]. Este esquema se diferencia de la versión original Arakawa y Schubert [2] siguiendo Lord [30] de dos maneras:

- El flujo de masa normalizado, que es una función exponencial de la altura en la formulación original, es reemplazado por una función lineal de la altura.
- La parametrización relaja la atmósfera a gran escala, hacia un cuasi-equilibrio, en lugar de requerir un cuasi-equilibrio cada vez que es llamado la subrutina convectiva de cúmulos.

La implementación del RAS en el modelo CPTEC/COLA, asume que la capa de nube-secundaria está compuesta de una masa media pesada en los dos niveles más bajos del modelo. Cada vez que la convección de cúmulos es llamada, todos los niveles sobre la capa de nube-secundaria son verificados, para ver si existe la posibilidad de convección. Las nubes cuya base se ubiquen en el mismo nivel, pero que el tope (nivel detrainment, nivel donde la transferencia de aire de una corriente de aire va hacia la atmósfera circundante) sea diferente son consideradas como nubes diferentes. En el esquema RAS, la convección de cúmulos ocurre para aquel tipo de nubes, para la cual la función trabajo de la nube excede un valor crítico determinado. La función trabajo de la nube, es una medida integrada de la diferencia entre la Energía

Estática Húmeda en la nube y en el medio ambiente. Para este tipo de nubes la función trabajo nube excede a la función trabajo nube crítica, el flujo de masa en la base de la nube es necesario para restaurar la función trabajo nube a su valor crítico diagnosticado. Este flujo de masa es usado para resolver ecuaciones, por el efecto de escala grilla de convección en la temperatura y la humedad específica. En la implementación del RAS en el modelo COLA, la precipitación convectiva se re-evapora de regreso en el medio ambiente, siguiendo una versión modificada de Sud y Molod [45].

4.3.3 Convección somera (débil o poco profunda)

En regiones donde la columna atmosférica es condicionalmente inestable cerca a la superficie, el vuelco vertical (vertical overturning) en escala subgrilla puede ser inducido. Las nubes cúmulos resultantes poco profundas no necesariamente producen precipitación, pero actúan para transportar calor y humedad hacia arriba. En las regiones donde la columna atmosférica es condicionalmente inestable cerca a la superficie, pero la convección profunda no ocurre, las nubes cúmulos débiles pueden actuar para mezclar la temperatura y la humedad entre la base de la nube y su tope. Esta convección débil esta parametrizada según Tiedtke [47]. En este esquema, los efectos de la convección débil en la temperatura y la humedad específica son modelados usando la aproximación eddy diffusivity con coeficientes fijos. La ocurrencia de la convección débil no depende de la presencia del acceso de humedad dentro de la columna.

Stern y Miyakoda [44] lograron identificar algunos problemas relacionados con el esquema de Tiedtke [47], pues es de esperarse, que la convección no precipitante influya en el balance radiativo de la superficie, pues incrementa el vapor de agua contenida en la atmósfera y la tasa de calentamiento vertical en la atmósfera.

Las siguientes restricciones en la convección débil son aplicadas cuando el esquema de convección profundo es Kuo:

- La base de la nube está determinada usando la elevación del nivel de condensación, según la subrutina de convección profunda, la cual es llamada primero.
- La convección débil no se permite en las columnas donde la convección profunda fue ejecutada.
- El tope de la nube de convección débil está restringido por los niveles σ entre 0.7 y 1.0. Los topes de nube de convección débil que exceden este valor, están fijados para las capas más altas que reúnen este criterio.

- La base de la nube de convección débil, debe ocurrir entre los niveles σ 0.7 y 1.0.

4.4 Calentamiento por onda corta (radiación solar)

La fuerza impulsora detrás de todos los movimientos atmosféricos concerniente a la superficie de la Tierra, es el calentamiento debido a la absorción de la radiación solar. Debido a que los rayos del Sol no son verticales en todas las latitudes, hay una fuerte variación del calentamiento solar sobre el Globo. La presencia de nubes en la atmósfera, modulan fuertemente la absorción de la radiación solar y también la dispersa, son responsables de una fracción substancial del albedo planetario en las regiones que no están cubiertas de hielo.

En la radiación de onda corta se usó el método de Lacis and Hansen [28] modificado por Davies [12]. Se incluyen los calentamientos debido a la absorción de la radiación solar por el vapor de agua y el ozono. La concentración de ozono se predice de una climatología media zonal. Debido a que la nubosidad tiene un mayor impacto sobre la cantidad de radiación que se dispersa y se absorbe, la nubosidad pronosticada es usada en el cálculo de la radiación de onda corta. En simulaciones típicas del clima, el calentamiento por onda corta es calculado cada hora del tiempo de simulación.

4.5 Calentamiento por onda larga (radiación terrestre)

Para balancear la absorción de la radiación solar (onda corta), la Tierra emite radiación terrestre (onda larga) hacia el espacio, resultando en la conservación de la energía en el Sistema Tierra/Atmósfera en el tiempo y el medio global. La emisión de onda larga desde la superficie de la Tierra puede ser absorbida por los gases que constituyen la atmósfera y también puede ser re-emitida. La distribución de las emisiones desde la superficie de la Tierra como también la absorción y la emisión de los gases y las nubes no son uniformes sobre el Globo, así, el calentamiento por radiación de onda larga no está igualmente distribuido sobre el Globo. La distribución desigual del calentamiento por radiación de onda larga y onda corta induce gradientes de presión, que originan el movimiento del aire en la atmósfera.

El calentamiento por radiación de onda larga es una parametrización de ban-

da ancha formulado por Harshvardhan y Davis [17], para un cálculo rápido. Se incluye el calentamiento atmosférico debido a la absorción de la radiación terrestre por el vapor de agua (pronosticado), el dióxido de carbono (determinado) y las nubes (pronosticado). La razón de mezcla de vapor de agua está calculada de la humedad específica y de la temperatura virtual que son llevadas como variables de pronóstico en las ecuaciones del modelo. El calentamiento por radiación de onda larga está calculado por lo menos cada tres horas del tiempo de simulación, para resolver adecuadamente el ciclo diurno de la radiación terrestre.

4.6 Esquema de cobertura de nubes

La descripción del diagnóstico del esquema de parametrización de cobertura de nubes puede ser encontrada en Slingo [41], Slingo [42] y Slingo [43]. Se dará una breve descripción de la rutina que genera nubes en el modelo CP-TEC/COLA que tiene algunas diferencias de los documentos descritos. La principal diferencia está descrito por Hou [20]. La subrutina CLDGEN (ver sección 10.1) calcula los valores de la cantidad de nube.

El esquema permite cuatro tipo de nubes:

- Nubes convectivas: Cúmulos, cumulonimbus
- Nubes Altas: Cirrus
- Nubes Medias: Altoestratus, altocúmulos
- Nubes Bajas: Estratos, estratocúmulos y nimboestratos

Las tres últimas son nubes de supersaturación (no convectivas)

Las nubes convectivas pueden ocupar un número de capas del modelo, otros tipos no pueden exceder una capa en espesor. Las nubes no están permitidas en las dos capas más bajas del modelo.

4.6.1 Nubosidad convectiva

La cantidad de nube convectiva está calculada por la ecuación (4.17).

$$C_c = a + b \ln P \quad (4.17)$$

Donde: a y b son constantes prescritas en Slingo [43], P es la tasa media de la precipitación convectiva acumulativa, en unidades de mm/día.

La tabla 4.1 muestra la relación entre la cobertura de nube convectiva (C_c) y la tasa de precipitación (P)

Tabla 4.1: Cobertura de nube convectiva (C_c) y la tasa de precipitación equivalente (P). Fuente: Tarasova y Santos Chagas [46]

C_c	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8
$P \text{ mmd}^{-1}$	0.14	0.31	0.70	1.6	3.4	7.7	17	38	85

La cobertura de nube convectiva, la base de la nube y la altura del tope no están calculadas dentro del esquema de radiación, pero son obtenidos del esquema de convección del modelo. El límite superior de 80% está localizado en C_c . En casos de convección profunda, 25% ocupa la profundidad total y 75% son tratados como niveles de convección poco profundos.

4.6.2 Nubosidad en niveles altos

Dos tipos de cirrus son considerados:

- El primer tipo está asociado con el flujo saliente de la convección profunda

$$C_H = 2.0(C_c - 0.3) \quad (4.18)$$

Para nubes cirrus (si la convección se extiende hacia un nivel entre 400 y 250 mb y la nubosidad convectiva excede el 40%)

- El segundo tipo está conectado con el disturbio frontal

$$C_H = \left[\text{Max} \left\{ 0.0, (RH - 0.9)/0.1 \right\} \right]^2 \quad (4.19)$$

Donde:

C_H : Cobertura de nube en niveles altos

Max : Función máxima

RH : Humedad relativa

4.6.3 Nubosidad en niveles medios

La cobertura de nube en niveles medios (C_M) está calculada por:

$$C_M = \left[\text{Max} \left\{ 0.0, (RH - 0.8)/0.2 \right\} \right]^2 \quad (4.20)$$

4.6.4 Nubosidad en niveles bajos

Este tipo es el más difícil de diagnosticar. Dos clases de nubosidad son consideradas:

- El primero está asociado con los frentes extratropicales y los disturbios tropicales por el movimiento vertical. Está parametrizado usando los valores de la humedad relativa RH y la velocidad vertical (ω').

$$C'_L = \left[\text{Max} \left\{ 0.0, (RH - 0.8)/0.2 \right\} \right]^2 \quad (4.21)$$

$$C_L = C'_L \begin{bmatrix} 0 & \omega' \geq 5 \times 10^{-5} \\ 1 - (m')^2 & -5 \times 10^{-5} \leq \omega' \leq 5 \times 10^{-5} \\ 1 & \omega' < -5 \times 10^{-5} \end{bmatrix} \quad (4.22)$$

Donde:

C_L : Cobertura de nube en niveles bajos

$m' = (\omega' + 5 \times 10^5) \times 10^4$ y ω' es la velocidad de la presión vertical en centibares por segundo (cbs^{-1}).

- El segundo está conectado con la capa límite y ocurre en condiciones relativamente quietas, producido por las inversiones de temperatura en niveles bajos. Está parametrizado usando la tasa de decaimiento (lapse rate) de los niveles de inversión y la humedad relativa (RH).

$$C'_L = -6.67 \frac{\Delta T}{\Delta p} - 0.667 \quad (4.23)$$

Donde:

$\frac{\Delta T}{\Delta p}$: Tasa de decaimiento (Kmb^{-1}) en la capa baja más estable 700 mb.

Entonces:

$$C_L = C'_L \left\{ 1.0 - (0.8 - RH)/0.2 \right\} \quad (4.24)$$

Capítulo 5

Parametrización de la radiación atmosférica en el modelo CPTEC/COLA

Fuente: Tarasova y Santos Chagas [46]

5.1 Parametrización del ROL

5.1.1 Introducción

El calentamiento/enfriamiento por radiación de onda larga es calculado por la parametrización de banda ancha formulada por Harshvardhan y Davis [17]. Se considera el calentamiento atmosférico debido a la absorción de la radiación termal por:

- Vapor de agua (pronosticado)
- Dióxido de carbono (especificado)
- Ozono (especificado)
- Nubes (pronosticado)

La razón de mezcla del vapor de agua está calculada a partir de la humedad específica, la cual es llevada como una variable de pronóstico en las ecuaciones del modelo.

La principal parte de la radiación termal, es la región espectral de 3 a 50 μm , esta región espectral está dividida en 10 rangos, donde:

- El espectro de absorción lineal molecular por el vapor de agua, el ozono y el dióxido de carbono es tomado en consideración. Las bandas de vapor de

agua y dióxido de carbono están agrupadas en dos regiones: banda central y banda extrema. Los rangos espectrales usados en los cálculos de la radiación termal son mostrados en la Figura 5.1

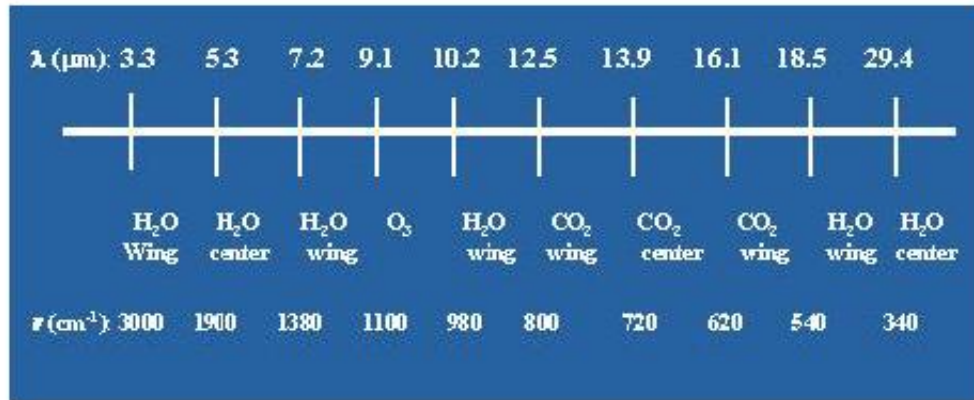


Figura 5.1: Rango espectral para la radiación de onda larga. Fuente: Tarasova y Santos Chagas [46]

- Se toman en cuenta la absorción del vapor de agua de tipo-e en los rangos espectrales de banda extrema y el ancho espectral de las bandas 9.6 y 15 μm sobre el cual el ozono y el dióxido de carbono respectivamente, absorben la radiación terrestre y son lo suficientemente estrechos para usar el valor medio de las funciones de transmisión (el espectro de absorción de tipo-e, se usa en atmósferas tropicales o húmedas, para reducir la transmitancia y de esta forma la razón de enfriamiento sea $0.15^\circ\text{C}/\text{día}$ en la región de 900 a 1000mb, pero para los niveles sobre los 900mb el efecto es muy pequeño, según Chou y Arking [8]).

5.1.2 Condición de cielo claro

a. Absorción lineal molecular y de tipo-e para el vapor de agua

La mayor dificultad en el cálculo de la tasa de enfriamiento por radiación de onda larga, surge del hecho que el coeficiente de absorción del vapor de agua en un número de onda particular, cambia significativamente en la atmósfera, debido a los rangos anchos de la presión y la temperatura. Para hacer frente a este problema el espectro infrarrojo fue dividido por Chou y Arking [8] en bandas de vapor de agua, estas fueron agrupadas en dos regiones: banda-central y banda-extrema. Los rangos espectrales para estas regiones están listadas en la Tabla 5.1.

Tabla 5.1: Parámetros de la absorción lineal molecular debido al vapor de agua (Chou [10])

Rango espectral:	H_2O , banda-central	H_2O , banda-extrema
	20 - 340 cm^{-1}	340 - 540 cm^{-1}
	1380 - 1900 cm^{-1}	800 - 980 cm^{-1}
		1100 - 1380 cm^{-1}
		1900 - 3000 cm^{-1}
p_r (mb)	275	550
T_r (K)	225	256
r (K^{-1})	0.005	0.016

Para una atmósfera clara, los flujos ascendentes y descendentes en el nivel de presión p , integrado sobre un rango espectral $\Delta\nu_i$, son:

$$F_i^\uparrow(p) = B_i [T(p)] + G_i [w(p, p_s); T_s] - G_i [w(p, p_s); T(p_s)] + \int_{T(p)}^{T(p_s)} \partial G_i [w(p, p'); T(p')] / \partial T dT(p') \quad (5.1)$$

$$F_i^\downarrow(p) = B_i [T(p)] - G_i [w(p_t, p); T(p_t)] - \int_{T(p_t)}^{T(p)} \partial G_i [w(p', p), T(p')] / \partial T dT(p') \quad (5.2)$$

Donde:

p_s : Presión superficial

p_t : Presión en el tope de la atmósfera

T_s : Temperatura en la superficie

$T(p_s)$: Temperatura del aire cercana a la superficie.

