

00363



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS
División de Estudios de Posgrado

PARAMETRIZACION DE LA PRECIPITACION
EN EL HEMISFERIO NORTE Y SU
VERIFICACION EN LA REPUBLICA
MEXICANA

T E S I S

Que para obtener el grado Académico de
MAESTRA EN CIENCIAS
(GEOFISICA)

p r e s e n t a

B E R T A O D A N O D A

FALLA DE ORIGEN

DIRECTOR DE TESIS:

DR. VICTOR MANUEL MENDOZA CASTRO

1995



UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

AGRADEZCO

A la Universidad Nacional Autónoma de México , de donde he recibido desde la Escuela Nacional Preparatoria No. 2 , Erasmo Castellanos Quinto y sus muy queridos Maestros , solamente buenas enseñanzas y gratos recuerdos .

ESPECIALMENTE

Agradezco sincera e infinitamente las enseñanzas como Maestro , y el apoyo moral e institucional que me ha brindado y he recibido siempre del

Dr. Julián Adem

tanto en la Facultad de Ciencias como en el Centro de Ciencias de la Atmósfera .

TESIS DESARROLLADA EN
EL CENTRO DE CIENCIAS DE LA ATMOSFERA
BAJO LA DIRECCION DEL
DR. VICTOR MANUEL MENDOZA CASTRO
A QUIEN EXPRESO MI AGRADECIMIENTO INFINITO

A S I M I S M O

Deseo expresar mi más sincero agradecimiento por su participación como Jurado a los señores profesores :

Dr. Julián Adem Chahin
M.en C. René de Jesús Manuel Garduño López
Dr. Víctor Manuel Mendoza Castro
Dr. Fernando García García
Dr. Víctor Orlando Magaña Rueda
Dr. Fermín Viniegra Heberlein
Dra. Elba Elsa Villanueva Urrutia

Y a los compañeros Alejandro Aguilar Sierra y Alfredo Ruiz B. , por su invaluable ayuda facilitándome los datos usados en los experimentos y la transcripción computacional de los mapas presentados.

CONTENIDO

PAG.

| | | |
|--------|--|-----|
| I.- | INTRODUCCION..... | 1. |
| I.1.- | Antecedentes Históricos en México | 1. |
| I.2.- | Breve Descripción del Trabajo..... | 3. |
| II.- | ALGUNOS CONCEPTOS PRELIMINARES..... | 7. |
| II.1.- | Ecuación de Estado del Vapor de Agua en la Atmósfera..... | 7. |
| II.2.- | Contenido de Vapor en el Aire Húmedo..... | 7. |
| II.3.- | Humedad Específica de Saturación y Presión de Saturación del Vapor..... | 9. |
| II.4.- | Humedad Relativa..... | 10. |
| II.5.- | Ecuación de Equilibrio Hidrostático..... | 12. |
| II.6.- | Parametrización de las Variables Termodinámicas de Estado en Función de la Altura..... | 12. |
| II.7.- | Deducción del Viento Superficial en Términos de la Temperatura..... | 15. |
| II.8.- | Determinación de la Velocidad Vertical en la Capa Límite Planetaria..... | 25. |
| III.- | ECUACIONES FUNDAMENTALES..... | 29. |

| | | |
|-----------|---|-----|
| III.1.- | Parametrización Estadística de la Precipitación..... | 29. |
| III.1.1.- | Adaptación de la Fórmula al Modelo..... | 33. |
| III.2.- | Parametrización de la Condensación , Usando el Balance de Agua . Método de Adem | 35. |
| III.3.- | Parametrización de la Condensación , en una Atmósfera Saturada..... | 38. |
| III.4.- | El Calor Latente Convectivo Liberado..... | 46. |
| IV.- | FORMULA LINEAL EN TERMINOS DE LA TEMPERATURA..... | 49. |
| IV.1.- | Parametrizaciones del Modelo Termodinámico del Clima usadas en el Desarrollo..... | 56. |
| IV.2.- | Desarrollo para el Cálculo Numérico de las Anomalías de Condensación..... | 60. |
| V.- | EXPERIMENTOS NUMERICOS..... | 66. |
| V.1.- | Distribución Geográfica de los coeficientes..... | 67. |
| V.2.- | Cálculos de Anomalías de Precipitación..... | 78. |
| VI.- | INTERPRETACION DE RESULTADOS Y CONCLUSIONES..... | 80. |
| VI.1.- | Consideraciones Finales..... | 83. |
| | REFERENCIAS | 91. |

I.- INTRODUCCION .

México es un país tradicionalmente agropecuario en donde la agricultura es en mayoría de temporal y la ganadería , en las amplias regiones del norte , en ocasiones sufre de grandes pérdidas por muerte de ganado , debida a las sequías . En contraste con las sequías nortefías , hacia el sur se ve que año con año llegan huracanes del Atlántico y del Pacífico , que con frecuencia dañan las cosechas provocando cuantiosas pérdidas económicas , de tiempo y de trabajo . Estas situaciones han movido a los estudiosos del clima , a tratar de llegar a un modelo de pronóstico de precipitación para el mejor aprovechamiento o almacenamiento de agua.

1.1.- ANTECEDENTES HISTORICOS EN MEXICO .

Existe un trabajo de investigación estadística , desarrollado por C. C. Wallén (1955) durante el Año Geofísico Internacional , donde se especifica detalladamente la precipitación en México mostrando áreas clave , donde las condiciones de precipitación deberían ser correlacionadas con la circulación general y destaca como factores de circulación responsables de las condiciones de precipitación , a las siguientes :

- 1.- Fluctuaciones estacionales en la zona intertropical de convergencia.
- 2.- La posición , extensión e intensidad de las celdas de alta presión subtropical en el Atlántico y Pacífico , dirigiendo la influencia de los vientos alisios sobre el área continental .
- 3.- Perturbaciones en los vientos veraniegos del este , sobre México , cuando la zona de convergencia se encuentra al norte .
- 4.- Influencia de huracanes , a menudo creados y asociados con las ondas de vientos orientales .

5.- Influencia de Bajas debidas a vientos del oeste que partiendo de latitudes medias , atraviesan la parte norte del país en invierno .

P. A. Mosiño (1964) , por su parte , ha hecho un estudio cartográfico y estadístico sobre las características de la circulación en la República Mexicana a 700 y 500 mb . Al relacionar los tipos de flujo con la precipitación , encuentra que durante los periodos de temperatura más alta del año , predominan los tipos de flujo oriental que son húmedos y que , por el contrario , durante las épocas más frías la circulación es del tipo occidental , con aire seco .

Por las configuraciones de las líneas isobáricas de la superficie y con ayuda de las cartas de la atmósfera superior , Mosiño divide la circulación en :

- a) Situaciones ciclónicas .
- b) Situaciones anticiclónicas .
- c) Situaciones de norte .

Los tipos anticiclónicos , tanto en verano como en invierno determinan los eventos con relativamente grandes cantidades de lluvia sobre el territorio mexicano . Por otro lado , agrega , se sabe que los tipos ciclónicos asociados con perturbaciones tropicales más frecuentes a fines de verano y principios de otoño , son responsables de las lluvias más generalizadas de esta temporada .

El trabajo de Circulación General de la atmosfera de J. Adem (1962) , que dió origen al Modelo Termodinámico del Clima (MTC) , y principalmente el que describe el método paramétrico para calcular el almacenamiento de agua en la atmósfera (Adem, 1968) , además del estudio desarrollado por Clapp et al (1965) , son los que motivaron y sirvieron de base para el desarrollo de la presente tesis , que consideramos como un avance en esta dirección .

1.2.- BREVE DESCRIPCION DEL TRABAJO .

El problema de contar con una buena parametrización para la precipitación, es fundamental para el modelaje del clima en cualquier lugar .

El objetivo de este trabajo de tesis , fue el de desarrollar una parametrización teórica para la precipitación que pudiera ser una contribución al MTC . Es decir , buscar una fórmula teórica , lineal porque así lo requiere el modelo , y que , a la manera de la parametrización estadística de Clapp et al (1965) , pudiera ser incorporada al MTC mejorando los resultados y que posteriormente pudiera ser usada en el modelaje del clima de México.

Por lo anterior , se estudiaron como ecuaciones fundamentales :

- a).- La parametrización estadística de Clapp et al (1965) para la precipitación , con la distribución geográfica de sus coeficientes y las inferencias físicas de los mismos , que por haber sido obtenidos estadísticamente con datos observados , fueron considerados como lo más apegado a la realidad .
- b).- La parametrización para la condensación G_s , usando el balance de agua en la troposfera (Adem , 1968) ; en donde se da un método para determinar G_s , que se supone proporcional a la precipitación .
- c).- La parametrización para la condensación en una atmósfera saturada , dada por Haltiner y Williams (1980) , en donde se deriva un método alternativo al de Adem incluyendo en la ecuación de balance de agua , un término que se presenta como el sumidero de vapor de agua por condensación de vapor o sublimación de aire saturado a nivel de las nubes , y en donde se impone una condición de precipitabilidad .
- d).- La ecuación de Clausius y Clapeyron que relaciona la presión de vapor de saturación a la temperatura .
- e).- La ecuación termodinámica del MTC , en donde se consideran como fuentes de calor que alimentan los fenómenos atmosféricos a

latitudes medias : el calor de radiación de onda larga y corta , el calor sensible cedido por transporte vertical turbulento a partir de la superficie y el calor que se origina por procesos de turbulencia horizontal .

La ecuación termodinámica del MTC se complementa considerando que hay dos formas de calor liberado por condensación del vapor de agua : El calor latente liberado estable y el calor latente convectivo liberado por la precipitación asociada a cúmulos de convección bajo condiciones inestables que es importante en latitudes bajas .

f) .- Las ecuaciones para el viento en la capa de Ekman que se usaron para incluir el ascenso de humedad y turbulencia de calor sensible a partir de la superficie , mediante el viento a nivel superficial y la orografía .

Se usaron las parametrizaciones disponibles en el MTC, como son : E_T el calentamiento por el exceso de radiación de onda larga y corta ; c , la nubosidad o fracción de cielo cubierta de nubes ; G_2 el calor sensible que asciende de la superficie por turbulencia vertical ; $\bar{k} \cdot \bar{v} \times \tau_0$, la componente vertical del rotacional del esfuerzo del viento en superficie . Además, se usó la parametrización para la velocidad vertical del viento que presenta en su Modelo Termodinámico del Clima con Vorticidad (MTCV) , V.M. Mendoza Castro (1992) , en su tesis doctoral .

Y , tratando de llegar a una parametrización de forma lineal semejante a la de Clapp et al en términos de la anomalía de G_s , se calcularon las anomalías de cada una de las parametrizaciones anteriores .

Finalmente , mediante los desarrollos que se describirán más adelante , se llegó a la fórmula

$$G_s = G_{s\text{nob}} + a''(T_s - T_{sN}) + b''(T' - T'_N) + c'' \left(\frac{\partial (T' - T'_N)}{\partial y} \right) +$$

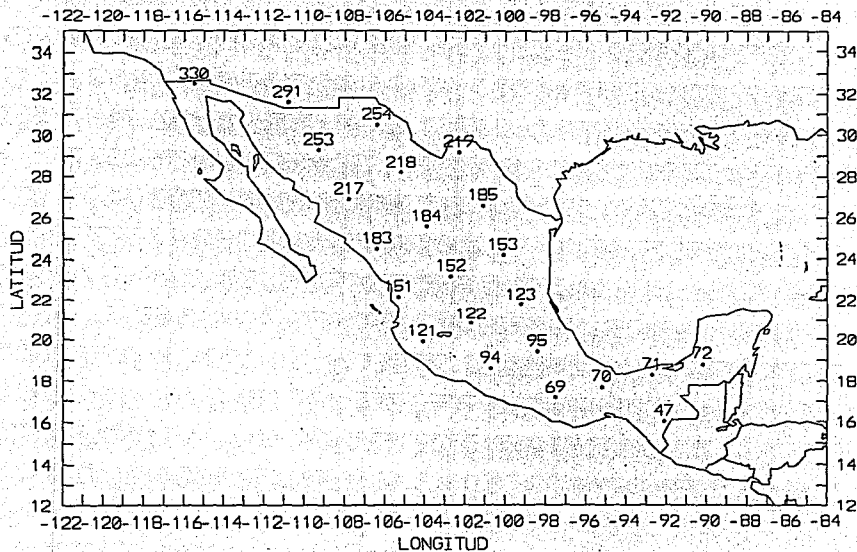
$$+ d'' \left(\frac{\partial (T' - T'_N)}{\partial x} \right) + e'' v^2 (T' - T'_N)$$

Para la verificación numérica se usaron los datos de temperatura media mensual a 700 mb en territorio mexicano, tomados de National Center of Atmospheric Research, (NCAR NMC Grid Point Data Set) (CD-ROM); y los datos superficiales de temperatura media mensual y de precipitación total acumulada en cada mes, normales (promedio de 30 años para cada mes) y anómalos, proporcionados por el Servicio Meteorológico Nacional (SMN). Estos datos son relativos a 36 meses, de enero de 1981 a diciembre de 1983, observados en 97 puntos dentro del país.

A. Ruiz Barradas (1991), interpoló estos datos a los 23 puntos de malla del MTC que quedan dentro del territorio mexicano (Fig.1). Estos datos, son los que se usaron para los cálculos de verificación en la presente tesis.

Al comparar los datos de precipitación observada con los calculados para la condensación G_s , con nuestra fórmula primero y con la de Clapp et al después, se ve que la nuestra da mejores resultados que la de Clapp, tanto en porcentajes de aciertos en los signos de las anomalías determinadas, como en porcentajes de correlación entre G_s calculada y la precipitación observada.

FIG. 1.- 23 PUNTOS DE MALLA INTERPOLADOS EN LA REPUBLICA MEXICANA.



II.- ALGUNOS CONCEPTOS PRELIMINARES.

En las siguientes secciones se explican conceptos que son fundamentales en el tema y se dan con el objeto de no desviar la atención dentro del desarrollo detallado de la tesis .

II.1.- ECUACION DE ESTADO DEL VAPOR DE AGUA EN LA ATMOSFERA .

En la atmósfera el agua está presente en sus tres fases : sólida , líquida y gaseosa . En su fase de vapor se comporta como un gas ideal .

Designando como e a la presión del vapor , ρ_v a la densidad del vapor y $R_v = 0.461 \text{ J g}^{-1} \text{ K}^{-1}$ la constante individual de los gases para el vapor de agua , y T la temperatura absoluta , su ecuación de estado es

$$e = \rho_v R_v T \quad \dots(\text{II.1})$$

Esta ecuación también puede ser expresada en la forma

$$e = \rho_v \frac{R'}{c'} T$$

aquí , $R' = \frac{R}{m}$, donde R es la constante universal de los gases y m es el peso molecular del gas . Así pues , $R' = 0.287 \text{ J g}^{-1} \text{ K}^{-1}$ es la constante individual del aire seco y de c' resulta la constante

$$c' = \frac{R'}{R_v} = \frac{m_v}{m} = 0.622 \quad \dots(\text{II.2})$$

II.2.- CONTENIDO DE VAPOR EN EL AIRE HUMEDO .

El aire en la atmósfera es una mezcla de aire seco y vapor de agua . El contenido de vapor en el aire , puede ser determinado

entre otras formas , por la humedad específica q , o masa de vapor de agua por unidad de masa de aire húmedo , Adem J. (1965) .

$$q = \frac{m_v}{m_v + m_a}$$

en donde m_v , es la masa del vapor y m_a la masa del aire seco , y que también puede ser expresada en función de las densidades del vapor de agua ρ_v y el aire húmedo , ($\rho_v + \rho_d$) como :

$$q = \frac{\rho_v}{\rho_v + \rho_d}$$

Considerando que P es la presión del aire , por la ecuación de estado se tiene que

$$\rho_v = \frac{e}{R_v T} \quad \text{y} \quad \rho_d = \frac{P - e}{R' T}$$

y entonces

$$q = \frac{\frac{e}{R_v T}}{\frac{P - e}{R' T} + \frac{e}{R_v T}}$$

por la ecuación (II.2) , $R_v = \frac{R'}{c'}$ y entonces

$$q = \frac{e / R_v}{\frac{P - e + c'e}{R'}} = \frac{R'}{R_v} \left(\frac{e}{P - e(1 - c')} \right) = c' \frac{e}{P}$$

ya que $e \ll P$, de donde se tiene que

$$q = 0.622 \frac{e}{P}$$

... (II.3)

y por la ecuación de estado

$$q = \frac{0.622 e}{R \rho T} \quad \dots(\text{II.4})$$

donde ρ es la densidad del aire húmedo . Además , multiplicando la ecuación (II.4) por ρ puede ser obtenida la cantidad de agua precipitable por unidad de volumen de aire húmedo

$$\rho q = \frac{0.622 e}{R T} \quad \dots(\text{II.5})$$

II.3.- HUMEDAD ESPECIFICA DE SATURACION Y PRESION DE SATURACION DEL VAPOR .

El fenómeno de saturación en el vapor de agua se define como una situación de equilibrio en la que las velocidades de condensación y evaporación son iguales .

Para ilustrar esto , un buen ejemplo es suponer que se tiene un recipiente parcialmente lleno de agua , térmicamente aislado y cerrado en donde coexisten agua , aire y vapor de agua . Las moléculas de la superficie libre del agua están en constante agitación y algunas logran escapar en forma de moléculas de vapor . Algunas de éstas , chocan con la superficie líquida y se fijan sobre ella . Esta condensación y evaporación tienen lugar simultáneamente y para una temperatura determinada, se alcanza la condición de equilibrio , esto es, cuando las velocidades en los dos procesos se igualan . En estas circunstancias , las temperaturas del aire y del vapor son iguales a las del líquido y ya no hay transferencia de moléculas de una a otra fase . Se dice que en estas condiciones el espacio por encima de la superficie líquida está saturado de vapor de agua . La presión que ejerce el vapor en tal caso , se denomina Presión de saturación del vapor , $e_s = e_s(T)$ que como se ve , sólo depende de la temperatura .

La humedad específica de saturación , q_s , está definida por la

ecuación (II.4) , en la que se substituye e por e_s y por lo tanto , q_s , sólo es función de la temperatura y presión y no depende del contenido de vapor en el aire .

$$q_s = 0.622 \frac{e_s}{p} \quad \text{o también} \quad q_s = \frac{0.622}{\rho R} \frac{e_s}{T} \quad \dots (II.6)$$

en donde por ecuación de estado $P = \rho R T$.

Para la fase líquida en el rango de -40°C a 40°C , e_s puede ser expresada por la fórmula dada en Adem (1967,a) :

$$e_s = a_1 + b_1 t' + c_1 t'^2 + d_1 t'^3 + l_1 t'^4$$

en donde e_s es dada en milibarios y t' es la temperatura en grados Celsius ; por lo tanto

$$t' = T - 273^\circ\text{C}$$

con los coeficientes : $a_1 = 6.115$; $b_1 = 0.42915$; $c_1 = 0.014206$; $d_1 = 3.046 \times 10^{-4}$; y $l_1 = 3.2 \times 10^{-6}$.

Y por las ecuaciones (II.5) y (II.6)

$$\rho q_s = 0.622 \frac{e_s}{RT}$$

es la expresión como se denotará el agua precipitable, (Adem 1967,a), en el desarrollo de esta tesis .

II.4.- HUMEDAD RELATIVA .

La humedad relativa es la relación entre la razón de mezcla de aire seco y la razón de mezcla de vapor saturado en el aire . A su vez , la razón de mezcla

$$r = \frac{m_v}{m_d} = \frac{\rho_v}{\rho_d} = c' \frac{e}{P}$$

es la razón entre m_v , la masa del vapor presente y m_d la masa del aire seco conteniendo al vapor, que es otra manera de evaluar el contenido de vapor en el aire. Como se ve, la humedad específica y la razón de mezcla, son cercanamente iguales y tienen propiedades similares.

r_s , la razón de mezcla de saturación es simplemente

$$r_s = \frac{m_s}{m_d} = \frac{\rho_s}{\rho_d} = c' \frac{e_s}{P}$$

en donde m_s y ρ_s representan a la masa y densidad de vapor de saturación respectivamente, y la última igualdad se obtiene por la ecuación de estado. Por lo tanto, la humedad relativa

$$U = \frac{r}{r_s} \text{ se reduce a } U = \frac{e}{e_s}$$

... (II.7)

en donde e es la presión del vapor en el aire húmedo y e_s es la presión del vapor de saturación correspondiente a la temperatura de la mezcla (Adem, 1967), y multiplicando U por 100 % queda la humedad relativa en porcentaje.