$w(p_1, p_2)$: Cantidad de vapor de agua escalada entre los niveles de presión p_1 y p_2

De la definición de la tasa de calentamiento/enfriamiento, como una función de la divergencia del flujo neto radiativo, esto es, ecuación (3.59) y de (3.60) se tiene:

$$\frac{dT}{dt} = -\frac{1}{c_p} \frac{\partial F_n}{\partial z} = \frac{g}{c_p} \frac{\partial F_n}{\partial p} \quad (5.3)$$

Entonces, la tasa de enfriamiento es el resultado final de la salida del modelo, la cual está dada por:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{g}{c_p} \frac{d[F_i^\downarrow(p) - F_i^\uparrow(p)]}{dp} \quad (5.4)$$

Donde:

F_n : Flujo neto radiativo, el cual es la diferencia entre los flujos descendentes y ascendentes en el nivel i ($F_n = F_i^\downarrow(p) - F_i^\uparrow(p)$)

El flujo de un cuerpo negro integrado sobre un rango espectral $\Delta\nu_i$ a una temperatura T es:

$$B_i(T) = \int_{\Delta\nu_i} B_\nu(T) d\nu \quad (5.5)$$

Donde: $B_\nu(T)$ es el flujo de un cuerpo negro, que es igual a π veces la función de Planck a una temperatura T y número de onda ν .

La función $G(w, T)$ se define como:

$$G[w(p_1, p_2); T] = \bar{\tau}[w(p_1, p_2); T] \times B(T) \quad (5.6)$$

Donde: $\bar{\tau}[w(p_1, p_2); T]$ es la función de transmisión "Planck-weighted", la cual está definida por:

$$\bar{\tau}[w(p_1, p_2); T] = \frac{\int_{\Delta\nu_i} \tau_\nu[w(p_1, p_2)] \times B_\nu(T) d\nu}{\int_{\Delta\nu_i} B_\nu(T) d\nu} \quad (5.7)$$

Donde: $\tau_\nu[w(p_1, p_2)]$ es la función de transmisión de difusión, entre los niveles de presión p_1 y p_2 en el número de onda ν promediado sobre el ángulo cenit θ ($\mu = \cos\theta$), la cual está definida por:

$$\tau_\nu[w(p_1, p_2)] = 2 \int_0^1 \exp[-K_\nu(p_r, T_r)w(p_1, p_2)/\mu] \mu d\mu \quad (5.8)$$

Donde: $K_\nu(p_r, T_r)$ es el coeficiente de absorción lineal molecular del vapor de agua en una presión y temperatura de referencia (p_r y T_r) dadas en la Tabla 5.1

a.1 Cálculo de la función de transmisión de banda ancha "Planck-weighted"

La función de transmisión de banda ancha "Planck-weighted" $\tau_i[w, T]$ fue calculada por Chou y Arking [8]. Usando las ecuaciones (5.7) y (5.8) para las

regiones espectrales del vapor de agua $\Delta\nu_i$ ya mencionadas para un parámetro de datos de absorción lineal según McClatchey [32]. La aproximación para esta función ha sido propuesta por Chou [10] y es utilizada por la subrutina CRUNCH (ver sección 10.1) como sigue:

$$\bar{\tau}_i(w, v, T) = \bar{\tau}_i(w, v, 250) \left[1 + \alpha_i(w, v)(T - 250) + \beta_i(w, v)(T - 250)^2 \right] \quad (5.9)$$

Donde: T es la temperatura en K y las funciones $\bar{\tau}_i(w, v, 250)$, $\alpha_i(w, v)$ y $\beta_i(w, v)$ han sido tabuladas y aproximadas, para las regiones de banda extrema y banda central según Chou [10]. Para los problemas en los códigos de vectorización, Harshvardhan y Corsetti [16] han reemplazado las tablas por polinomios ajustados, que son usados en la subrutina CRUNCH (ver sección 10.1).

a.2 Cálculo de la trayectoria de vapor de agua escalado

Absorción lineal molecular

La trayectoria de vapor de agua escalada (cantidad de vapor de agua en la trayectoria de la radiación) utilizada en el cálculo de la absorción lineal molecular entre los niveles de presión p_1 y p_2 está calculada por la subrutina LWRAD (ver sección 10.1):

$$w(p_1, p_2) = \int_{p_1}^{p_2} \frac{p}{p_r} R[T(p)] \omega(p) \frac{dp}{g} \quad (5.10)$$

Donde:

$R(T)$: Factor de escalamiento de la temperatura

$g(m.s^{-2})$: Aceleración de la gravedad

$\omega(g.kg^{-1})$: Razón de mezcla del vapor de agua

$p(mb)$: Presión

$T(K)$: Temperatura en el nivel p .

El factor de escalamiento de la temperatura fue fijado por Chou y Arking [8] usando los resultados del Cálculo Línea por Línea:

$$R(T) = \exp[r(T - T_r)] \quad (5.11)$$

Los valores de $r(K^{-1})$, $p_r(mb)$ y $T_r(K)$ están dados en la Tabla 5.1. El subíndice r denota la condición de referencia de p y T , donde toma lugar la más fuerte absorción de vapor de agua en la atmósfera.

Absorción de tipo-e

La trayectoria del vapor de agua escalada usada en los cálculos de la absorción de tipo-e es:

$$\nu(p_1, p_2) = \int_{p_1}^{p_2} e(p) \exp \left\{ 1800 \left[\frac{1}{T(p)} - \frac{1}{T_o} \right] \right\} q(p) \frac{dp}{g} \quad (5.12)$$

Donde: $e(p)$ es la presión parcial del vapor de agua y $T_o = 296K$

b. Absorción por ozono y dióxido de carbono en las bandas de longitud de onda de 9.6 y 15 μm respectivamente

Las bandas de longitud de onda de 9.6 y 15 μm son muy angostas, para ser tratada la función de Planck como una constante a través de su intervalo espectral. Por lo tanto, la función de transmisión (5.7) puede ser obtenida, usando una relación más simple, la cual puede ser definida como:

$$\bar{\tau}_i [u(p, p')] = \int_{\Delta\nu_i} \tau_\nu [u(p, p')] d\nu / \Delta\nu_i \quad (5.13)$$

Donde: $\tau_\nu [u(p, p')]$ es la transmitancia difusa en el número de onda ν , entre los niveles de presión p y p' dada por (5.8). La siguiente parametrización ha sido obtenida por Chou [10], para la región de 15 μm :

$$\bar{\tau}(w, v, u) = \bar{\tau}(w) \cdot \bar{\tau}(v) \cdot \bar{\tau}(u) \quad (5.14)$$

Donde:

$\bar{\tau}(w)$: Función de transmisión debido a la absorción lineal molecular del vapor de agua

$\bar{\tau}(v)$: Función de transmisión debido a la absorción de tipo-e del vapor de agua

$\bar{\tau}(u)$: Función de transmisión debido a la absorción de tipo-e del dióxido de carbono

Los cuales son calculados por la subrutina CRUNCH (ver sección 10.1) de acuerdo con:

$$\bar{\tau}(w) = \exp \left[-\frac{6.7w}{1 + 16w^{0.6}} \right] \quad (5.15)$$

$$\bar{\tau}(v) = \exp \left[-27v^{0.83} \right] \quad (5.16)$$

$$\bar{\tau}(u) = \exp[\tau_c \Delta\nu_c + \tau_w \Delta\nu_w] \quad (5.17)$$

donde los subíndices c y w denotan las regiones espectrales de banda-central y banda-extrema, dados en la Tabla 5.2 según Chou y Peng [9] y $\Delta\nu$ es el intervalo total de 540 a 800 cm^{-1}

La parametrización de la función de transmisión difusa promediado espectralmente $\bar{\tau}_{c,w}(u)$ para la absorción de dióxido de carbono, fue obtenida por Chou y Peng [9] usando el resultado del Cálculo Línea por Línea:

$$\bar{\tau}_{c,w}(u) = \exp\left[-\frac{au}{1+bu^n}\right] \quad (5.18)$$

Los valores de a , b y n han sido elegidos, para las regiones espectrales individuales tal que el cálculo del error de la RMS (root-mean-square) en $\bar{\tau}_{c,w}(u)$ sea mínimo. Estos parámetros son representados en la Tabla 5.2

Tabla 5.2: Parámetros para las regiones de banda central y extrema de la absorción por dióxido de carbono en la banda espectral de $15\mu m$ (Chou y Peng [9])

$\Delta\nu_I(cm^{-1})$	Banda-central	Banda-extrema
	620 - 720	540 -620
		720 - 800
p_r (mb)	30	300
p_c (mb)	1	1
m	0.85	0.5
n	0.56	0.57
a	3.1	0.04
b	15.1	0.9
T_r (K)	240	240
$r(K^{-1})$	0.025	0.0089

La cantidad de CO_2 escalada entre los niveles de presión p_1 y p_2 , está calculada por la subrutina LWFLUX (ver sección 10.1), por las fórmulas (5.10) y (5.11) y los parámetros de la Tabla 5.2

La transmisión en una región espectral de $9.6 \mu m$ está determinada para el ozono. Las parametrizaciones para la transmitancia en la banda $9.6 \mu m$ han sido obtenidas por Rodgers [38]:

$$\bar{\tau}(y) = 1 - \frac{81.21}{120.0} \left[1 - \exp \left\{ -4.398 \tilde{p} \left(\sqrt{1 + 4 \cdot \frac{345.28y}{0.876\tilde{p}}} - 1 \right) \right\} \right] \quad (5.19)$$

Donde:

\tilde{p} : Presión eficaz de ensanchamiento en la atmósfera.

$y(g.cm^{-2})$: Cantidad de ozono en una columna atmosférica, calculada por la subrutina LWFLUX (ver sección 10.1).

La cantidad de ozono en la columna atmosférica, entre los niveles de presión p_1 y p_t está calculada por:

$$y = -\frac{10}{g} \int_{p_1}^{p_t} r_3 dp \quad (5.20)$$

Donde:

r_3 : Razón de mezcla del ozono en gr/gr

dp : Diferencia de presión en mb

g : Aceleración de la gravedad ($g = 9.8N.kg^{-1}$)

y : Cantidad de ozono en $gr.cm^{-2}$

La presión eficaz de ensanchamiento es:

$$\tilde{p} = -\frac{10}{g} \int_{p_1}^{p_t} r_3 p dp / y p_o \quad (5.21)$$

Donde: $p_o = 1013mb$

La transmitancia en la banda de ozono, es luego multiplicada por la transmitancia en el vapor de agua continua para esta región, dada por Chou [10]:

$$\bar{\tau}(v) = \exp(-9.78v) \quad (5.22)$$

5.1.3 Condición de cielo nublado

Si asumimos que las nubes son un cuerpo negro radiativo en la longitud de onda termal y que la caja de grilla está completamente cubierta de nubes, los flujos radiativos pueden ser calculados de las ecuaciones (5.1) y (5.2). Sin embargo debido a que las nubes en los niveles y en varias de las cajas de grilla son arbitrarios, modificar los límites de integración de un punto a otro, podría crear problemas en la vectorización. Además se ha mantenido la posibilidad de permitirse una fracción de cobertura de nubes en varias de las capas del modelo o transmisiones parciales a través de nubes tenues. Se ha usado un esquema de cálculo "probabilidad de la línea de visión clara" entre

cada capa y todas las otras capas, la superficie y el tope de la atmósfera. La única suposición requerida es que las nubes no reflejan la radiación de onda larga y llenan las capas del modelo en la vertical. La fracción de cobertura de nubes está designada por un número entre 0.0 y 1.0, este valor está provisto como un dato de entrada en el código de radiación. Los flujos radiativos en cielo nublado son calculados del mismo conjunto de ecuaciones (5.1 y 5.8) como en el caso de cielo claro, con ciertos factores de nubosidad multiplicativa dependiendo de las probabilidades de la línea de visión clara entre los niveles. Estos son calculados por la información adicional específica, si las nubes en una capa particular son de superposición aleatoria o máxima. Las nubes que no son cuerpos negros se les asigna una superposición aleatoria de fracción de nube igual a la emisividad, esto es válido bajo la supuesta simplificación de la reflexión y transmisión de un cuerpo gris.

La cantidad de nubes en cada capa i está determinada por los valores $N_{i,o}$ variando de 0.0 a 1.0, la cual está calculada por la subrutina CLDGEN (ver sección 10.1) para:

- La nubosidad a gran escala CSS (nubes no convectivas o nubes de supersaturación)
- La nubosidad de cúmulos CCU (nubes convectivas)

Se asume que las nubes son parcialmente negras en la longitud de onda termal. Por lo tanto, la cantidad de nubes está multiplicada por el flujo de emisividad de la nube, que es calculado por la subrutina LWRAD (ver sección 10.1) usando los coeficientes dados en la Tabla 5.3 para los dos casos.

Tabla 5.3: Coeficiente k para los dos casos del ajuste de emisividad de la nube (Tarasova y Santos Chagas [46])

	Tipo de nube	k	Temperatura
Caso 1			
	CCU	0.05	-
	CSS	0.001	$T < 253K$
		0.01	$T > 253K$
Caso 2			
	CCU	0.012	-
	CSS	0.0	$T < T_{cr} = 190.5K$
		$[1.5E - 6(T - T_{cr})^2]$	$T_{cr} < T < 263K$
		$[5.2E - 3(T - 273) + 0.06]$	$263K < T < 273K$
		0.06	$T > 273K$

Para la nubosidad a gran escala, el resultado de la cantidad de nubes está calculado por la parametrización:

$$N_i = N_{i,o} [1 - \exp(-k_i \Delta p)] \quad (5.23)$$

Para la nubosidad de cúmulos, la cantidad de nubes toma en cuenta el flujo de emisividad de onda larga de la nube, la cual está calculada por la parametrización propuesta por Harshvardhan y Randal [18], dada por:

$$N_i = 1 - \exp(-k_i N_{i,o} \Delta p) \quad (5.24)$$

Donde el coeficiente $k_i (mb^{-1})$ está dado en la Tabla 5.3, para diferentes tipos de nubes y diferentes temperaturas de la nube $T(K)$ y $\Delta p(mb)$ es la diferencia de presión entre los niveles.