Por otra parte y por las ecuaciones (II.4) y (II.6), la humedad específica saturada también puede ser expresada como función de la humedad relativa por

$$q = q_s U \quad \dots (II.8)$$

y en esta expresión, la humedad relativa simplemente da la fracción del límite de saturación del contenido de vapor en una muestra de aire húmedo.

II.5.- ECUACION DE EQUILIBRIO HIDROSTATICO .

Se dice que el aire está en equilibrio hidrostático cuando la fuerza vertical neta sobre él , es nula . Esto es , que la fuerza gradiente de presión está equilibrada con la fuerza de gravedad ,** ,

$$\frac{\partial P^*}{\partial z} = - \rho^* g \quad \dots (II.9)$$

donde g es la aceleración de la gravedad y z es la coordenada espacial en la dirección que apunta al zenit .

La ecuación (II.9) quiere decir que la presión en cualquier punto de la atmósfera es igual al peso de una columna de aire de sección transversal unitaria en ese punto . Esta ecuación es también llamada simplemente como " ecuación hidrostática " .

II.6.- PARAMETRIZACION DE LAS VARIABLES TERMODINAMICAS DE ESTADO EN FUNCION DE LA ALTURA .

Como se vio en las tres secciones anteriores , conociendo las variables T^* , P^* y ρ^* son calculables la humedad específica q^* , la humedad específica de saturación q_s^* y el agua precipitable $\rho^* q^*$.

La dependencia de la temperatura con la altura z , está dada por β , el gradiente térmico vertical , por la expresión

$$\beta = - \frac{dT^*}{dz}$$

o en forma diferencial

$$dT^* = - \beta dz$$

** A partir de aquí , las variables que dependen de la variable independiente z , llevarán una estrella como superíndice derecho; las que no lo lleven , es que no dependen de z .

Considerando como constante a β , lo cual es cierto en condiciones atmosféricas ideales de estabilidad y equilibrio térmico y radiativo, y tomando una altura H como límite superior de la capa de integración, donde H es la altura promedio (entre los 10° y los 90° de latitud norte) de la tropopausa, la temperatura a esta altura se denota como T y entonces,

$$\int_{T^*}^T dT^* = -\beta \int_z^H dz$$

de donde

$$T^* = -\beta (z - H) + T \quad \dots \text{(II.10)}$$

y en esta expresión, H es el límite superior de la capa troposférica.

El perfil de temperatura dado por (II.10), caracteriza a una atmósfera estandar, entendiéndose por ésta, una atmósfera en la que se supone una dependencia media de la temperatura con la altura; usando $\beta = 6.5^\circ \text{ K km}^{-1}$.

Por la ecuación hidrostática (II.9), y la ecuación de estado para el aire, se tiene que

$$\rho^* = -\frac{1}{g} \frac{dP^*}{dz} \quad \dots \text{(II.11)}$$

$$P^* = \rho^* R T^* \quad \dots \text{(II.12)}$$

en donde las variables estrelladas representan a la presión, densidad y temperatura a la altura z.

Substituyendo (II.11) en (II.12) se tiene que

$$P^* = -\frac{1}{g} \frac{dP^*}{dz} R T^*$$

de donde se obtiene la ecuación diferencial

$$-g dz = \frac{d P^*}{P^*} R T^*$$

y substituyendo T^* con la ecuación (II.10)

$$\frac{d P^*}{P^*} = - \frac{g}{R} \frac{d z}{[T + (H - z) \beta]}$$

y si en $z = H$, $P^* = P$, se tiene que

$$- \int_{P^*}^P \frac{d P^*}{P^*} = \frac{g}{R} \int_z^H \frac{d z}{[T + (H - z) \beta]}$$

e integrando por substitución se llega a

$$\ln P^* - \ln P = - \frac{g}{R \beta} \ln \left[T + (H - z) \beta \right]_z^H$$

esto es

$$\ln \frac{P^*}{P} = \ln \left(\frac{T^*}{T} \right)^{(g/R\beta)}$$

de donde

$$P^* = P \left(\frac{T^*}{T} \right)^{(g/R\beta)}$$

... (II.13)

Dado que $P^* = \rho^* R T^*$ y $P = \rho R T$

entonces $\rho^* = \frac{P^*}{R T^*}$ y $\rho = \frac{P}{R T}$

... (II.14)

donde ρ es la densidad en $z = H$.

Substituyendo (II.13) en (II.14)

$$\rho^* = \frac{P (T^* \frac{g}{R\beta} / T^{\frac{g}{R\beta}})}{R T^*}$$

y también

$$\rho^* = \frac{P}{R T^{\frac{g}{R\beta}}} \left(\frac{T^*}{T} \right)^{\frac{g}{R\beta}-1}$$

y por (II.14) , $\frac{P}{R} = \rho T$, entonces

$$\rho^* = \frac{\rho T}{T^{\frac{g}{R\beta}}} \left(\frac{T^*}{T} \right)^{\frac{g}{R\beta}-1}$$

de donde se obtiene

$$\rho^* = \rho \left(\frac{T^*}{T} \right)^{\frac{g}{R\beta}-1} \quad \dots (II.15)$$

De esta manera , P^* y ρ^* , con las ecuaciones (II.13) y (II.15) respectivamente , pueden ser calculadas para una atmósfera estandar , en donde T^* , está dada por la ecuación (II.10) .

II.7.- DEDUCCION DEL VIENTO SUPERFICIAL EN TERMINOS DE LA TEMPERATURA

Para hablar de viento superficial , es necesario tomar en consideración la capa límite atmosférica que es de aproximadamente 1 km de espesor sobre la superficie terrestre . En esta capa , además de que se disipa energía cinética por fricción , la capa actúa como fuente de energía transportando calor sensible y vapor de agua (calor latente) desde la superficie terrestre al interior de la atmósfera . Sobre esta capa está la atmósfera libre en donde los

efectos de fricción son generalmente despreciados con excepción de los causados por turbulencia .

Esta capa es subdividida en dos capas horizontales . La más baja , de menos de 100 m de espesor sobre la superficie terrestre es la llamada capa límite superficial , capa de Prandtl o capa de flujo constante . Esta capa se caracteriza porque pueden suponerse independientes de la altura, tanto el flujo vertical de momento, como el calor y el vapor de agua ; y las características de su estructura atmosférica están determinadas por la superficie terrestre y la estratificación térmica .

Entre esta capa de Prandtl y la atmósfera libre , está la capa límite planetaria o capa de Ekman . Esta capa que también es referida como capa de mezcla está influida por las fuerzas de gradiente de presión y de Coriolis , la estratificación térmica y la rugosidad superficial .

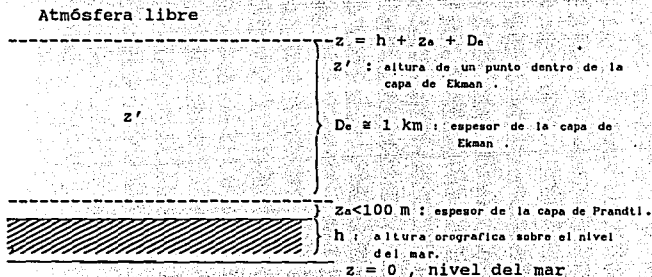


Fig.2.- Esquema de la capa límite atmosférica y las subcapas de Prandtl y Ekman . h es la altitud de algún punto sobre el nivel del mar , z_a es el espesor de la capa de Prandtl y z' representa a la altitud de cualquier punto dentro de la capa de Ekman .

En el esquema anterior , $z' = z - (h + z_a)$

$$y \quad z' = 0 \Rightarrow z = h + z_a$$

En la capa de Ekman , (Holton,1972) , las ecuaciones primitivas toman la forma :

$$f v^* = \frac{1}{\rho^*} \frac{\partial p^*}{\partial x} - \frac{1}{\rho^*} \frac{\partial \tau_x^*}{\partial z'} \quad \dots(\text{II.16})$$

$$-f u^* = \frac{1}{\rho^*} \frac{\partial p^*}{\partial y} - \frac{1}{\rho^*} \frac{\partial \tau_y^*}{\partial z'}$$

en donde f es el parámetro de Coriolis que se calcula por la ecuación

$$f = 2 \Omega \sin \phi$$

en donde Ω es la velocidad angular de la Tierra y ϕ es el ángulo de latitud en donde se evalúa f . τ_x^* Y τ_y^* son las componentes zonal y meridional , respectivamente , del esfuerzo del viento en cualquier nivel z' , dentro de la capa de Ekman .

Las componentes zonal y meridional del viento geostrófico V_g^* , son

$$u_g^* = - \frac{1}{f \rho^*} \frac{\partial p^*}{\partial y} \quad \dots(\text{II.17})$$

$$v_g^* = \frac{1}{f \rho^*} \frac{\partial p^*}{\partial x}$$

Este , es un campo de viento que se genera como un efecto del equilibrio que se da entre la fuerza de gradiente de presión y la de Coriolis , opuestas entre sí y perpendiculares a la dirección del viento y que fluye en dirección paralela a las isobaras . La dirección de este viento es con la baja presión a la izquierda del movimiento , en el hemisferio norte y a la derecha en el hemisferio sur .

Por teoría-K de viscosidad turbulenta dentro de esta capa de Ekman , el flujo turbulento de momento , se considera análogo a la difusión molecular . Haltiner y Martin (1957) muestran que

$$\tau_x^* = - \rho^* \overline{u' w'} = \rho^* K_x \frac{\partial u^*}{\partial z'} \quad \dots(\text{II.18})$$

$$\tau_y^* = - \rho^* \overline{v' w'} = \rho^* K_y \frac{\partial v^*}{\partial z'}$$

en donde las variables con barra denotan valores promediados sobre un intervalo de tiempo y las variables primadas son las desviaciones de los valores promedio ; en este caso u' , v' y w' describen el movimiento del flujo turbulento . K_x y K_y denotan a los coeficientes de difusión vertical en las direcciones de x e y , respectivamente .

De las ecuaciones (II.16) y (II.17) , se tiene que

$$f (v^* - v_g^*) = - \frac{1}{\rho^*} \frac{\partial \tau_x^*}{\partial z'}$$

$$f (u^* - u_g^*) = \frac{1}{\rho^*} \frac{\partial \tau_y^*}{\partial z'}$$

y en forma vectorial las relaciones anteriores quedan como

$$f \bar{k} \times (\mathbf{V}^* - \mathbf{V}_g^*) = \frac{1}{\rho^*} \frac{\partial \boldsymbol{\tau}^*}{\partial z'}$$

en donde \bar{k} es un vector unitario en dirección zenital, (Holton,1972).

Y tomando : $K_x = K_y = K = \text{Cte.}$ y ρ^* independiente de z , se tiene que

$$f \bar{k} \times (\mathbf{V}^* - \mathbf{V}_g^*) = K \frac{\partial^2 \mathbf{V}^*}{\partial z'^2}$$

La solución para V^* , de esta ecuación, es la llamada solución de Ekman modificada, en donde se supone u_g^* alineado al eje x ; y bajo las siguientes hipótesis:

a).- Condición barotrópica

$$\frac{\partial V_g^*}{\partial z'} = 0 \Rightarrow V_g^* = V_g \text{ (independiente de } z')$$

b).- Condición de frontera

$$\text{cuando } z' \rightarrow \infty, \quad V^* \rightarrow V_g$$

c).- Condición de continuidad

$$\text{en } z' = 0: \quad V^* = V_a \quad \text{y} \quad |V^*| = |V_a|$$

donde V_a y $|V_a|$ son la velocidad y rapidez del viento en el tope de la capa de Prandtl.

Con las anteriores hipótesis, la solución que se obtiene para V^* , es:

$$u^* = u_g - u_g (2)^{1/2} \text{ sen } \alpha_g e^{-\gamma z'} \cos(\gamma z' - \alpha_g + \pi/4) \quad \dots \text{(II.19)}$$

$$v^* = u_g (2)^{1/2} \text{ sen } \alpha_g e^{-\gamma z'} \text{ sen}(\gamma z' - \alpha_g + \pi/4)$$

En una hodógrafa**, (II.19) describe la espiral de Ekman

** La hodógrafa que resulta de un diagrama central de vectores velocidad del viento en esta capa, es llamada espiral de Ekman por su forma característica. Los puntos (u^*, v^*) , de la espiral se grafican como función de la altura y corresponden a valores de $\gamma z'$, que es una magnitud adimensional de la altura, incrementándose a medida que se separa del origen. (Holton, 1972).

modificada. Para $\alpha_s = \pi/4$ se obtiene la espiral de Ekman clásica, en donde $v^* = 0$ en $z' = 0$

Derivando con respecto de z' las ecuaciones (II.19), y evaluando en $z' = 0$, se obtiene

$$\left(\frac{\partial u^*}{\partial z'} \right)_{z'=0} = 2 (f/2K)^{1/2} \sin \alpha_s (u_g \cos \alpha_s) \dots (II.20)$$

$$\left(\frac{\partial v^*}{\partial z'} \right)_{z'=0} = 2 (f/2K)^{1/2} \sin \alpha_s (u_g \sin \alpha_s)$$

y substituyendo las ecuaciones (II.20) en (II.18) y considerando que en $z' = 0$: $\tau_x^* = \tau_{ax}$; $\tau_y^* = \tau_{ay}$ y $\rho^* = \rho_s$, se tiene que

$$\tau_{ax}^* = 2 (f/2K)^{1/2} \rho_s K \sin \alpha_s (u_g \cos \alpha_s) \dots (II.21, a)$$

$$\tau_{ay}^* = 2 (f/2K)^{1/2} \rho_s K \sin \alpha_s (u_g \sin \alpha_s) \dots (II.21, b)$$

donde τ_{ax} y τ_{ay} son las componentes del esfuerzo del viento en las direcciones x e y ; y ρ_s es la densidad del aire en el tope de la capa de Prandtl.

Hasta aquí se ha considerado u_g alineado al eje x , pero si no es así, se lleva a cabo una rotación de ejes en donde la velocidad v_g del viento geostrofico queda orientada de manera arbitraria resultando que: el factor ($u_g \cos \alpha_s$) de (II.21, a) queda como ($u_g \cos \alpha_s - v_g \sin \alpha_s$) y ($u_g \sin \alpha_s$), de (II.21, b), como ($v_g \cos \alpha_s + u_g \sin \alpha_s$) y substituyendo $u_g^* = u_g$ y $v_g^* = v_g$, de las ecuaciones (II.17), se llega a

$$\tau_{ax}^* = - (2K/f_0)^{1/2} \sin \alpha_s \left(\frac{\partial P_s}{\partial y} \cos \alpha_s + \frac{\partial P_s}{\partial x} \sin \alpha_s \right) \dots (II.22, a)$$

$$\tau_{ay} = (2K/f_0)^{1/2} \operatorname{sen} \alpha_s \left(\frac{\partial P_a}{\partial x} \cos \alpha_s - \frac{\partial P_a}{\partial y} \operatorname{sen} \alpha_s \right) \quad \dots (\text{II.22,b})$$

Para $\alpha_s = \pi/4$, (II.22,a y b) dan las fórmulas de A. S. Sarkisyan (1969), para el esfuerzo del viento en la superficie del océano.

Para $\alpha_s = 0$: $\tau_{ax} = \tau_{ay} = 0$; esto se debe a que de acuerdo con (II.19), $V^* = V_0^*$ y V_0^* no tiene cizallamiento o, en otras palabras, $\partial V_0^* / \partial z' = 0$.

Experimentalmente se ha encontrado que el ángulo entre el viento y las isobaras es de $\pi/8$ o (22.5°), (Holton J.R., 1972). También se ha encontrado que las componentes τ_{ax} y τ_{ay} del esfuerzo del viento, satisfacen las siguientes parametrizaciones dadas por Kasahara y Washington (1967):

$$\tau_{ax} = C_D \rho_a |V_a| u_a \quad \dots (\text{II.23})$$

$$\tau_{ay} = C_D \rho_a |V_a| v_a$$

en donde C_D es el arrastre del viento y su valor depende de la diferencia de temperatura del suelo y la temperatura en el tope de la capa de Prandtl, así como de la rapidez $|V_a|$.

Usando $\alpha_s = \pi/8$ y suponiendo que para este valor de α_s , las componentes en (II.22) y (II.23), son numéricamente iguales, se obtienen las componentes, del viento en superficie:

$$u_a = - \frac{(2K/f_0)^{1/2}}{C_D \rho_a |V_a|} \operatorname{sen} \alpha_s \left(\frac{\partial P_a}{\partial y} \cos \alpha_s + \frac{\partial P_a}{\partial x} \operatorname{sen} \alpha_s \right) \quad \dots (\text{II.24})$$

$$v_a = \frac{(2K/f_0)^{1/2}}{C_D \rho_a |V_a|} \operatorname{sen} \alpha_s \left(\frac{\partial P_a}{\partial x} \cos \alpha_s - \frac{\partial P_a}{\partial y} \operatorname{sen} \alpha_s \right)$$

en donde $\alpha = \pi / 8$; $K = 2.0 \times 10^4 \text{ cm}^2/\text{s}$; $C_D = 1.5 \times 10^{-3}$, que es la magnitud que se usa para C_D cuando ρ_a se expresa en g/cm^3 y V_a en cm/s .