Los flujos en cielo nublado son calculados por la subrutina LWRAD (ver sección 10.1), según el conjunto de ecuaciones (5.1 y 5.8) similares al caso de cielo claro:

$$F_i^\uparrow(p) = B_i [T(p)] + C(p, p_s) \left\{ G_i [w(p, p_s); T_s] - G_i [w(p, p_s); T(p_s)] \right\} + \int_{T(p)}^{T(p_s)} \frac{\partial G_i [w(p, p'); T(p')]}{\partial T} C(p, p') dT(p') \quad (5.25)$$

$$F_i^\downarrow(p) = B_i [T(p)] - C(p, p_t) G_i [w(p_t, p); T(p_t)] - \int_{T(p_t)}^{T(p)} \frac{\partial G_i [w(p', p), T(p')]}{\partial T} C(p, p') dT(p') \quad (5.26)$$

La única diferencia del caso de cielo claro es el uso del parámetro $C(p, p')$, el cual es la probabilidad de la línea de visión clara desde el nivel de presión p hacia el nivel de presión p' . Este parámetro está determinado por el esquema de superposición de fracción de nubes. En el código de radiación, son usados dos tipos de superposición: máxima y aleatoria

- Para un flujo descendente, las probabilidades C son calculadas por la subrutina CLDSLW (ver sección 10.1) desde el tope hacia abajo. En general los factores de nubosidad son de la forma $C_{i,j}$, donde i es el nivel en el cual el flujo será calculado y j es el nivel en el cual la probabilidad de la línea de visión clara se necesita.

El cálculo algorítmico es:

- Para una superposición máxima:

$$C_{i,j} = \min [(1 - N_j)(1 - N_{j+1}), \dots, (1 - N_{i-1})] \quad (5.27)$$

Donde: \min es la función mínima

- Para una superposición aleatoria:

$$C_{i,j} = [(1 - N_j)(1 - N_{j+1}), \dots, (1 - N_{i-1})] \quad (5.28)$$

- Para un flujo ascendente, los factores de nubosidad son calculados:

- Para una superposición máxima:

$$C_{i,j} = \min [(1 - N_{j-1})(1 - N_{j-2}), \dots, (1 - N_i)] \quad (5.29)$$

- Para una superposición aleatoria:

$$C_{i,j} = [(1 - N_{j-1})(1 - N_{j-2}), \dots, (1 - N_i)] \quad (5.30)$$

Los factores de nubosidad, para una superposición máxima de nubosidad de cúmulos y una superposición aleatoria de nubosidad a gran escala, son calculados por separado y luego multiplicados para dar la probabilidad final de la línea de visión clara.

Ejemplo: Cálculo del flujo radiativo para un modelo de 5 capas

El procedimiento usado para calcular los flujos, es ilustrado en la Figura 5.2 para el caso de un modelo de 5 capas. Consideremos el caso de una capa de fracción de cobertura de nube N en la capa 3.

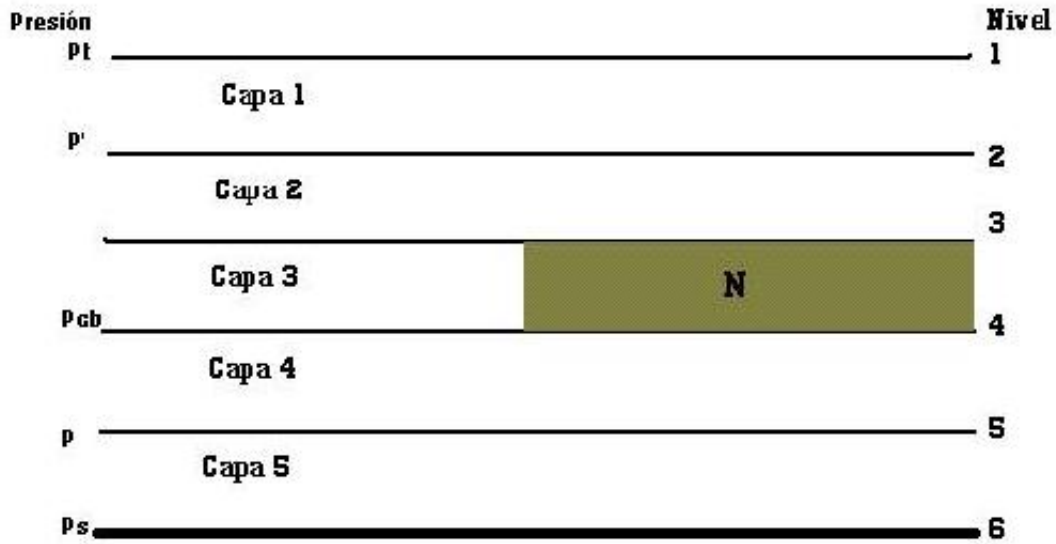


Figura 5.2: Cálculo del flujo radiativo en un modelo de 5 capas en condición de cielo nublado: nubosidad parcial en una capa. Fuente: Harshvardhan y Davis [17]

La ecuación para el flujo descendente en un nivel debajo de la nube puede ser escrita como:

$$\begin{aligned}
 F_{\text{cld}}^{\downarrow}(p) = & B [T(p)] - (1 - N)G [p, p_t, T(p_t)] + \\
 & + (1 - N) \int_{T(p)}^{T(p_t)} \partial G [p, p', T(p')] / \partial T dT(p') + \\
 & + N \int_{T(p)}^{T(p_{cb})} \partial G [p, p', T(p')] / \partial T dT(p') \quad (5.31)
 \end{aligned}$$

Donde: p_{cb} es el nivel base de la nube, el cual en este caso es el nivel 4, pero esta ecuación puede ser escrita como:

$$\begin{aligned}
 F_{\text{cld}}^{\downarrow}(p) = & B [T(p)] - (1 - N)G [p, p_t, T(p_t)] + \\
 & + (1 - N) \int_{T(p_{cb})}^{T(p_t)} \partial G [p, p', T(p')] / \partial T dT(p') + \\
 & + \int_{T(p)}^{T(p_{cb})} \partial G [p, p', T(p')] / \partial T dT(p') \quad (5.32)
 \end{aligned}$$

Partiendo los límites de la primera integral. Nótese que $G [p, p_t, T(p_t)]$ implica la transmitancia entre el nivel p y el tope de la atmósfera p_t , es evidente que $(1 - N)$ es la probabilidad de la línea de visión clara entre p y p_t , ya que p esta debajo de la base de la nube. Similarmente para todos los niveles entre p_{cb} y p_t la probabilidad entre p y p' es también $(1 - N)$. Para los niveles entre p y p_{cb} la probabilidad es 1.0. Por lo tanto la ecuación estará escrita como:

$$F_{cld}^\downarrow(p) = B [T(p)] - C(p, p_t)G [p, p_t, T(p_t)] + \int_{T(p)}^{T(p_t)} C(p, p') \partial G [p, p', T(p')] / \partial T dT(p') \quad (5.33)$$

Donde: $C(p, p')$ es la probabilidad de la línea de visión clara desde p a p' . Comparando la ecuación (5.33) con la ecuación (5.2) vemos que la forma es la misma excepto por la multiplicación de los factores $C(p, p_t)$ y $C(p, p')$. Estos son calculados en el código de radiación. El flujo ascendente sobre la capa de la nube está dado por:

$$F_{cld}^\uparrow(p) = B [T(p)] + C(p, p_s) \{G [p, p_s, T_s] - G [p, p_s, T(p_s)]\} + \int_{T(p)}^{T(p_s)} C(p, p') \partial G [p, p', T(p')] / \partial T dT(p') \quad (5.34)$$

La probabilidad de la línea de visión clara desde el nivel p a la superficie es $C(p, p_s)$

Por la estructura de las ecuaciones de flujo, es posible calcular los flujos en cielo claro y las tasas de enfriamiento, para diagnosticar en todos los puntos de grilla del modelo (incluyendo la nubosidad) sin tener que repetir el tiempo gastado en el cálculo de la transmitancia para los casos de cielo claro y nublado por separado. Esto es una necesidad para el cálculo de los flujos en cielo claro en los puntos de grilla nublado, para estudiar el forzamiento de la nube en el modelo según Charlock [7]. Los algoritmos del flujo son llamados dos veces, una vez que todas las probabilidades de línea de visión son fijadas igual a 1.0, para dar los flujos en cielo claro y luego con un cálculo de probabilidades producir los flujos en cielo nublado. El tiempo adicional que toma en calcular dos veces los flujos es pequeño, ya que la mayor parte del tiempo es usado en calcular la transmitancia gaseosa.

Si hay nubes en más de una capa, las ecuaciones (5.33) y (5.34) pueden aún

ser usadas, pero el factor de nubosidad dependerá de la fracción de nube en cada una de las capas y el grado de superposición de las nubes. El problema de la superposición de fracción de nube está aún bajo estudio y no hay un consenso en la preferencia de la superposición en los modelos de circulación atmosférica. Este problema es solamente de importancia académica para modelos que asumen el cielo claro o completamente nublado. El actual código de radiación nos permite dos tipos de superposición: máxima y aleatoria. Solamente algunas probabilidades de línea de visión clara serán presentadas. En las Figuras 5.3a y 5.3b, por ejemplo N_1, N_2 y $N_5 = 0$ y $C(6, 1)$ pueden ser de forma:

- Para una superposición máxima:

$$C(6, 1) = \min [(1 - N_3), (1 - N_4)] \quad (5.35)$$

- Para una superposición aleatoria:

$$C(6, 1) = (1 - N_3)(1 - N_4) \quad (5.36)$$

Obteniéndose C para un flujo descendente, las probabilidades son calculadas desde el tope hacia abajo, se usan las ecuaciones (5.33) y (5.34).

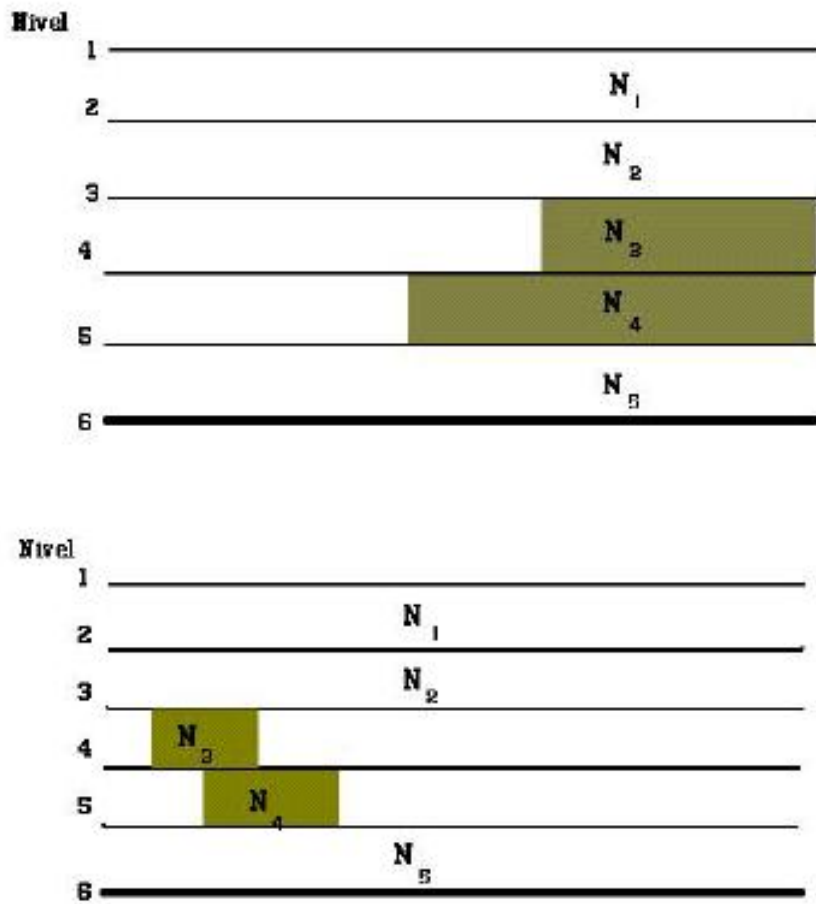


Figura 5.3: Cálculo del flujo radiativo en un modelo de 5 capas en condición de cielo nublado: a) Superposición máxima b) Superposición aleatoria. Fuente: Harshvardhan y Davis [17]

Capítulo 6

Metodología y Datos

Se ha trabajado con el Modelo de Circulación General Atmosférico de predicción del clima (modelo CPTEC/COLA) implementado en el Centro de Predicción Numérica del Tiempo y Clima (CPNTC), para realizar una simulación del clima (a mediano plazo). Se realizó una corrida con condiciones de frontera inferior, esto es, con anomalías de TSM persistida (la cual es una opción de pronóstico para las simulaciones climáticas), donde la última anomalía de TSM observada es sumada a la TSM climatológica. La climatología proporciona la variabilidad natural, mientras que la anomalía de TSM observada muestra las características actuales. La TSM observada es obtenida del NCEP.

El modelo usado es espectral con truncamiento triangular T042L28 (42 ondas y 28 niveles en la vertical) y cuenta con las siguientes parametrizaciones físicas:

1. Para la convección:

- Parametrización de la convección profunda según:
 - El esquema de Kuo modificado (Kuo [27]; Anthes [1])
- Parametrización de la convección somera según:
 - El esquema de Tiedtke (Tiedtke [47])

2. Para la radiación:

- Parametrización de la radiación de onda larga según:
 - El esquema de Harshvardhan (Harshvardhan [17])
- Parametrización de la radiación de onda corta según:
 - El esquema de Lacis y Hansen (Lacis y Hansen [28])

La parametrización de la radiación de onda larga, es calculada en las condiciones de cielo claro y nublado:

- Condición de cielo claro: los flujos radiativos son calculados por la subrutina LWFLUX (ver sección 10.1).
- Condición de cielo nublado: los flujos en cielo nublado, son calculados por la subrutina CLDSLW (ver sección 10.1). Donde se considera la probabilidad de línea de visión clara $C(p, p')$, la cual es un parámetro determinada por el esquema de superposición de fracción de nubes, el cual es de dos tipos: superposición máxima y superposición aleatoria, las probabilidades C son calculadas por la subrutina CLDSLW (ver sección 10.1).

La probabilidad de línea de visión clara a su vez depende de la cantidad de nubes en cada una de las capas i ($N_{i,o}$), que varían de 0.0 a 1.0 (calculada por la subrutina CLDGEN, sección 10.1), estas últimas son calculadas para los tipos de nubes: nubes convectivas y nubes a gran escala (no convectivas).

Área de estudio

La región de estudio está comprendida entre la longitud de 58 a 68°W y la latitud de 4 a 10°S (que incluye la Amazonía central), esta zona es la más lluviosa durante la tarde.

Periodo de estudio

Para el periodo de estudio, se han elegido 15 días del mes de enero del 2002, durante la estación de verano (periodo lluvioso) y se analizaron los datos cada dos horas (00z, 02z,...22z), la hora local se ha considerado en la longitud 64°W (GMT-4).

La hora universal está representado por: z, GMT y UTC

La hora local está representado por: LT

6.1 Datos

En el presente trabajo se utilizaron los siguientes programas:

- GrADS (The Grid Analysis and Display System): es una herramienta de escritorio interactivo de fácil acceso para el análisis y la visualización de datos científicos. Donde se determinaron:

- El promedio de la serie original
 - El ciclo diurno promedio
 - La anomalía
- Matlab (Matrix Laboratory): es un paquete comercial, el cual opera en un ambiente de programación interactivo para la visualización numérica de los cálculos y de datos. Donde se determinaron:
 - La media: Es simplemente el promedio aritmético de los valores en el sistema, obtenida sumando los valores y dividiéndolo por el número de valores
 - La desviación estándar y la variancia: ambos son medidas de la propagación (extensión) de la distribución sobre la media, la variancia de un sistema de datos es el promedio aritmético del cuadrado de la diferencia entre los valores y la media, la desviación estándar es la raíz cuadrada de la variancia.