Por otra parte y por la ecuación (II.13) :

$$P_a = P \left(\frac{T_a}{T} \right)^\alpha \quad \text{con} \quad \alpha = \frac{g}{R \beta} \quad \dots (\text{II.25})$$

en donde T_a y P_a se refieren a la temperatura y presión en superficie, respectivamente, por lo tanto,

$$\frac{\partial P_a}{\partial y} = \left(\frac{T_a}{T} \right)^\alpha \frac{\partial P}{\partial y} + P \alpha \left(\frac{T_a}{T} \right)^{\alpha-1} \left(\frac{1}{T} \frac{\partial T_a}{\partial y} - \frac{T_a}{T^2} \frac{\partial T}{\partial y} \right)$$

y por la ecuación (II.25)

$$\frac{\partial P_a}{\partial y} = \frac{P_a}{P} \frac{\partial P}{\partial y} + P_a \alpha \left(\frac{T_a}{T} \right)^{\alpha-1} \left(\frac{1}{T} \frac{\partial T_a}{\partial y} - \frac{T_a}{T^2} \frac{\partial T}{\partial y} \right)$$

y también

$$\frac{\partial P_a}{\partial y} = \frac{P_a}{P} \frac{\partial P}{\partial y} + P_a \alpha \left(\frac{1}{T_a} \frac{\partial T_a}{\partial y} - \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial y} \right)$$

Además, suponiendo que la densidad ρ es constante, (Adem, 1967 b), es decir $\rho \approx \rho_0$, con $\rho_0 = P_0 / R T_0$; en donde : $P_0 = 310 \text{ mb}$; $T_0 = 229.5^\circ \text{ K}$; y $\rho_0 = 4.71 \times 10^{-4} \text{ g cm}^{-3}$, son las variables termodinámicas de estado, constantes, calculadas para una atmósfera estandar considerando a H como el límite superior de la capa troposférica constante en 9 km. Por la ecuación de estado : $P = \rho R T$ y $P_0 = \rho_0 R T_0$; y suponiendo que ρ es constante e igual a ρ_0 ; se

tiene que

$$P = \frac{P_0}{T_0} T \quad \text{de donde,} \quad \frac{\partial P}{\partial y} = \frac{P_0}{T_0} \frac{\partial T}{\partial y} \quad \dots(\text{II.26})$$

Asimismo, se tiene que por la ecuación (II.10) y con $z = h$, y $H = H_0$ resulta que

$$T_s = \beta (H_0 - h) + T$$

donde $H_0 = 9 \text{ km}$ y en donde h representa a la altitud del suelo sobre el nivel del mar, o sea la orografía, y por lo tanto

$$\frac{\partial T_s}{\partial y} = -\beta \frac{\partial h}{\partial y} + \frac{\partial T}{\partial y} \quad \dots(\text{II.27})$$

y substituyendo (II.26) y (II.27) en (II.25), se tiene que

$$\frac{\partial P_s}{\partial y} = \frac{P_{s0}}{P_0} \left(\frac{P_0}{T_0} \frac{\partial T}{\partial y} \right) + P_{s0} \alpha \left[\frac{1}{T_{s0}} \left(-\beta \frac{\partial h}{\partial y} + \frac{\partial T}{\partial y} \right) - \frac{1}{T_0} \frac{\partial T}{\partial y} \right]$$

esta expresión se ha linealizado usando los factores P_{s0}/P_0 , P_{s0}/T_{s0} y P_{s0}/T_0 en lugar de P_s/P , P_s/T_s y P_s/T , respectivamente, en donde

$$P_{s0} = P_0 \left(\frac{T_{s0}}{T_0} \right)^\alpha \quad \text{y} \quad T_{s0} = \beta H_0 + T_0$$

Simplificando

$$\frac{\partial P_s}{\partial y} = \frac{P_{s0}}{T_0} \frac{\partial T}{\partial y} + \frac{P_{s0}}{T_{s0}} \alpha \left(\frac{\partial T}{\partial y} - \frac{T_{s0}}{T_0} \frac{\partial T}{\partial y} - \beta \frac{\partial h}{\partial y} \right)$$

por la ecuación de estado :

$$P_{a0} = \rho_{a0} R T_{a0} \quad \text{donde} \quad \rho_{a0} = \rho_0 \left(\frac{T_{a0}}{T_0} \right)^{\alpha-1}$$

y substituyendo esto en la ecuación anterior

$$\frac{\partial P_a}{\partial Y} = \rho_{a0} R \left\{ \left[\frac{T_{a0}}{T_0} + \alpha \left(1 - \frac{T_{a0}}{T_0} \right) \right] \frac{\partial T}{\partial Y} - \beta \alpha \frac{\partial h}{\partial Y} \right\}$$

además , tomando

$$R_s = R \left[\frac{T_{a0}}{T_0} + \alpha \left(1 - \frac{T_{a0}}{T_0} \right) \right] \quad \text{y} \quad \beta \alpha = \frac{g}{R} \quad \dots (II.28)$$

se obtiene

$$\frac{\partial P_a}{\partial Y} = \rho_{a0} R_s \frac{\partial T}{\partial Y} - \rho_{a0} g \frac{\partial h}{\partial Y} \quad \dots (II.29,a)$$

y análogamente

$$\frac{\partial P_a}{\partial X} = \rho_{a0} R_s \frac{\partial T}{\partial X} - \rho_{a0} g \frac{\partial h}{\partial X} \quad \dots (II.29,b)$$

Las ecuaciones (II.29 , a) y (II.29 , b) se substituyen en las ecuaciones (II.24) , en donde se supone $\rho_a \approx \rho_{a0}$ y $|V_a| = |V_{a0}| = \text{Cte.}$ y de esta manera

$$u_a = - \xi_0 \left[\left(R_s \frac{\partial T}{\partial Y} - g \frac{\partial h}{\partial Y} \right) \cos \alpha_s + \left(R_s \frac{\partial T}{\partial X} - g \frac{\partial h}{\partial X} \right) \sin \alpha_s \right] \quad \dots (II.30,a)$$

$$v_a = \xi_0 \left[\left(R_s \frac{\partial T}{\partial X} - g \frac{\partial h}{\partial X} \right) \cos \alpha_s - \left(R_s \frac{\partial T}{\partial Y} - g \frac{\partial h}{\partial Y} \right) \sin \alpha_s \right] \quad \dots (II.30,b)$$

con

$$\xi_0 = \frac{(2K/f_0)^{1/2}}{C_D |V_{s0}|} \text{ sen } \alpha_s = \text{Cte.}$$

Las ecuaciones (II.30,a) y (II.30,b) representan al viento en superficie en las direcciones x e y, respectivamente, expresadas en términos de los gradientes de T y h; los que pueden ser utilizados más adelante en la parametrización de C_s . Las componentes u_s y v_s se expresan en términos de gradientes de T, porque T es la variable fundamental del MTC. f_0 denota el parámetro de Coriolis que se considera constante:

$$f_0 = 2 \Omega \text{ sen } \phi_0$$

con $\phi_0 = 45^\circ$.

II.8.- DETERMINACION DE LA VELOCIDAD VERTICAL EN LA CAPA LIMITE PLANETARIA

En esta sección se deriva la ecuación del viento ascendente que se genera dentro de la capa de Ekman y que es el responsable del transporte turbulento de calor sensible y vapor de agua desde la superficie al interior de la atmósfera libre. Este movimiento ascendente es el llamado bombeo de Ekman.

Si se denota como D_e al espesor de la capa límite planetaria, se tiene que en el nivel de altura $z' = h + z_e + D_e$, (Fig.2, Pag.16), la velocidad vertical del flujo es w_{D_e} y es calculada en términos del esfuerzo del viento τ^* , dentro de la capa de Ekman.

En efecto, la divergencia del viento dentro de la capa de Ekman

$$\nabla \cdot \mathbf{V}^* = \frac{\partial v^*}{\partial y} + \frac{\partial u^*}{\partial x}$$

se calcula con las ecuaciones (II.16), con lo cual

$$\frac{\partial v^*}{\partial y} + \frac{\partial u^*}{\partial x} = \frac{1}{f_0 \rho_0^*} \frac{\partial}{\partial z'} \left(\frac{\partial \tau_x^*}{\partial x} - \frac{\partial \tau_y^*}{\partial y} \right)$$

de donde

$$\nabla \cdot v^* = \frac{1}{f_0 \rho_0^*} \frac{\partial}{\partial z'} (\bar{k} \cdot \nabla \times \tau^*) \quad \dots (II.31)$$

La ecuación de continuidad se puede expresar como :

$$\frac{\partial \rho^*}{\partial t} + v^* \cdot \nabla \rho^* + w^* \frac{\partial \rho^*}{\partial z} + \rho^* \nabla \cdot v^* + \rho^* \frac{\partial w^*}{\partial z} = 0$$

aquí, ∇ es el gradiente horizontal bidimensional. Considerando que la variabilidad vertical de ρ^* es mínima dentro de la capa de Ekman, (Haltiner y Williams, 1980), y denotando como ρ_s la densidad en $z' = 0$, y ρ_{D_0} la densidad en el tope de la capa de Ekman, se desprecian los dos primeros términos de la ecuación anterior quedando

$$\rho^* \nabla \cdot v^* + \frac{\partial}{\partial z'} (\rho^* w^*) = 0$$

De lo anterior

$$\nabla \cdot v^* = - \frac{1}{\rho^*} \frac{\partial}{\partial z'} (\rho^* w^*) \quad \dots (II.32)$$

e igualando las ecuaciones (II.31) y (II.32) se tiene

$$\frac{\partial}{\partial z'} (\rho^* w^*) = - \frac{1}{f_0} \frac{\partial}{\partial z'} (\bar{k} \cdot \nabla \times \tau^*) \quad \dots (II.33)$$

Integrando la ecuación (II.33) desde $z' = 0$ en donde $w^* = w_s$ y $\tau^* = \tau_s$, hasta $z' = h + z_s + D_0$ en donde $w^* = w_{D_0}$ y $\tau^* \equiv 0$, se tiene

$$\rho_{D_0} W_{D_0} - \rho_a W_a = (1/f_0) \bar{k} \cdot \nabla \times \tau_a$$

de donde

$$W_{D_0} = \frac{\rho_a}{\rho_{D_0}} W_a + \frac{1}{\rho_{D_0} f_0} \bar{k} \cdot \nabla \times \tau_a$$

entonces

$$W_{D_0} = V_a \cdot \nabla h + \frac{1}{\rho_{D_0} f_0} \bar{k} \cdot \nabla \times \tau_a$$

... (II.34)

en esta última aproximación se ha considerado que $\rho_a / \rho_{D_0} \approx 1$ y que W_a puede ser determinada por

$$W_a = V_a \cdot \nabla h$$

El viento en superficie V_a , se deduce en la sección II.7; ∇h denota el gradiente horizontal bidimensional de la altitud h , entonces

$$W_a = u_a \frac{\partial h}{\partial x} + v_a \frac{\partial h}{\partial y}$$

u_a y v_a están dadas en las ecuaciones (II.30, a) y (II.30, b), respectivamente, por lo tanto

$$W_a = \xi_0 R_* \left[J(T, h) \cos \alpha_* - \nabla T \cdot \nabla h \sin \alpha_* \right] + \xi_0 g (\nabla h)^2 \sin \alpha_*$$

... (II.35)

En cuanto al rotacional del esfuerzo del viento en superficie:

$$\bar{k} \cdot \nabla \times \tau_a = \frac{\partial \tau_{ay}}{\partial x} - \frac{\partial \tau_{ax}}{\partial y}$$

se obtiene derivando las ecuaciones (II.23) .

Tomando $|V_a| = |V_{a0}| = \text{Cte.}$ y $\rho_a = \rho_{a0} = \text{Cte.}$:

$$\vec{k} \cdot \nabla \times \tau_a = \rho_{a0} C_D \left[|V_{a0}| \left(\frac{\partial v_a}{\partial x} - \frac{\partial u_a}{\partial y} \right) \right]$$

Derivando u_a y v_a de las ecuaciones (II.30,a) y (II.30,b) con respecto a y , la primera, y a x la segunda, se tiene que

$$\vec{k} \cdot \nabla \times \tau_a = \rho_{a0} C_D |V_{a0}| \xi_0 R_s \left(v^2 T - \frac{g}{R_s} v^2 h \right) \cos \alpha_s \quad \dots(\text{II.35})$$

de donde

$$W_{D0} \approx \xi_0 R_s \left[J(T,h) \cos \alpha_s - v T \cdot \nabla h \sin \alpha_s \right] + \xi_0 g (v h)^2 \sin \alpha_s + \frac{C_D \xi_0 R_s |V_{a0}|}{f_0} \left(v^2 T - \frac{g}{R_s} v^2 h \right) \cos \alpha_s \quad \dots(\text{II.36})$$

La ecuación (II.36) representa al viento que emerge de la capa límite planetaria hacia la atmósfera libre en dirección vertical .

III.- ECUACIONES FUNDAMENTALES.

En esta parte se describirán brevemente las publicaciones y las ecuaciones que se tomaron en consideración para el desarrollo del trabajo .

III.1.- PARAMETRIZACION ESTADISTICA DE LA PRECIPITACION .

En la parametrización estadística que se debe a Clapp et al (1965) , se supone que las anomalías de la precipitación mensual total pueden ser expresadas como una simple función lineal de las anomalías locales de temperatura media mensual y las componentes zonal y meridional del viento a 700 mb . Estas tres variables independientes fueron escogidas por los autores por las razones físicas que las relacionan y las presentan de la siguiente manera :

$$R-R_N = b (T_{700} - T_{700N}) + c (U_{700} - U_{700N}) + d (V_{700} - V_{700N}) \quad \dots (III.1)$$

en donde R es la precipitación total mensual , en pulgadas , T_{700} es la temperatura media mensual a 700 mb en ($^{\circ}$ K) y U_{700} y V_{700} , dadas en m/s , son las componentes zonal y meridional del viento a 700 mb , consideradas positivas cuando se dirigen de oeste a este y de sur a norte , respectivamente . El subíndice N se refiere a normal o promedio a largo plazo . Los coeficientes b , c y d , fueron obtenidos estadísticamente por regresión lineal múltiple .

Clapp et al (1965) , concluyen que b , o sea la constante de proporcionalidad entre la anomalía de precipitación y la anomalía de temperatura en 700 mb , se distribuye en un patrón geográfico que depende del clima . Sobre el centro y norte de los continentes , en invierno , (Fig.3) , la precipitación ocurre con temperatura arriba de la normal , fenómeno que también ocurre en altas latitudes en todas

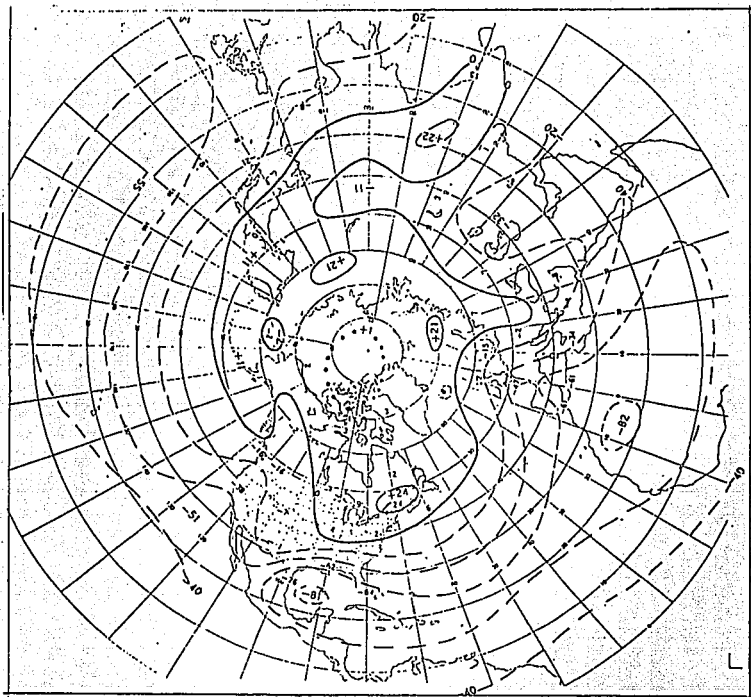


Fig.3.- Distribución Geográfica del coeficiente de regresión , estadístico , b (plg / °K) para invierno ; relacionando la anomalía de temperatura a la precipitación . Los valores mapeados están en $b \times 100$. Clapp et al (1965) .

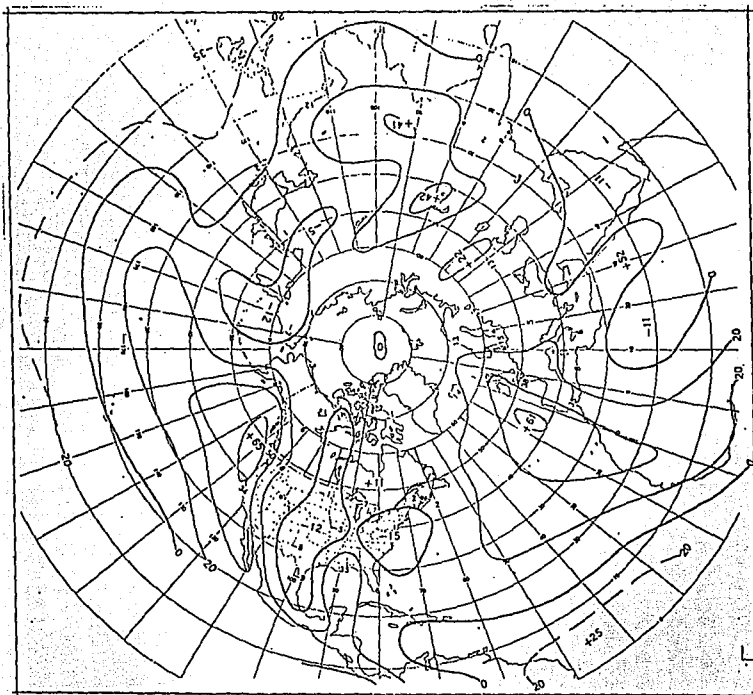


Fig.4.- Distribución Geográfica del coeficiente de regresión , estadístico , c (plg.s/m) para invierno ; relacionando la componente zonal del viento a la precipitación . Los valores mapeados están en $c \times 100$. Clapp et al (1965) .

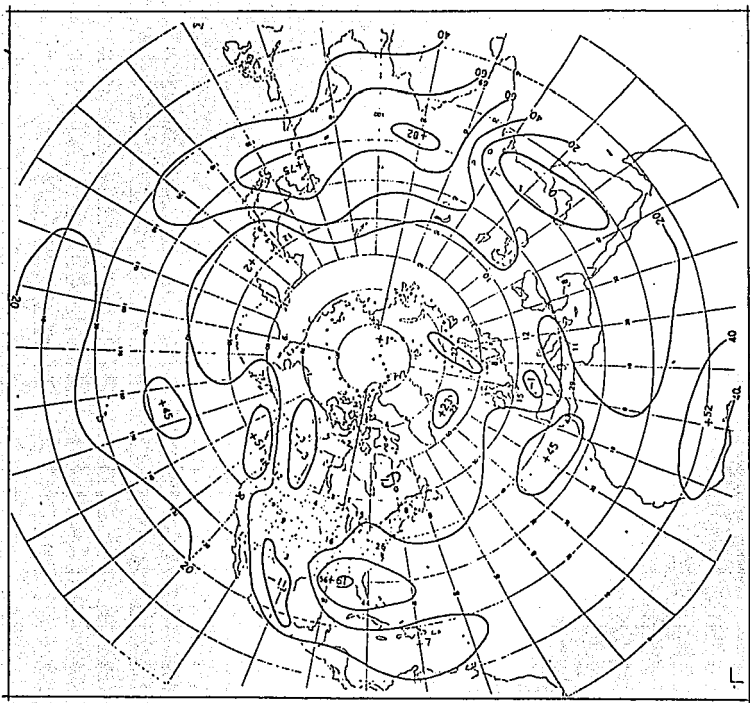


Fig.5.- Distribución Geográfica del coeficiente de regresión , estadístico , d (plg.s/m) para invierno ; relacionando la componente meridional del viento a la precipitación . Los valores mapeados están en $d \times 100$. Clapp et al (1965) .

las estaciones y con vientos oceánicos del oeste en verano y otoño . Con temperatura por debajo de la normal , ocurre sobre continentes en verano y bajas latitudes sobre las costas oeste y sobre regiones desérticas en todas las estaciones .

La distribución de los coeficientes de las componentes zonal y meridional del viento , c y d respectivamente , fue supuesto que dependen principalmente de la orografía y la latitud . En ambos casos, ya sea viento occidental o del sur (zonal o meridional) , si éste es dirigido del oceano al continente y especialmente si es forzado a subir montañas , existe una fuerte relación positiva entre lluvia y velocidad del viento (costa oeste de ambos continentes , Figs. 4 y 5) . Y , cuando el viento es dirigido cuesta abajo , las componentes están relacionadas negativamente a la lluvia . Aunque , independientemente de las consideraciones anteriores , la componente meridional del viento siempre tiende a estar relacionada positivamente a la precipitación en todas partes y esto se debe al hecho observado de movimiento ascendente y convergencia que prevalece en vientos del sur; y todo lo contrario en vientos del norte.(Fig.5).

III.1.1.- ADAPTACION DE LA FORMULA AL MODELO .