Ambos programas se apoyan en el ambiente UNIX (sistema operativo).

6.1.1 Resultados del modelo

Las variables obtenidas del modelo CPTEC/COLA fueron:

- Tasa de precipitación sobre la superficie de la Tierra (mm/día)
- Calentamiento latente convectivo a un nivel de 400 *mb* (\dot{H}_{lat}) (*K/h*).
- Calentamiento radiativo de onda corta a un nivel de 400 *mb* (\dot{H}_s) (*K/h*)
- Enfriamiento radiativo de onda larga a un nivel de 400 *mb* (\dot{H}_{ir}) (*K/h*)

Procedimiento:

El promedio de la serie original, el ciclo diurno promedio, la anomalía y la desviación estándar de las variables obtenidas con el modelo fue calculado de la siguiente manera:

- Cálculo del promedio de la serie original: Se hizo un promedio para los primeros 15 días del mes de enero del 2002 y se ha promediado sobre la región de estudio (Amazonía central)

- Cálculo del ciclo diurno promedio: se ha promediado los primeros 15 días del promedio de la serie original cada dos horas. Esta nueva variable es luego considerada como la climatología (ciclo diurno promedio)
- Cálculo de la anomalía: la cual resulta de la diferencia entre el promedio de la serie original y el ciclo diurno promedio.

6.1.2 Datos observados

Debido a que el porcentaje de nubosidad convectiva con temperaturas menores a $-40^{\circ}C$ en el tope de las nubes (datos observados) obtenido por imágenes infrarrojas según el satélite GOES-8 (Geostationary Operational Environmental Satellite), no es similar a la precipitación observada según el experimento LBA (Large-Scale Biosphere Atmosphere Experiment), esto es, porque el porcentaje de nubosidad no cuenta con una serie completa. Si bien ambos no son del mismo año, en promedio deberían ser lo mismo. Entonces los resultados obtenidos con el modelo CPTEC/COLA, fueron evaluados en función de la precipitación observada según el experimento LBA.

Procedimiento:

El promedio de la serie original, el ciclo diurno promedio y la desviación estándar de la variable observada según el satélite GOES-8 fue calculado de la siguiente manera:

- Cálculo del promedio de la serie original:
 - Se hizo un promedio para los primeros 15 días del mes de enero del 2002 y se ha transformado el contador de brillo (*pixel*) en temperatura (grados centígrados) por la fórmula de conversión inversa propuesta por: conversion of GOES infrared 10-bit GVAR counts into 8-bit brightness counts⁴.

$$T(^{\circ}C) = 418 - pixel - 273.15 \quad \text{para} \\ -110^{\circ}C < T < -31.15^{\circ}C \quad (6.1)$$

- Se ha utilizado una mascara, donde se ha considerado únicamente aquellas temperaturas menores a $-40^{\circ}C$

⁴Obtenido de http://www.cira.colostate.edu/RAMM/cal_val/infrared.htm

- como no se tienen todos los datos del mes de Enero del 2002 se ha usado una función constante, la cual asigna un nuevo valor a los datos faltantes, de esa manera los datos que falten podrán participar en la operación, es decir, se fijan todos los datos que faltan a una constante 0 y los datos que no falten no son cambiados
 - Se ha realizado un promedio aritmético sobre la región de estudio (Amazonía central)
 - Este valor es multiplicado por cien, de esta manera se expresó en porcentaje (%) para aquellas temperaturas frías menores a $-40^{\circ}C$ en el tope de nubes convectivas.
- Cálculo del ciclo diurno promedio: se ha fijado el tiempo correspondiente a 24 horas y se ha promediado los primeros 15 días del promedio de la serie original cada dos horas. Esta nueva variable es luego considerada como la climatología (ciclo diurno promedio)
 - Cálculo de la media y la desviación estándar: debido a que no se puede hallar la media, porque no se tienen todos los datos para los primeros 15 días mes de enero, se ha hecho la siguiente consideración: se detectan en la serie las posiciones donde no se tienen datos y se representan como 1 y donde hay datos se le representa como 0. Es decir se está hallando la media solamente para los datos representados como 0 y se están obviando los datos ausentes representados como 1. Luego se determinó: la media y la desviación estándar.

6.2 Balance termodinámico

La ecuación del balance termodinámico (ecuación 3.38) en función de la temperatura potencial y los términos diabático, esto es, la tasa de calentamiento/enfriamiento radiativo y la tasa de calentamiento latente, está dado como:

$$\frac{d\Theta}{dt} = \dot{\mathcal{H}}_{rad} + \dot{\mathcal{H}}_{lat} = \left\{ \dot{\mathcal{H}}_{ir} + \dot{\mathcal{H}}_s \right\} + \dot{\mathcal{H}}_{lat} \quad (6.2)$$

ó

$$\frac{d\Theta}{dt} = \frac{1}{c_p} \left(\frac{p_o}{p} \right)^{k'} \left\{ \dot{H}_{ir} + \dot{H}_s + \dot{H}_{lat} \right\} = \frac{1}{c_p} \left(\frac{p_o}{p} \right)^{k'} \left\{ \dot{q}_{ir} + \dot{q}_s + \dot{q}_{lat} \right\} \quad (6.3)$$

Entonces, la tasa de calentamiento total es:

$$\dot{q} = \dot{q}_{total} = \dot{q}_{ir} + \dot{q}_s + \dot{q}_{lat} \quad (6.4)$$

Donde los términos de la derecha representan:

- Tasa de calentamiento radiativo:

La cual tiene menor variación estacional en los trópicos en comparación a las latitudes medias. Se define como el potencial de radiación para calentar o enfriar la atmósfera por absorción de radiación de onda corta (solar) y la emisión de radiación de onda larga (infrarroja o terrestre), esto es:

- Calentamiento/enfriamiento radiativo infrarrojo (\dot{q}_{ir}): donde se considera la absorción (calentamiento) y la emisión (enfriamiento) de radiación infrarroja por una capa atmosférica, está representado por la ecuación (3.60), esta es:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{g}{c_p} \frac{dF_n}{dp}$$

ó

$$\dot{H}_{ir} = \dot{q}_{ir} = c_p \frac{dT}{dt} = g \frac{dF_n}{dp}$$

Otra manera de representar la tasa de calentamiento, es por medio de los flujos radiativos ascendentes y descendentes, ecuación (5.4), esta es:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{g}{c_p} \frac{dF_n}{dp} = \frac{g}{c_p} \frac{d[F_i^\downarrow(p) - F_i^\uparrow(p)]}{dp}$$

ó

$$\dot{H}_{ir} = \dot{q}_{ir} = c_p \frac{dT}{dt} = g \frac{dF_n}{dp} = g \frac{d[F_i^\downarrow(p) - F_i^\uparrow(p)]}{dp} \quad (6.5)$$

- Calentamiento radiativo solar (\dot{q}_s): su ecuación es similar a la ecuación (6.5), solamente se considera la absorción de la radiación solar por una capa atmosférica, es decir únicamente habrá calentamiento por absorción, no se considera la emisión de radiación solar por esta capa, por lo que no habría enfriamiento.

- Tasa de calentamiento latente convectivo (\dot{q}_{lat}): la cual esta asociada con el cambio de fase (condensación), esta representada por la ecuación (3.46), esta es:

$$\dot{H}_{lat} = \dot{q}_{lat} = L \frac{d\omega}{dt}$$

Capítulo 7

Resultados y Discusión

7.1 Ciclo diurno de la tasa de precipitación

7.1.1 Análisis de la distribución espacial y temporal de lluvias según el modelo CPTEC/COLA y lo observado por satélite

La tasa de precipitación media para los primeros quince días del mes de enero del 2002 obtenida en el modelo CPTEC/COLA (con una resolución espacial de 2.8×2.8 y salidas del modelo cada dos horas), se ha analizado con cobertura de nubes frías (menores a $235K$) para los meses de diciembre, enero y febrero (verano austral) obtenida del trabajo de Garreaud y Wallace [14]. Ellos usaron 9 años de datos infrarrojos del satélite geoestacionario GOES (con una resolución espacial 0.5×0.5 y resolución temporal cada tres horas) y se ha considerado la hora local en la longitud $60^{\circ}W$ (GMT-4). Se obtuvo que:

En la región comprendida entre el Ecuador (0°) y la latitud $18^{\circ}S$ y las longitudes 55 a $80^{\circ}W$, el modelo produjo durante la tarde de las 18z a 22z (2pm a 6pm)(Figura 7.1b) dos bandas de mayor precipitación (sobre los Andes y la región Amazónica), en la región Amazónica la máxima precipitación se produjo a las 18z (2pm)

Mientras que lo obtenido por Garreaud y Wallace [14], nos muestra que durante la noche (Figura 2.2a, 21-24 UTC) de 5 a 8pm, se produjo la mayor cobertura de nubes frías, estas son cuatro bandas bien marcadas (sobre los Andes, dos bandas paralelas en la región Amazónica y en la costa nordeste de Sudamérica) y durante la mañana (Figura 2.2b, 9-12 UTC) de 5 a 8 am, se produjo la menor cobertura de nubes.

Por lo tanto la máxima precipitación (2pm, modelado) se produjo cuatro

horas antes que se produjera la máxima cobertura de nubes (6pm) según Garreaud y Wallace [14])

7.1.2 Análisis del ciclo diurno promedio de la precipitación según el modelo y la precipitación observada obtenida del experimento LBA

Con respecto al ciclo diurno promedio de la precipitación, el modelo produjo un pico máximo de precipitación de 18 mm/día a las 18z (2pm) (promediado para los primeros quince días del mes de enero del 2002 y una región promedio comprendido entre la longitud de 58 a 68°W y la latitud de 4 a 10°S). Por otro lado Chaboureau y Bechtold [5] compararon los resultados del modelo ECMWF (European Center for Medium -Range Weather Forecasts), usando diferentes parametrizaciones de convección con datos observados obtenidos del experimento LBA (Large-Scale Biosphere-Atmosphere Experiment) en el año de 1999, para la región de Rondonia (ubicada al oeste de la Amazonía). Cuyos resultados indican que el esquema MNH (esquema convectivo adaptado de kain y Fritsch), es el mejor en reproducir el pico de precipitación muy intenso durante la tarde de 35 mm/día a las 14 LT (2pm hora local), el cual concuerda con el pico observado de 30 mm/día a las 14 LT (2pm hora local). Por lo tanto el pico máximo de precipitación obtenido con el modelo CPTEC/COLA concuerda con los resultados obtenidos por Chaboureau y Bechtold [5], esto es con el esquema MNH y lo observado por el experimento LBA, ver Figura 2.1

7.1.3 Resultados del modelo

Se puede observar que en el lugar de estudio (región Amazónica), la precipitación es más intensa durante la tarde (Figura 7.1b, de 16z a 20z) y es menos intensa durante la mañana (Figura 7.1b, 12z y 14z). Mientras que durante la noche la precipitación es escasa (Figura 7.1a, de 0z a 10z) . Durante la tarde se presenta la mayor precipitación, esto es, comienza a las 12z(8am) y aumenta progresivamente hasta llegar a ser máxima a las 18z (2pm), luego disminuye hasta las 22z(6pm) (ver Figura 7.1b).

Otra manera de representar el ciclo diurno de la precipitación es por medio de la diferencia entre las tasas de precipitación. La mínima precipitación se produjo a las 4z (12am hora local) y la máxima a las 18z (2pm hora local), ver Figura 7.2a. Se muestran dos bandas paralelas de mayor precipitación

(de color azul), una de ellas ubicada al sur del Perú y la otra en la parte central del Amazonas (área de estudio), esto podría estar asociado con la topografía de la zona (ver Figura 7.2b). Entre estas dos bandas se tiene una región donde la precipitación es escasa (al norte de Bolivia).

De la evolución temporal de la precipitación se obtuvo que los días más lluviosos fueron, el 9 y 10 y los días con escasa lluvia fueron, el 13 y 14 de enero del 2002 (Figura 7.3a).

Con respecto a la media (ciclo diurno promedio) de la precipitación, se obtuvo que la máxima precipitación ocurrió a las 18z(2pm hora local), a esta misma hora también se produjo la mayor desviación estándar (variabilidad máxima), mientras que la menor precipitación se produjo a las 4z (12am hora local), a esta misma hora se produjo la menor desviación estándar (variabilidad mínima) (ver Figura 7.3b).

Por lo tanto, según la media de la precipitación se tiene que durante el día la precipitación comienza a las 12z(8am hora local), aumenta progresivamente hasta alcanzar su máximo valor de 18 mm/día a las 18z(2pm hora local), luego disminuye y termina durante la noche a las 02z(10pm hora local) (ver Figura 7.3b).

7.1.4 Datos observados

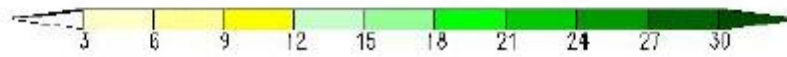
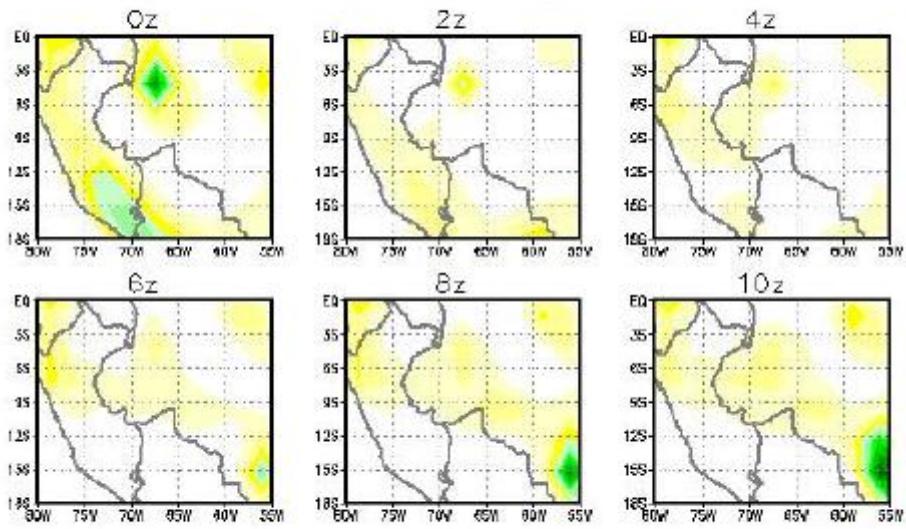
Los datos observados corresponden al porcentaje de nubosidad convectiva para las temperaturas menores a $-40^{\circ}C$ en el tope de las nubes, obtenido de las imágenes infrarrojas del satélite GOES-8, para la región de estudio (Amazonía central), que corresponden a los primeros quince días del mes de enero del 2002 (periodo lluvioso).

De la evolución temporal del porcentaje de nubosidad convectiva, se obtuvo que los días con mayor porcentaje de nubosidad convectiva fueron, el 2 y 7 de enero del 2002, se debe tener en cuenta que la serie esta incompleta (ver Figura 7.4a).

Con respecto al ciclo diurno promedio del porcentaje de nubosidad convectiva, se obtuvo que el mayor porcentaje de nubosidad convectivo de aproximadamente 26% ocurrió a las 22z (6pm), mientras que el menor porcentaje, esto es, 5% ocurrió a las 12z (8am) (ver Figura 7.4b).