La ecuación (III.1), tuvo que ser modificada por Clapp et al para que pudiera ser usada en el MTC , debido a lo siguiente : El modelo predice la temperatura media en la troposfera media (aproximadamente 500 mb) y no los vientos . Las anomalías de temperatura en la troposfera media pueden ser usadas directamente en el primer término de la derecha de la ecuación (III.1) , porque existe la probabilidad de que la diferencia entre las anomalías de la temperatura en 500 y 700 mb sea pequeña . Sin embargo , los dos términos que contienen vientos tuvieron que ser transformados en dos aspectos importantes : En primera, las predicciones en el modelo están hechas para una malla rectangular de 512 puntos (actualmente 1977 puntos , Fig.6) , sobre

una proyección estereográfica polar cuyo eje X , apunta a lo largo del meridiano 10° E y el eje Y, apunta a lo largo del meridiano 80° W (Adem J., 1964) . Debido a esto , fue necesario transformar las componentes u y v del viento a las correspondientes u' y v' dirigidas a la X e Y positivas del mapa, respectivamente , mediante una transformación de coordenadas . En segunda , fue necesario convertir la velocidad del viento a viento térmico , de tal manera que las componentes del viento a 700 mb pudieran ser substituidas por

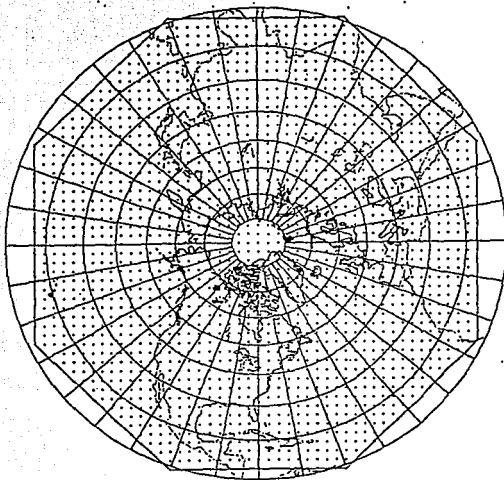


Fig. 6.- Proyección estereográfica del Hemisferio norte y distribución de los 1977 puntos de malla del MTC .

gradientes de temperatura en la troposfera media . Se tomaron las ecuaciones de viento térmico , junto con las propiedades de la atmósfera barotrópica equivalente en donde las isotermas y las isobaras son paralelas . Estas aproximaciones para la conversión se usaron suponiendo que son razonablemente válidas para cartas promediadas mensualmente . Finalmente , la precipitación R , dada en pulgadas fue expresada como el calor liberado por condensación en la atmósfera , G_s en ly/día , (1 ly = 1 cal / cm²) y se obtuvo multiplicando R por el calor latente de condensación . Este fue tomado como de 600 cal/g constante , aunque para ser más exactos debe ser escogido con un valor que corresponda a la temperatura normal en la superficie de la Tierra (Clapp et al, 1965) .

Así , la ecuación (III.1) quedó como :

$$(G_s - G_{SN}) = b' (T_{mDN1,j}) + c' (T_{mDN1,j+1} - T_{mDN1,j-1}) + d' (T_{mDN1+1,j} - T_{mDN1-1,j}) \dots(III.2)$$

en donde $(G_s - G_{SN})$ es expresada en ly/día ; i y j son los índices numéricos que identifican las coordenadas X e Y de un punto de malla rectangular ; DN denota la desviación de la normal (anomalía) de la temperatura troposférica media $(T_m - T_{mN})$ en (°K) , y b' , c' y d' son los coeficientes transformados y determinados como funciones de los coeficientes de regresión lineal , b , c y d interpolados en cada punto de malla a partir de los mapas analizados , (Figs. 3 , 4 y 5) .

III.2.- PARAMETRIZACION DE LA CONDENSACION USANDO EL BALANCE DE AGUA . METODO DE ADEM .

Con la intención de introducir una ecuación para la conservación de vapor de agua en la atmósfera y una diferente manera de generar la

adición de energía térmica en el Sistema Troposfera - Oceano - Continente, debida a la evaporación en la superficie y condensación de vapor de agua en las nubes, J. Adem (1968) desarrolla un método para determinar la diferencia entre la pérdida de calor por evaporación en la superficie terrestre, G_3 , y el calor ganado en la atmósfera por condensación de vapor de agua en las nubes, G_5 .

De acuerdo con Adem, la conservación de vapor de agua en la atmósfera, puede ser expresada como

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho^* q^*) + \nabla_T \cdot (\overline{V_T^* \rho^* q^*} + \rho^* \overline{V_T^{*'} q^{*'}}) = \overline{g_5^*} \quad \dots \text{(III.3)}$$

en donde las variables con barra son valores promediados sobre un intervalo de tiempo dado, las estrellas denotan a las variables que dependen de la altura z , y las que son primadas son las desviaciones de los valores promedio; $\rho^* q^*$ es el vapor de agua por unidad de volumen, ρ^* es la densidad de aire húmedo, q^* la humedad específica, V_T^* la velocidad tridimensional del viento, $\overline{g_5^*}$ es la razón a la cual se libera calor por unidad de volumen de vapor de agua al condensarse éste en las nubes y que es proporcional a la precipitación. t es el tiempo y ∇_T es el operador gradiente tridimensional.

La ecuación de balance de agua para una columna vertical de altura H_1 y base de área unitaria se obtiene integrando la ecuación (III.3) desde la superficie hasta H_1 , la cual queda como:

$$\int_h^{H_1} \left[\frac{\partial}{\partial t} (\overline{\rho^* q^*}) + \nabla \cdot \overline{V^* \rho^* q^*} \right] dz + (\overline{W^* \rho^* q^*})_{z=H_1} - (\overline{W^* \rho^* q^*})_{z=h} + \int_h^{H_1} \nabla \cdot (\overline{\rho^* V^{*'} q^{*'}}) dz + (\overline{\rho^* W^{*'} q^{*'}})_{z=H_1} - (\overline{\rho^* W^{*'} q^{*'}})_{z=h} = \int_h^{H_1} \overline{g_5^*} dz \quad \dots \text{(III.4)}$$

en donde ∇ es el operador gradiente bidimensional horizontal, V^* es la componente horizontal del viento y W^* es la componente vertical. Los términos $(\overline{W^* \rho^* q^*})_{z=H_1}$, $(\overline{W^* \rho^* q^*})_{z=H_2}$ y $(\overline{\rho^* W^{*'} q^{*'}})_{z=H_1}$, son presumiblemente pequeños, cuando la superficie de la tierra es horizontal y plana y cuando H_1 , es el nivel de 500 mb o más. Estos términos son despreciados por Adem, sobre todas las áreas del hemisferio norte, considerando que el segundo término sólo es localmente importante en determinadas regiones montañosas. El término $(\overline{\rho^* W^{*'} q^{*'}})_{z=H_2}$, donde h es la altura orográfica, es el vapor de agua sumado a la atmósfera por evaporación en la superficie y es igual a G_3/L , donde G_3 es el calor perdido en la superficie por evaporación y L es el calor latente de vaporización tomado como una constante.

El término

$$\int_h^{H_1} \overline{g_5^*} dz = -G_5/L$$

donde H_1 es la altura del nivel de 500 mb y G_5 es el calor ganado en las nubes por condensación de vapor de agua. De esta manera, la ecuación (III.4) queda como:

$$E_1 + E_2 + E_3 = (G_3 - G_5) / L \quad \dots (III.5)$$

y de esta ecuación se puede determinar la diferencia $G_3 - G_5$, calculando los términos del miembro izquierdo:

$$E_1 = \int_h^{H_1} \frac{\partial}{\partial t} (\overline{\rho^* q^*}) dz$$

$$E_2 = \int_h^{H_1} \nabla \cdot (\overline{V^* \rho^* q^*}) dz$$

$$E_3 = \int_h^{H_1} \nabla \cdot (\overline{\rho^* V^{*'} q^{*'}}) dz$$

Adem señala que para promedios mensuales y particularmente durante la primavera y otoño, E_1 no es despreciable. En cuanto a E_2 y E_3 que constituyen la divergencia del flujo debidas al viento medio y a remolinos viajeros, respectivamente, fueron comparadas por separado y como divergencia total del flujo ($E_2 + E_3$). Así, Adem encuentra que la contribución zonal de E_3 a la divergencia total del flujo, es despreciable en comparación a la correspondiente de E_2 . Y considera que la divergencia meridional del flujo también puede ser despreciada, obteniéndose buena aproximación. Por lo tanto, considera a $E_3 = 0$.

La ecuación (III.5), con las aproximaciones mencionadas arriba, constituye un método para determinar G_5 dado que G_3 ha sido parametrizada por Clapp et al (1965), tanto en océanos como en continentes. Dicho método ha sido documentado por Adem (comunicación personal), para ser incorporado en el programa del MTC pero a la fecha no ha sido usado.

III.3.- PARAMETRIZACION DE LA CONDENSACION EN UNA ATMOSFERA SATURADA

En esta sección, se derivará un método alternativo al de Adem para calcular G_5 en una atmósfera saturada.

Haltiner y Williams (1980, p.308), incluyen en la ecuación de balance de agua en la atmósfera un término S^* que simboliza a un sumidero de vapor de agua por condensación de vapor o sublimación de aire saturado a nivel de las nubes.

Según este planteamiento y siendo $\rho^* q^*$ el vapor de agua por unidad de volumen, se tiene que la razón de cambio de $\rho^* q^*$ con respecto al tiempo está dada por la ecuación (III.3); es decir,

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho^* q^*) + \nabla_T \cdot (V_T^* \rho^* q^*) = S^* \quad \dots (III.6)$$

donde S^* simboliza a las fuentes o sumideros de vapor de agua por unidad de volumen por unidad de tiempo . Y ,

$$S^* = \bar{g}_s^* - \rho^* \nabla_T^* q^{**}$$

en donde el segundo término de la derecha que corresponde al integrando en E_3 de la ecuación (III.5) , se despreciaría por las razones argumentadas en la sección III.2 .

Desarrollando las diferenciaciones en la ecuación (III.6) , resulta que

$$q^* \left(\frac{\partial \rho^*}{\partial t} + \nabla_T^* \rho^* \bar{V}^* \right) + \rho^* \left(\frac{\partial q^*}{\partial t} + \nabla_T^* \cdot \nabla_T^* q^* \right) = S^*$$

y por ecuación de continuidad el primer término de la izquierda se anula , con lo cual , la ecuación queda como

$$\frac{\partial q^*}{\partial t} + \nabla_T^* \cdot \nabla_T^* q^* = \frac{S^*}{\rho^*}$$

y si q^* representa a la humedad específica saturada, se puede suponer de acuerdo con Haltiner y Williams (1980) que la razón a la cual se libera calor por unidad de masa de vapor de agua al condensarse éste en las nubes , es igual a la derivada material de q^* ; es decir :

$$\frac{\bar{g}_s^*}{\rho^*} = \frac{d q^*}{d t} \quad \text{o} \quad S^* = \bar{g}_s^* = \rho^* \frac{d q^*}{d t} \quad \dots(\text{III.7})$$

$$\text{y por ecuación (II.6) :} \quad q_s^* = 0.622 \frac{e_s^*}{p^*} \quad \dots(\text{III.8})$$

y entonces , al diferenciar (III.8) , se llega a

$$\frac{d q_s^*}{d t} = 0.622 \left(\frac{1}{P^*} \frac{d e_s^*}{d t} - \frac{e_s^*}{P^{*2}} \frac{d P^*}{d t} \right)$$

o de otra manera

$$\frac{d q_s^*}{d t} = 0.622 \frac{e_s^*}{P^*} \left(\frac{1}{e_s^*} \frac{d e_s^*}{d t} - \frac{1}{P^*} \frac{d P^*}{d t} \right) \quad \dots(\text{III.9})$$

en donde e_s^* , es la presión de vapor de saturación que está relacionada a la temperatura por la ecuación de Clausius y Clapeyron :

$$\frac{d e_s^*}{e_s^*} = \frac{L}{R_v} \frac{d T^*}{T^{*2}} \quad \dots(\text{III.10})$$

Substituyendo ésta en (III.9), se tiene que

$$\frac{P^*}{e_s^*} \frac{d q_s^*}{d t} = 0.622 \left(\frac{L}{R_v T^{*2}} \frac{d T^*}{d t} - \frac{1}{P^*} \frac{d P^*}{d t} \right)$$

Por la ecuación (III.8), también se tiene que

$$\frac{P^*}{e_s^*} = \frac{0.622}{q_s^*}$$

y entonces

$$\frac{1}{q_s^*} \frac{d q_s^*}{d t} = \frac{L}{R_v T^{*2}} \frac{d T^*}{d t} - \frac{1}{P^*} \frac{d P^*}{d t} \quad \dots(\text{III.11})$$

en donde L , representa el calor latente de condensación ; R_v , la

constante del vapor ; T^* y P^* , la temperatura y presión a la altura z (determinados en la sección II.6) .

Haltiner y Williams suponen que no existen otras fuentes de calor y que la condensación se lleva a cabo por expansión adiabática saturada , pero en el MTC sí existen otras fuentes de calor y en ese caso la ecuación termodinámica del fenómeno sería :

$$\rho^* C_p \frac{d T^*}{d t} - \frac{d P^*}{d t} = - L \rho^* \frac{d q_s^*}{d t} + Q_n^* + Q_s^* + Q_T^* \quad \dots (III.12)$$

en donde la razón de calentamiento por unidad de masa está dada en tres partes : Q_n^* que representa el calentamiento o enfriamiento debido a la radiación ; Q_s^* y Q_T^* que representan el calentamiento o enfriamiento por difusión , o sea el calor sensible cedido por transporte vertical turbulento a partir de la superficie terrestre y al calor que se origina por procesos de turbulencia horizontal , respectivamente ; éstas son las fuentes de energía que alimentan los fenómenos que se efectúan en la troposfera según el MTC .

De la ecuación (III.11) :

$$\frac{d T^*}{d t} = \frac{R_v T^{*2}}{L} \left(\frac{1}{q_s^*} \frac{d q_s^*}{d t} + \frac{1}{P^*} \frac{d P^*}{d t} \right)$$

también

$$\frac{d T^*}{d t} = \frac{R_v T^{*2}}{L q_s^*} \frac{d q_s^*}{d t} + \frac{R_v T^{*2}}{L P^*} \frac{d P^*}{d t} \quad \dots (III.13)$$

y substituyendo (III.13) en (III.12) se elimina $\frac{d T^*}{d t}$ y con esto :

$$\rho^* C_p \frac{R_v T^{*2}}{L q_s^*} \frac{d q_s^*}{d t} + \left(\rho^* C_p \frac{R_v T^{*2}}{L P^*} - 1 \right) \frac{d P^*}{d t} =$$

$$- L \rho^* \frac{d q_s^*}{d t} + \dot{Q}_R^* + \dot{Q}_S^* + \dot{Q}_T^*$$

... (III.14)

Reacomodando de otra manera

$$L \rho^* \frac{d q_s^*}{d t} \left(1 + \frac{C_p R_v T^{*2}}{L^2 q_s^*} \right) = \left(1 - \rho^* C_p \frac{R_v T^{*2}}{L P^*} \right) \frac{d P^*}{d t} +$$

$$+ \dot{Q}_R^* + \dot{Q}_S^* + \dot{Q}_T^*$$

de donde

$$L \rho^* \frac{d q_s^*}{d t} = \left(\frac{L P^* - \rho^* C_p R_v T^{*2}}{L P^*} \right) \frac{d P^*}{d t} + \frac{\dot{Q}_R^* + \dot{Q}_S^* + \dot{Q}_T^*}{\frac{L^2 q_s^* + C_p R_v T^{*2}}{L^2 q_s^*}}$$

con lo cual

$$L \rho^* \frac{d q_s^*}{d t} = \frac{L q_s^*}{P^*} \left(\frac{L P^* - \rho^* C_p R_v T^{*2}}{L^2 q_s^* + C_p R_v T^{*2}} \right) \frac{d P^*}{d t} +$$

$$+ \frac{L^2 q_s^* (\dot{Q}_R^* + \dot{Q}_S^* + \dot{Q}_T^*)}{L^2 q_s^* + C_p R_v T^{*2}}$$

y considerando la ecuación de estado , $P^* = \rho^* R T^*$, se tiene que

$$L \rho^* \frac{d q_s^*}{d t} = \frac{L q_s^*}{P^*} \left(\frac{L \rho^* R T^* - \rho^* C_p R_v T^{*2}}{L^2 q_s^* + C_p R_v T^{*2}} \right) \frac{d P^*}{d t} +$$

$$+ \frac{L^2 q_s^* (Q_R^* + Q_S^* + Q_T^*)}{L^2 q_s^* + C_p R_v T^{*2}}$$

de donde

$$L \rho^* \frac{d q_s^*}{d t} = \frac{L q_s^* \rho^* T^*}{P^*} \left(\frac{L R - C_p R_v T^*}{L^2 q_s^* + C_p R_v T^{*2}} \right) \frac{d P^*}{d t} +$$

$$+ \frac{L^2 q_s^* (Q_R^* + Q_S^* + Q_T^*)}{L^2 q_s^* + C_p R_v T^{*2}}$$

...(III.15)

Por otra parte ,

$$\frac{d P^*}{d t} = \frac{\partial P^*}{\partial t} + v_H \cdot \nabla P^* + W^* \frac{\partial P^*}{\partial z} \approx W^* \frac{\partial P^*}{\partial z}$$

y suponiendo válida la ecuación de equilibrio hidrostático

$$\frac{\partial P^*}{\partial z} = - \rho^* g$$

se tiene que :

$$\frac{d P^*}{d t} \approx - \rho^* g W^*$$

...(III.16)

y substituyendo (III.16) en (III.15) , finalmente se obtiene que :

$$L \rho^* \frac{d q^*}{d t} = \frac{-L \rho^* g q^*}{R} \left\{ \frac{L R - C_p R_v T^*}{L^2 q_n^* + C_p R_v T^{*2}} \right\} W^* \delta +$$

$$+ \frac{L^2 q_n^* (Q_n^* + Q_s^* + Q_T^*)}{L^2 q_n^* C_p R_v T^{*2}}$$

... (III.17)

donde

$$\delta = \begin{cases} 1 & \text{para } q^* \geq q_n^* \text{ y } W^* > 0 \\ 0 & \text{para } q^* < q_n^* \text{ y } W^* \leq 0 \end{cases}$$

Aquí es necesaria una explicación porque se le ha hecho una modificación al planteamiento de Haltiner y Williams para adaptarlo al MTC y a este trabajo .

Haltiner y Williams proponen como condición δ , para que exista precipitabilidad que

$$q^* \geq q_n^* \text{ y } \omega < 0 .$$

Y en su planteamiento ,

$$\omega = \frac{d P}{d t}$$

Por la ecuación (III.16) , en donde W^* es la velocidad vertical del aire que es calculable en el MTCV , se ve que si ω es negativa , W^* es positiva ; lo cual es razonable , ya que es condición necesaria que el aire húmedo se enfríe por ascenso adiabático , hasta alcanzar una humedad relativa cercana al 100 % que es cuando los núcleos higroscópicos empiezan a actuar como centros de condensación ; la persistencia de este proceso ascensional da lugar a la condensación de gran cantidad de vapor de agua y eventualmente a la caída de agua en forma de precipitación . En cambio , el movimiento descendente del

fluido inhibe el fenómeno de condensación (R.R. Rogers, 1977) .

En cuanto a q^* , se tiene que en el MTC no se incorpora la ecuación de humedad (III.3) y por lo mismo, no es posible determinar q^* , y evaluar δ . Por lo explicado en la sección II.4.,

$$q^* = q_s^* U^*$$

Haltiner y Williams (1980), suponen que la condensación se da a una humedad relativa crítica menor al 100 % .

De lo anterior se deduce que sería suficiente fijar un nivel de humedad relativa . Lo usual es de 80 % ($U = 0.80$). Sin embargo, lo que interesa en este trabajo es la anomalía de G_s , esto es, $(G_s - G_{sN})$, donde G_{sN} denota a G_s normal . Si W^* es calculable y la atmósfera contiene suficiente humedad, de manera que se pueda suponer saturada y que $U \geq 80\%$, entonces sería suficiente fijar una condición de precipitabilidad para G_s basada en \bar{W}^* únicamente y otra para G_{sN} , basada en \bar{W}_N^* .

El calor liberado por condensación de vapor de agua en la columna está dado por

$$G_s = - \int_h^{H_1} L \bar{q}_s^* dz \quad \dots (III.18)$$

Substituyendo (III.7) y (III.17) en (III.18) :

$$G_s = - \int_h^{H_1} L \rho^* \frac{d q^*}{d t} dz$$

de donde

$$G_s = \frac{g L}{R} \int_h^{H_1} \delta \rho^* q_s^* \left(\frac{L R - C_p R_v T^*}{L^2 q_s^* + C_p R_v T^{*2}} \right) W^* dz -$$

$$- L^2 \int_h^{H_1} \frac{q_s^* (Q_R^* + Q_S^* + Q_T^*)}{L^2 q_s^* + C_p R_v T^{*2}} dz$$

... (III.19)

III.4.- EL CALOR LATENTE CONVECTIVO LIBERADO .

De acuerdo con Washington y Williamson (1977) , el calor liberado por condensación del vapor de agua es de dos formas , esto es :

$$Q_c^* = Q_{c_s}^* + Q_{c_c}^* \quad \dots (III.20)$$

De aquí , $Q_{c_s}^*$, referido como calor latente liberado estable , es el que se debe a procesos de ascenso de humedad , comúnmente asociados con frentes calientes que resultan en precipitación bajo condiciones estables . En adición a éste , existe el calor latente convectivo , $Q_{c_c}^*$, liberado por la precipitación asociada a cúmulus de convección , bajo condiciones inestables . Este último es de importante consideración en regiones tropicales y en áreas continentales de altas latitudes en verano . Esto es , que $Q_{c_c}^*$ es función de la latitud y la estación .

Según este planteamiento , la ecuación termodinámica (III.12) se expresaría como :

$$-\frac{d P^*}{d t} + C_p \rho_0^* \frac{d T^*}{d t} = Q_R^* + Q_S^* + Q_T^* + Q_{c_s}^* + Q_{c_c}^*$$

en donde , de acuerdo con (III.12) :

$$\dot{Q}_{cs}^* = -\rho^* L \frac{d q_s^*}{d t}$$

y en este caso la ecuación (III.17) se complementa con otra fuente de calentamiento, esto es:

$$\rho^* L \frac{d q_s^*}{d t} = \left(\frac{L^2 q_s^*}{q_s^* L^2 + C_p R_v T^{*2}} \right) \left(\dot{Q}_R^* + \dot{Q}_S^* + \dot{Q}_T^* + \dot{Q}_{cc}^* \right) - \frac{L \rho^* g q_s^*}{R} \left(\frac{L R - C_p R_v T^*}{L^2 q_s^* + C_p R_v T^{*2}} \right) W^* \delta$$

En este caso

$$G_s = \int_h^{H_1} \left(\dot{Q}_{cs}^* + \dot{Q}_{cc}^* \right) dz = - \int_h^{H_1} L \rho^* \frac{d q_s^*}{d t} dz + \int_h^{H_1} \dot{Q}_{cc}^* dz$$

por lo tanto, G_s se expresa ahora como:

$$G_s = \frac{g L}{R} \int_h^{H_1} \delta \rho^* q_s^* \left(\frac{L R - C_p R_v T^*}{L^2 q_s^* + C_p R_v T^{*2}} \right) W^* dz -$$

$$- L^2 \int_h^{H_1} \delta q_s^* \left(\frac{\dot{Q}_R^* + \dot{Q}_S^* + \dot{Q}_T^* + \dot{Q}_{cc}^*}{L^2 q_s^* + C_p R_v T^{*2}} \right) dz + \int_h^{H_1} \dot{Q}_{cc}^* dz$$

... (III.21)

en donde el último término es el calor latente liberado en la columna y proporcional a la precipitación en condiciones atmosféricas inestables .

IV.- FORMULA LINEAL EN TERMINOS DE LA TEMPERATURA.

Para el cálculo numérico fue necesario expresar W^* de la ecuación (III.21), en términos de z ; las razones de calentamiento Q_R^* , Q_S^* y Q_T^* en términos definidos y contenidos en el MTC; y Q_{cc}^* , dado en NCAR, Washington y Williamson (1977).

Mendoza V.M. (1992), tomando de Adem J. (1967), el Método Cinemático para calcular la velocidad vertical W^* , nos da una ecuación para W^* en términos de z , que se ha usado en este trabajo con solamente tres de los términos que la componen por ser los más determinantes.

$$W^* = \left[g_1^* - \frac{\rho_a}{\rho^*} g_1 \right] J(f, P) + \left[g_2^* - \frac{\rho_a}{\rho^*} g_2 \right] J(f, T) - \frac{\bar{k}}{f \rho^*} \left[\nabla \times \tau^* - \nabla \times \tau_a \right] \quad \dots (IV.1)$$

donde

$$g_1^* = \frac{R T^{*2}}{f^2 P \beta (\alpha + 1)} ;$$

$$g_2^* = \frac{g T^*}{f^2 T \beta^2} \left(\frac{T}{\alpha} - \frac{T^*}{\alpha + 1} \right) ;$$

$$\alpha = \frac{g}{R \beta} \quad \text{y} \quad g_j = (g_j^*)_{z=0} \quad \text{con} \quad j = 1, 2$$

\bar{k} es un vector unitario apuntando al zenit y τ^* y τ_a son los esfuerzos rasantes turbulentos en z y en $z = 0$.

Sin embargo, en este caso se ha incorporado la capa de Ekman sobre el terreno orográfico en donde

$$(W^*)_{z=h+Z_a+D_e} = W_{D_e}$$

De esta manera , la ecuación (IV.1) se modifica en la siguiente forma :

$$W^* = W_{D_e} + \left[g_1^* - \frac{\rho_a}{\rho^*} g_1 \right] J (f, P) + \left[g_2^* - \frac{\rho_a}{\rho^*} \right] J (f, T) \quad \dots (IV.2)$$

en donde $g_j = (g_j^*)_{z=h+Z_a+D_e}$ con $j = 1, 2$

$$\rho_a = (\rho^*)_{z=h+Z_a+D_e}$$

W_{D_e} fue deducida en la sección (II.8) . Por la ecuación (II.34):

$$W_{D_e} = V_a \cdot \nabla h + \frac{1}{\rho_{D_e} f_0} \bar{k} \cdot \nabla \times \tau_a$$

en donde $V_a \cdot \nabla h$ está dada por la ecuación (II.35) y $\bar{k} \cdot \nabla \times \tau_a$ por la ecuación (II.36) .

En cuanto a las razones de calentamiento debidas a la radiación y al calor sensible cedido por transporte vertical turbulento , de acuerdo con Adem (1968 a) , se supone que :

$$\dot{Q}_R^* = \frac{E_T}{H_0} \quad \text{y} \quad \dot{Q}_s^* = \frac{G_2}{H_0} \quad \dots (IV.4)$$

donde E_T , representa el exceso de radiación en la capa troposférica; G_2 , el calor sensible cedido a la atmósfera por transporte vertical turbulento a partir de la superficie y H_0 es el espesor de la capa troposférica en cuestión .

Por otra parte, \dot{Q}_T^* que representa la razón de calor generado por la divergencia del flujo horizontal turbulento está dado por Mendoza Castro (1992) :

$$\dot{Q}_T^* = - \nabla \cdot \left(C_v \rho_0^* \overline{V_H^{*'} T^{*'}} + \overline{V_H^{*'} P^{*'}} \right) \quad \dots (IV.5)$$

en donde ρ_0^* es únicamente función de z dada por :

$$\rho^* = \rho \left(\frac{T^*}{T} \right)^{\alpha-1} \quad \text{y} \quad \rho_0^* = \rho_0 \left(\frac{T_0^*}{T} \right)^{\alpha-1}$$

con ρ_0 , $T_0^* = \beta (z - H_0) + T_0$ y T_0 en lugar de ρ , T^* y T respectivamente y como ya se había dicho antes, las variables con barra denotan valores promediados en el tiempo y las variables primadas, las desviaciones de los valores promedio; además, considerando que

$$P^{*'} = R \rho_0^* T^{*'}$$

se tiene que el segundo término de la derecha de la ecuación (IV.5) puede ser expresado como

$$\overline{V_H^{*'} P^{*'}} = R \rho_0^* \overline{V_H^{*'} T^{*'}}$$

y dado que

$$C_p = C_v + R$$

se llega a

$$\dot{Q}_T^* = - \nabla \cdot \left(C_p \rho_0^* \overline{V_H^{*'} T^{*'}} \right)$$

En Adem (1962), se tiene que $\overline{V_H^{*'} T^{*'}}$ representa el flujo horizontal turbulento que puede ser expresado a través de, K , el coeficiente de difusión turbulenta, llamado coeficiente de Austausch

que se supone constante y positivo y cuyo valor es del orden de 1 a $5 \times 10^{10} \text{ cm}^2/\text{s}$, con lo cual

$$\nabla^{*'} \cdot T^{*'} = -K \nabla T^*$$

y por lo tanto

$$\dot{Q}_T^* = C_p \rho_0^* K \nabla^2 T^* \quad \dots (\text{IV.6})$$

representa a la razón de energía debida al transporte horizontal turbulento, que se suma al sistema. En esta expresión, C_p es el calor específico a presión constante.

Q_{cc}^* fue parametrizado por Kuo (1965) con la ecuación

$$\dot{Q}_{cc}^* = \frac{(\alpha r) C_p (T_{am}^* - T^*)}{\Delta t} \rho^* \quad \dots (\text{IV.7})$$

en donde Q_{cc}^* , representa la razón de calentamiento debido al calor latente convectivo liberado, por unidad de volumen. (αr) es un parámetro relacionado al área cubierta por los cúmulus de convección; Δt , es la vida media de la convección (30 min); T_{am}^* , la temperatura adiabática húmeda y T^* el campo de temperatura.

Para esta tesis, se usará

$$\dot{Q}_{cc}^* = \frac{A_0}{H_0} (T_{am} - T_m) \quad \dots (\text{IV.7}')$$

(independiente de z), en donde T_{am} , es la temperatura adiabática húmeda en $z = H_0 / 2$ y $T_m = \beta H_0 / 2 + T$.

A_0 se calcula considerando que Q_{cc}^* debe ser función de la latitud y la estación. Se pensó en (αr) , como una función que le asignara un valor máximo en latitud $\phi_0 = 0^\circ$ en invierno y $\phi_0 = 10^\circ$

en verano , que es el intervalo aproximado de latitudes dentro del cual se da el cambio de posición de la zona intertropical de convergencia , de invierno a verano ; además de que esta función debería decrecer rápidamente a latitudes más altas o sea , en forma gaussiana . Esto es ,

$$(ar) = (ar)_0 \exp[-\gamma(\phi - \phi_0)^2]$$

en donde

$$(ar)_0 = (ar)_{\phi=\phi_0} = 0.025$$

En experimentos realizados por Washington y Daggupaty , (Washington y Williamson, 1977, Pag.128) , toman $(ar) = 1$, en cambio , Krishnamurti propone $(ar) < 0.01$.

$\gamma = 8.2 \times 10^{-4}$, es un parámetro empírico que se da cuando ϕ es expresado en grados , como es en este caso .

Con lo anterior , la ecuación (IV.7') quedaría con

$$A_0 = \frac{\rho_m C_p H_0}{\Delta t} (ar) \quad \dots (IV.8)$$

donde $\rho_m = \rho_0^*$ en $z = H_0 / 2$.

De esta manera , Q_{cc}^* puede ser calculada en nuestra columna de integración por unidad de volumen y como función de la latitud y la estación .

Substituyendo (II.35) , (II.36) , (IV.4) , (IV.6) y (IV.8) en (III.21) se tiene que :

$$\begin{aligned} G_5 = & - I_1 \left[J(h,T) \cos \alpha_s + v h \cdot v T \sin \alpha_s - \frac{g}{R_s} (v h)^2 \sin \alpha_s \right] + \\ & + I_2 J(f,P) + I_3 J(f,T) + I_4 K v \times \tau_m + \\ & + I_5 \left[E_T + G_2 + A_0 (T_{sm} - T_m) \right] + I_6 v^2 T + \int_h^{H_1} Q_{cc}^* dz \quad \dots (IV.9) \end{aligned}$$

y cambiando las variables de integración con

$$d z = - (1/\beta) d T^*$$

$$I_1 = \frac{g L R_a \xi_0}{R \beta} \int_{T_*}^{T_1} \delta \rho^* q_*^* \left(\frac{L R - C_p R_v T^*}{L^2 q_*^* + C_p R_v T^{*2}} \right) d T \quad \dots (IV.9, a)$$

$$I_2 = \frac{-g L}{R \beta} \int_{T_*}^{T_1} \delta \rho^* q_*^* \left(\frac{L R - C_p R_v T^*}{L^2 q_*^* + C_p R_v T^{*2}} \right) \left(q_1^* - \frac{\rho_a}{\rho^*} q_1 \right) d T^* \quad \dots (IV.9, b)$$

$$I_3 = - \frac{g L}{R \beta} \int_{T_*}^{T_1} \delta \rho^* q_*^* \left(\frac{L R - C_p R_v T^*}{L^2 q_*^* + C_p R_v T^{*2}} \right) \left(q_2^* - \frac{\rho_a}{\rho^*} q_2 \right) d T^* \quad \dots (IV.9, c)$$

$$I_4 = - \frac{g L}{R \beta f_0} \left(\int_{T_*}^{T_1} \delta q_*^* \left(\frac{L R - C_p R_v T^*}{L^2 q_*^* + C_p R_v T^{*2}} \right) d T^* - \int_{T_*}^{T_L} \rho^* q_*^* \left(\frac{L R - C_p R_v T^*}{L^2 q_*^* + C_p R_v T^{*2}} \right) \frac{R T^*}{P^*} d T^* \right) \quad \dots (IV.9, d)$$

$$I_5 = \frac{L^2}{\beta H_0} \int_{T_*}^{T_1} \frac{q_*^*}{L^2 q_*^* + C_p R_v T^{*2}} d T^* \quad \dots (IV.9, e)$$

$$I_6 = \frac{L^2 C_p K}{\beta H_0} \int_{T_*}^{T_1} \frac{\rho^* q_*^*}{L^2 q_*^* + C_p R_v T^{*2}} d T^* \quad \dots (IV.9, f)$$

Para el cálculo de estas integrales se considera que

$$T^* = \beta (H_1 - z) + T_1 \quad \dots(\text{II.10,a})$$

$$T = \beta (H_1 - H_0) + T_1 \quad \dots(\text{II.10,b})$$

$$\beta = \frac{T_s - T_1}{H_1 - h} \quad \dots(\text{II.10,c})$$

$$T_L = \beta \left(H_1 - (h + \delta z) \right) + T_1 \quad \dots(\text{II.10,d})$$

T^* fue deducida y explicada en la sección II.6 ; H_1 y T_1 , de (II.10, a y b), representan a la altura y temperatura a 500 mb , respectivamente. T es la temperatura en $z = H_0$. En (II.10, c), T_s es la temperatura del aire en la superficie y h representa a la altitud en determinado punto de la superficie. La igualdad en T_L , (II.10, d), es otra expresión para el cálculo de la temperatura en la capa límite y de allí se deduce que si $\frac{\delta z}{h} \ll 1$, entonces, $T_L \approx T_s$ de (II.10, c) y la segunda integral de I_4 puede ser despreciada .

Además, suponiendo que la densidad es constante en el tope de la capa troposférica del modelo, se tiene que por la ecuación de estado: $P = \rho R T$ y $P_0 = \rho_0 R T_0$; por lo tanto con $\rho = \rho_0$, se obtiene

$$P = (P_0 / T_0) T$$

y entonces

$$J (f, P) = (P_0 / T_0) J (f, T) \quad \dots(\text{IV.11})$$

y substituyendo (IV.11) en (IV.9) se tiene que

$$\begin{aligned}
 G_5 = I_1 \left[J(h,T) \cos \alpha_s + \nabla h \cdot \nabla T \sin \alpha_s - \frac{g}{R_s} (\nabla h)^2 \sin \alpha_s \right] + \\
 + \left(I_2 \frac{P_0}{T_0} + I_3 \right) J(f,T) + I_4 \bar{k} \cdot \nabla \times \tau_s + \\
 + I_5 \left[E_T + G_2 + A_0 (T_{sm} - T_m) \right] + I_6 \nabla^2 T + \left(\frac{H_1 - h}{H_0} \right) A_0 (T_{sm} - T_m)
 \end{aligned}$$

... (IV.12)

Volviendo a la condición de precipitabilidad, agregamos aquí que se aplicó una condición aún más simple que la expuesta anteriormente.

Considerando que por definición G_5 es positiva o cero y que todas las integrales - I_1 , I_2 , I_3 , I_4 , I_5 e I_6 - se calcularon con valores climatológicos, la condición de precipitabilidad sólo se aplicó sobre G_5 . La condición es: que si G_5 es negativa, las integrales I_1 , I_2 , I_3 e I_4 , que es donde se impone la condición de precipitabilidad, δ , se anulan. Este método es mucho más simple y permite dar una parametrización para G_5 , semejante a la de Clapp, en donde los coeficientes son estacionales.

IV.1.- PARAMETRIZACIONES DEL MODELO TERMODINAMICO DEL CLIMA, USADAS EN EL DESARROLLO.

El exceso de radiación en la capa troposférica E_T , está parametrizada en el MTC (Ruiz Barradas, 1991), y representa el calentamiento neto por radiación solar y terrestre en la capa troposférica:

$$E_T = F_{30} + F'_{30} c + F_{31} T' + (F_{32} + F'_{32} c_N) T'_s + (a_2 + b_3 c) I$$

... (IV.13)

en donde

$$c = c_N + d_2 (G_5 - G_{5N})$$

... (IV.14)

En esta parametrización, la radiación terrestre resulta de suponer que la capa de nubes y la superficie terrestre, emiten radiación de onda larga como cuerpos negros. En la atmósfera la absorción y emisión radiativa es selectiva para ciertas longitudes de onda. De tal manera que la atmósfera sin nubes sólo absorbe y emite en longitudes de onda menores a $8 \mu\text{m}$, y es prácticamente transparente entre $8 \mu\text{m}$ y $13 \mu\text{m}$ (J. Adem, 1962), el CO_2 afecta parcialmente esta emisión en las longitudes de onda de 12 a $14 \mu\text{m}$ y de 16 a $18 \mu\text{m}$, (Adem y Garduño, 1982). Los coeficientes F_{30} , F'_{30} , F_{31} , F_{32} y F'_{32} son constantes que resultan de la suma de los excesos de radiación en la atmósfera y las nubes, tal como se explica en trabajos previos (Adem, 1962), (Adem y Garduño, 1982), (Ruiz Barradas, 1991).

a_2 y b_3 son funciones de la latitud y la estación; I es la insolación media mensual recibida en el tope de la atmósfera que se calcula con la fórmula de Milankovich, (Adem J., 1962).

$$T' = T - T_0 \quad \text{y} \quad T'_s = T_s - T_{s0}$$

son las desviaciones de T y T_s , respectivamente, y T_0 y T_{s0} son constantes. c es la nubosidad o fracción de cielo cubierta de nubes y c_n su valor normal.

La nubosidad c que es proporcional a la anomalía de G_5 - el calor liberado por condensación del vapor de agua en las nubes - aparece en la ecuación (IV.14) en donde d es la constante de proporcionalidad obtenida empíricamente.

El calor sensible que asciende de la superficie a la atmósfera por turbulencia vertical G_2 , fue parametrizado por Clapp et al (1965) para el MTC con la ecuación

$$G_2 = G_{2N} + |V_{sN}| \left[G_2' K_2 + (1 - G_2'') K_3 \right] \left[(T'_s - T'_{sN}) - (T' - T'_N) \right]$$

... (IV.15)

y se refiere tanto al calor sensible en las superficies continentales como en las oceánicas . Por medio de G'_2 se involucran estas dos posibilidades con

$$G'_2 = \begin{cases} 1, & \text{cuando se refiere a océanos} \\ 0, & \text{cuando se trata de continentes} \end{cases}$$

En la ecuación (IV.15) , K_2 y K_3 son constantes que fueron determinadas estadísticamente ; T'_a y T' son las desviaciones de las temperaturas de superficie y de la troposfera media . $|V|$, es la rapidez del viento normal en la superficie . G_{2N} , T'_{aN} , y T'_N son los valores normales de G_2 , T'_a y T' , respectivamente .