Por lo tanto el modelo produjo una mayor precipitación a las 2pm, cuatro horas antes que se produzca el mayor porcentaje de nubosidad convectiva (6pm) (datos observados), el cual coincide con la mayor cobertura de nubes (6pm) según Garreaud y Wallace [14].

Tasa de Precipitación media cada dos horas (mm/día)
Durante la noche



Tasa de Precipitación media cada dos horas (mm/día)
Durante el día

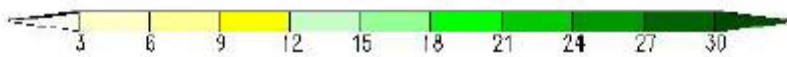
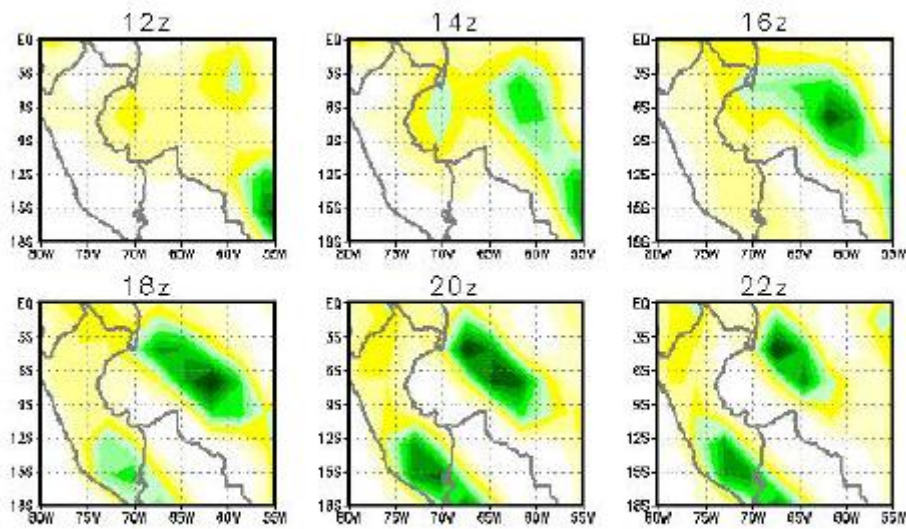


Figura 7.1: Resultados del modelo: tasa de precipitación a) Durante la noche
b) Durante el día

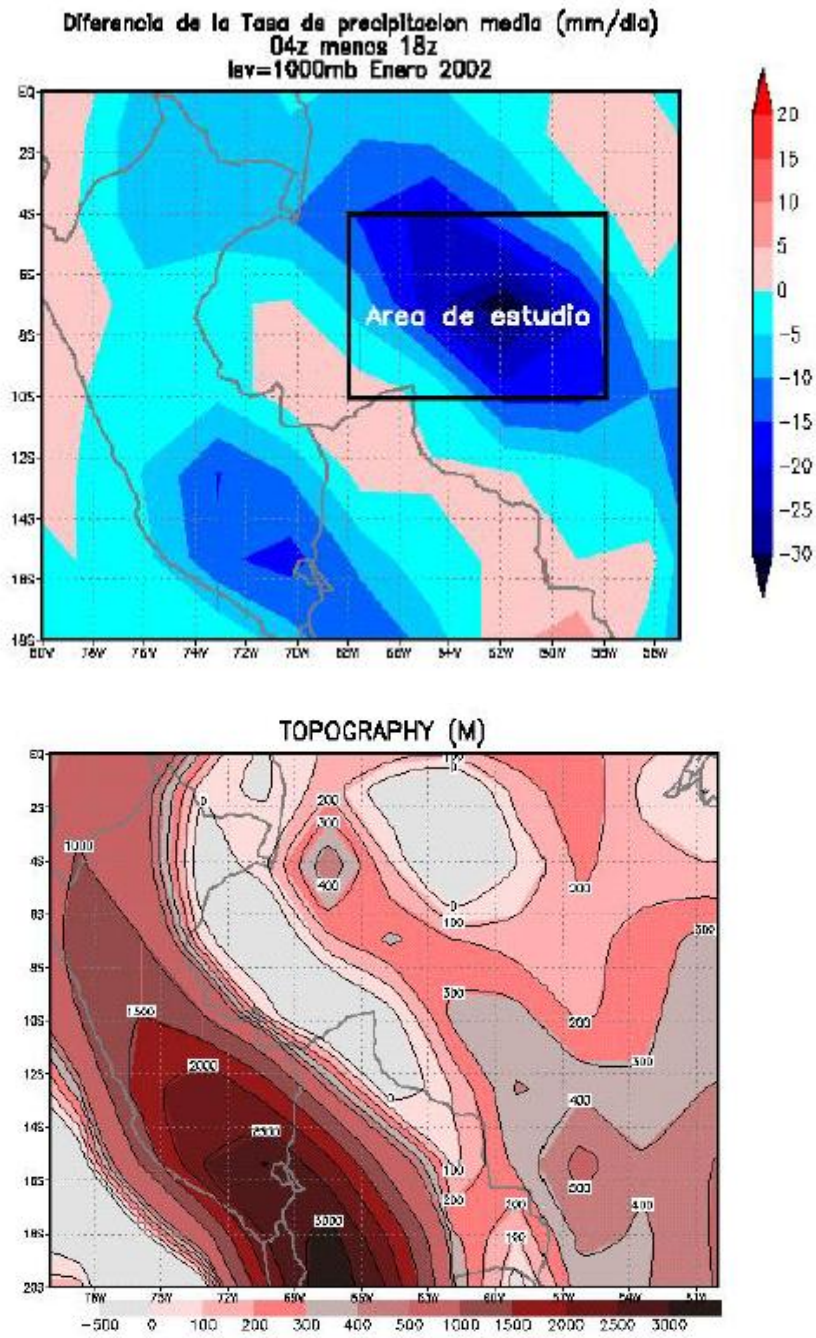


Figura 7.2: Resultados del modelo: a) Diferencia de la precipitación nocturna b) Topografía

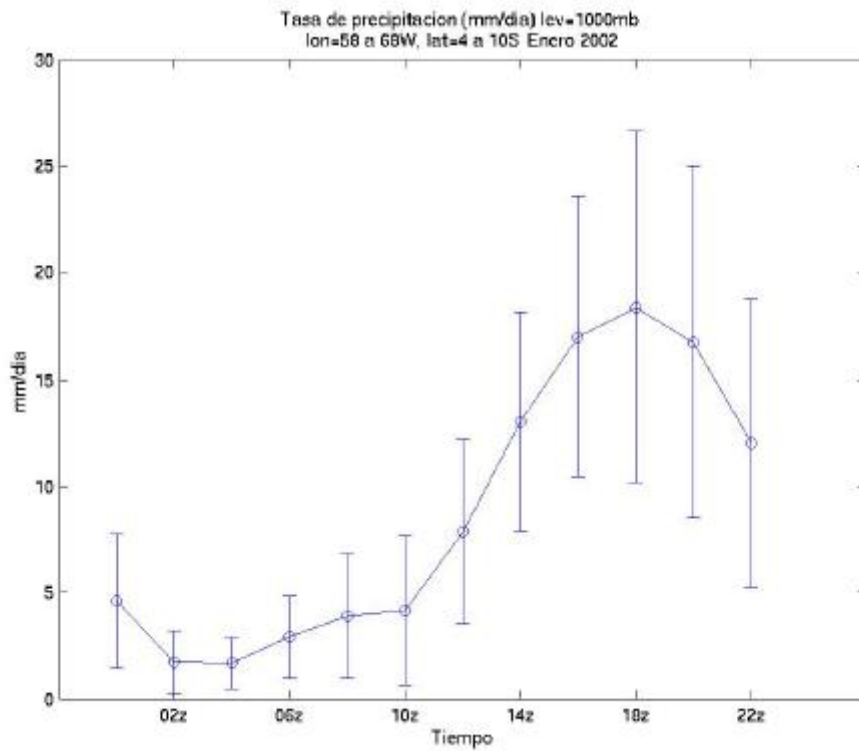
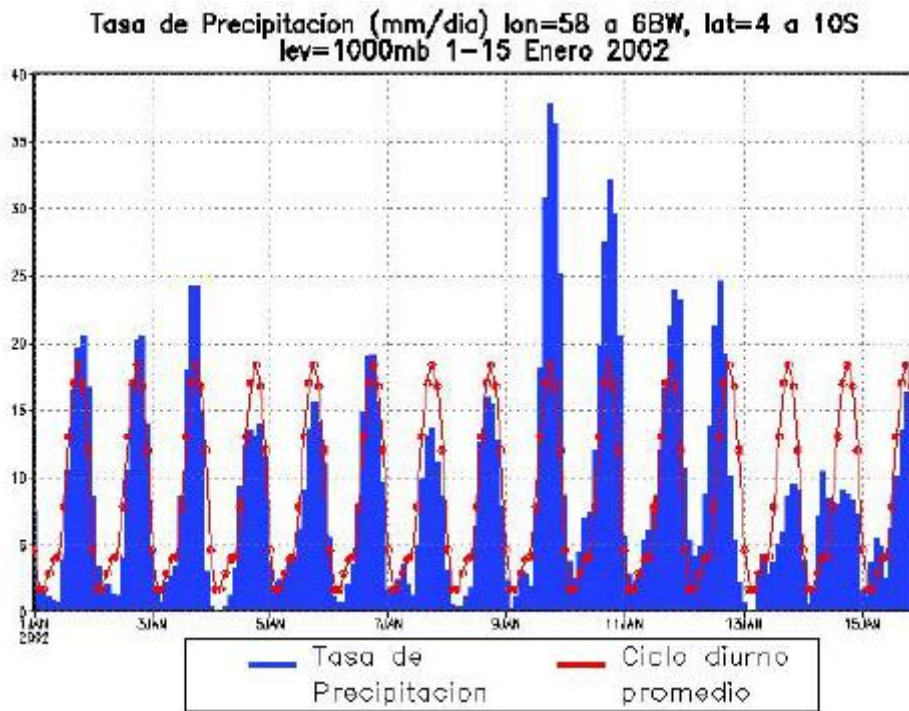


Figura 7.3: Resultados del modelo: tasa de precipitación a)ciclo diurno
b)Desviación estándar

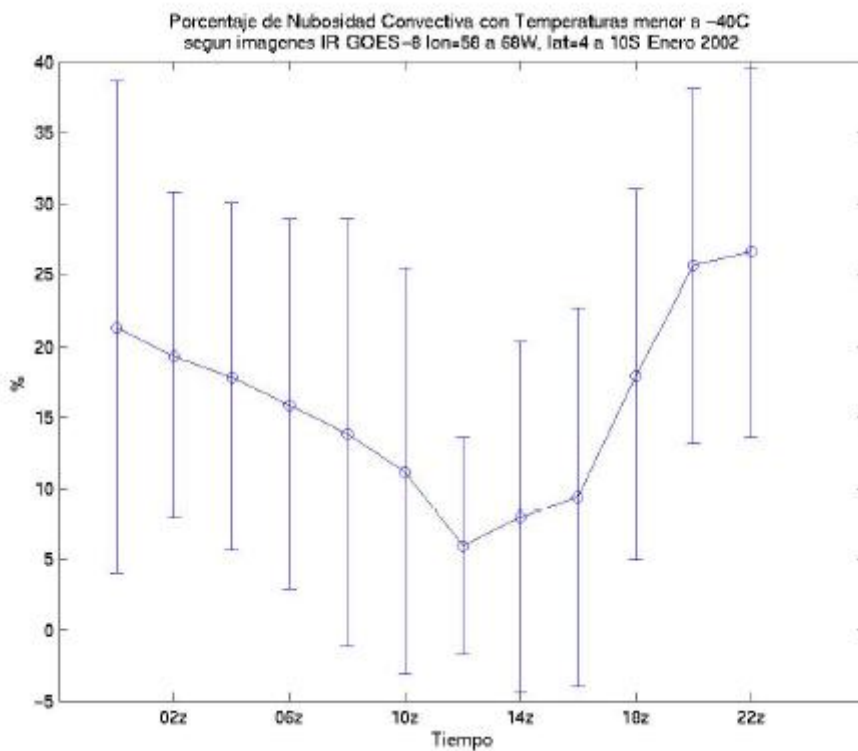
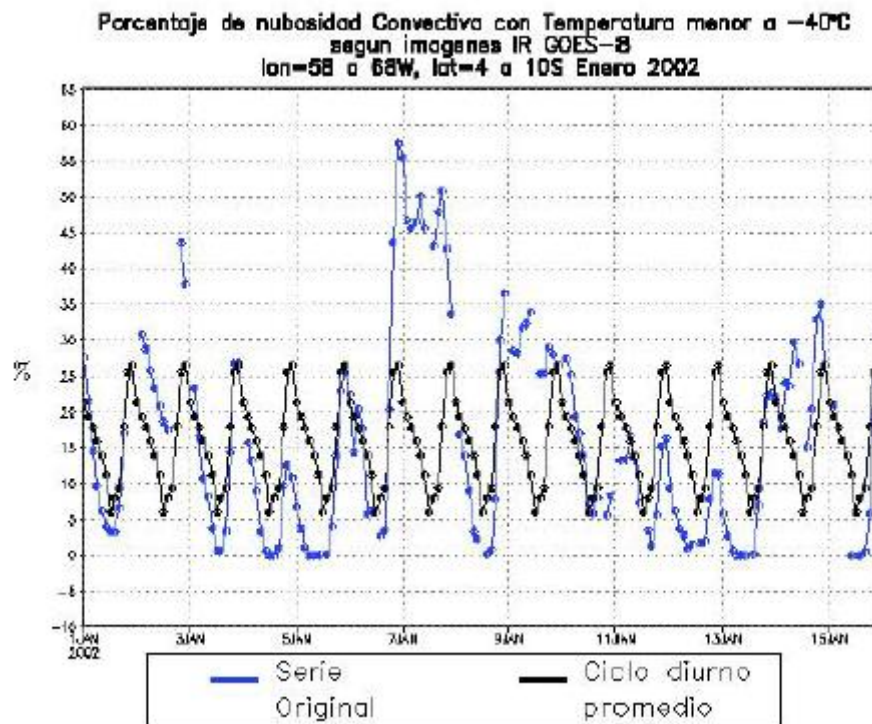


Figura 7.4: Datos observados: porcentaje de nubosidad convectiva a)Ciclo diario b)Desviación estándar

7.2 Ciclo diario del Calentamiento Latente Convectivo

7.2.1 Resultados del modelo

En la evolución temporal cada dos horas del calentamiento latente convectivo (\dot{H}_{lat}) en unidades de K/h a un nivel de 400mb ($\sim 7.5km$), el cual está relacionado con los cambios de fase (evaporación, condensación, etc.), en especial con la condensación, fue analizado (Figura 7.5a):

- El promedio de la serie original (de color negro), que resulta del promedio espacial entre la longitud de 58 a 68°W y la latitud de 4 a 10°S para los primeros quince días del mes de enero del 2002. Donde se observa que la variación durante un día (variación diaria) muestra un máximo pico de calentamiento latente durante la tarde entre las 16z y 18z.

Dentro de los primeros quince días, el mayor calentamiento está presente durante los días 9 y 10 y el menor calentamiento durante los días 13 y 14.

- El ciclo diario promedio (de color rojo), el cual resulta de promediar en el tiempo, el promedio de la serie original cada dos horas, para los primeros quince días del mes de enero del 2002. Donde se muestra una variación diaria que oscila entre 0.02 K/h (en la noche) y 0.3 K/h (en el día).

- La anomalía (de color azul), que resulta de la diferencia entre el promedio de la serie original y el ciclo diario promedio. Se observa que la mayor anomalía positiva (los días 9 y 10) coincide con los días de mayor calentamiento del promedio de la serie original, de igual manera la menor anomalía negativa (los días 13 y 14) coincide con los días de menor calentamiento del promedio de la serie original. Además se observa que las anomalías positivas y negativas oscilan entre 0.1 y -0.1 K/h , respectivamente.

Analizando la propagación de la distribución sobre el ciclo diario promedio del calentamiento latente, esto es, la desviación estándar del calentamiento latente (Figura 7.5b), se obtuvo:

- Durante la noche (de 00z a 10z): se presenta el menor calentamiento latente, cuyo valor promedio durante estas horas es de 0.05 K/h . Esto está asociado con la menor variabilidad, que en general ocurre durante estas horas, donde los menores valores de variabilidad ocurren a las 2z y 4z.

- Durante el día (de 12z a 22z): se presenta el mayor calentamiento laten-

te, donde el máximo pico de calentamiento ($\sim 0.3K/h$), se produjo durante la tarde, a las 18z(2pm, hora local). Además durante el día, se produjo la máxima variabilidad con respecto al ciclo diurno promedio del calentamiento latente, donde los mayores valores de variabilidad ocurrieron durante la tarde entre las 16, 18 y 20z.

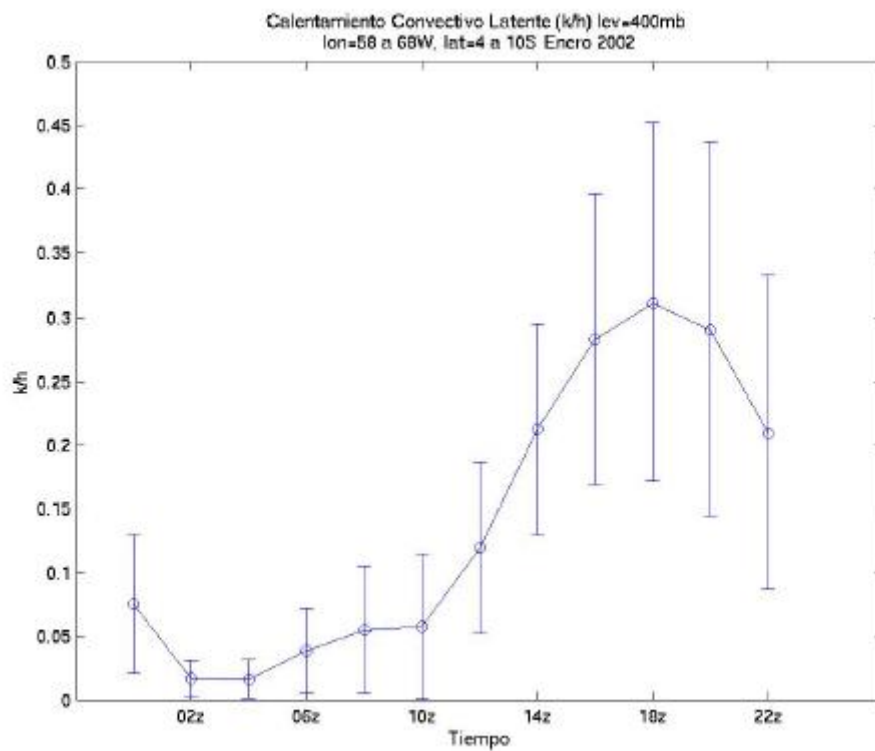
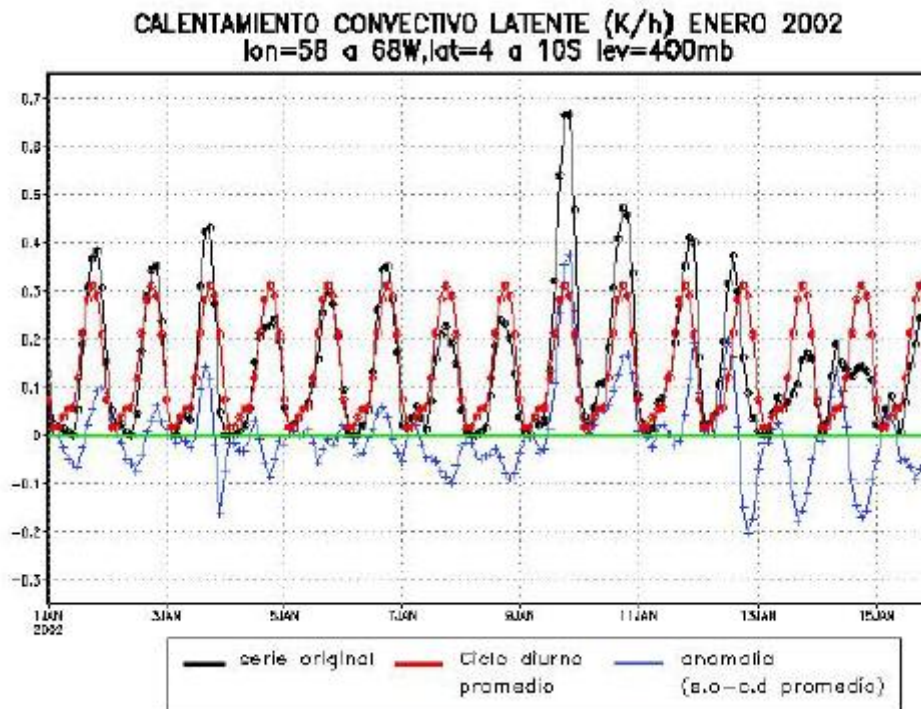


Figura 7.5: Resultados del modelo, calentamiento latente convectivo (400mb)
a)Ciclo diurno b)Desviación estándar

7.3 Ciclo diurno del enfriamiento radiativo de onda larga

7.3.1 Resultados del modelo

En la evolución temporal cada dos horas del enfriamiento radiativo de onda larga (\dot{H}_{ir}) en unidades de K/h a un nivel de 400mb, fue analizada (Figura 7.6a):

- El promedio de la serie original (de color negro), se observa que la variación durante un día, muestra un mayor enfriamiento durante la tarde a las 20z (4pm)

- El ciclo diurno promedio (de color rojo), la variación diurna del enfriamiento radiativo oscila entre $-0.12 K/h$ (en el día) y $-0.085 K/h$ (en la noche)

- La anomalía (de color azul), se observa que las anomalías positiva y negativa oscilan entre 0.02 y $-0.02 K/h$, respectivamente, la cual es muy pequeña en comparación a la oscilación de la anomalía del calentamiento latente (Figura 7.5a).

Con respecto a la desviación estándar del enfriamiento radiativo de onda larga (Figura 7.6b), se tiene:

- Durante la noche (de 00z a 10z): se presenta el menor enfriamiento radiativo, donde el pico de menor enfriamiento radiativo ($\sim -0.085K/h$) se produjo a las 06z (2am). Además durante la noche, se produjo la máxima variabilidad con respecto al ciclo diurno promedio del enfriamiento radiativo de onda larga, esto ocurre a las 08z y 10z.

- Durante el día (de 12z a 22z): se presenta el mayor enfriamiento radiativo, donde el máximo pico de enfriamiento ($\sim -0.12K/h$), se produjo durante la tarde, a las 20z(4pm, hora local). Además durante el día, se produce la menor variabilidad con respecto al ciclo diurno promedio del enfriamiento radiativo, donde la menor variabilidad, se produjo a las 20z y 22z.

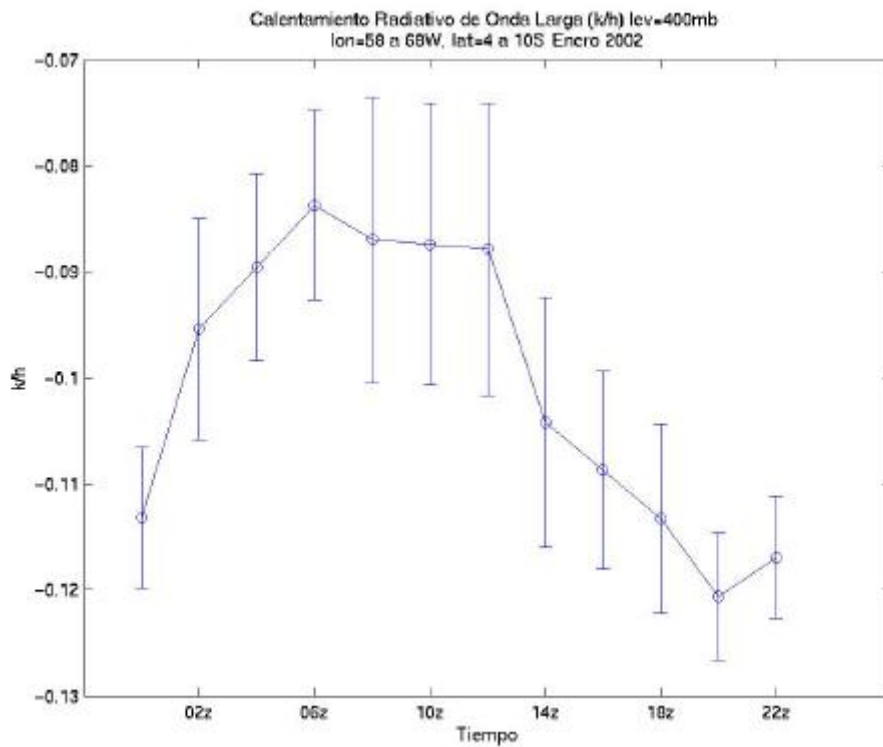
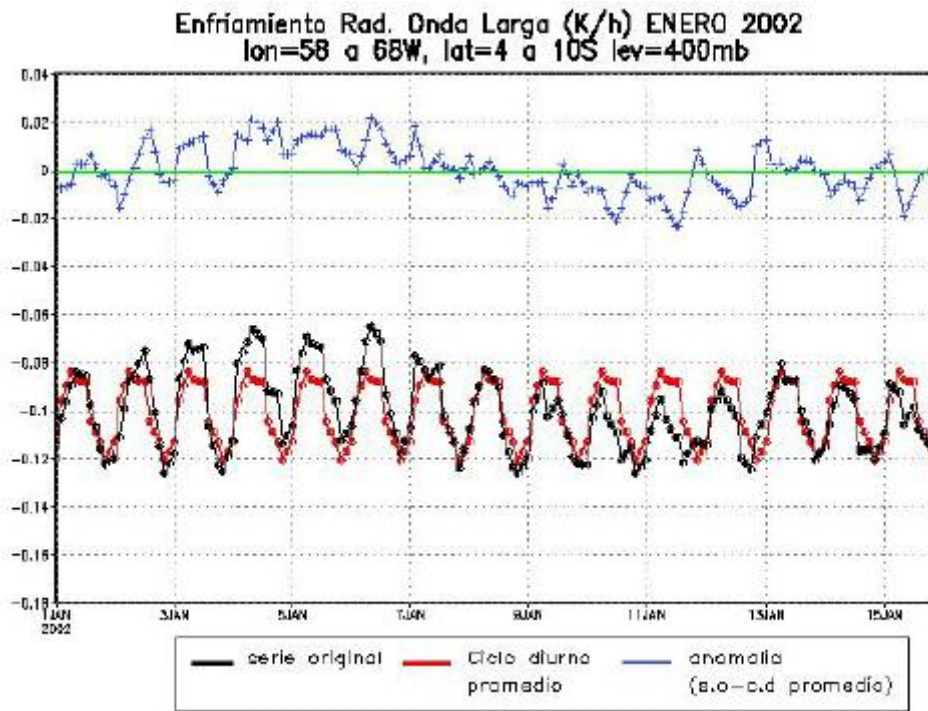


Figura 7.6: Resultados del modelo, enfriamiento radiativo de onda larga (400mb) a)Ciclo diario b)Desviación estándar

7.4 Ciclo diurno del calentamiento radiativo de onda corta

7.4.1 Resultados del modelo

En la evolución temporal cada dos horas del calentamiento radiativo de onda corta (\dot{H}_s) en unidades de K/h a un nivel de 400mb, fue analizada (Figura 7.7a):

- El promedio de la serie original (de color negro), se observa que la variación durante un día, muestra un mayor calentamiento a las 16z (12pm)
- El ciclo diurno promedio (de color rojo), la variación diurna del calentamiento radiativo oscila entre 0.01 y 0.11 K/h
- La anomalía (de color azul), se observa que las anomalías positiva y negativa oscilan entre 0.02 y -0.02 K/h , respectivamente, la cual es muy pequeña en comparación a la oscilación de la anomalía del calentamiento latente (Figura 7.5a).

Con respecto a la desviación estándar del calentamiento radiativo de onda corta (Figura 7.7b), se tiene:

- Durante la noche (de 00z a 10z): como era de esperarse, el calentamiento radiativo de onda corta no está presente.
- Durante el día (de 12z a 22z): se presenta el mayor calentamiento radiativo, donde el máximo pico de calentamiento ($\sim 0.11K/h$), se produjo a las 16z (12pm, hora local). Además durante el día, se produjo la mayor variabilidad con respecto al ciclo diurno promedio del calentamiento radiativo, esto ocurrió a las 14, 16 y 18z.