La parametrización de la componente vertical del rotacional del esfuerzo del viento en superficie, fue determinada en la sección II.8 con la ecuación (II.35) :

$$\vec{k} \cdot \nabla \times \tau_a = \rho_a C_D |V_{a0}| \xi_0 R_a \left(v^2 T - \frac{g}{R_a} v^2 h \right) \cos \alpha_a$$

En esta expresión , que se deriva de las parametrizaciones de las componentes en x e y del esfuerzo del viento en la superficie , τ_{ax} y τ_{ay} , dadas por Kasahara y Washington (1967) :

$$\tau_{ax} = \rho_a C_D |V_a| u_a$$

$$\tau_{ay} = \rho_a C_D |V_a| v_a$$

se substituye ρ_a por $\rho_{a0} = 1.2 \times 10^{-3} \text{ g cm}^{-3}$; $|V_a|$ por $|V_{a0}|$; u_a y v_a , las componentes del viento , por las ecuaciones (II.30,a) y (II.30,b) de la sección II.7 . \vec{k} es un vector unitario en la dirección z y C_D es el coeficiente de arrastre que es constante y forma con la densidad del viento en superficie y la magnitud del viento , la constante de proporcionalidad entre el esfuerzo del viento en superficie τ_a , y el viento mismo .

Finalmente , para llegar a una ecuación semejante a la ecuación (III.2) de Clapp et al fue necesario calcular la anomalía de G_5 y , por lo tanto , las anomalías de cada una de las parametrizaciones anteriores esto es, que por la ecuación (IV.13) :

$$E_T - E_{TN} = F'_{30} (c - c_N) + F_{31} (T' - T'_N) + (F_{32} + F'_{32} c_N) (T'_* - T'_{*N}) + b_3 I (c - c_N) \quad \dots(\text{IV.16})$$

Por la ecuación (IV.15) :

$$G_2 - G_{2N} = K_3 |W_{aN}| \left[(T'_* - T'_{*N}) - (T' - T'_N) \right] \quad \dots(\text{IV.17})$$

donde hemos supuesto que $K_2 = K_3 = 18.8 \text{ g cm}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-1}$.

Substituyendo (IV.14) en (IV.16) , se tiene que

$$E_T - E_{TN} = (F'_{30} + b_3 I) d_2 (G_5 - G_{5N}) + F_{31} (T' - T'_N) + (F_{32} + F'_{32} c_N) (T'_* - T'_{*N}) \quad \dots(\text{IV.18})$$

Y por la ecuación (II.35) :

$$\bar{k} \cdot \nabla \times (\tau_a - \tau_{aN}) = \rho_{a0} C_D |V_{a0}| \xi_0 R_* \nabla^2 (T' - T'_N) \cos \alpha \quad \dots(\text{IV.19})$$

IV.2.- DESARROLLO PARA EL CALCULO NUMERICO DE LAS ANOMALIAS DE
CONDENSACION .

Volviendo a la ecuación (IV.12) , se tiene que en términos de las anomalías , ésta queda como

$$\begin{aligned}
 G_5 - G_{5N} = & I_1 \left[\cos \alpha_s J(h, T' - T'_N) + \operatorname{sen} \alpha_s \nabla h \cdot \nabla (T' - T'_N) \right] + \\
 & + \left(\frac{P_0}{T_0} I_2 + I_3 \right) J(f, T' - T'_N) + I_4 \bar{k} \cdot \nabla \times (\tau_s - \tau_{sN}) + \\
 & + I_5 \left[(E_T - E_{TN}) + (G_2 - G_{2N}) - A_0 (T_m - T_{mN}) \right] + \\
 & + I_6 \nabla^2 (T' - T'_N) - \left(\frac{H_1 - h}{H_0} \right) A_0 (T_s - T_{sN})
 \end{aligned}
 \tag{IV.20}$$

en donde hemos supuesto que las anomalías de T_{sN} son despreciables .

Substituyendo (IV.17) , (IV.18) y (IV.19) en (IV.20) , resulta lo siguiente :

$$\begin{aligned}
 G_5 - G_{5N} = & I_1 \left[\cos \alpha_s J(h, T' - T'_N) + \operatorname{sen} \alpha_s \nabla h \cdot \nabla (T' - T'_N) \right] + \\
 & + \left(\frac{P_0}{T_0} I_2 + I_3 \right) J(f, T' - T'_N) + \\
 & + I_4 \rho_{s0} C_D |V_{s0}| \xi_0 R_s \cos \alpha_s \nabla^2 (T' - T'_N) + \\
 & + I_5 (F'_{30} + b_3 I) d_2 (G_5 - G_{5N}) + I_5 F_{31} (T' - T'_N) + \\
 & + I_5 (F_{32} + F'_{32} \varepsilon_N) (T'_s - T'_{sN}) + I_5 K_3 |V_{sN}| (T'_s - T'_{sN}) - \\
 & - I_5 K_3 |V_{sN}| (T' - T'_N) + I_6 \nabla^2 (T' - T'_N) - I_5 A_0 (T' - T'_N) - \\
 & - \left(\frac{H_1 - h}{H_0} \right) A_0 (T' - T'_N)
 \end{aligned}$$

y , en los dos últimos términos de esta ecuación , se está considerando que :

$$T_a = \frac{\beta H_0}{2} + T = \frac{\beta H_0}{2} + (T_0 + T')$$

y

$$T_{an} = \frac{\beta H_0}{2} + T_n = \frac{\beta H_0}{2} + (T_0 + T'_n)$$

por lo tanto ,

$$T_a - T_{an} = T' - T'_n$$

Para cualquier otro nivel , como por ejemplo el de 700 mb ,

$$T' - T'_n = T_7 - T_{7n} - \beta (H_7 - H_{7n})$$

y dado que , cuando mucho : $\beta (H_7 - H_{7n}) \approx 1^\circ \text{ C}$ se tiene que

$$T' - T'_n \approx T_7 - T_{7n}$$

Agrupando en términos de $(T'_a - T'_{an})$ y $(T'_7 - T'_{7n})$ se llega a la siguiente fórmula lineal :

$$\begin{aligned}
G_5 - G_{SN} = & I_5 \left[F_{32} + F'_{32} c_N + K_3 |V_{a,N}| \right] (T'_N - T''_{N'}) + I_1 \cos \alpha_s J(h, T' - T'_N) + \\
& + \left(\frac{P}{T_0} I_2 + I_3 \right) J(f, T' - T'_N) + \\
& + I_5 \left[F_{31} - K_3 |V_{a,N}| - A_0 \left(1 + \frac{H_1 - h}{H_0} \right) \right] (T' - T'_N) + \\
& + I_1 \operatorname{sen} \alpha_s (\nabla h) \cdot \nabla (T' - T'_N) + \\
& + \left(I_4 \rho_{a,0} C_D |V_{a,0}| \xi_0 R_s \cos \alpha_s + I_6 \right) \nabla^2 (T' - T'_N) + \\
& + I_5 (F'_{30} + b_3 I) d_2 (G_5 - G_{SN})
\end{aligned}$$

En coordenadas de la malla de integración del MTC, (Fig.5), .

$$J(f, T' - T'_N) = \beta_x M^2 \frac{\partial (T' - T'_N)}{\partial y} - \beta_y M^2 \frac{\partial (T' - T'_N)}{\partial x}$$

y

$$J(h, T' - T'_N) = h_x M^2 \frac{\partial (T' - T'_N)}{\partial y} - h_y M^2 \frac{\partial (T' - T'_N)}{\partial x}$$

donde

$$\beta_x = \frac{\partial f}{\partial x} ; \quad \beta_y = \frac{\partial f}{\partial y} ; \quad h_x = \frac{\partial h}{\partial x} ; \quad h_y = \frac{\partial h}{\partial y}$$

$$y \quad M = \frac{2}{1 + \operatorname{Sen} \phi}$$

en donde ϕ es el ángulo de latitud y M es el factor del mapa en proyección estereográfica polar (Holton, 1972) multiplicativo de

$$\beta_x, \beta_y, h_x, h_y, \frac{\partial (T' - T'_N)}{\partial x} \text{ y } \frac{\partial (T' - T'_N)}{\partial y}$$

Asimismo, $\nabla^2 (T' - T'_N)$ se expresa como $M^2 \nabla^2 (T' - T'_N)$ donde, en este caso, ∇^2 se refiere a las coordenadas de la malla; y con estos ajustes

$$\begin{aligned} & \left[1 - I_5 (F'_{30} + b_3 I) d_2 \right] (G_5 - G_{5N}) = \\ & = I_5 \left(F_{32} + F'_{32} c_N + K_3 |V_{sN}| \right) (T'_s - T'_{sN}) + \\ & + I_5 \left[F_{31} - K_3 |V_{sN}| - A_0 \left(1 + \frac{H_1 - h}{H_0} \right) \right] (T' - T'_N) + \\ & + \left[\left(\frac{P_0}{T_0} I_2 + I_3 \right) \beta_x + I_1 \left(h_x \cos \alpha_s + h_y \sin \alpha_s \right) \right] M^2 \frac{\partial (T' - T'_N)}{\partial y} - \\ & - \left[\left(\frac{P_0}{T_0} I_2 + I_3 \right) \beta_y + I_1 \left(h_y \cos \alpha_s - h_x \sin \alpha_s \right) \right] M^2 \frac{\partial (T' - T'_N)}{\partial x} + \\ & + \left[I_4 \rho_{s0} C_D |V_{s0}| \xi_0 R_s \cos \alpha_s + I_6 \right] M^2 \nabla^2 (T' - T'_N) \end{aligned}$$

con lo cual se obtiene la ecuación de la forma

$$\begin{aligned} G_5 - G_{5N} = & a'' (T'_s - T'_{sN}) + b'' (T' - T'_N) + c'' \left(\frac{\partial (T' - T'_N)}{\partial y} \right) + \\ & + d'' \left(\frac{\partial (T' - T'_N)}{\partial x} \right) + e'' \nabla^2 (T' - T'_N) \end{aligned} \quad \dots (IV.21)$$

$$\text{y si } \lambda = I_5 (F'_{30} + b_3 I) d_2$$

$$a'' = \frac{I_5}{1-\lambda} \left(F_{32} + F'_{32} c_H + K_3 |V_{aH}| \right) \quad \dots (IV.22)$$

$$b'' = \frac{I_5}{1-\lambda} \left[F_{31} - K_3 |V_{aH}| - A_0 \left(1 + \frac{H_1 - h}{H_0} \right) \right] \quad \dots (IV.23)$$

$$c'' = \left[\frac{\beta_x}{1-\lambda} \left(\frac{P_0}{T_0} I_2 + I_3 \right) + \frac{I_1}{1-\lambda} \left(h_x \cos \alpha_s + h_y \sin \alpha_s \right) \right] M^2 \quad \dots (IV.24)$$

$$d'' = \left[\frac{-\beta_y}{1-\lambda} \left(\frac{P_0}{T_0} I_2 + I_3 \right) - \frac{I_1}{1-\lambda} \left(h_y \cos \alpha_s - h_x \sin \alpha_s \right) \right] M^2 \quad \dots (IV.25)$$

$$e'' = \left[\frac{I_4}{1-\lambda} \left(\rho_{a0} C_D |V_{a0}| \xi_0 R_s \cos \alpha_s \right) + \frac{I_6}{1-\lambda} \right] M^2 \quad \dots (IV.26)$$

La ecuación (IV.21), que se propone para ser usada en el MTC, es una función lineal de las anomalías de la temperatura troposférica media mensual y de la superficie al igual que la fórmula de Clapp et al (Ecuación III.2). Las integrales I_1 , I_2 , I_3 , I_4 , I_5 e I_6 , que aparecen en los coeficientes de la fórmula, están dadas por las ecuaciones (IV.9, a, b, c, d, e y f), respectivamente.

El coeficiente a'' , ecuación (IV.22), contiene términos del calentamiento por radiación de onda larga y calor sensible, que son coeficientes de la temperatura superficial.

b'' a su vez, contiene en la ecuación (IV.23), términos del calentamiento generado por el exceso de radiación de onda corta, calor sensible y calor latente convectivo que son coeficientes de la temperatura a 700 mb.

Las ecuaciones (IV.24) y (IV.25) que son la expresión de los coeficientes c'' y d'' respectivamente, contienen los fenómenos debidos a la divergencia del viento como función de la latitud, expresada en el gradiente del parámetro de Coriolis β_x y β_y , y como función del gradiente de la altura superficial h_x y h_y , respectivamente.

En la ecuación (IV.26) C_D es el coeficiente de arrastre, el cizallamiento vertical del viento, que genera una circulación secundaria y que contribuye a la precipitación en función del laplaciano de las anomalías de la temperatura a 700 mb.

e'' contiene a la integral I_6 , la cual depende del coeficiente de Austausch, K .

La ecuación (IV.21) se puede expresar en la siguiente forma:

$$G_s = G_{S_{No b}} + a'' (T'_s - T'_{sN}) + b'' (T'_s - T'_{sN}) + c'' \left(\frac{\partial (T'_s - T'_{sN})}{\partial y} \right) + d'' \left(\frac{\partial (T'_s - T'_{sN})}{\partial x} \right) + e'' v^2 (T'_s - T'_{sN}) \quad \dots (IV.27)$$

donde se ha cambiado G_{SN} por $G_{S_{No b}}$ que representa el valor normal observado de G_s .

La fórmula lineal (IV.27), al igual que la fórmula de Clapp, (ecuación III.2), puede ser usada directamente en el MTC y obtener, como en el caso de la fórmula de Clapp, una ecuación diferencial de segundo orden del tipo elíptico (Adem J., 1965), con la cual se pronostican las anomalías mensuales de la temperatura media troposférica y de superficie. Estas anomalías son usadas para obtener un pronóstico de las anomalías mensuales de G_s , que se supone que son proporcionales a las anomalías de la precipitación.

V.- EXPERIMENTOS NUMERICOS .

Como hasta aquí se vio, la precipitación en cada uno de los 1977 puntos de la malla en que se trabaja actualmente en el MTC, puede ser calculada según la ecuación (IV.27) y, por supuesto, en los 23 puntos de la malla que quedan dentro del territorio mexicano dando como campos de entrada las anomalías de la temperatura media troposférica y de superficie .

De esa manera, en este trabajo se lleva a cabo una verificación de la fórmula de Clapp (Ec.III.2) y de la fórmula nuestra (IV.27) para México usando de entrada, datos normales y anómalos de temperatura en 700 mb proporcionados por NCAR, considerando para esto, que $T' - T'_N = T_T - T_{TN}$ (Pag.61) y datos observados de anomalías de temperatura superficial del aire y de precipitación normal y anómala observada en la República Mexicana proporcionados por el Servicio Meteorológico Nacional (SMN) . Estos datos son referentes a 36 meses - de enero de 1981 a diciembre de 1983 - observados en 97 estaciones y fueron interpolados a los 23 puntos de malla en la República Mexicana por Ruiz Barradas (1991), (Fig.1).

Los experimentos anteriores se hicieron con la intención de comparar los resultados observados con los calculados por dos maneras : Con nuestra fórmula (IV.27) y con la de Clapp . Además de estos, se hicieron otros experimentos que se describirán más adelante, para determinar si existen términos despreciables en nuestra ecuación encontrada .

Para el cálculo de las integrales I_1, I_2, I_3, I_4, I_5 e I_6 , después de probar con los métodos reimanniano y trapezoidal, se usó el método de Simpson, que resultó ser el más conveniente .

Los valores de las constantes que intervienen en el cálculo de los coeficientes de las anomalías de G_5 , están dados en el programa del MTC (valores disponibles a la persona interesada) y los campos usados en su determinación son siempre normales o climatológicos y se encuentran en los archivos estacionales del MTC .

V.1.- DISTRIBUCION GEOGRAFICA DE LOS COEFICIENTES.

Se comparó la distribución geográfica de los coeficientes b' , c' y d' de la fórmula de Clapp, con los b'' , c'' y d'' de la fórmula que se propone.

Es necesario aclarar que la distribución geográfica de los coeficientes b , c y d que se ve en las figuras 3, 4 y 5 (páginas 30, 31 y 32, respectivamente), es la de los coeficientes de Clapp calculados estadísticamente por regresión múltiple en cada punto; para lo cual se usaron aproximadamente 12 años de datos (que finalizan en marzo de 1963) de temperatura a 700 mb y de precipitación, mensualmente promediados, de 37 estaciones distribuidas en continentes y algunas islas del hemisferio norte. En cambio, los que aparecen en las Figs. 6 b, 7 b, 8 b, 9 b, 10 b y 11 b son los coeficientes adaptados en términos de gradientes de temperatura y ajustados a las coordenadas del mapa en que se hacen los cálculos numéricos del MTC, como se explica en la sección III.1.1 y según la ecuación (III.2). Así pues, los coeficientes que aquí llamamos de Clapp, b' , c' y d' , son los transformados y determinados como funciones de los coeficientes de regresión lineal b , c , y d , e interpolados en cada punto de malla a partir de los puntos analizados.

Sobre la distribución geográfica del coeficiente b' , Clapp concluye que se distribuye en un patrón geográfico que depende del clima, (Sección III.1). Es decir, todas aquellas regiones en donde b' es positiva, la anomalía de la precipitación ocurrirá cuando la anomalía (T_{MDN}) sea positiva esto es, con temperatura por arriba de la normal. Asimismo, en las regiones en donde b' resulte negativa, la precipitación ocurrirá con temperatura por debajo de la normal.

En las Figs. 6 a y b, se muestra la distribución geográfica en invierno, del coeficiente b'' (Enero BPF) de nuestra fórmula y b' , (Enero BP), de la fórmula de Clapp en las que se aprecia cierta semejanza en la distribución de áreas de magnitudes positivas, en

blanco , y negativas en sombreado . En cambio , la distribución geográfica de lo mismo en verano (Julio BPP , la nuestra y Julio BP, la de Clapp) (Figs. 7, a y b) , muestran configuraciones muy diferentes . En el mapa de BPP no se ven las grandes áreas positivas que se ven en el de BP sobre los océanos .

Recordando el análisis que hace Clapp sobre la distribución geográfica de los coeficientes c' y d' (Sección III.1), (Figs. 8 b y 10 b) , se tiene que estos coeficientes dependen principalmente del suelo y la latitud . Lo que se observa en los mapas de c' y d' en invierno , (Figs. 8 a y 10 a) es el predominio de β_x y β_y , la variación del parámetro de Coriolis que depende de la latitud , en las direcciones de X e Y , respectivamente . En la figura 8 a , que es el mapa de c' en invierno , se ve una línea "cero" que atraviesa el hemisferio verticalmente , semejante pero menos sinuosa que la línea "cero" que se ve en la figura 8 b , del mapeo del coeficiente c' de Clapp . La distribución de las magnitudes positivas y negativas es también semejante.

Es análoga la distribución geográfica de los coeficientes d'' y d' para invierno , (Figs. 10 a y b) . En d'' , predomina β_y y se observa una línea "cero" que cruza el hemisferio horizontalmente como la línea "cero" en el caso de la distribución de d' . También aquí , la distribución de magnitudes positivas y negativas es semejante . En cambio , en las figuras 9 a y b y 11 a y b , se tiene que los mapeos de c' y d'' de verano son muy semejantes a los mismos de invierno y que difieren considerablemente a los de c' y d' de Clapp , (Figs. 9 b y 11 b) . De nuevo aquí , la distribución geográfica de los coeficientes difiere de la de Clapp en verano .

Esta diferencia puede ser debida a que no se están considerando en nuestra parametrización , fenómenos atmosféricos ondulatorios que ocurren en verano y no en invierno . Vientos como los del este que , como señala Mosiño P.A. 1964 , acarrean humedad y huracanes hacia el Golfo de México y continente que lo circunda ; vientos que en forma semejante traen lluvia del Océano Pacífico a las costas mexicanas ; y

que seguramente , ondas de este tipo que propician la precipitación , también afectan a las otras regiones del hemisferio haciendo que la distribución geográfica de los coeficientes b'' , c'' y d'' en el verano sea tan diferente a la que se obtiene por método estadístico con la fórmula de Clapp .

Las figuras 12 y 13 , a y b, muestran la distribución geográfica de los coeficientes a'' y e'' en invierno y verano respectivamente . Estos coeficientes no pueden ser comparados porque no existen en la fórmula de Clapp . Aparecen en valor negativo en todo el Hemisferio norte , de donde se infiere que a'' y e'' contribuyen a la precipitación con la temperatura superficial por debajo de la normal el primero , y con el laplaciano de la temperatura a 700 mb también por debajo de la normal , el segundo .