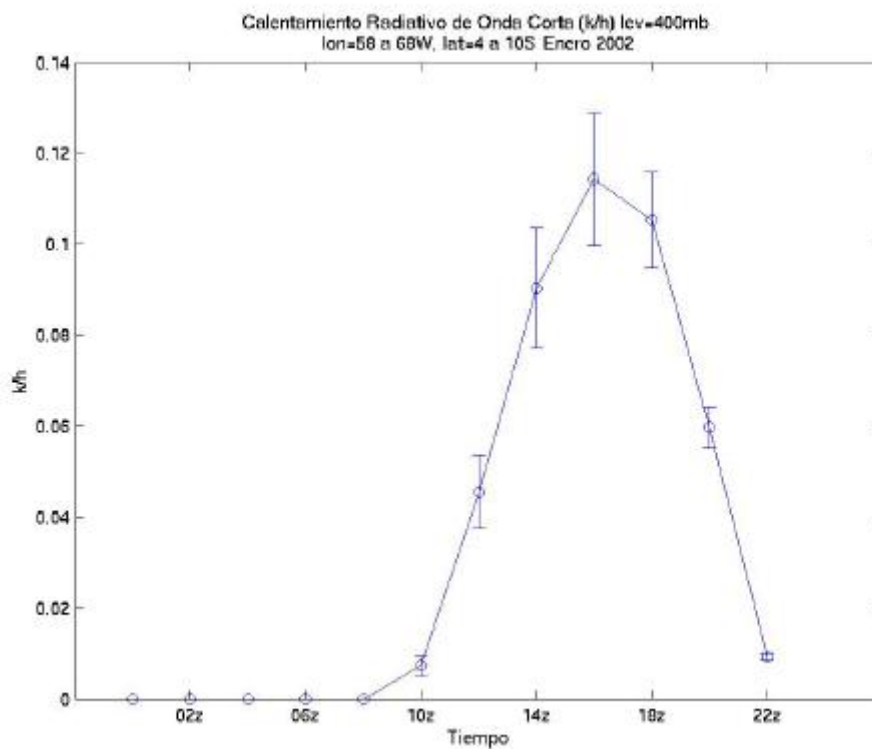
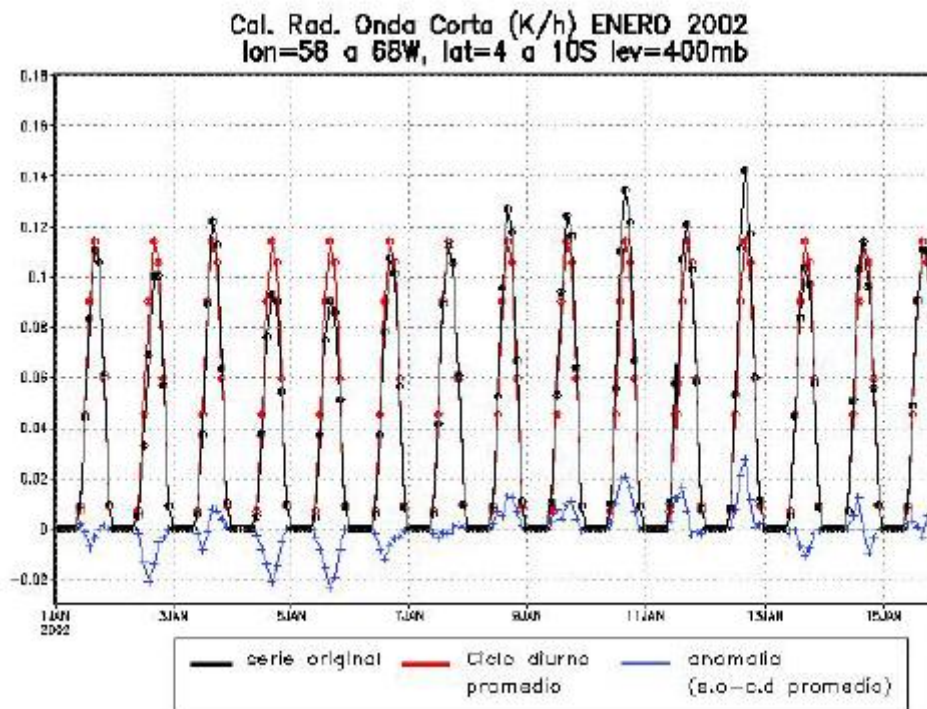


Figura 7.7: Resultados del modelo, calentamiento radiativo de onda corta (400mb) a)Ciclo diurno b)Desviación estándar

7.5 Distribución vertical del calentamiento promedio latente y radiativo

7.5.1 Resultados del modelo

Debido a que una de las leyes físicas básicas que gobiernan el movimiento atmosférico en un modelo, es la ley de conservación de la energía, la cual está representada por la ecuación termodinámica o la primera ley de la termodinámica, esto es, ecuación (4.16), por ello se hace necesario un mayor estudio de las variables que forman parte de esta ecuación. Una de estas variables es la tasa de calentamiento \dot{q} , que representa el efecto diabático, la cual a su vez, está representada por la ecuación (6.4), esto es:

$$\dot{q} = \dot{q}_{total} = \dot{q}_{ir} + \dot{q}_s + \dot{q}_{lat}$$

Se ha realizado un estudio de la distribución vertical de las tasas de calentamiento diabático, donde se ha promediado en el espacio el promedio de la serie original cada dos horas, para los primeros quince días del mes de enero del 2002, entre la longitud de 58 a 68°W y la latitud de 4 a 10°S, obteniéndose tasas de calentamiento promedio, para la noche (Figura 7.8) y el día (Figura 7.9), esto es:

- Tasa de calentamiento total \dot{q}_{total} (de color azul)
- Tasa de calentamiento latente convectiva \dot{q}_{lat} (de color verde)
- Tasa de calentamiento radiativo de onda corta \dot{q}_s (de color rojo)
- Tasa de enfriamiento radiativo de onda larga \dot{q}_{ir} (de color negro)

Se ha logrado obtener un enfriamiento radiativo de onda larga (\dot{q}_{ir}) que está presente durante el día y la noche. Además el mayor calentamiento latente (\dot{q}_{lat}) se produjo a una altura aproximada de 7.5 km (400 mb)

Debido que la concentración de algunos gases absorbentes (H_2O , CO_2 y O_3) varia con la altura, entonces los flujos de radiación terrestre y solar que son absorbidos o emitidos por estos gases, también dependerán de la altura.

Se observa que la tropósfera: muestra un enfriamiento radiativo (durante la noche, Figura 7.8), debido a la mayor emisión de radiación de onda larga por el vapor de agua, y en menor grado por el dióxido de carbono y el ozono. Calentamiento radiativo-convectivo (durante el día, Figura 7.9) debido,

a la absorción de radiación solar por el vapor de agua, dióxido de carbono y ozono, en una atmósfera con nubosidad y debido a la absorción de radiación solar por el ozono, en una atmósfera clara. Esto concuerda con el trabajo realizado por Manabe y Strickler [31] (ver sección 2.6)

Durante la noche

Se observa que entre los niveles de presión comprendido por la tropósfera y parte de la estratósfera, durante toda la noche, la tasa de calentamiento total tiene un valor negativo, debido a que la tasa de enfriamiento radiativo de onda larga es la única tasa dominante, la cual tiene un valor promedio de $-0.1 K/h$, extendiéndose desde la superficie hacia un nivel aproximado de $150 mb$, por otro lado en niveles bajos cerca a la superficie de la Tierra, alcanza valores más elevados de enfriamiento alrededor de $-0.2 K/h$. Como se esperaba el calentamiento radiativo de onda corta está ausente durante toda la noche. Mientras que la tasa de calentamiento latente (por condensación o evaporación), la cual nos indica la presencia de nubes, aparece en algunas horas, pero con valores de aproximadamente $0.05 K/h$, el cual se extiende desde los $900 mb$ hacia un nivel de $200 mb$, esto es, durante las 0, 6, 8 y 10z (ver Figura 7.8).

Para una noche con nubosidad, esto es, a las 0, 6, 8 y 10z (8pm, 2am, 4am y 6am, hora local), entre los niveles de 800 a $200 mb$, la disminución de la temperatura nocturna será mucho menor, debido a que está presente una pequeña cantidad de calentamiento latente (la cual está asociada con la nubosidad), provocando que la tasa diabática total sea menos fría, que comparado con una noche sin nubes, esto es, a las 2 y 4z (10pm y 12am, hora local), donde la disminución de la temperatura nocturna es mayor, debido a que la única tasa diabática es por enfriamiento de onda larga.

Durante el día

El calentamiento total, que tiene un valor positivo, se debe al efecto del calentamiento latente, que se extiende desde los 950 a $100 mb$, el cual está presente durante todo el día. El mayor calentamiento latente se produjo durante las 16, 18 y 20z, de aproximadamente $0.3 K/h$ entre los niveles de 700 a $300 mb$. Mientras que el enfriamiento radiativo de onda larga está compensado o balanceado por el calentamiento radiativo de onda corta (Ver Figura 7.9). Debido a que la tasa de calentamiento latente por evaporación, está relacionado con la presencia de nubes. Estas están presentes durante todo el día,

pero de mayor magnitud durante las 16, 18 y 20z. Durante las 14z, 16z, 18z y 20z, la tasa diabática total sería aproximadamente igual a la tasa de calentamiento latente, debido a que la tasa de enfriamiento radiativo de onda larga estaría balanceada por la tasa de calentamiento radiativo de onda corta. Por lo tanto el mayor calentamiento latente de la distribución vertical (presencia de nubes) coincide con la mayor precipitación producido entre las 16, 18 y 20z (ver Figura 7.3b)

Durante la noche Enero 2002
 lon=58 a 68W, lat=4 a 10S

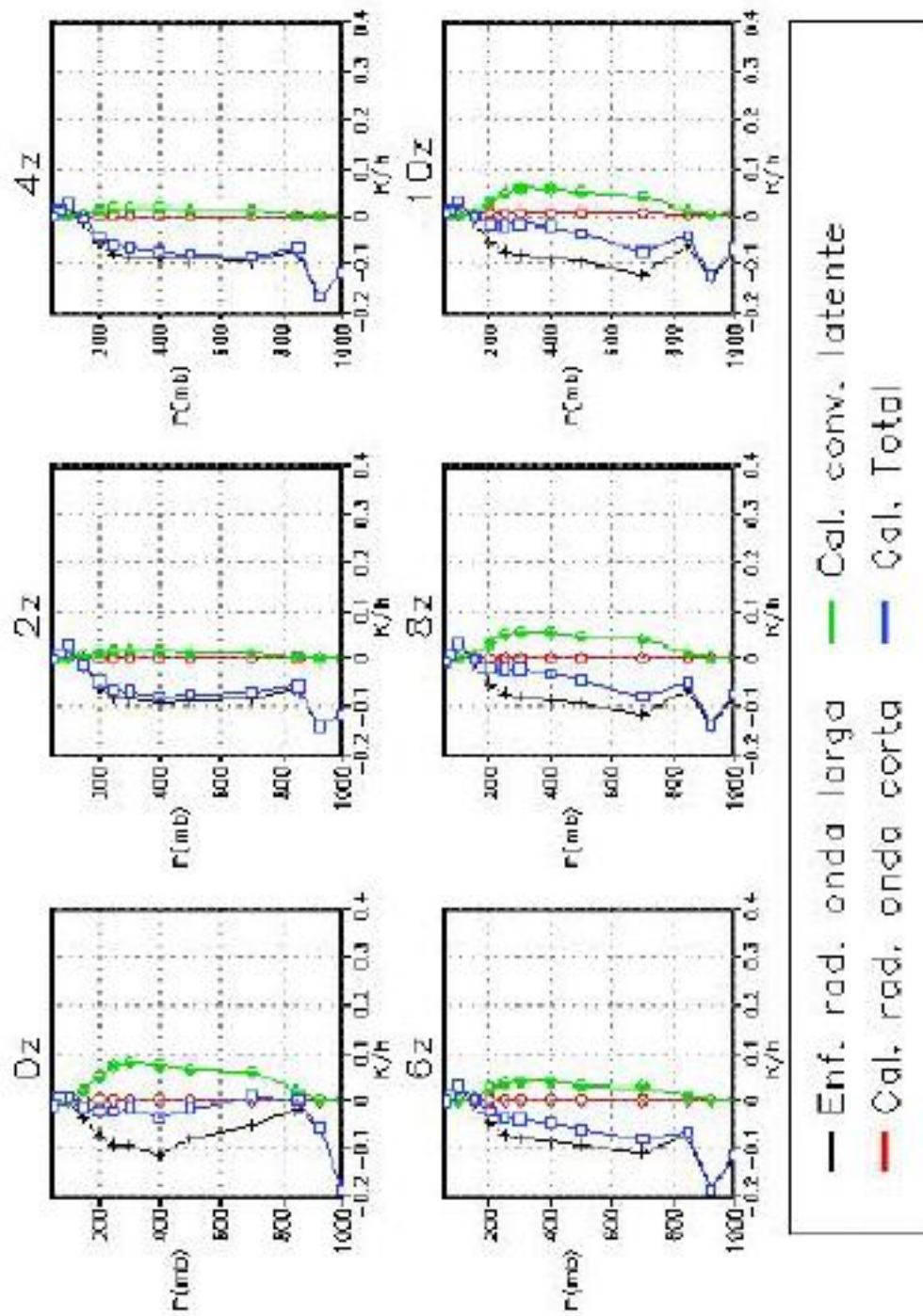


Figura 7.8: Resultados del modelo, distribución vertical del calentamiento latente y radiativo durante la noche

Durante el día Enero 2002
lon=58 a 68W, lat=4 a 10S

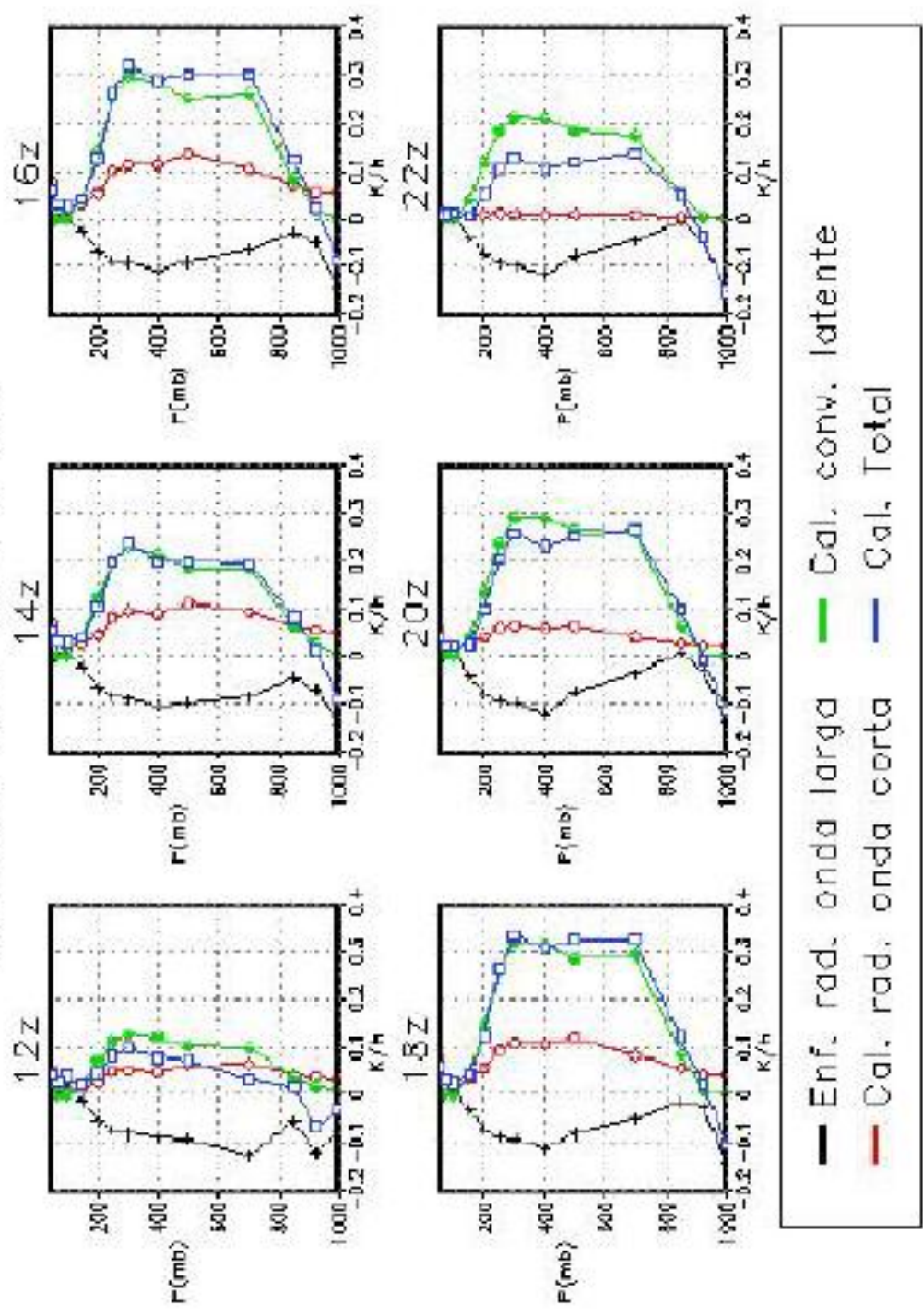


Figura 7.9: Resultados del modelo, distribución vertical del calentamiento latente y radiativo durante el día

Capítulo 8

Conclusiones

1. El MCGA reprodujo dos bandas de precipitación (Andes, Amazonía) durante la tarde, que coinciden con las bandas de frecuencia de nubosidad convectiva obtenida por Garreaud y Wallace [14].
2. El MCGA produjo una precipitación máxima a las 2pm, esta hora coincide con la máxima precipitación observada, obtenida del experimento LBA (Large-Scale Biosphere-Atmosphere Experiment), esta misma hora fue obtenida para la precipitación máxima según el modelo ECMWF (European Center for Medium-Range Weather Forecasts).
3. El máximo porcentaje de nubosidad (datos observados por satélite) ocurrido a las 6pm, coincide con el instante de máxima frecuencia de nubosidad convectiva obtenida por Garreaud y Wallace [14].
4. El MCGA produjo un calentamiento latente máximo a las 2pm que coincide con la máxima precipitación modelada.
5. En el balance térmico de la atmósfera según el MCGA, durante el día predomina el calentamiento latente, mientras que durante la noche predomina el enfriamiento por onda larga.

Capítulo 9

Recomendaciones

- Para obtener mejores resultados con el MCGA CPTEC/COLA, esto es, un mejor análisis de la variación diurna del calentamiento diabático total y la precipitación. Se debería trabajar con los tres meses que dura la estación de verano (diciembre, enero y febrero) y con intervalos de tiempo de 1 hora.
- Para tener una mejor representación del porcentaje de nubosidad convectiva (datos observados por satélite), se debería trabajar con una mayor cantidad de datos.
- Simular el ciclo diurno de la precipitación y del calentamiento sobre los Andes usando el MCGA y comparar la precipitación modelada con datos observados (estaciones meteorológicas)

Capítulo 10

Anexo

10.1 Descripción del Esquema de Radiación

Las principales subrutinas que toman parte en el cálculo de la radiación son mostradas en la Figura 10.1.

La principal subrutina SPMRAD llama a las siguientes subrutinas, los cálculos preliminares son realizados por las tres primeras subrutinas:

1. RADTIM: calcula los parámetros astronómicos
2. GETOZ: interpola la cantidad de ozono según los valores climatológicos. Esta obtiene la razón de mezcla del ozono de los datos climatológicos para cada latitud y capa del modelo.
3. CLDGEN: calcula la cantidad de nube para diferente tipos de nubes. Calcula la cobertura de nube para las nubes convectivas, alta, media y baja en cada una de las capas del modelo dependiendo de la tasa de precipitación, la humedad relativa, la velocidad vertical y la razón de decaimiento.
4. SWRAD: principal programa para el cálculo de la radiación solar. Transforma las órdenes de doble tamaño de los parámetros de entrada en una de un tamaño en los puntos de grilla de la latitud del día añadiendo una capa en el tope de la atmósfera, calcula el factor de ampliación difusa y el albedo superficial directo de uno difuso y llama a la subrutina:
 - SETSW: calcula los flujos radiativos de onda corta y las tasas de calentamiento. Además calcula la cantidad de ozono y de vapor de agua (en cm) según la razón de mezcla del ozono y del vapor de agua (en g/g). Prepara las órdenes de entrada para el cálculo

de la nubosidad y calcula la trayectoria óptica de la nube en cada una de las capas y la reflectividad en cielo claro y nublado, llama a las subrutinas:

- CLEAR: calcula la radiación solar en la condición de cielo claro. Calcula la absorción de la radiación por el ozono y el vapor de agua en cada una de las capas y los flujos radiativos ascendentes y descendentes en el tope límite de la atmósfera y en la superficie en las regiones visible e infrarrojo cercano del espectro solar bajo cielo claro.
- CLOUDY: calcula la radiación solar en la condición de cielo nublado.

5. LWRAD: principal programa para el cálculo de la radiación termal. Prepara nuevos órdenes de parámetros de entrada añadiendo dos capas en el tope de la atmósfera. Calcula la cantidad de ozono, vapor de agua y vapor de agua escalado para la absorción de tipo-e y las regiones de banda central y extrema, llama a las subrutinas:

- LWFLUX: calcula los flujos radiativos de onda larga y las tasas de calentamiento en la condición de cielo claro, calcula los nuevos valores de la cantidad de nubes tomando en cuenta dos casos del ajuste de la emisividad de la nube, calcula la función de Planck integrada sobre el rango espectral en la temperatura de los niveles del modelo y calcula la trayectoria escalada del ozono y el dióxido de carbono en las capas. Además llama a la subrutina:
 - CRUNCH: calcula las funciones de transmisión del vapor de agua, el ozono y el dióxido de carbono en diferentes regiones del espectro.
- CLDSLW: calcula los flujos radiativos en la condición de cielo nublado y la probabilidad de línea de visión clara para las nubes cúmulos (superposición máxima) y las nubes a gran escala (superposición aleatoria). Estos valores son multiplicados para obtener la línea de visión clara resultante.



Figura 10.1: Componentes del Esquema de Radiación. Fuente: Tarasova y Santos Chagas [46]

Bibliografía

- [1] Anthes, R. A., 1977: A cumulus parameterization scheme utilizing a one-dimensional cloud model, *Mon. Wea. Rev.* 105, 270-286.
- [2] Arakawa, A., and W. H. Schubert, 1974: Interaction of cumulus cloud ensemble with the large-scale environment. Part I., *J. Atmos.Sci.* 31, 671-701.
- [3] Bechtold, P., Bazile, E., Guichard, F., Mascart, P. and Richard, E., 2001: A mass flux convection scheme for regional and global models, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 127, 869-886
- [4] Betts, A.K. and Jakob, C., 2002: Study of diurnal cycle of convective precipitation over Amazonia using a single column model, *J. Geophys. Res.* 107, 4732, doi:10.1029/2002JD002,264
- [5] Chaboureau, J. P., P. Bechtold, M. Köhler, A. Beljaars, M. Miller and J. L. Redelsperger, 2003: The simulation of the diurnal cycle of convective precipitation over land in a global model, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*
- [6] Chaboureau, J. P., Guichard, F., Redelsperger, J. L. and Lafore, J. P., 2003: Role of stability and moisture on the development of convection, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*
- [7] Charlock, T. P., and V. Ramanathan, 1985: The albedo field and cloud radiative forcing produced by a general circulation model with internally generated cloud optics ,*J. Atmos. Sci.* 42, 1408-1492.
- [8] Chou, M. D., and A. Arking, 1980: Computation of infrared cooling rates in the water vapor bands, *J. Atmos. Sci.* 37, 855-867.
- [9] Chou, M. D., and L. Peng, 1983: A parameterization of the absorption in the 15 μm CO_2 spectral region with application to climate sensitivity studies, *J. Atmos. Sci.* 40, 2183-2192.

- [10] Chou, M. D., 1984: Broadband water vapor transmission functions for atmospheric IR flux computations, *J. Atmos. Sci.* 41, 1775-1778.
- [11] Churchill, D. D., and R. A. Houze, Jr., 1991: Effects of radiation and turbulence on the diabatic heating and water budget of the stratiform region of a tropical cloud cluster, *J. Atmos. Sci.* 48, 903-922.
- [12] Davies, R., 1982: Documentation of the solar radiation parameterization in the GLAS climate model, *NASA Tech. Memo.* 83961, 57 pp.
- [13] Fomin, B. and Gershanov, V., 1996: Tables of the Benchmark calculations of atmospheric fluxes for the ICRCCM tests cases, *Russian Research Centre Kurchatov Institute IAE-598/1*.
- [14] Garreaud and Wallace, 1997: The Diurnal March of Convective Cloudiness over the Americas, *Mon. Wea. Rev.* 125, 3157-3171.
- [15] Gregory, D., Morcrette, J., Jakob, C., Beljaars, A. M. and Stockdale, T., 2000: Revision of convection, radiation and cloud schemes in the ECMWF model, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 126, 1685-1710
- [16] Harshvardhan and T. G. Corsetti, 1984: Longwave radiation parameterization for the UCLA/GLAS GCM, *NASA Technical Memo 86072*
- [17] Harshvardhan, R. Davis, D.A. Randall, and T.G. Corsetti, 1987: A fast radiation parameterization for general circulation models, *J. Geophys. Res.* 92, 1009-1016.
- [18] Harshvardhan, D.A. Randal, T.G. Corsetti and D.A. Dazlich, 1989: Earth radiation budget and cloudiness simulations with a General Circulation Model, *J. Atmos. Sci.* 46, 1923-1970
- [19] Holton J. R., 1992: An Introduction to Dynamic Meteorology (3rd Edition), *Academic Press*.
- [20] Hou, Y.-T, 1990: Cloud-Radiation-Dynamics Interaction. Ph.D. Thesis, *University of Maryland* 209 pp.
- [21] Houze, R. A., Jr., 1982: Cloud clusters and large-scale vertical motions in the tropics, *J. Meteor. Soc. Japan* 60, 396-410
- [22] Houze, R. A., Jr., 1989: Observed structure of mesoscale convective systems and implications for large-scale heating, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 115, 425-461

- [23] Kain, J. S. and Fritsch, J. M., 1993: Convective parameterization for mesoscale models:the Kain-Fritsch Scheme, *Meteorol. Monogr.* 46, 165-170
- [24] Kiehl, J. T., J. J. Hack, and B. P. Briegleb, 1994: The simulated Earth radiation budget of the National Center for Atmospheric Research community climate model CCM2 and comparisons with the Earth Radiation Budget Experiment (ERBE), *J. Geophys. Res.* 99, 20815-20827.
- [25] Kousky, V. E., 1980: Diurnal rainfall variation in northeast Brasil, *Mon. Wea. Rev.* 108, 488-498.
- [26] Krishnamurti, T. N., H. S. Bedi, V. M. Hardiker, 1998: An Introduction to Global Spectral Modeling, *Oxford University Press*
- [27] Kuo, H. L., 1974: Further studies of the parameterization of the influence cumulus convection of large-scale flow, *J. Atmos. Sci.* 31, 1232-1240.
- [28] Lacis A. and J.E. Hansen, 1974: A parameterization of the absorption of solar radiation in the Earth's atmosphere, *J. Atmos. Sci.* 31, 118-133.
- [29] Liou, K.N., 2002: An introduction to atmospheric radiation, *2nd ed.*, *Academic Press, San Diego* 583 pp.
- [30] Lord, S. J., W. C. Chao, and A. Arakawa, 1982: Interaction of a cumulus cloud ensemble with large- scale environment. Part IV: The discrete model, *J. Atmos. Sci.* 39, 104-113.
- [31] Manabe and Strickler, 1964: Thermal equilibrium of the atmosphere with a convective adjustment, *J. Atmos. Sci.* 21, 361-385.
- [32] McClatchey R.A, W.S. Benedict, S.A. Clough, D.E. Burch, R.F. Calfee, K. Fox, L.S. Rothman and J.S. Garing, 1973: AFCRL atmospheric absorption line parameters compilation, *Environ. Res. Pap.* No. 434 AFCRL-TR-73-0096, 78 pp [NTIS AD 762904]
- [33] Meisner, B. N., and P. A. Arkin, 1987: Spatial and annual variations in the diurnal cycle of large-scale tropical convective cloudiness and precipitation, *Mon. Wea. Rev.* 115, 2009-2032.
- [34] Moorthi, S., and M. J. Suarez, 1992: Relaxed Arakawa-Schubert: A parameterization of moist convection for general circulation models, *Mon. Wea. Rev.* 120, 978-1002.

- [35] Negri, Anagnostou and Adler, 1999: A 10-yr Climatology of Amazonian Rainfall Derived from Passive Microwave Satellite Observations, *Journal of Applied Meteorology* 39, 42-56.
- [36] Peixoto, J.P. und A.H. Oort, 1992: Physics of Climate, *American Institute of Physics*
- [37] Posey, J. W. and P. F. Clapp, 1954: Global distribution of normal surface albedo, *Geofisica Int.* 4, 33-48.
- [38] Rodgers, C. D., 1968: Some extension and applications of the new random model for molecular band transmission, *Q. J. R. Meteorol. Soc* 94, 99-102.
- [39] Segura, B. C., 2002: Evaluación del esquema de radiación de onda larga usado en el modelo CPTEC/COLA, *Compendio de trabajo de investigación CNDG - Biblioteca, IGP Vol3 (2002) p.93-104*
- [40] Silva Dias, M. A. F., Rutledge, S., Kabat, P., Silva Dias, P. L., Nobre, C., Gish, G., Dolman, A. J., Zipser, E., Garstang, M., Manzi, A. O., Fuentes, J. D., Rocha, H. R., Marengo, J., Plana-Fattori, A., S a, L. D. A., Alval a, R. C. S., Andreae, M. O., Artaxo, P., Gielow, R. and Gatti, L., 2002: Clouds and rain processes in a biosphere atmosphere interaction context in the Amazon region *J. Geophys. Res.* 107, 8072, doi:10.1029/2001JD000,335
- [41] Slingo, J. M., 1980: A cloud parameterization scheme derived from GATE data for use with a numerical model, *Q. J. R. Meteorol. Soc* 106, 747-770
- [42] Slingo, J. M., 1985: Cloud cover experimentation with the ECMWF model. In: Workshop on cloud cover parameterization in numerical models, 26-28 November, 1984, *ECMWF, Reading*
- [43] Slingo, J. M., 1987: The development and verification of a cloud prediction scheme for the ECMWF model, *Q. J. R. Meteorol. Soc* 113, 899-927
- [44] Stern, W., and K. Miyakoda, 1995: Feasibility of seasonal forecasts inferred from multiple GCM simulations, *Journal of Climate* 8(5), 1071-1085.
- [45] Sud, Y. and A. Molod, 1988: The roles of dry convection, cloud radiation feedback processes, and the influence of recent improvements in the

- parameterization of convection in the GLA GCM, *Mon. Wea. Rev.* 116, 2366-2387.
- [46] Tarasova Tatiana A. and Santos Chagas J. C., 1996: Parameterization of Atmospheric Radiation in the CPTEC/COLA Atmospheric General Circulation Model, *INPE/CPTEC*
- [47] Tiedtke, M., 1983: The sensitivity of the time mean large scale flow to cumulus convection in the ECMWF model, *Workshop on Convection in Large Scale Numerical Models* ECMWF, 297-316.
- [48] Tiedtke, M., 1989: A comprehensive mass flux scheme for cumulus parametrization in large-scale models, *Mon. Weather Rev.* 117, 1779-1800
- [49] Wallace and Hobbs, 1977: *Atmospheric Science: An Introductory Survey*
- [50] Willmott, C. J., C. M. Rowe and Y. Mintz, 1985: Climatology of the terrestrial seasonal water cycle, *Journal of Climatology* 5, 589-606.