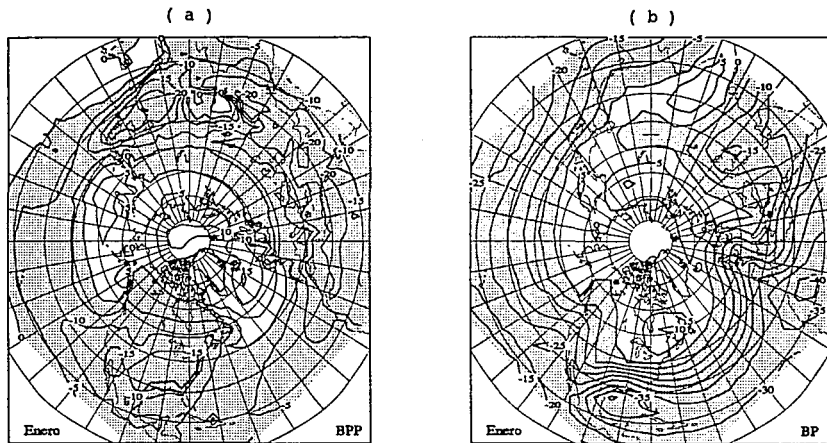


Figura 7.-

a).- Distribución Geográfica del coeficiente b'' en invierno.

b).- Distribución Geográfica del coeficiente b' de Clapp en invierno.

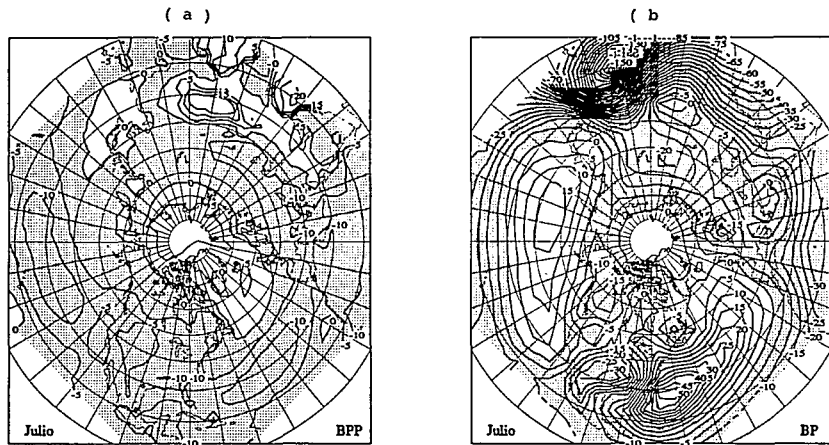


Figura 8.-

a).- Distribución Geográfica del coeficiente b'' en verano.

b).- Distribución Geográfica del coeficiente b' de Clapp en verano .

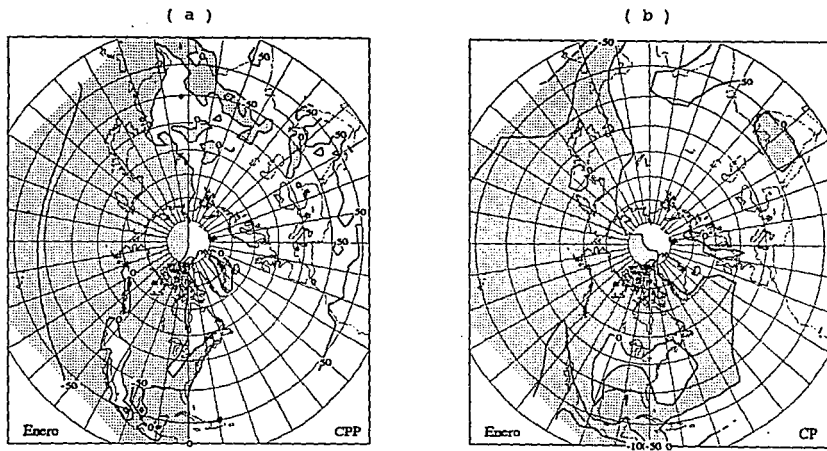
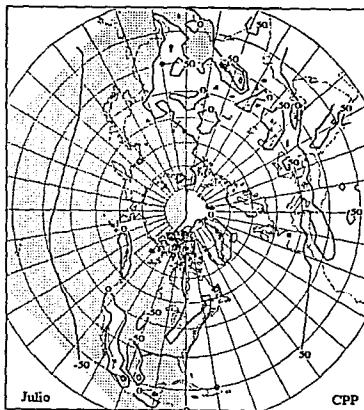


Figura 9.-

a).- Distribución Geográfica del coeficiente c'' en invierno.

b).- Distribución Geográfica del coeficiente c' de Clapp en invierno.

(a)



(b)

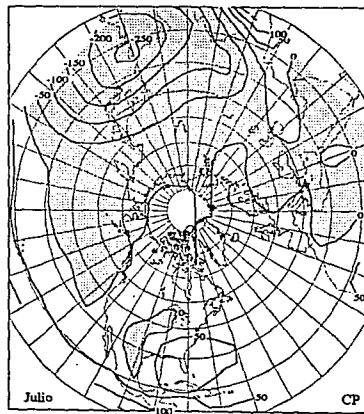


Figura 10.-

a).- Distribución Geográfica del coeficiente c'' en verano.b).- Distribución Geográfica del coeficiente c' de Clapp en verano.

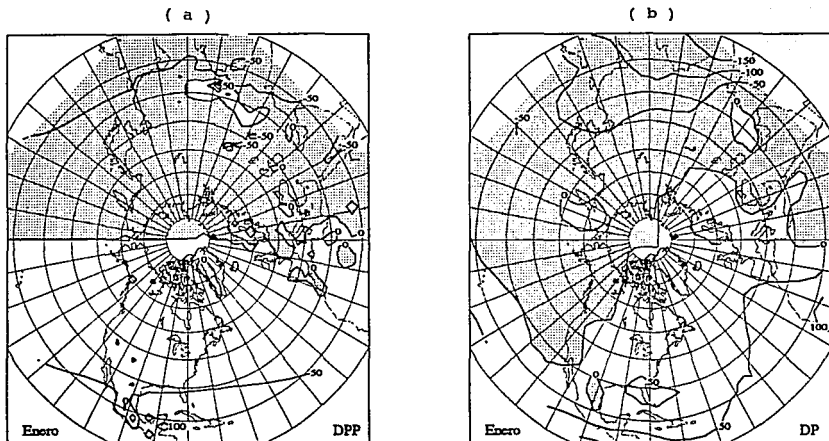


Figura 11.-

- a).- Distribución Geográfica del coeficiente d'' en invierno.
b).- Distribución Geográfica del coeficiente d' de Clapp en invierno.

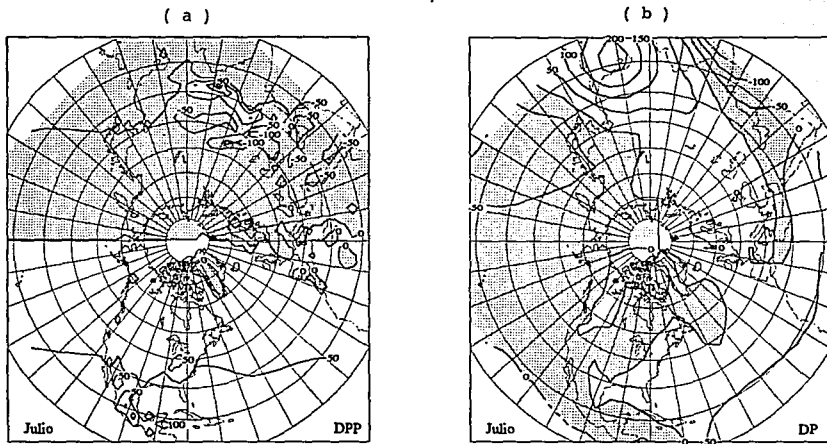


Figura 12.-

a).- Distribución Geográfica del coeficiente d'' en verano.

b).- Distribución Geográfica del coeficiente d' de Clapp en verano .

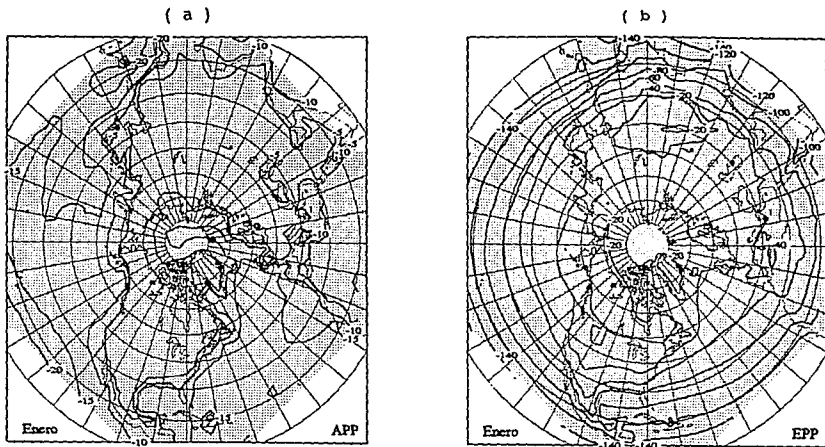


Figura 13.-

- a).- Distribución Geográfica del coeficiente a'' en invierno.
b).- Distribución Geográfica del coeficiente e'' en invierno.

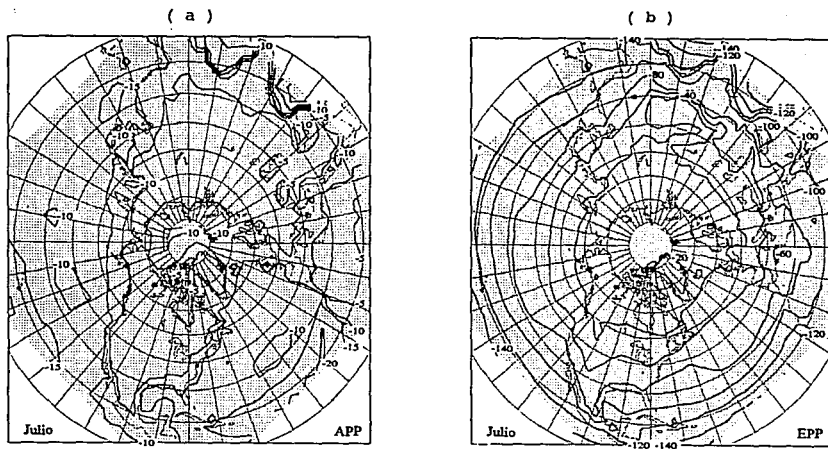


Figura 14.-

a).- Distribución Geográfica del coeficiente a'' en verano.

b).- Distribución Geográfica del coeficiente e'' en verano.

V.2.- CALCULOS DE ANOMALIAS DE PRECIPITACION .

Considerando que la condensación G_5 es proporcional a la precipitación , la anomalía de G_5 fue calculada para su verificación usando los datos observados de precipitación en la República Mexicana durante los 36 meses , de enero de 1981 a diciembre de 1983 , en cinco diferentes experimentos de comparación :

Fc.- Usando la fórmula de Clapp et al (1965), tal y como se da, con b' , c' y d' calculadas estadísticamente :

$$G_5 - G_{5\text{Nob}} = b' (T' - T'_N) + c' \left(\frac{\partial (T' - T'_N)}{\partial y} \right) + d' \left(\frac{\partial (T' - T'_N)}{\partial x} \right)$$

F2.- Usando la fórmula nuestra completa , como se da en la ecuación (IV.27).

$$G_5 - G_{5\text{Nob}} = a'' (T'_a - T'_{aN}) + b'' (T' - T'_N) + c'' \left(\frac{\partial (T' - T'_N)}{\partial y} \right) + d'' \left(\frac{\partial (T' - T'_N)}{\partial x} \right) + e'' \nabla^2 (T' - T'_N)$$

F3.- Usando nuestra fórmula de manera equivalente a la de Clapp et al esto es , tomando nuestros coeficientes : b'' , con la ecuación (IV.23) , c'' con la ecuación (IV.24) , y d'' , con la ecuación (IV.25) y omitiendo los términos en a'' y e'' o sea ,

$$G_5 - G_{5\text{Nob}} = b'' (T' - T'_N) + c'' \left(\frac{\partial (T' - T'_N)}{\partial y} \right) + d'' \left(\frac{\partial (T' - T'_N)}{\partial x} \right)$$

F4.- Usando nuestra fórmula pero sin incluir el término en el laplaciano de la temperatura media y tomando a'' de la ecuación (IV.22) , esto es ,

$$G_5 - G_{5\text{No}b} = a'' (T'_s - T'_{sN}) + b'' (T'_N - T'_{sN}) + c'' \left(\frac{(T'_s - T'_{sN})}{\partial y} \right) + d'' \left(\frac{(T'_N - T'_{sN})}{\partial x} \right)$$

Fs.- Omitiendo el término en a'' , en nuestra fórmula (IV.27),

$$G_5 - G_{5\text{No}b} = b'' (T'_N - T'_{sN}) + c'' \left(\frac{\partial (T'_s - T'_{sN})}{\partial y} \right) + d'' \left(\frac{\partial (T'_N - T'_{sN})}{\partial x} \right) + e'' v^2 (T'_s - T'_{sN})$$

Con los resultados obtenidos en los cinco experimentos anteriores se calculó el porcentaje de aciertos en los signos de las desviaciones de la normal, en cada uno de los 36 meses y en promedio estacional como se ve en la Tabla 1.

Para medir de alguna manera la habilidad de las fórmulas, se calculó el porcentaje de normalidad o porcentaje de condensación normal, usando los datos calculados con

$$PCAL = \left(\frac{G_{5\text{No}b} + G_{5\text{DN}}}{G_{5\text{No}b}} \right) \times 100 \% \quad \dots (V.1)$$

donde $G_{5\text{DN}}$, es la anomalía calculada de G_5 y $G_{5\text{No}b}$ es tomado de un campo de G_5 , derivado a la manera de Möller en Adem, (1964).

Asimismo, se calculó el porcentaje de normalidad de la precipitación observada con

$$POBS = \left(\frac{P_{\text{NNex}} + P_{\text{DNex}}}{P_{\text{NNex}}} \right) \times 100 \% \quad \dots (V.2)$$

en donde P_{NNex} se refiere a la precipitación normal observada en la República Mexicana y P_{DNex} a la desviación de la primera o anomalía.

Y también para comparar, se calculó el coeficiente de correlación entre PCAL y POBS usando las cinco diferentes fórmulas.

VI. - INTERPRETACION DE RESULTADOS Y CONCLUSIONES.

Los resultados obtenidos en los cinco experimentos : F_0 , F_2 , F_3 , F_4 y F_5 , usando los datos observados en los 36 meses ; de enero de 1981 a diciembre de 1983 , en la República Mexicana , fueron clasificados por estaciones para su comparación .

En la Tabla 1 , que se refiere a porcentaje de aciertos en los signos de las anomalías determinadas , se ve que F_0 , la fórmula de Clapp et al , nos dió porcentajes arriba del 50 % tanto en invierno como en primavera y verano y que otoño se queda con el 40 % . De manera que el promedio entre las cuatro estaciones es de 50.2 % .

TABLA 1.

Comparación de los porcentajes estacionales de aciertos en los signos de las anomalías determinadas , de F_0 con F_2 , F_3 , F_4 y F_5 .

| ESTACION | F_0 | $F_2 - F_0$ | $F_3 - F_0$ | $F_4 - F_0$ | $F_5 - F_0$ |
|-----------|-------|-------------|-------------|-------------|-------------|
| INVIERNO | 56.0 | 2.5 | 2.4 | 2.9 | 0.5 |
| PRIMAVERA | 52.2 | 0.9 | 3.4 | 1.4 | - 0.2 |
| VERANO | 52.6 | - 5.3 | - 2.8 | 2.5 | - 5.3 |
| OTOÑO | 40.1 | 13.5 | 15.0 | 11.1 | 16.4 |
| ANUAL | 50.2 | 2.9 | 4.5 | 4.5 | 2.9 |

Al comparar estos resultados con los obtenidos usando F_2 , por medio de la diferencia ($F_2 - F_c$), se observa que sólo en verano la diferencia es negativa ya que en invierno, primavera y otoño es positiva y que en otoño, F_2 supera con 13.5 % a F_c .

Al calcular la diferencia ($F_3 - F_c$), se obtienen resultados semejantes a los anteriores: positivos en invierno, primavera y otoño y negativo en verano aunque si es de señalar que en magnitudes mayores en primavera, verano y otoño. De aquí se ve, que F_3 , o sea la fórmula equivalente a la de Clapp, mejoró los resultados y que los términos con coeficientes a'' y e'' podrían ser omitidos. Sin embargo, por medio del experimento F_4 , se vio que la diferencia ($F_4 - F_c$), es positiva en todas las estaciones. Asimismo, que la diferencia en promedios entre las cuatro estaciones resulta igual a la obtenida en ($F_3 - F_c$). F_3 y F_4 son dos experimentos en los que se ha omitido el término $e'' V^2 (T' - T'_N)$, de donde se puede inferir que este término, no contribuye a mejorar la parametrización de Clapp et al. Por otra parte, es de señalar que en porcentajes de signos de anomalías correctamente determinados, las cuatro fórmulas comparadas, superan a la fórmula de Clapp en los promedios de las cuatro estaciones.

También es curioso observar en la Tabla 1, que para los veranos en el periodo evaluado, las fórmulas F_2 y F_3 dieron los mismos resultados (- 5.3) en porcentaje de aciertos en signos de anomalías determinados, lo cual sugiere que en verano el término en la anomalía de temperatura superficial no influye en el área considerada.

Para apreciar las diferencias de otra manera y de mes a mes en los 36 meses investigados, y usando las diferentes fórmulas enumeradas en la sección V.2, se graficaron y calcularon en promedio total para su comparación. En las siguientes figuras se muestran las gráficas comparativas del coeficiente de correlación entre PCAL y POBS. En la Figura 15, se comparan F_c y F_3 . Allí se aprecia que en los meses de mayo a noviembre de 1981, 1982 y 1983, el coeficiente de correlación de F_3 , supera a F_c o, en otras palabras, que

nuestra fórmula equivalente es más efectiva que la de Clapp et al en verano y otoño, según este criterio de evaluación.

En la misma figura 15, se hizo una comparación en el número de casos (meses) que resultaron con un porcentaje de correlación entre PCAL y POBS, superior o inferior a $\pm 20\%$. Se encontró que usando F_c , sólo el 19.4 % de los 36 meses calculados da un porcentaje de correlación mayor al 20 %; en cambio, usando nuestra fórmula F_3 , es el 36.1 % de los meses con este resultado. Asimismo, se encontró que el 27.8 % de los meses calculados con F_c , resulta con un porcentaje de correlación menor que el $- 20\%$ y que sólo el 5.5 % de los meses calculados con nuestra fórmula F_3 es menor que $- 20\%$. Lo cual también indica mejoría en los resultados.

Con el objeto de evaluar la influencia del término $a'' T'_{DN}$ en el pronóstico, se muestra la Fig.16, en donde se graficaron mes a mes, los resultados en coeficiente de correlación entre PCAL y POBS de F_4 y F_3 . F_4 , con un promedio de 10.6 %, sólo es superior a F_3 en 1.1 % y de allí, que su aportación es mínima.

De igual manera, se graficaron en la Fig.17, los resultados de F_5 y F_3 , con lo cual se aprecia la influencia del término $e'' v^2 T'_{DN}$ que como se ve, también podríamos decir que es casi nula, (0.7 %).

Y finalmente, podríamos concluir que las aportaciones de los términos $a'' T'_{DN}$ y $e'' v^2 T'_{DN}$ a un pronóstico serían despreciables, de acuerdo con este criterio de evaluación.

Volviendo a la Fig.15, se observó que es agosto de 1983 el mes en que los coeficientes de correlación (entre PCAL y POBS) en los experimentos F_c y F_3 , son notablemente opuestos.

Se mapeó POBS, el porcentaje de normalidad en la precipitación observada en este mes y se sombrearon las regiones en donde la precipitación superó a la normal (POBS > 100 %) dejando en blanco las regiones en donde la precipitación fue por debajo de la normal (POBS < 100 %), (Fig. 18) .

Comparando el mapa de la Fig. 18 con el de la Fig. 19, en donde aparece mapeado el porcentaje de precipitación normal PCAL, calculada

con F_3 para el mismo mes , y sombreado de la misma manera que el primero , se observa gran semejanza entre los dos.

En cambio , en el mapa de la Fig.20 , en el que se ha mapeado igualmente el porcentaje de precipitación normal PCAL , calculada con F_6 para el mismo mes y sombreado con el mismo criterio que los anteriores , se ve que por lo menos para agosto de 1983 , los resultados entre POBS y PCAL con F_6 , son completamente diferentes .

Es decir , nuestra fórmula da mejores resultados que la de Clapp et al para este mes y este criterio de evaluación .

VI.1.- CONSIDERACIONES FINALES .

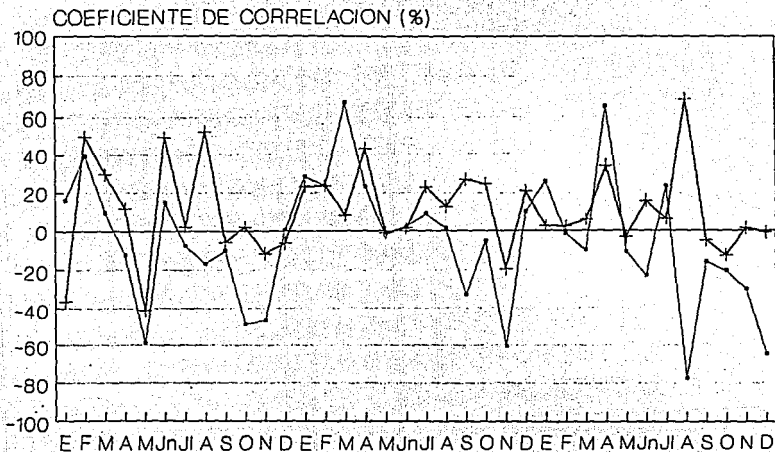
En la actualidad , ya se dispone en mayor medida de datos de precipitación y temperatura en varios niveles , así como topografía para todo el hemisferio norte , de tal manera que además de poder seguir avanzando teóricamente con los datos hemisféricos se puede :

- 1.- Verificar F_6 y F_2 , F_3 , F_4 y F_5 con T_{500DN} en vez de T_{700DN} en la República Mexicana ya que la capa de aire a 700 mb está mucho más sujeta a la fricción de picos de altas montañas - 60 % del territorio mexicano se encuentra a más de 1000 m de altura sobre el nivel del mar - y hay diferencia en la distribución de lluvias sobre México al relacionarla a la circulación general a 500 mb . (Mosiño P.A. , 1964) .
- 2.- Verificar F_6 y F_2 , F_3 , F_4 y F_5 , con T_{700DN} o T_{500DN} en todo el Hemisferio norte , usando datos de anomalías de Precipitación , de los que podremos disponer en breve .
- 3.- Buscar una mejor parametrización estadística siguiendo el método de Clapp con datos mejorados ya que Clapp et al (1965) trabajaron con una cobertura muy escasa de datos (37 estaciones en continentes y algunas islas) distribuidos en el hemisferio norte y sin datos de precipitación medida en vastas áreas oceánicas ,

en donde se guiaron por los cálculos disponibles en su momento (1965) y o su experiencia sinóptica.

- 4.- Buscar una fórmula alternativa de Precipitación para la República Mexicana, siguiendo el método de Arkin y Meisner (1987). Considerando que nos encontramos en una región tropical y que la precipitación es principalmente convectiva, creemos posible obtener una parametrización de la precipitación, en función de la radiación de onda larga saliente (OLR), que es calculable en el MTC, en términos de la temperatura media troposférica y de la temperatura de la superficie de la Tierra.

FIGURA 15.- COEFICIENTE DE CORRELACION ENTRE PCAL Y POBS.
EXPERIMENTOS MENSUALES PARA Fc Y F3.



AÑOS 1981, 1982 y 1983 .

—●— Fc —+— F3

Porcentaje de meses con coeficiente de correlación mayor que 20 %

Con Fc : 19.4 % ; con F3 : 36.1 % .

Porcentaje de meses con coeficiente de correlación menor que - 20 %

Con Fc : 27.8 % ; con F3 : 5.5 % .

FIGURA 16 .- COEFICIENTE DE CORRELACION ENTRE PCAL Y POBS.
EXPERIMENTOS MENSUALES PARA F4 Y F3.

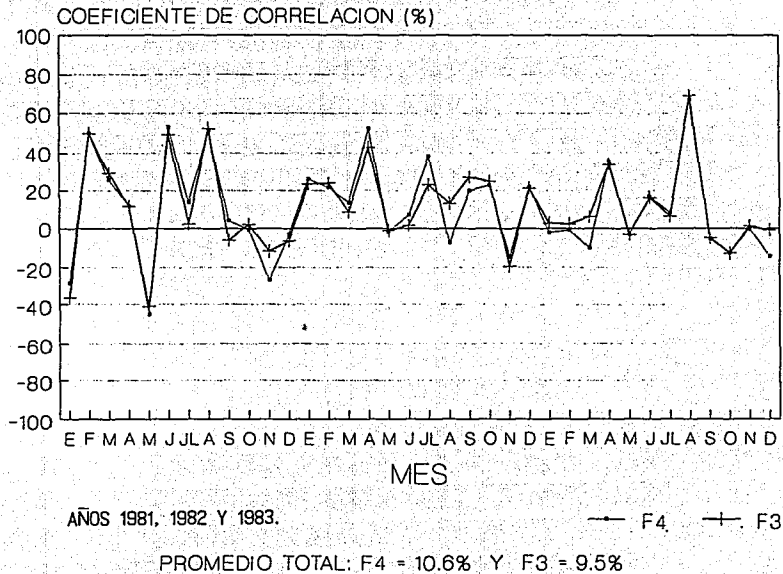
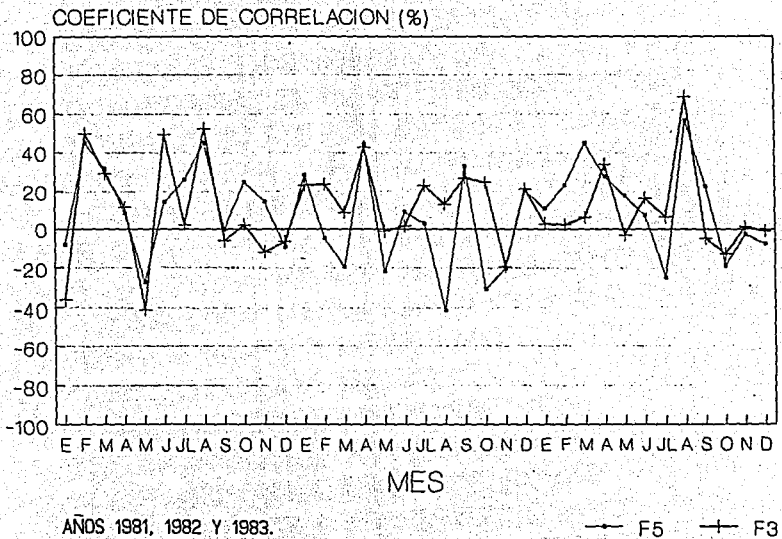


FIGURA 17.- COEFICIENTE DE CORRELACION ENTRE PCAL Y POBS.
EXPERIMENTOS MENSUALES PARA F5 Y F3.



PROMEDIO TOTAL: F5 = 10.2% Y F3 = 9.5%

PRECIPITACION OBSERVADA (PORCENTAJE DE NORMALIDAD). AGOSTO 1983.

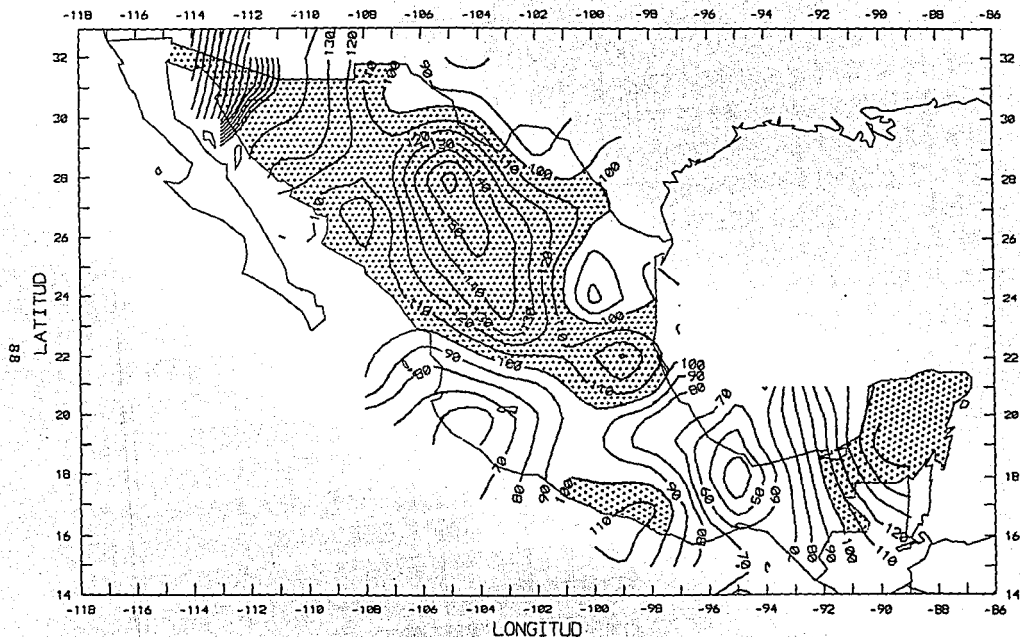


Figura 18 .- POBS, el Porcentaje de Precipitación Normal Observada en la República Mexicana durante el mes de agosto de 1983.

PRECIPITACION CALCULADA F3 (PORCENTAJE DE NORMALIDAD) . AGOSTO 1983.

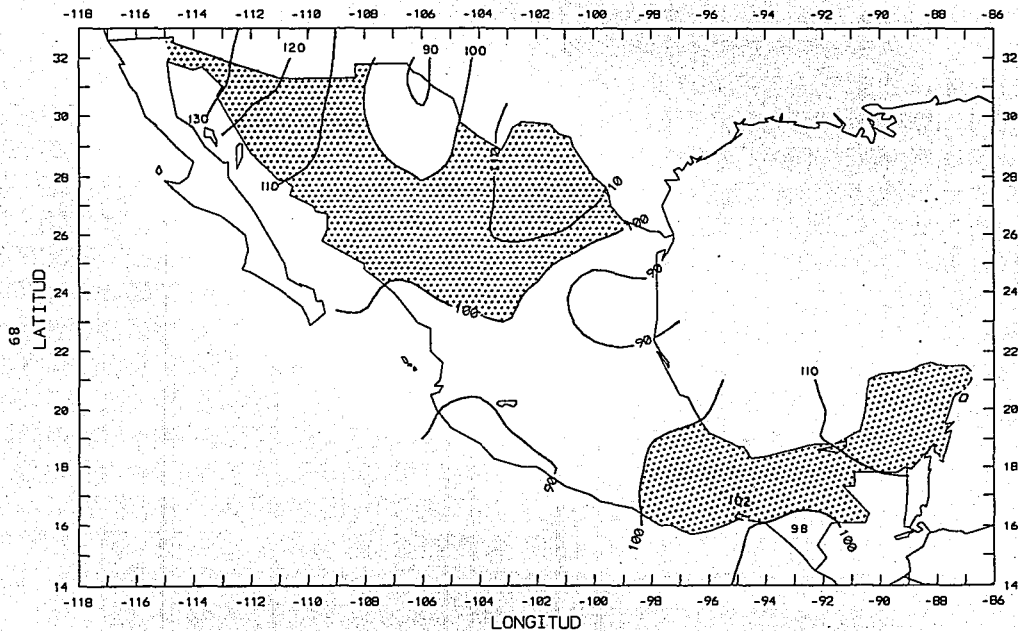


Figura 19.- PCAL, el Porcentaje de Precipitación Normal Calculada con F_3 , en los 23 puntos de malla de la República Mexicana para el mes de agosto de 1983.

PRECIPITACION CALCULADA FC (PORCENTAJE DE NORMALIDAD) . AGOSTO 1983.

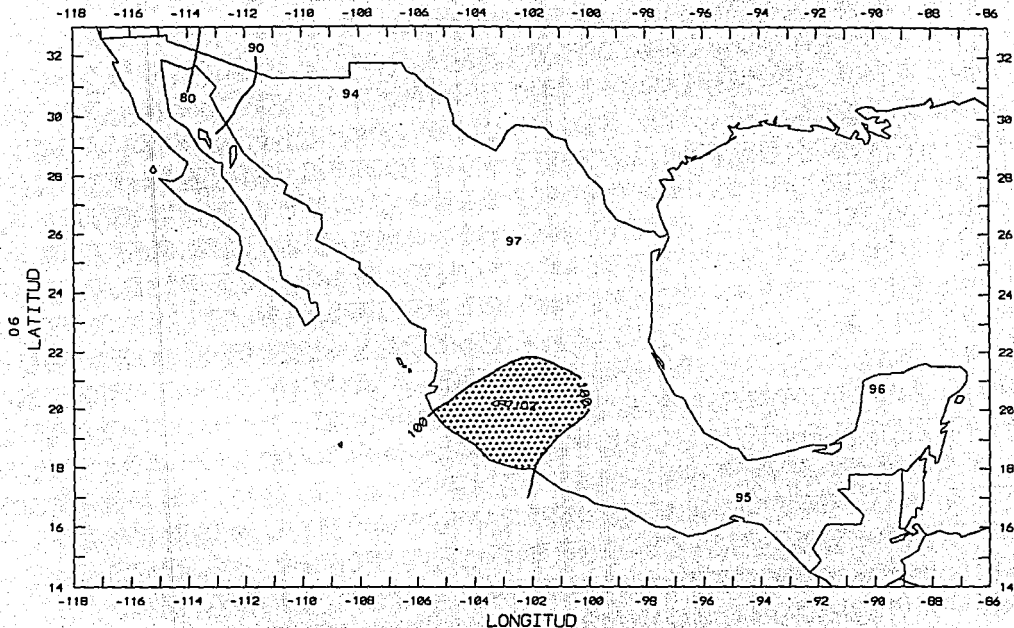


Figura 20.- PCAL, el Porcentaje de Precipitación Normal Calculada con F_c , en los 23 puntos de malla de la República Mexicana para el mes de agosto de 1983 .

REFERENCIAS .

- 1.- Adem J. , " On the Theory of the General Circulation of the Atmosphere " , Tellus, Vol.14, No.1 , pp.102-115, febrero, 1962 .
- 2.- Adem J. , " On the Physical Basis for the Numerical Prediction of Monthly and Seasonal Temperatures in the Troposphere - Ocean - Continent System " , Monthly Weather Review , Vol. 92 , No. 3 , pp. 91 - 103 , marzo , 1964 .
- 3.- Adem J. , " Experiments Aiming at Monthly and Seasonal Numerical Weather Prediction " , Monthly Weather Review , Vol.93 , No.8 , pp. 495-503 , agosto 1965 .
- 4.- Adem J. , " Parameterization of Atmospheric Humidity Using Cloudiness and Temperature " , Monthly Weather Review , Vol.95 , No.2 , pp. 83-88 , febrero 1967 , (a) .
- 5.- Adem J. , " Relations among Wind , Temperature , Pressure , and Density, with Particular Reference to Monthly Averages" , Monthly Weather Review , Vol.95, No.8 , pp.531-539, agosto, 1967, (b) .
- 6.- Adem J. , "A Parametric Method for Computing the Mean Water Budget of the Atmosphere " , Tellus , Vol.20 , No.4 , pp. 621-632, 1968 .
- 7.- Adem J. , " Long Range Numerical Prediction With a Time Average Thermodynamic Model . I) The Basis Equations , II) The Heating Functions, III) The Numerical Experiments . " Extended Forecast Division, NMC , Weather Bureau , ESSA , Washington D.C. 1968 a , (no publicado) .

- 8.- Adem J., " Incorporation of Advection of Heat by Mean Winds and by Ocean Currents in a Thermodynamic Model for Long-Range Weather Prediction " , Monthly Weather Review , Vol.98 , No.10 , pp. 776-786 , octubre 1977.
- 9.- Adem J. y Garduño R. , " Preliminary Experiments on the Climatic Effect of an Increase of the Atmospheric CO₂ , Using a Thermodynamic Model " , Geofísica Internacional , Vol.21 , No.4 , pp. 309-324 , 1982 .
- 10.- Arkin P.A. y Meisner B.N. , " Spatial and Annual Variations in the Diurnal Cycle of Large-Scale Tropical Convective Cloudiness and Precipitation " , Monthly Weather Review , Vol. 115 , No. 9 , pp.2009-2031 , Sept. 1987.
- 11.- Clapp P.F. , Scolnik S.H. , Taubensee R.E. , Winninghoff F.J. , " Parametrization of Certain Atmospheric Heat Sources and Sinks for Use in a Numerical Model for Monthly and Seasonal Forecasting " , estudio de la Extended Forecast Division , U.S. Weather Bureau, Washington, D.C. , 20235 , no publicado , 1965.
- 12.- Haltiner G.J. y Martin F.L. , Dynamical and Physical Meteorology , Mc Graw - Hill Book Company , 470 pp. , New York , 1957 .
- 13.- Haltiner G.J. , Williams R.T. , Numerical Prediction and Dynamic Meteorology , 2nd.Ed. , J.Wiley & Sons , 477 pp. , New York,1980 .
- 14.- Hess S.L. , Introduction to Theoretical Meteorology , Holt , Rinehort and Winston , 362 pp. , New York , U.S.A. , 1959 .
- 15.- Holton J.R. , An Introduction to Dynamic Meteorology , Academic Press , 319 pp. , New York N.Y. , 1972 .

- 16.- Kasahara A. y Washington W.M., " NCAR Global General Circulation Model of the Atmosphere ", Monthly Weather Review, Vol.95, No.7, pp. 389-402 , 1967 .
- 17.- Kuo H.L., " On Formation and Intensification of Tropical Cyclones through Latent Heat Release by Cumulus Convection " , Journal of the Atmospheric Sciences , Vol.22 , pp. 40-63 , enero 1965 .
- 18.- Mendoza Castro V.M. , Un Modelo Termodinámico del Clima , Tesis doctoral , Facultad de Ciencias , UNAM , México,D.F. , 1992 .
- 19.- Mosiño P.A. , " Tiempo Superficial y Configuraciones del Flujo Aéreo Superior en México " , Geofísica Internacional , Vol.4 , No.3 , pp. 117-168 , julio 1964 .
- 20.- Rogers R.R. , Física de las Nubes , Ed. Reverté , 247 pp. , Cap. 2 , Barcelona , España , 1977 .
- 21.- Ruiz Barradas A. , Aplicación del Modelo Termodinámico del Clima para la Predicción de Anomalías de Temperatura y Precipitación en la República Mexicana , Tesis de Maestría , Facultad de Ciencias , UNAM , México , D.F. , 1991 .
- 22.- Sarkisyan A.S., " Deficiencies of Barotropic Models of Oceanic Circulation " , Izv. Atmospheric and Oceanic Physics , 5-8 : pp. 818-835 , Trs. A.B. Kaufman , 1969 .
- 23.- Wallén C.C., " Some Characteristics of Precipitation in México " , Geografiska Annaler , XXXVII , 1-2 : pp. 51-85 , 1955 .
- 24.- Washington W.M. y Williamson D.L. , " A Description of the NCAR Global Circulation Models " , Methods in Computational Physics , Vol. 17 , Academic Press , 337 pp. , N.Y. , Sn.Fco. , London,1977 .